



HAL
open science

Etude de la diffraction tridimensionnelle des ondes sismiques dans des structures à géométrie bidimensionnelle. Développement théorique et applications.

Helle Pedersen

► **To cite this version:**

Helle Pedersen. Etude de la diffraction tridimensionnelle des ondes sismiques dans des structures à géométrie bidimensionnelle. Développement théorique et applications.. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1994. Français. NNT : . tel-00718169

HAL Id: tel-00718169

<https://theses.hal.science/tel-00718169>

Submitted on 16 Jul 2012

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

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



OBSERVATOIRE DE GRENOBLE

et

**INSTITUT de RECHERCHES INTERDISCIPLINAIRES de GÉOLOGIE et de
MÉCANIQUE**

THÈSE

présentée par

Helle Anette PEDERSEN

Pour obtenir le titre de DOCTEUR de

L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER-GRENOBLE I

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

Spécialité: **Géophysique**

**Étude de la diffraction tridimensionnelle des ondes sismiques
dans des structures à géométrie bidimensionnelle.
Développement théorique et applications.**

Date de soutenance: le 27 octobre 1994

Composition du jury:

M. R. Madariaga	Président	Professeur de l'Université de Paris VII
M. M. Cara	Rapporteur	Professeur de l'Université Louis Pasteur, Strasbourg
M. F. Sánchez-Sesma	Rapporteur	Professeur de l'UNAM, Mexique
M. M. Campillo	Directeur de thèse	Professeur de l'Université Joseph Fourier, Grenoble
M. K. Aki	Examineur	Professeur de l'Université de Californie du Sud
M. P.-Y. Bard	Examineur	Ingénieur au LCPC, Paris

Thèse préparée au sein du Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique
de Grenoble.

OBSERVATOIRE DE GRENOBLE
et
INSTITUT de RECHERCHES INTERDISCIPLINAIRES de GÉOLOGIE et de
MÉCANIQUE

THÈSE

présentée par

Helle Anette PEDERSEN

Pour obtenir le titre de DOCTEUR de

L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER-GRENOBLE I

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

Spécialité: **Géophysique**

Étude de la diffraction tridimensionnelle des ondes sismiques
dans des structures à géométrie bidimensionnelle.
Développement théorique et applications.

Date de soutenance: le 27 octobre 1994

Composition du jury:

M. R. Madariaga	Président	Professeur de l'Université de Paris VII
M. M. Cara	Rapporteur	Professeur de l'Université Louis Pasteur, Strasbourg
M. F. Sánchez-Sesma	Rapporteur	Professeur de l'UNAM, Mexique
M. M. Campillo	Directeur de thèse	Professeur de l'Université Joseph Fourier, Grenoble
M. K. Aki	Examineur	Professeur de l'Université de Californie du Sud
M. P.-Y. Bard	Examineur	Ingénieur au LCPC, Paris

Thèse préparée au sein du Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique
de Grenoble.

OBSERVATOIRE DE GRENOBLE
Laboratoire de Géophysique
Interne et Tectonophysique
I.R.I.G.M. - B.P. 53 X
38041 GRENOBLE CEDEX

10132796

Remerciements

Je tiens tout particulièrement à remercier mon directeur de thèse, Michel Campillo, pour trois ans de coopération fructueuse. J'ai beaucoup appris grâce à son enthousiasme et ses connaissances en sismologie, et beaucoup apprécié sa gentillesse. Mes remerciements vont aussi à Francisco Sánchez-Sesma qui a non seulement développé les fonctions de Green des sources en mouvement mais m'a aussi appris à apprécier les fonctions de Hankel et les tacos de chez "Enrique". Valérie Maupin a contribué à la dernière partie de ce travail par son savoir sur les ondes de surface et j'espère que nous pourrons continuer à travailler ensemble.

Je remercie aussi Georges Poupinet et tous les membres du Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique pour m'avoir accueillie. J'ai eu de l'aide et de nombreuses discussions intéressantes avec eux. A cette occasion je voudrais remercier les "sorciers en informatique", Olivier Coutant, Anne Paul et Catherine Pequegnat pour leur aide. J'ai aussi eu la chance de travailler avec Pierre-Yves Bard, Denis Hatzfeld et Benoit Le brun du LGIT ainsi qu'avec François Glangeaud du Centre d'Etudes des Phénomènes Aléatoires et Géophysiques.

Les étudiants du LGIT ont su créer une atmosphère très agréable de travail avec beaucoup d'échanges d'idées et d'entraide.

Pour la rédaction de ce travail, je remercie profondément les personnes qui ont eu le courage de corriger mes fautes dans deux langues qui me sont étrangères. En particulier je remercie Anne Paul, Rodric Bark et Fabrice Cotton pour les nombreuses heures qu'ils ont passées à corriger mes documents divers.

Enfin, je voudrais remercier Keiti Aki, Pierre-Yves Bard, Michel Cara, Raúl Madariaga et Francisco Sánchez-Sesma pour l'honneur qu'ils me font en faisant partie du jury de thèse.

Ce travail a été financé par contrat B/EPOC-913006 de l'Union Européenne.

Table des matières

Introduction	1
Chapitre 1 - Méthode indirecte d'éléments de frontière.....	3
1.1 Introduction.....	3
1.2 Formules de base.....	3
1.3 Discrétisation et intégration	4
1.4 Formulation des conditions aux limites.....	6
1.4.1 Topographies.....	6
1.4.2 Vallées sédimentaires - Inclusions	8
1.5 Autres formulations de méthodes de frontière	9
1.6 Domaine d'application des méthodes de frontière.....	9
Chapitre 2 - Diffraction tridimensionnelle par des topographies bidimensionnelles.....	13
2.0 Résumé.....	13
2.1 Introduction.....	14
2.2 Représentation intégrale de champs d'ondes élastiques	15
2.3 Fonctions de Green pour des sources en mouvement dans un milieu élastique	16
2.4 Mise en oeuvre de la méthode	20
2.5 Vérification de la méthode.....	22
2.6 Résultats numériques	23
2.6.1 Canyon semi-circulaire.....	23
2.6.2 Ride semi-circulaire.....	33
2.7 Conclusions.....	33
2.8 Bibliographie	39
Chapitre 3 - Précision des résultats - instabilités numériques.....	45
3.1 Introduction.....	45
3.2 Résonance interne.....	45
3.3 Troncature du modèle.....	46
3.3.1 Elargissement du modèle.....	46
3.3.2 Inclusion du champ réfléchi dans le champ libre.....	46
3.3.3 Bords absorbants	47
3.4 Exemples d'effets de bord	47
3.4.1 Ride raide	47
3.4.2 Onde de Rayleigh incidente sur un canyon	52
3.5 Bibliographie	58

Univ. J. Fourier - O.S.U.G.
MAISON DES GÉOSCIENCES
DOCUMENTATION
B.P. 53
GRENOBLE CEDEX 4
F. 38041 - Fax 04 76 51 40 58
Tél. 04 76 63 54 27 - Mail: plalour@uf-grenoble.fr
81 SEP. 2003

Chapitre 4 - Observations et modélisations d'effets de site à travers la Vallée de la Roya, France	59
4.1 Introduction.....	59
4.2 Expérience de terrain.....	59
4.3 Traitement des données - méthodes et résultats.....	60
4.4 Modélisations numériques	63
4.4.1 La barre rocheuse	63
4.4.2 Le profil de la vallée de la Roya.....	67
4.5 Conclusions.....	75
4.6 Bibliographie	76
Chapitre 5 - Amplitude des déplacements du sol au travers de rides	77
5.0 Résumé.....	77
5.1 Introduction.....	78
5.2 Expérience de terrain et sélection de données.....	79
5.3 Rapports spectraux observés	82
5.4 Rapports spectraux théoriques.....	82
5.5 Identification d'ondes diffractées.....	88
5.6 Amplification à une ride raide.....	94
5.6.1 Expérience de terrain et sélection de données.....	94
5.6.2 Amplifications observées	97
5.6.3 Rapports spectraux observés	100
5.7 Conclusions.....	101
5.8 Bibliographie	102
Chapitre 6 - Dépendance de l'azimut sur l'amplification des ondes sismiques dans des vallées sédimentaires	107
6.0 Résumé.....	107
6.1 Introduction.....	108
6.2 Méthode	109
6.3 Vérification de la méthode.....	112
6.4 Résultats.....	113
6.4.1 Modèle simplifié de la vallée de l'Ubaye.....	113
6.4.2 Etude paramétrique	115
6.4.3 Comparaison entre rapports spectraux observés et théoriques	122
6.5 Conclusions.....	125
6.6 Bibliographie	126

Chapitre 7 - Changement de la structure lithosphérique à travers la zone Sorgenfrei-Tornquist, déduit de la dispersion des ondes de Rayleigh	129
7.0 Résumé.....	129
7.1 Introduction.....	130
7.2 Sélection de données.....	132
7.3 Analyse de vitesse de phase.....	133
7.3.1 Méthode.....	133
7.3.2 Résultats	136
7.4 Inversion des courbes de dispersion.....	140
7.5 Conclusions.....	144
7.6 Bibliographie	144
Chapitre 8 - Diffraction par un empilement de couches de géométrie irrégulière	147
8.1 Introduction.....	147
8.2 Méthode	148
8.2.1 Equations intégrales	148
8.2.2 Notations.....	149
8.2.3 Conditions aux limites.....	151
8.2.4 Propagation des conditions aux limites.....	152
8.2.5 Le champ libre.....	153
8.3 Vérifications de la méthode	156
8.3.1 Le choix de tests	156
8.3.2 Modèle de croûte.....	156
8.3.3 Modèle de vallée simple.....	159
8.3.4 Modèle de vallée de géométrie complexe.....	159
8.4 Résultats.....	159
8.4.1 Modèle considéré	159
8.4.2 Sismogrammes synthétiques	166
8.5 Conclusions.....	166
8.6 Bibliographie	169
Conclusions	171
Bibliographie	175

Introduction

La sismologie a connu, pour diverses raisons, un développement rapide ces dernières années. La quantité et la qualité des données ont augmenté grâce au développement des réseaux permanents à acquisition numérique et notamment celui des réseaux large-bande. De plus, le nombre de réseaux temporaires utilisés pour étudier des problèmes géologiques particuliers est en constante augmentation. Simultanément, les possibilités de simulation de la propagation des ondes se sont améliorées du fait du développement des moyens informatiques. Il est maintenant plus que jamais possible d'interpréter les données de manière quantitative. Néanmoins, beaucoup d'information contenue dans les sismogrammes n'est pas exploité, en particulier à cause d'un manque de connaissances de la diffraction des ondes sismiques dans la Terre. Dans les méthodes de simulation de propagation des ondes, il reste ainsi de nombreux problèmes à résoudre, de la physique de la source aux effets de site.

Depuis 20 ans, les méthodes complètes de simulation de la propagation d'ondes dans les milieux bidimensionnels (2D) ont beaucoup progressé. L'un des défis actuels est d'étendre ces méthodes aux problèmes tridimensionnels (3D). Ceci reste une tâche difficile: la résolution numérique de ces problèmes demande encore trop de capacité de mémoire d'ordinateur et de temps de calcul.

Nous allons ici proposer un moyen-terme, c'est-à-dire une méthode qui permet la simulation 3D dans les milieux à géométrie 2D. En fait, si une onde plane est incidente avec un angle quelconque par rapport à une structure 2D, tous les types d'ondes peuvent être couplés. On se rapproche donc du cas 3D. Il faut aussi noter qu'un grand nombre de structures géologiques peuvent dans la pratique être considérées comme étant 2D, par exemple certaines zones de subduction, rides océaniques, marges continentales et vallées sédimentaires.

Nous allons étendre la "méthode indirecte d'éléments de frontière" pour traiter cette classe de problèmes. Le développement de cette méthode est basé sur l'expérience déjà acquise au Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique de Grenoble et à l'Institut d'Ingénierie de l'UNAM (Universidad Nacional Autónoma de México) où travaille notamment Francisco Sánchez-Sesma.

La méthode indirecte d'éléments de frontière (IBEM, pour Indirect Boundary Element Method), dont les généralités sont décrites dans le **chapitre 1**, est basée sur le théorème de représentation. D'après ce théorème, le champ d'onde dans un milieu élastique peut être exprimé par la superposition du rayonnement de sources situées aux interfaces du modèle. La méthode ne comprend aucune hypothèse contraignante et on calcule ainsi le champ sismique complet.

L'extension de la méthode indirecte d'éléments de frontière aux problèmes de réponses 3D par des structures 2D est présentée dans le **chapitre 2**. Si l'on considère des ondes planes

incidentes sur une structure, on peut exprimer le champ diffracté par des sources ponctuelles en mouvement, dont nous développons les expressions analytiques des fonctions de Green sous une forme compacte. Dans le même chapitre, nous appliquons la méthode à la diffraction des ondes sismiques par des reliefs de topographie irrégulière.

IBEM est une méthode précise et elle ne pose que très peu de problèmes numériques. Les problèmes éventuels sont dûs à la troncature des modèles et peuvent souvent être traités facilement. Nous présentons quelques exemples de bruit numérique dans le **chapitre 3** ainsi que des propositions pour éliminer ce bruit.

Nous étudions des données obtenues au cours d'expériences visant à quantifier les effets de site au travers de reliefs topographiques. La motivation de telles études est d'abord de vérifier si les montagnes ont une influence aussi grande sur l'amplitude des ondes que celle parfois annoncée dans la littérature. Ces expériences permettent de plus d'étudier des phénomènes de diffraction dans des conditions particulièrement simples. Dans le **chapitre 4**, nous essayons d'expliquer des amplifications très grandes (de l'ordre de 10 à 100) observées au Château de Piène près de la vallée de la Roya. Dans le chapitre suivant (**chapitre 5**), nous étudions de manière détaillée des données obtenues pour deux montagnes particulières, celle de Sourpi en Grèce et celle du Mont Saint Eynard près de Grenoble. Ces études consistent à calculer et à modéliser des rapports spectraux de déplacements mesurés à différentes localisations sur les montagnes. De plus, nous vérifions l'existence d'ondes diffractées prévues par les simulations numériques.

Le **chapitre 6** présente l'extension de la méthode de simulation à la propagation des ondes dans des vallées sédimentaires simples. Nous appliquons cette méthode à l'étude du champ diffracté dans la vallée de l'Ubaye située dans les Alpes Françaises. Nous étudions en particulier les variations d'amplitudes en fonction de l'angle d'arrivée des ondes incidentes.

Dans la dernière partie de ce mémoire, nous présentons un travail qui vise à étudier des structures lithosphériques. Le **chapitre 7** montre un exemple d'identification d'une limite lithosphérique majeure par l'analyse des ondes de surface. La diffraction des ondes de longue période par de telles limites ne sont pas encore bien connues. Nous développons alors, dans le **chapitre 8**, une méthode de simulation pour des ondes se propageant dans des milieux stratifiés avec des interfaces irrégulières. Avec cette méthode, il est possible de modéliser des ondes de surface traversant une hétérogénéité lithosphérique. Cette technique paraît très prometteuse pour l'étude de nombreux problèmes parce qu'elle permet de prendre en compte des milieux à géométrie complexe et d'utiliser des ondes incidentes réalistes.

Plusieurs chapitres (2, 5, 6, 7) de cette thèse sont constitués d'articles publiés, sous presse, ou soumis à des revues spécialisées. Pour en faciliter la lecture nous avons essayé de garder une présentation cohérente dans tout le manuscrit. Ainsi, les figures et les références bibliographiques sont propres à chaque chapitre. Une bibliographie complète se trouve à la fin de la thèse.

I

Méthode indirecte d'éléments de frontière

Chapitre 1

Méthode indirecte d'éléments de frontière

1.1 INTRODUCTION

Les résultats numériques présentés dans cette thèse ont tous été calculés par la méthode indirecte d'éléments de frontière (IBEM, pour Indirect Boundary Element Method). Les méthodes de frontière sont bien connues pour résoudre des problèmes de physique et de géophysique (voir par exemple Aki et Richards, 1980; Manolis et Beskos, 1988; Chew, 1990). Ce chapitre est une présentation détaillée des principes de la méthode telle que nous l'appliquons et il est basé sur plusieurs articles: Sánchez-Sesma et Campillo (1991; 1993), Sánchez-Sesma et al. (1993), Sánchez-Sesma et Luzon (1994) et Pedersen et al. (1994).

A la fin du chapitre nous présentons également une discussion brève d'autres formulations de méthodes de frontière et nous discutons les champs d'application de ces méthodes.

1.2 FORMULES DE BASE

Les méthodes de frontière se basent sur le théorème de représentation (voir Aki et Richards, 1980) pour les champs d'ondes dans des milieux élastiques. La particularité de IBEM est que les déplacements et les contraintes sont exprimés en termes de forces de surface.

En tout point \mathbf{x} situé dans un volume V délimité par la surface S (voir figure 1), les déplacements (\mathbf{u}) et les contraintes (\mathbf{t}) peuvent, en absence de forces de volume, être exprimés par

$$u_i(\mathbf{x}) = \int_S \psi_j(\zeta) G_{ij}(\mathbf{x}, \zeta) dS_\zeta \quad 1a)$$

$$t_i(\mathbf{x}) = c\psi_i(\mathbf{x}) + \int_S \psi_j(\zeta) T_{ij}(\mathbf{x}, \zeta) dS_\zeta \quad 1b)$$

ou $G_{ij}(\mathbf{x}, \zeta)$ et $T_{ij}(\mathbf{x}, \zeta)$ sont les fonction de Green de l'espace, c'est-à-dire le déplacement (traction) à la position \mathbf{x} dans la direction i dû à une force appliquée en ζ suivant la direction j .

Le coefficient c vaut 0 si \mathbf{x} est en dehors de S , c vaut $1/2$ si \mathbf{x} tend vers S depuis l'intérieur de V et $-1/2$ si \mathbf{x} tend vers S depuis l'extérieur de V . L'intégration est faite sur la surface S . ψ_j est une densité de forces de direction j et $\psi_j(\zeta)dS_\zeta$ est ainsi une distribution de forces sur S . Dans les formules (1) et par la suite, nous utilisons la convention de sommation sur indices communs. Une propriété importante de l'intégrale 1a) est qu'elle est continue à travers S si ψ_j est continue sur S (Kupradze, 1963).

1.3 DISCRETISATION ET INTEGRATION

Pour les calculs par ordinateur, il est nécessaire de découper la surface S en N éléments avec une densité de force constante sur chaque segment. Nous n'avons pas d'expressions analytiques pour les intégrales 1) et l'intégration est effectuée numériquement. De plus, il faut tronquer la surface si elle va de $-\infty$ à $+\infty$. Les versions discrètes des formules 1) sont

$$u_i(\mathbf{x}) = \sum_{l=1}^{l=N} \psi_j(\zeta_l) g_{ij}(\mathbf{x}, \zeta_l) \quad 2a)$$

$$t_i(\mathbf{x}) = \sum_{l=1}^{l=N} \psi_j(\zeta_l) t_{ij}(\mathbf{x}, \zeta_l) \quad 2b)$$

avec

$$g_{ij}(\mathbf{x}, \zeta_l) = \int_{\zeta_l - \Delta s/2}^{\zeta_l + \Delta s/2} G_{ij}(\mathbf{x}, \zeta) dS_\zeta \quad 3a)$$

$$t_{ij}(\mathbf{x}, \zeta_l) = \int_{\zeta_l - \Delta s/2}^{\zeta_l + \Delta s/2} (c \delta_{ij} \delta(\mathbf{x} - \zeta_l) + T_{ij}(\mathbf{x}, \zeta)) dS_\zeta \quad 3b)$$

Dans la discrétisation il faut respecter trois conditions:

- La longueur de chaque segment (Δs) doit être petite par rapport à la longueur d'onde.
- Le nombre de segments (N) doit être suffisamment grand pour représenter correctement la surface.
- La surface doit être tronquée suffisamment loin de l'irrégularité que l'on étudie afin d'éviter des effets de bords.

L'intégration sur chaque segment est effectuée par intégration Gaussienne, c'est-à-dire

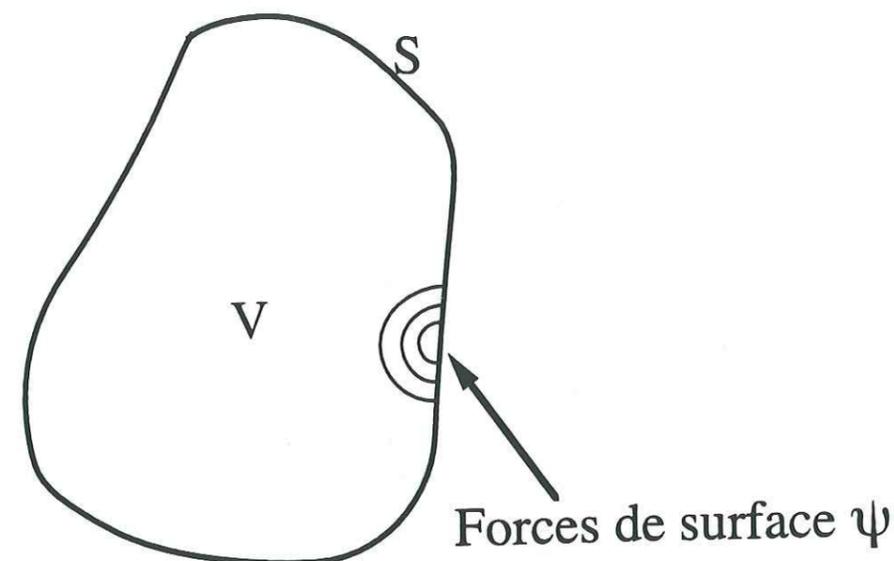


Figure 1: Modèle de milieu étudié par IBEM: un volume V délimité par une surface S . Les demi-cercles représentent le rayonnement d'une source localisée sur S .

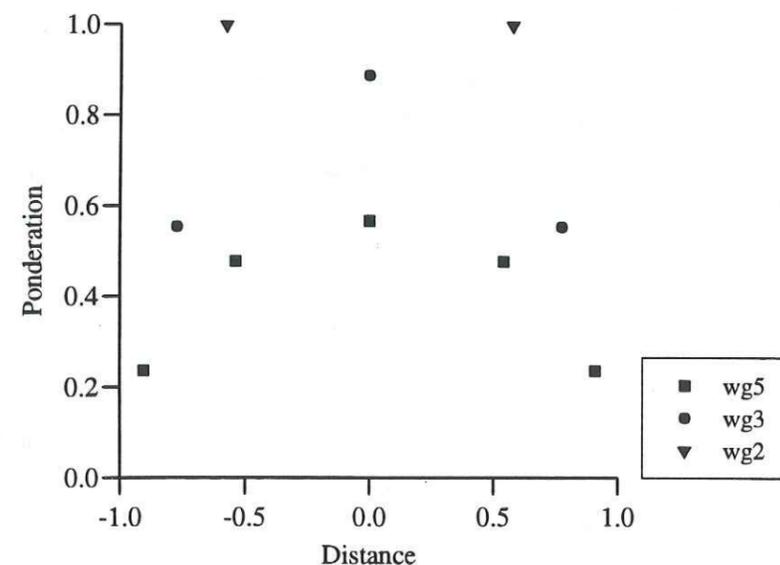


Figure 2: Pondération utilisée dans l'intégration gaussienne. La distance est normalisée par la demi-longueur du segment.

avec une sommation sur deux, trois ou cinq points sur le segment, avec une pondération appliquée de façon telle que le point ait une pondération dont le coefficient décroît avec la distance au centre du segment (voir fig. 2). Si le point x d'observation se trouve sur un segment, l'influence du segment est calculée analytiquement. Ceci est possible parce que, même si les fonctions de Green sont singulières au point d'application de la source, elles sont intégrables. Nous utilisons des développements en série des fonctions de Green avec une troncature au deuxième terme pour effectuer ce développement analytique.

Avec les formules 2 et 3, les principes du IBEM s'avèrent très simples:

1. Recherche de la distribution de force ψ qui satisfait les conditions aux limites.
2. Calcul du déplacement en chaque point en utilisant la formule 2a) et ψ .

1.4 FORMULATION DES CONDITIONS AUX LIMITES

Plusieurs conditions aux limites sont à satisfaire:

1. Tractions nulles aux surfaces libres.
2. Continuité des déplacements et tractions à travers d'éventuelles interfaces.
3. Champ nul à l'infini.

Les propriétés des fonctions de Green utilisées dans les calculs assurent les conditions de radiation (3.). La formulation des conditions sur les déplacements et les tractions dépend du modèle utilisé. Nous allons par la suite discuter comment définir ces conditions dans le cas d'une topographie et d'une vallée sédimentaire.

1.4.1 Topographies

La figure 3 montre un modèle-type d'une topographie tel que nous pouvons le traiter par IBEM actuellement. Le modèle est, dans ce cas, celui d'une topographie isolée sur un demi-espace homogène et élastique. La topographie est entourée par des surfaces planes. La topographie peut avoir une géométrie quelconque et les niveaux plats situés de part et d'autre ne sont pas obligatoirement à la même altitude.

Pour cette configuration, la seule condition à imposer est celle de tractions nulles à la surface libre. Nous définissons le "champ libre" (u^o, t^o) comme les déplacements et tractions dûs aux ondes incidentes en absence de la topographie, ainsi 2) devient

$$u_i(\mathbf{x}) = u_i^o + \sum_{l=1}^{l=N} \psi_j(\zeta_l) g_{ij}(\mathbf{x}, \zeta_l) \quad 4a)$$

$$t_i(\mathbf{x}) = t_i^o + \sum_{l=1}^{l=N} \psi_j(\zeta_l) t_{ij}(\mathbf{x}, \zeta_l) \quad 4b)$$

Nous discuterons les propriétés du champ dans le chapitre 3 de cette thèse. En résumé, les ondes incidentes utilisées dans le calcul sont des ondes planes de type P, SH, SV, ou Rayleigh pour lesquelles les expressions analytiques des déplacements et des tractions sont connues pour une demi-espace. u^o peut inclure ou non la réflexion à la surface libre. Numériquement, il est plus stable d'inclure cette réflexion parce que ce champ satisfait les conditions aux limites sur les parties planes à altitude 0 du modèle. Par contre, le champ libre ne satisfait pas les conditions aux limites sur la topographie. Ainsi, il faut trouver une distribution de forces ψ qui crée un champ d'onde avec des tractions d'amplitude égale et de signes opposés à ceux du champ incident. Les points choisis pour contrôler les tractions sont les centres de segments. On obtient ainsi le système linéaire suivant:

$$\sum_{l=1}^N \psi_j(\zeta_l) t_{ij}(\mathbf{x}_n, \zeta_l) = -t_i^o(\mathbf{x}_n) \quad n=1, \dots, N \quad 5)$$

Une fois le système linéaire résolu, les déplacements sont calculés par l'équation 4a).

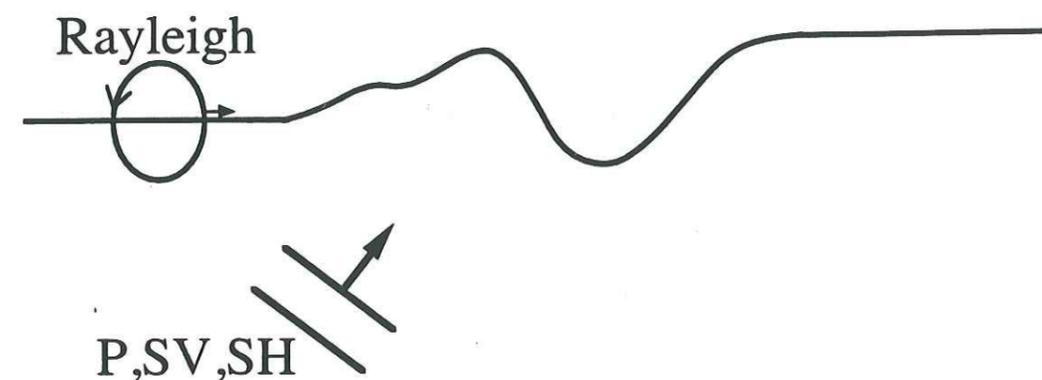


Figure 3: Exemple de topographie pouvant être étudié par IBEM.

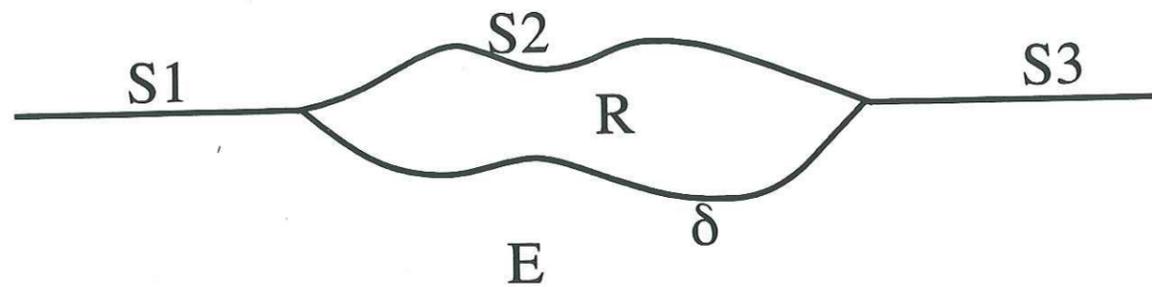


Figure 4: Exemple de vallée pouvant être étudiée par IBEM.

1.4.2 Vallées sédimentaires - Inclusions

Pour traiter le problème de la diffraction des ondes sismiques par une vallée sédimentaire, on découpe le modèle en deux parties: un demi-espace avec une surface irrégulière (E) et une inclusion (R) (Fig. 4). Les deux milieux E et R sont en contact collé à l'interface δ telle que les tractions et les déplacements sont continus à travers δ . De plus, les tractions sont nulles aux surfaces libres de E (S1,S3) et de R (S2). Nous définissons le champ libre dans le milieu E de la même manière que pour la topographie, et nous imposons que le champ libre dans R est nul. Les interfaces sont discrétisées par NBPE points pour S1+ δ +S3 et NBPR points pour δ +S2.

Le système linéaire devient:

$$\sum_{l=1}^{NBPE} \psi_j(\zeta_l) g_{ij}(\mathbf{x}_n, \zeta_l) + u_i^0(\mathbf{x}_n) = \sum_{l=1}^{NBPR} \psi_j(\zeta_l) g_{ij}(\mathbf{x}_n, \zeta_l) \quad \mathbf{x}_n \in \delta$$

$$\sum_{l=1}^{NBPE} \psi_j(\zeta_l) t_{ij}(\mathbf{x}_n, \zeta_l) + t_i^0(\mathbf{x}_n) = \sum_{l=1}^{NBPR} \psi_j(\zeta_l) t_{ij}(\mathbf{x}_n, \zeta_l) \quad \mathbf{x}_n \in \delta$$

$$\sum_{l=1}^{NBPE} \psi_j(\zeta_l) t_{ij}(\mathbf{x}_n, \zeta_l) = -t_i^0(\mathbf{x}_n) \quad \mathbf{x}_n \in S1, S3$$

$$\sum_{l=1}^{NBPR} \psi_j(\zeta_l) t_{ij}(\mathbf{x}_n, \zeta_l) = 0 \quad \mathbf{x}_n \in S2$$

Les déplacements dans E peuvent être calculés par 4a) et ceux dans R par 2a).

1.5 AUTRES FORMULATIONS DE METHODES DE FRONTIERE

Il existe différentes formes de IBEM, par exemple des formulations (Bouchon, 1985; Campillo et Bouchon, 1985; Kawase, 1988; Bouchon et al., 1989; Gaffet et Bouchon, 1989; etc.) où l'on utilise des fonctions de Green du demi-espace évaluées par la méthode des nombres d'ondes discrets (Bouchon et Aki, 1977). Au niveau stabilité numérique du calcul, ces formulations ont l'avantage de prendre en compte automatiquement la réflexion à la surface libre. En revanche, cette stabilité est contrebalancée par un grand temps de calcul et par le fait que l'on utilise des séries tronquées. Les solutions ainsi obtenues sont de bonnes approximations dans certains cas, mais les erreurs liées à la troncature sont difficiles à évaluer a priori pour un modèle quelconque. Le problème des singularités des fonctions de Green a, dans certains travaux, été résolu par un déplacement des sources hors des interfaces (par exemple Sánchez-Sesma et Esquivel, 1979; Wong, 1979; 1982; Dravinski et Mossessian, 1987; Khair et al., 1989; Luco et al., 1990). Cette approximation peut poser des problèmes en termes de précision du résultat et le choix de la position des sources est particulièrement délicat.

Les méthodes de frontière directes (par exemple Wong et Jennings, 1975; Kawase et Aki, 1989; Zhang et Chopra, 1991) sont étroitement liées à IBEM. Elles utilisent également le théorème de représentation, mais dans la forme où le déplacement en tout point est exprimés comme une intégrale sur les déplacements, tractions et fonctions de Green le long des interfaces du modèle.

1.6 DOMAINE D'APPLICATION DES METHODES DE FRONTIERE

Il existe un grand nombre de méthodes pour étudier la propagation d'ondes élastiques dans des milieux latéralement hétérogènes. La figure 5 (Aki et Richards, 1980) est une récapitulation de différents domaines d'applications de telles méthodes. L'axe des abscisses est 2π fois le rapport entre la taille de la région hétérogène (L) et la longueur d'onde ($2\pi/k$). L'axe des ordonnées est 2π fois le rapport entre la taille caractéristique des hétérogénéités (a) et la longueur d'onde. La région où $a \geq L$ correspond à un milieu homogène. Si les hétérogénéités sont petites, par exemple dans le cas d'un milieu fracturé, on peut utiliser une approximation qui consiste à remplacer le milieu hétérogène par un milieu homogène équivalent. Il existe également des approximations pour traiter le cas où les longueurs d'onde sont petites par rapport aux hétérogénéités (théorie des rais) et le cas où les hétérogénéités du milieu sont faibles (méthodes de perturbations) et où l'énergie diffractée ($\Delta I/I$) est faible. Un dernier domaine particulier concerne les très grands modèles avec des perturbations aléatoires qui peuvent être traités de manière stochastique.

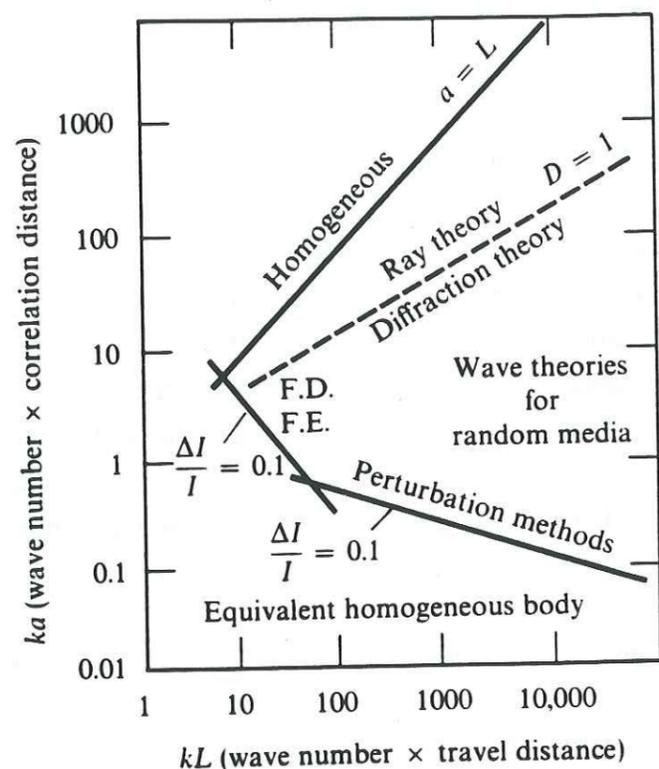


Figure 5: Domaines d'application de différentes méthodes de simulation de champs d'ondes. D'après Aki et Richards, 1980.

Le défi actuel est de développer des méthodes numériques précises pour combler le domaine pour lequel aucune des méthodes approchées est valable. Il s'agit en particulier des modèles avec des hétérogénéités de tailles similaires aux longueurs d'ondes. Dans ce cas (illustré dans plusieurs applications présentées dans ce travail), la diffraction est grande et l'énergie peut être transférée entre différents types d'ondes. Des solutions analytiques n'existent que pour des géométries particulières (par exemple Trifunac, 1971; 1973; Lee et Cao, 1989). Dans les autres cas, les méthodes de frontière, d'éléments finis (F.E) et de différences finies (F.D.) semblent actuellement être les plus prometteurs, éventuellement en combinaison avec d'autres méthodes qui traitent les parties latéralement homogènes des modèles ("méthodes hybrides"). Ces méthodes ont chacune leurs avantages et inconvénients. Les méthodes de frontière semblent particulièrement intéressantes pour des modèles qui sont homogènes par morceau, avec des interfaces au travers desquelles les paramètres élastiques ne sont pas continus. Si le modèle devient géométriquement très complexe, il faut un grand

ne sont pas continus. Si le modèle devient géométriquement très complexe, il faut un grand nombre de segments pour représenter la totalité des interfaces, ce qui peut poser des problèmes numériques sur ordinateur en termes de taille mémoire et de temps de calcul. Les méthodes d'éléments finis et de différences finies présentent par contre l'avantage de pouvoir traiter des modèles qui sont proches de la réalité parce que l'on peut en principe affecter des paramètres élastiques différents à chaque point. Par contre, il faut discrétiser les volumes et pas seulement les interfaces, ce qui pose un problème de temps de calcul et éventuellement de mémoire. De plus, les interfaces avec changements abrupts de paramètres élastiques sont mal traitées par ces méthodes et il existe différents bruits numériques directement liés aux approximations utilisées, en particulier de la dispersion numérique pour les méthodes de différences finies. Ce problème peut devenir particulièrement problématique dans le cas où les distances de propagation sont grandes.

1.7 BIBLIOGRAPHIE

- Aki K. et P. G. Richards (1980). *Quantitative seismology*, W.H. Freeman, San Francisco.
- Bouchon M. (1985). A simple, complete numerical solution to the problem of diffraction of SH waves by an irregular surface, *J. Acoust. Soc. Am.*, **77**, 1-5.
- Bouchon M. et K. Aki (1977). Discrete wave-number representation of seismic-source wave fields, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **67**, 259-277.
- Bouchon M., M. Campillo et S. Gaffet (1989). A boundary integral equation - discrete wavenumber representation method to study wave propagation in multilayered media having irregular interfaces, *Geophysics*, **54**, 1134-1140.
- Campillo M. et M. Bouchon, (1985). Synthetic SH seismograms in a laterally varying medium by the discrete wavenumber method, *Geophys. J.R. Astr. Soc.*, **83**, 307-317.
- Chew W. C. (1990). *Waves and fields in Inhomogeneous Media*, Van Nostrand Reinhold, New York.
- Dravinski M. et T. K. Mossessian (1987). Scattering of plane harmonic P, SV, and Rayleigh waves by dipping layers of arbitrary shape, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **77**, 212-235.
- Gaffet S. et M. Bouchon (1989). Effects of two-dimensional topographies using the discrete wavenumber-boundary integral equation method in P-SV cases, *J. Acoust. Soc. Am.*, **85**, 2277-2283.
- Kawase H. (1988). Time-domain response of a semicircular canyon for incident SV, P, and Rayleigh waves calculated by the discrete wavenumber boundary element method, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **78**, 1415-1437.
- Kawase H. et K. Aki (1989). A study on the response of a soft basin for incident S, P, and Rayleigh waves with special reference to the long duration observed in Mexico City, *Bull.*

Seism. Soc. Am., **79**, 1361-1382.

Khair K. R., S. K. Datta et A. H. Shah (1989). Amplification of obliquely incident seismic waves by cylindrical alluvial valleys of arbitrary cross-sectional shape. Part I. Incident P and SV waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **79**, 610-630.

Kupradze V.D. (1963). *Dynamical problems in elasticity*. In: I.N. Sneddon and R. Hill (Editors), *Progress in Solid Mechanics*, Vol. III, North-Holland, Amsterdam, 191-255.

Lee V. W. et H. Cao (1989). Diffraction of SV waves by circular canyons of various depths, *J. Eng. Mech. Am. Soc. Civil Eng.*, **115**, 2035-2056.

Luco J. E., H. L. Wong et F. C. P. De Barros (1990). Three-dimensional response of a cylindrical canyon in a layered half-space, *Intl. J. Earthq. Eng. Struct. Dyn.*, **19**, 799-817.

Manolis G. D. et D. E. Beskos (1988). *Boundary Element Methods in Elastodynamics*, Unwin Hyman, London.

Sánchez-Sesma F. J. et J. Esquivel (1979). Ground motion on alluvial valleys under incident plane SH waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **69**, 1107-1120.

Sánchez-Sesma F. J. et M. Campillo (1991). Diffraction of P, SV and Rayleigh waves by topographical features: a boundary integral formulation, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **81**, 2234-2253.

Sánchez-Sesma F. J. et M. Campillo (1993). Topographic effects for incident P, SV and Rayleigh waves, *Tectonophysics*, **218**, 113-125.

Sánchez-Sesma F. J., J. Ramos-Martínez et M. Campillo (1993). An indirect boundary element method applied to simulate the seismic response of alluvial valleys for incident P, S and Rayleigh waves, *Earthq. Eng. Struct. Dyn.*, **22**, 279-295.

Sánchez-Sesma F. J. et F. Luzón (1994). Seismic response of three-dimensional alluvial valleys for incident P, S, and Rayleigh waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, submitted.

Trifunac M. D. (1971). Surface motion of a semi-cylindrical alluvial valley for incident plane SH waves. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **61**, 1755-1770.

Trifunac M. D. (1973). Scattering of plane SH waves by a semi-cylindrical canyon. *Int. J. Earthquake Eng. Struct. Dyn.*, **1**, 267-281.

Wong H. L. (1982). Effect of surface topography on the diffraction of P, SV, and Rayleigh waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **72**, 1167-1183.

Wong H. L. et P. C. Jennings (1975). Effect of canyon topographies on strong ground motion, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **65**, 1239-1257.

Zhang L. et A. K. Chopra, 1991. Three-dimensional analysis of spatially varying ground motions around a uniform canyon in a homogeneous half-space; *Int. J. Earthquake Eng. Struct. Dyn.*, **20**, 911-926.

II

Diffraction tridimensionnelle par des topographies bidimensionnelles

Manuscrit publié dans

Bulletin of the Seismological Society of America

Volume 84

pages 1169-1183

Chapitre 2

Three-dimensional scattering by two-dimensional topographies

By H. A. Pedersen^a, F. J. Sánchez-Sesma^b and M. Campillo^a

a) Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique, Université Joseph Fourier, BP 53x, F-38041 Grenoble Cedex, France.

b) Instituto de Ingeniería, UNAM, Cd Universitaria, Apdo 70-472, Coyoacán 04510, México D.F., Mexico and Centro de Investigación Sísmica, Carr al Ajusco 203, Col H de Padierna, Talpan 14200, México D.F., Mexico.

2.0 ABSTRACT

Three-dimensional seismic responses of two-dimensional topographies are studied by means of the indirect boundary element method (IBEM). IBEM yields in the presented form very accurate results and has the advantage of low computational cost. In IBEM, diffracted waves are constructed in terms of single layer boundary sources. The appropriate Green functions used are those of a harmonic point force moving along the axis of the topography in a full space. Obtained results are compared against those published by other authors. Examples of simulations are presented for different geometries, types of incident wave fields and in particular for different arrival angles to the topography to quantitatively study three-dimensional effects of the scattering. The accuracy of the results makes it possible to analyse them in both the time and frequency domains. Frequency-space representations allow identification of diffraction and interference patterns in the seismic response of the topography. Synthetic seismograms are obtained by Fourier analysis. Using time-space domain representations, the nature of each of the scattered waves are identified in terms of e.g. creeping waves and reflected compressional waves.

2.1 INTRODUCTION

Surface topography has been reported to produce significant site effects (e.g. Davis and West, 1973; Griffiths and Bollinger, 1979; Bard and Tucker, 1985). These effects take the form of a relative amplification of seismic signals recorded at the top of mountains with respect to a reference station located at the base of the mountain. The relative amplification can be significant over a large frequency interval. Knowledge of these effects is important for the prediction of ground movement close to topographic features.

Two-dimensional topographic effects on wave fields have been numerically modelled by a number of authors. Analytical solutions have been found for simple geometries (Trifunac, 1973; Lee and Cao, 1989; Todorovska and Lee, 1990; 1991). Bouchon (1973), Bard (1982), and Geli et al. (1988) have used techniques based on the method proposed by Aki and Larner (1970) to model topographic effects. A large number of simulations have been performed with techniques based on representation theorems. These methods include the direct boundary element method (BEM) (Wong and Jennings, 1975; Zhang and Chopra, 1991), the indirect boundary element method (IBEM) (Sánchez-Sesma and Rosenblueth, 1979; Wong, 1982; Luco et al., 1990; Sánchez-Sesma and Campillo, 1991; 1993), and combinations of integral representations with discrete wavenumber expansions of Green functions (Bouchon, 1985; Kawase, 1988; Pei and Papageorgiou, 1993). While BEM directly finds the unknown tractions and displacements, IBEM searches a force distribution for which the radiated field satisfies the boundary conditions. Displacements are obtained by superposition of the radiation from these sources. A more detailed discussion of the use of these methods in site effect simulations can be found in Sánchez-Sesma and Campillo (1993).

While theoretical models predict significant scattering by topographies, they have not yet quantitatively explained observations (e.g. Bard and Tucker, 1985; Geli et al., 1988). Some observations seem to show both higher and more broadband amplification than predicted by numerical simulations. To evaluate whether topographic effects alone can account for the observed amplifications it is necessary to extend the numerical simulation to geologically more realistic models, taking into account the three-dimensional character of real topographies and the presence in nature of all types of incident wave fields.

Different attempts have been made to extend the simulation of scattering by two-dimensional structures from pure two-dimensional scattering (incident wave field perpendicular to the structure) to three-dimensional scattering (incident wave field with an arbitrary arrival angle to the structure). In particular to study the diffraction by a canyon, Luco et al. (1990) use IBEM and locate sources off the surface of the canyon to displace singularities in the Green functions from the surface. In this approach, sources must be carefully located to avoid numerical problems and the location off the surface leads to an approximate solution. Pei and Papageorgiou (1993) simulate the scattered wave field across a

canyon by using halfspace Green functions to solve the boundary integral equation on the surface itself. While more accurate, this latter method has a high computational cost due to the calculation of halfspace Green functions. Three-dimensional scattering by two-dimensional structures has also been treated in the case of alluvial valleys (Khair et al., 1989; Khair et al., 1991; Liu et al., 1991; Pei and Papageorgiou, 1994).

In this paper we present a method to simulate three-dimensional scattering by ridge and canyon structures of arbitrary shapes. IBEM with full space Green functions are used to create the scattered wave field. By using compact expressions of Green functions appropriate to the problem, highly accurate results are produced for a low computational cost. The method therefore makes it possible to perform a large number of simulations for the study of how different parameters influence the scattering and for the study of three-dimensional effects due to the obliquely incident wave fields. It is in particular possible to quantitatively model observed site effects on topographies because the arrival angle of the incident waves on the structure can be taken into account.

The paper is organized as follows: first a brief introduction is given to IBEM, then compact expressions for Green functions are derived for use in the simulations. The theoretical part is concluded by a discussion of the implementation of the method. Results from applying the method are compared against those from other approaches and finally examples are presented of simulations performed for simple geometries.

2.2 INTEGRAL REPRESENTATION OF ELASTIC WAVEFIELDS

The indirect boundary element method (IBEM) is based on an integral representation of wave fields. Neglecting body forces, the displacement field in a domain V with boundary S occupied by an elastic material can be written (see e.g. Sánchez-Sesma and Campillo, 1991):

$$u_i(\mathbf{x}) = \int_S \psi_j(\zeta) G_{ij}(\mathbf{x}, \zeta) dS_\zeta \quad (1)$$

where $u_i(\mathbf{x})$ is the i 'th component of displacement at \mathbf{x} . $G_{ij}(\mathbf{x}, \zeta)$ is the Green function, i.e. the displacement in direction i at \mathbf{x} due to a point force in direction j applied at the point ζ ; $\psi_j(\zeta)$ is the force density in direction j at ζ . $\psi_j(\zeta) dS_\zeta$ is therefore a force distribution on S . The integration is performed over the space variable ζ .

Equation (1) shows that if G_{ij} is known one simply needs to find the force density ψ_j on the surface S to calculate the displacement at any point in V . Furthermore, the displacement field is continuous across S if ψ_j is continuous on S (Kupradze, 1963). When displacements u_j are known it is possible to calculate stresses and tractions by applying Hooke's law.

Special care must be taken at boundary singularities. The contribution of the singularity to the traction equals half the surface force applied, assuming a smooth boundary (e.g. Kupradze, 1963):

$$t_i(\mathbf{x}) = c\psi_i(\mathbf{x}) + \int_S \psi_j(\zeta) T_{ij}(\mathbf{x}, \zeta) dS_\zeta \quad (2)$$

where $t_i(\mathbf{x})$ is the i 'th component of traction at \mathbf{x} ; c equals 0 if \mathbf{x} is outside S , c equals 1/2 if \mathbf{x} tends to S from the inside of V and c equals -1/2 if \mathbf{x} tends to S from the outside of V ; $T_{ij}(\mathbf{x}, \zeta)$ is the traction Green function, i.e. the traction in direction i at point \mathbf{x} of a point source in direction j applied at point ζ . T_{ij} is found by application of Hooke's law to equation (1).

In the following sections the displacement and traction Green functions are first derived for use in finding the three-dimensional scattered field for a two-dimensional structure. Then the procedure used to solve the problem of three-dimensional scattering by a two-dimensional topography is defined.

2.3 GREEN FUNCTIONS FOR MOVING POINT SOURCES IN AN ELASTIC MEDIUM

The geometry of the problem is shown in Figure 1. A two-dimensional structure is considered which is infinite in the direction of the y axis. The problem of three-dimensional scattering of plane waves by a two-dimensional structure is somewhat simpler than the full three-dimensional problem: at two cross sections perpendicular to the y axis the wave field will be identical but shifted in time. Point sources moving parallel to the y axis are therefore used to represent the diffracted field. This approach has also been used by Luco et al. (1990). The incoming wave arrives with an azimuth ϕ relative to the structure and an incidence θ to the vertical axis (see Fig. 1). It propagates with a velocity c . The wave has an apparent velocity c' along the y axis

$$c' = \frac{c}{\sin\phi\sin\theta} \quad (3)$$

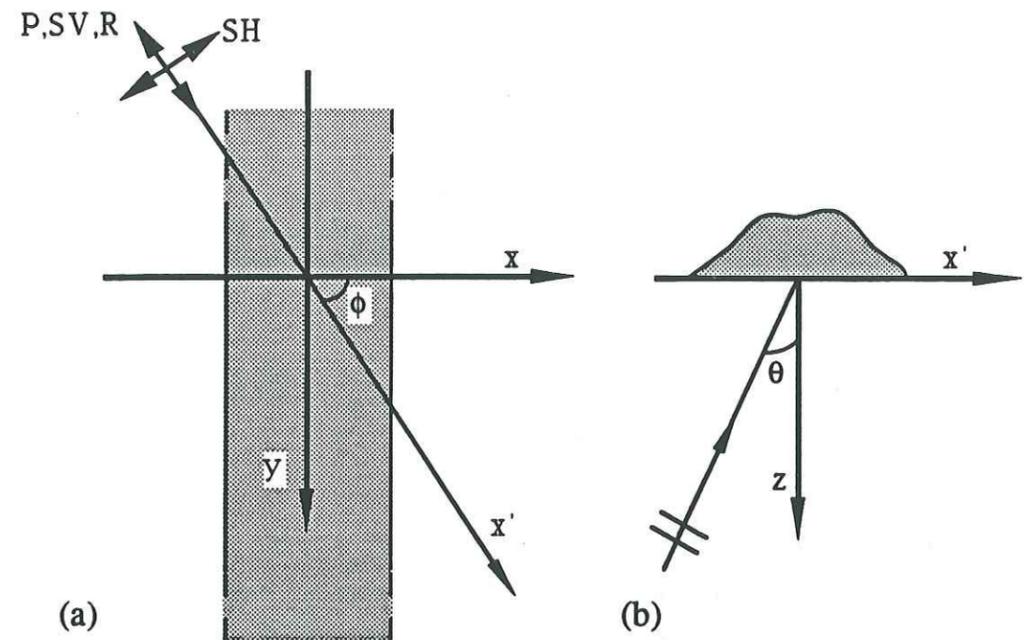


Fig. 1. Geometry of the problem of scattering by two-dimensional topographies. (a) Horizontal plane: definition of azimuth ϕ . (b) vertical plane: definition of incidence angle θ .

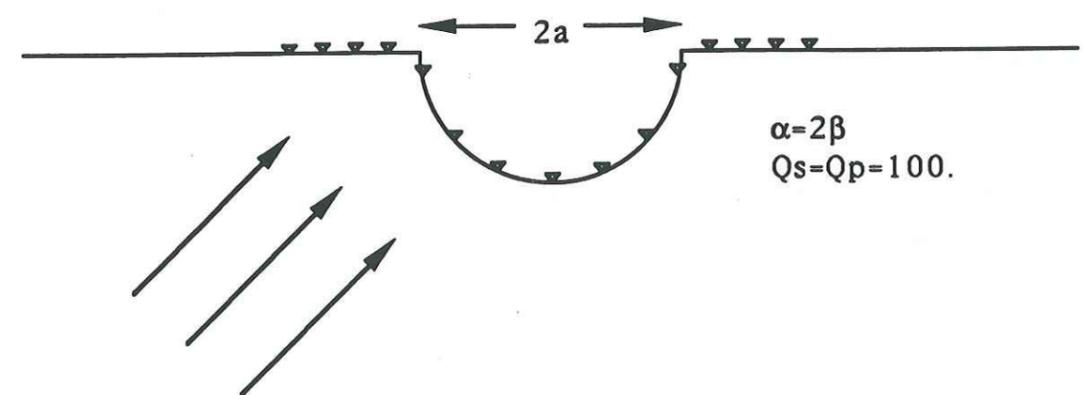


Fig. 2. Model of the semi-circular canyon used in the simulations.

The scattered wave field can be expressed by point sources that move parallel to the y axis with a constant velocity c' along the interfaces of the model. In the case of a topography the point sources move along the free surface.

To derive compact expressions for traction and displacement Green functions for these moving point sources one can start by solving the same problem for an acoustic medium. The solution g' to the inhomogeneous scalar wave equation for a fixed point source at the origin is given by

$$g' = \exp(i\omega t) \frac{\exp(-ikr)}{r} \quad (4)$$

where ω is the circular frequency, $k=\omega/V$ is the wavenumber, V is the acoustic wave propagation velocity, and r is the distance to the point source. This scalar Green function can be expressed with a decomposition into plane waves (Weyl integral, see e.g. Aki and Richards, 1980):

$$g' = \exp(i\omega t) \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-ik_x x - ik_y y - \gamma |z|)}{\gamma} dk_x dk_y \quad (5)$$

where k_x and k_y denote the x and y components of the wavenumber $\mathbf{k}=(k_x, k_y, i\gamma)^T$. The vertical wavenumber γ is defined as

$$\gamma = \sqrt{(k_x^2 + k_y^2 - (\omega/V)^2)} \quad \text{real}(\gamma) \geq 0 \quad (6)$$

The Green function g is searched for a moving point source. To obtain g , the influence of the source is integrated over all positions ϵ along the y axis, taking into account the position of the source:

$$g = \int_{-\infty}^{\infty} d\epsilon \exp(i\omega(t - \frac{\epsilon}{c'})) \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-ik_x x - ik_y(y-\epsilon) - \gamma |z|)}{\gamma} dk_x dk_y \quad (7)$$

Integration over the space variable ϵ and substitution of v as ω/c' gives:

$$g = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(v - k_y) \exp(-ik_y y) \frac{\exp(-ik_x x - \gamma |z|)}{\gamma} dk_x dk_y \quad (8)$$

ignoring the factor $\exp(i\omega t)$. Integration over k_y yields:

$$g = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-ik_x x - i\gamma y - \sqrt{k_x^2 + (\omega/c')^2 - (\omega/V)^2} |z|)}{\sqrt{k_x^2 + (\omega/c')^2 - (\omega/V)^2}} dk_x \quad (9)$$

Rearrangement of equation (9) leads to:

$$g = i \exp(-i\gamma y) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-ik_x x - i\sqrt{(\omega/V)^2 - k_x^2 - v^2} |z|)}{\sqrt{(\omega/V)^2 - k_x^2 - v^2}} dk_x \quad (10)$$

with

$$\text{Im}(\sqrt{(\omega/V)^2 - k_x^2 - v^2}) \leq 0$$

This integral is the plane wave decomposition of the wave field radiated by a moving point source. It can be expressed using Lamb's (1904) representation for Hankel functions as

$$g = \pi i \exp(-i\gamma y) H_0^{(2)}(\sqrt{k^2 - v^2} R) \quad (11)$$

with

$$R = \sqrt{(x-x')^2 + (z-z')^2} \quad (12)$$

where (x', z') is the source location in the $(x-z)$ plane.

It is possible to express directly the equivalent of equation (11) for an elastic material with density ρ by (Morse and Feshbach, 1953; Pao and Varatharajulu, 1976):

$$G_{ij}(\mathbf{x}, \zeta) = \frac{1}{4\pi\rho\omega} (k_s g_s(\mathbf{x}, \zeta) \delta_{ij} + \frac{\delta^2}{\delta x_i \delta x_j} (g_p(\mathbf{x}, \zeta) - g_s(\mathbf{x}, \zeta))) \quad (13)$$

where indices s and p refer to shear and compressional waves respectively.

The insertion of equation (12) in equation (13) gives the required displacement Green functions. As discussed earlier, traction Green functions can be obtained by applying Hooke's law. The compact expressions for the Green functions are given in Appendix 1.

These expressions were validated by comparison with well known expressions of Green functions in three dimensions. The spatial Fourier transform over y of these latter provides $G_{ij}(x, k_y, z, \omega)$ by replacing k_y by ω/c' .

2.4 IMPLEMENTATION OF THE METHOD

In implementing the method, the total wave field is assumed to be the superposition of the diffracted field and the 'free field' u^o , i.e. the field in the absence of the irregularity. The definition of the free field is addressed later in this section.

Under this assumption, equation (1) becomes:

$$u_i(\mathbf{x}) = u_i^o(\mathbf{x}) + \int_s \psi_j(\zeta) G_{ij}(\mathbf{x}, \zeta) dS_\zeta \quad (14)$$

At the free surface, tractions vanish. Denoting tractions of the free field t^o this condition gives:

$$\frac{1}{2} \psi_i(\mathbf{x}) + \int_s \psi_j(\zeta) T_{ij}(\mathbf{x}, \zeta) dS_\zeta = -t_i^o(\mathbf{x}) \quad (15)$$

This continuous integral must be replaced by a discrete one for computer based analysis. Again, the methodology of Sánchez-Sesma and Campillo (1991) was followed: the surface is discretized into N segments of equal length Δs . For each frequency N is chosen so that Δs is much smaller than the wavelength of the shear waves. Consequently the force density $\psi_i(\mathbf{x})$ is chosen to be constant on each of the segments. Testing of the discretization parameters

showed that 5 segments per wavelength is sufficient to assure accurate results. A finite portion of the surface is discretized. A discretization of five times the length L of the irregularity, as used in the results presented here, yielded results within a few percent of those obtained by discretizing $3L$ of the surface.

A discrete version of equation (15) can be used to find the surface force $\psi_i(\zeta_l)$ on each segment. The evaluation of the traction at the center of each segment leads to the system of linear equations:

$$\sum_{l=1}^N \psi_j(\zeta_l) t_{ij}(\mathbf{x}_n, \zeta_l) = -t_i^o(\mathbf{x}_n) \quad n=1, N \quad (16)$$

where

$$t_{ij}(\mathbf{x}_n, \zeta_l) = \frac{1}{2} \delta_{ij} \delta_{nl} + \int_{\zeta_r \Delta s/2}^{\zeta_r \Delta s/2} T_{ij}(\mathbf{x}_n, \zeta_l) dS_\zeta \quad (17)$$

The integral in equation (17) is evaluated by Gaussian integration, except when $n=l$. In this particular case it is calculated analytically by using ascending series for Bessel functions (e.g. Abramowitz and Stegun, 1972).

Once $\psi_j(\zeta_l)$ has been found by resolution of the system of equations (16), the displacement at any point can be evaluated by the discrete equivalent of equation (14):

$$u_i(\mathbf{x}) = u_i^o(\mathbf{x}) + \sum_{l=1}^N \psi_j(\zeta_l) g_{ij}(\mathbf{x}, \zeta_l) \quad (18)$$

where

$$g_{ij}(\mathbf{x}, \zeta_l) = \int_{\zeta_r \Delta s/2}^{\zeta_r \Delta s/2} G_{ij}(\mathbf{x}, \zeta_l) dS_\zeta \quad (19)$$

If \mathbf{x} is located on the surface, the integral is again evaluated by analytical expressions over the segment on which \mathbf{x} is located. Gaussian integration is used on other segments.

This section is concluded by a short discussion of the definition of the free fields u^o and t^o . In the examples presented in the next sections a free field is used that includes the reflection of the incoming wave on the free surface of the halfspace. For ridges, this field is extended analytically to the points on the ridge that are located outside the reference halfspace. This procedure has the advantage of reducing boundary effects due to the truncation of the model: the surface forces ψ_i will decrease in amplitude towards the limits of the model because the effect of the irregularity decreases. On the other hand, the analytically extended field is both non physical and non causal. For strongly antisymmetrical ridges we encounter problems in the form of non causal arrivals when we use the halfspace reference field. Use of the full space free field solves these problems but introduces artifacts in the form of reflections on the boundary of the model.

For canyons, analytical expressions for Rayleigh waves are used to define the free field. The problem of defining the free field for incoming Rayleigh waves on ridges is not addressed as the exponential decrease with depth of the amplitude of Rayleigh waves leads to numerical problems for high frequencies when the analytical expression is extended upwards. For the two-dimensional case, the Rayleigh waves can be simulated by a vertical point load applied far from the topographic relief (Sánchez-Sesma and Campillo, 1991).

2.5 VALIDATION OF THE METHOD

The two-dimensional case is a limiting case of the method ($\phi=0^\circ$). In this case the Green functions listed in Annex 1 are equivalent to well known two-dimensional compact expressions for Green functions (e.g. Sánchez-Sesma and Campillo, 1991). Our results agree with those of Sánchez-Sesma and Campillo (1991) for the two-dimensional case where the 2 methods are strictly equivalent. As Sánchez-Sesma and Campillo (1991) have compared their results to those of other authors, the two-dimensional case is not further addressed here and the reader is referred to Sánchez-Sesma and Campillo (1991).

Literature on three-dimensional scattering by two-dimensional topographies is scarce. We compared our results with those of Luco et al. (1990) using the model depicted in Figure 2. The topographic irregularity is a semi-circular canyon of radius a in a homogeneous halfspace. The halfspace is characterized by a shear wave velocity β and a compressional wave velocity $\alpha=2\beta$. Figure 3 shows the comparison with Luco et al. for an incident P wave arriving with an azimuth of 45° and an incidence angle of 45° and for three normalized frequencies η where:

$$\eta = \frac{\omega a}{\pi \beta} \quad (20)$$

For $\eta=1$, the shear wavelength equals the diameter of the canyon.

The agreement between our results and those of Luco et al. is generally good. Especially at low frequencies the agreement is excellent while small differences arise at higher frequencies. The level of amplification and deamplification are slightly different across the topography while the general shape of the curves is similar.

2.6 NUMERICAL RESULTS

Parameters for simulations of a wave field scattered by a two-dimensional topography include the geometry, the elastic parameters of the model, the type of the incident plane wave (P, SV, SH, Rayleigh), its azimuth ϕ , and incidence θ with respect to the z axis. Simulations were performed for incident P, SV, SH, and Rayleigh waves (except for Rayleigh waves incident on a ridge). Selected results are here presented for simulations with two simple geometries (semicircular canyon, semicircular ridge) and two types of incident waves (P and SV waves). Results will be presented in both the space-time (x,t) and in the space-frequency (x,η) domains for $-2 \leq x/a \leq 2$, where a is the radius of the canyon or the ridge. The normalized frequency η defined previously is used. Simulations were carried out between $\eta=0$ and $\eta=6.4$. Traces in time were obtained by convolution with a Ricker wavelet of central frequency $\eta=2$ followed by an inverse Fourier transform. The amplitude scale is the same in all synthetic seismograms shown in this paper.

2.6.1 Semi-circular canyon

In the case of the semi-circular canyon, the model presented in figure 2 was used with only one difference compared to the previous simulations: in the following the quality factor for shear and compressional waves is 1000. Figure 4 and 5 show the (x,η) image of the wave field across the canyon for an incident SV-wave with incidence $\theta=45^\circ$ and differing azimuths ($\phi=0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$). Figure 4 shows the total horizontal displacement and figure 5 the vertical displacement.

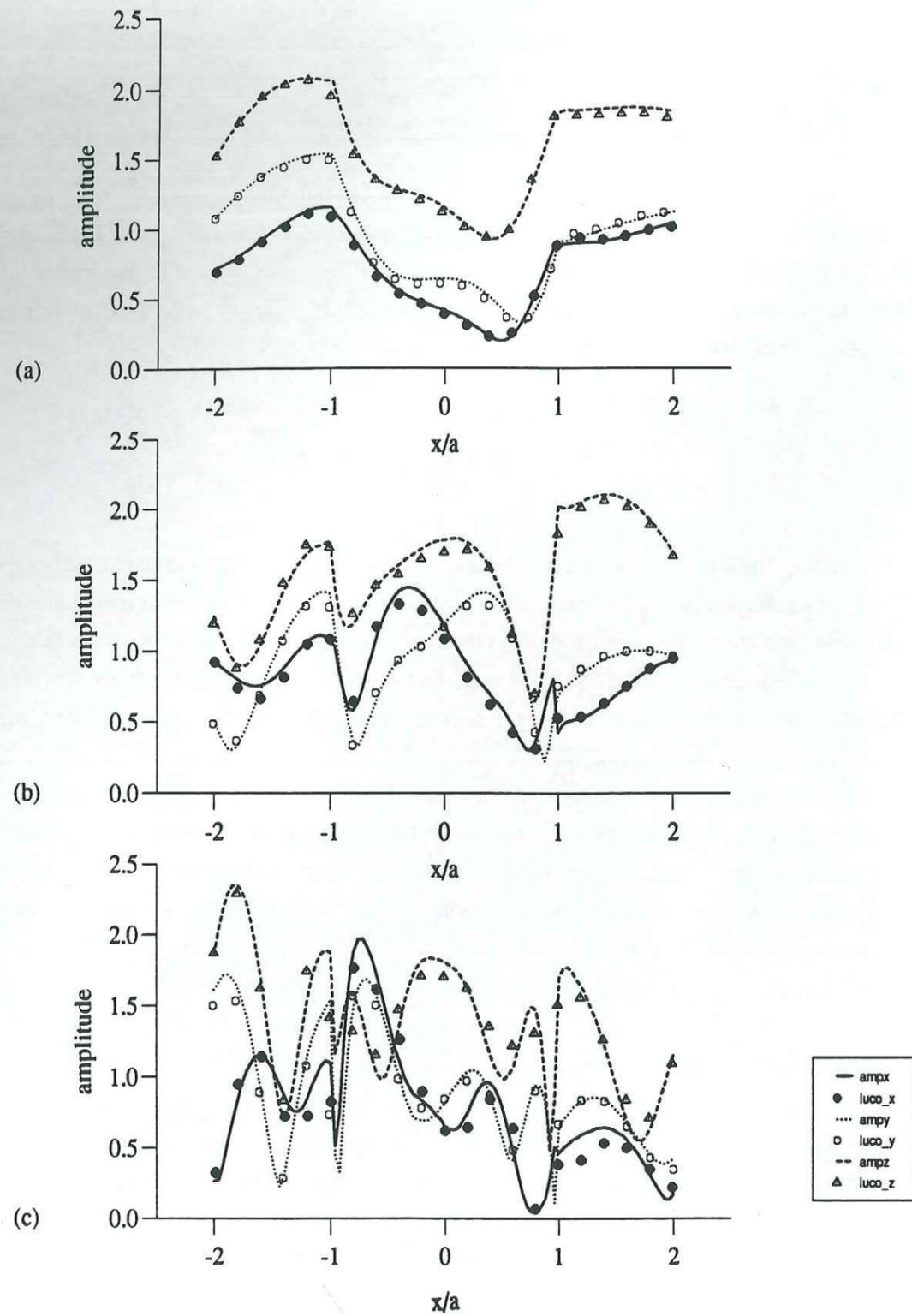


Fig. 3. Example of comparison of obtained results with those of Luco et al. (1990). Continuous lines, dotted lines, and dashed lines: our results. Solid circles, open circles, and triangles: Luco et al. (1990). (a) $\eta=0.5$ (b) $\eta=1.0$. (c) $\eta=2.0$.

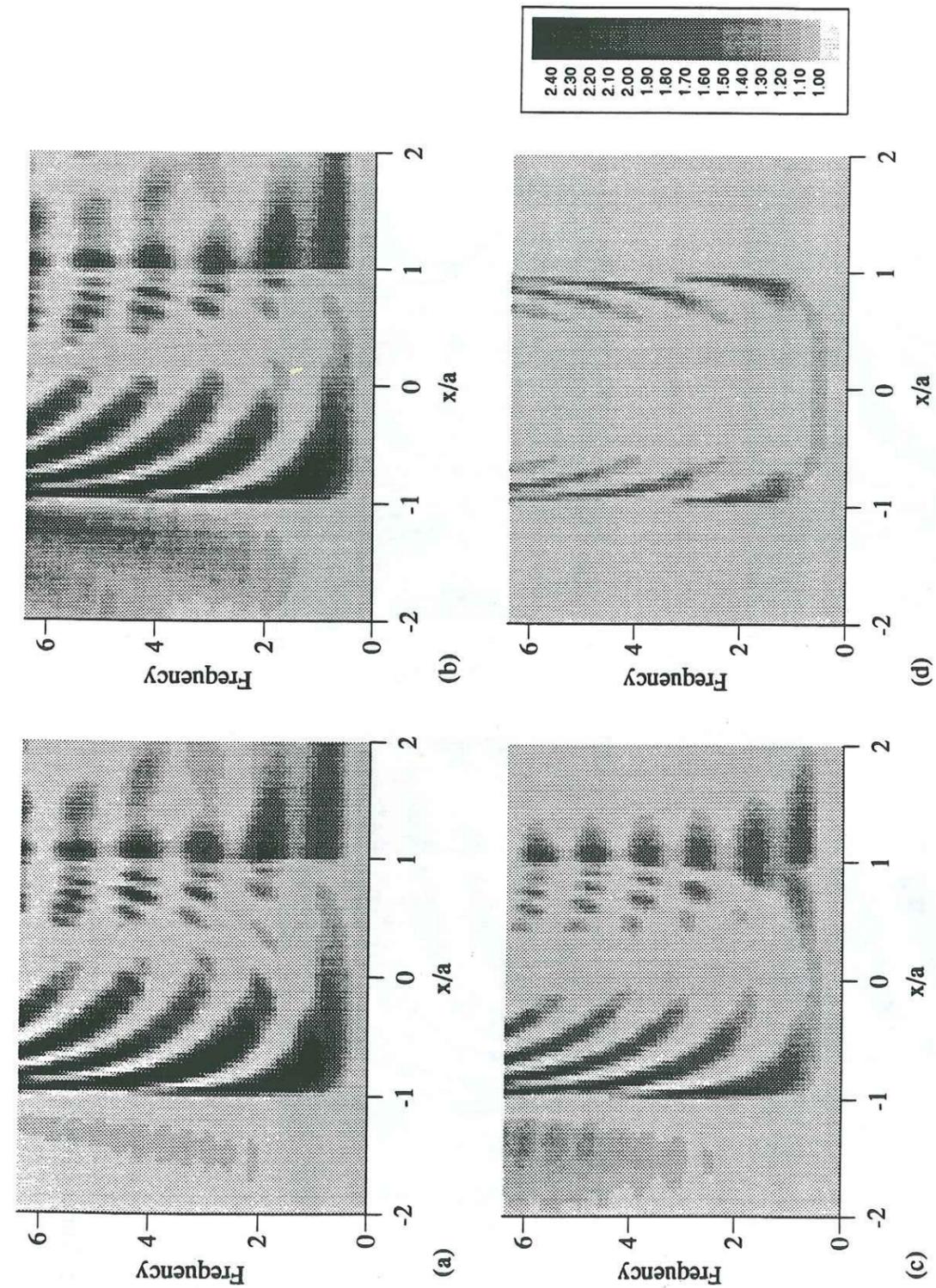


Fig. 4. Spectral amplitude of total horizontal displacements across semi-circular canyon. Incident wave field: SV wave with $\theta=45^\circ$. (a) $\phi=0^\circ$. (b) $\phi=30^\circ$. (c) $\phi=60^\circ$. (d) $\phi=90^\circ$.

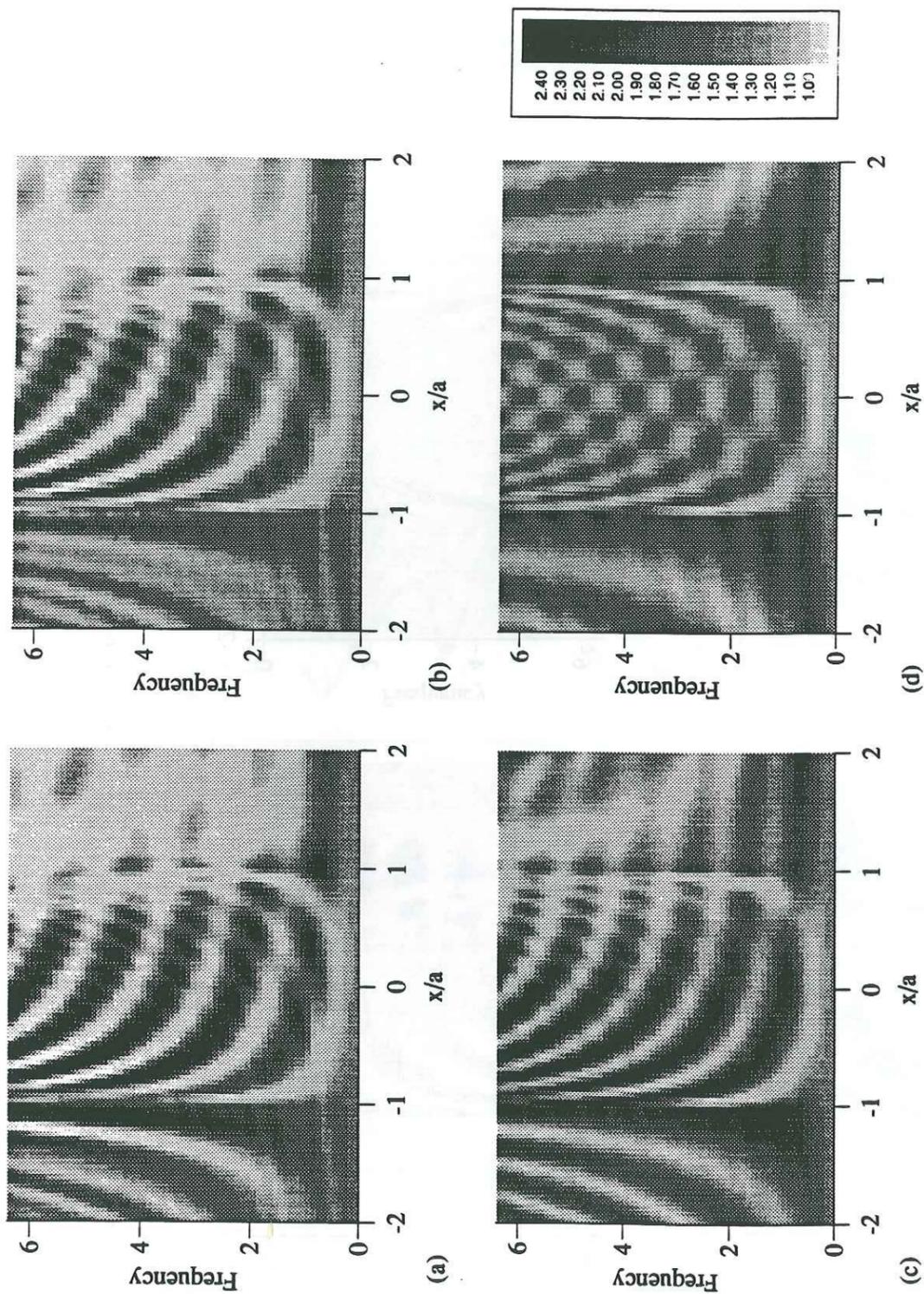


Fig. 5. Same as Figure 4 for vertical displacements.

As the azimuth increases, the amplitude of the scattering changes. Figure 4 and 5 show that for small and intermediate azimuths ($\phi \leq 60^\circ$) it is dominated by scattering generated by the edge of the canyon at $x/a = -1$. The vertical displacement for $\phi = 90^\circ$ shows clearly how the scattered field across the canyon is the result of interference between scattered waves generated at the edges. Spectral amplitudes generally seem to decrease as the azimuth of the incident wave increases.

The synthetic seismograms for the four azimuths (Figures 6 to 9) show that the scattered field is mainly composed of creeping waves across the canyon, while outside the canyon the scattered waves are mostly Rayleigh waves and waves reflected by the surface of the canyon. The general image seems to be the same for all azimuths but the relative amplitudes and the apparent velocity of the diffracted waves is strongly dependent on the azimuth. Diffraction is less for an azimuth of 90° but amplitudes can nevertheless be high at specific points due to the interference of waves. Even when the incident wave field has displacements only along the y and z axis, the scattered field has significant displacements on the x component.

The apparent velocity of the diffracted waves can be understood by considering the meaning of c' , the apparent velocity along the y axis, in a simplified way using Huygen's principle. c' can take any value between c_R and infinity where c_R is the Rayleigh wave velocity in the halfspace. The source emits S and P waves, with velocities c_β and c_α . If c' is greater than c_α , the field of the moving point source corresponds to supersonic waves. This situation is illustrated in figure 10a. The resulting wave front moves with an angle ϕ' to the y -axis where

$$\cos\phi' = \frac{c_{\alpha,\beta}}{c'} = \frac{c_{\alpha,\beta}}{c} \sin\theta \sin\phi \quad (21)$$

The apparent velocity c_x along the x axis of this wavefront is consequently:

$$c_x = \frac{c_{\alpha,\beta}}{\sin\phi'} \quad (22)$$

The use of these simple formulas to explain the apparent velocity of the diffracted waves was verified on several examples. They also explain why the scattered wave field almost equals the superposition of the two-dimensional in-plane and out-of-plane solutions (Pei and Papageorgiou, 1993) when the incident waves arrive almost vertically (θ small).

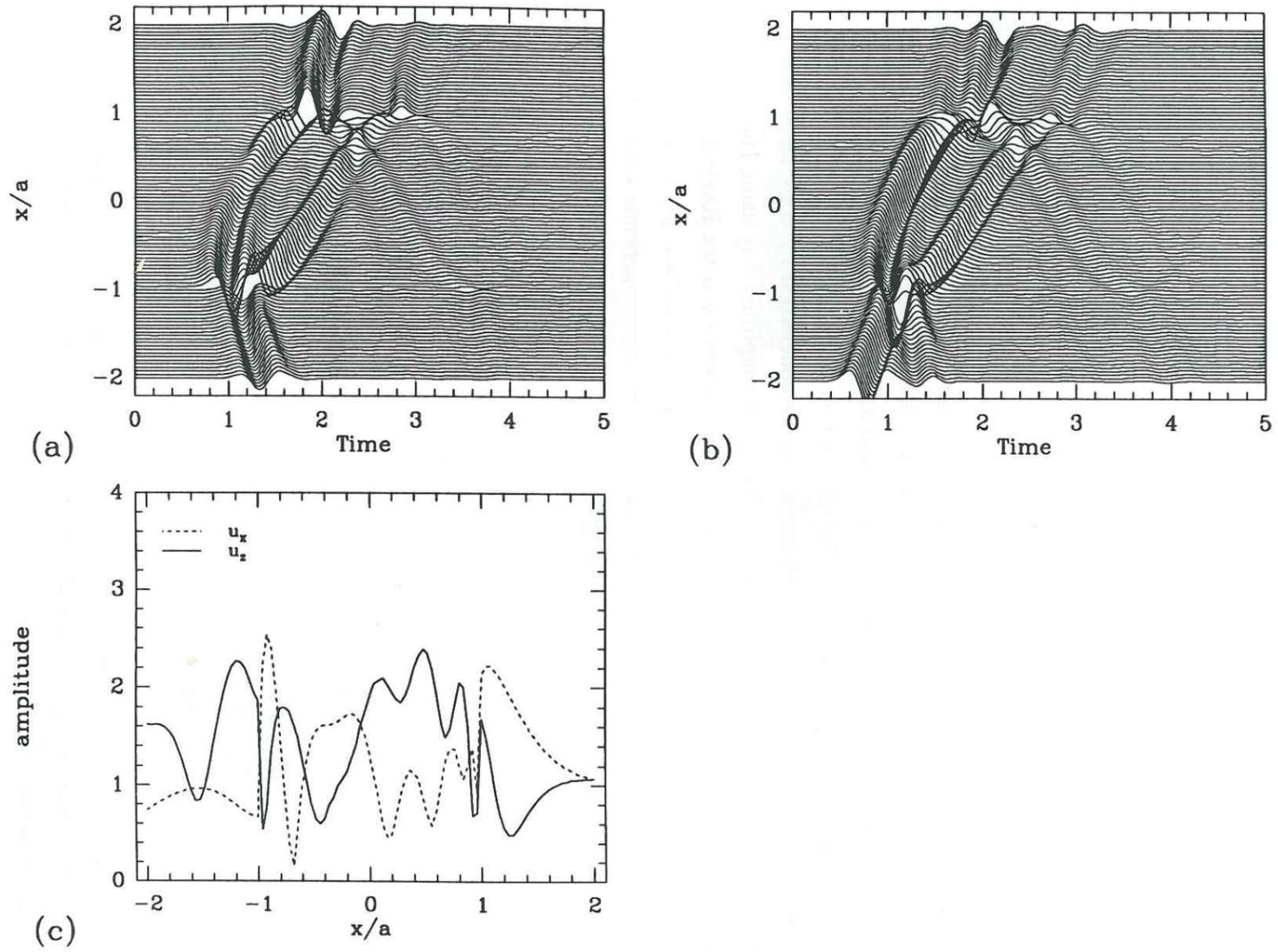


Fig. 6. Displacement amplitudes across a semi-circular canyon. Incident wave field: SV wave with $\phi=0^\circ$ and $\theta=45^\circ$. (a) synthetic seismograms, u_x . (b) synthetic seismograms, u_z . (c) spectral amplitudes for $\eta=2$.

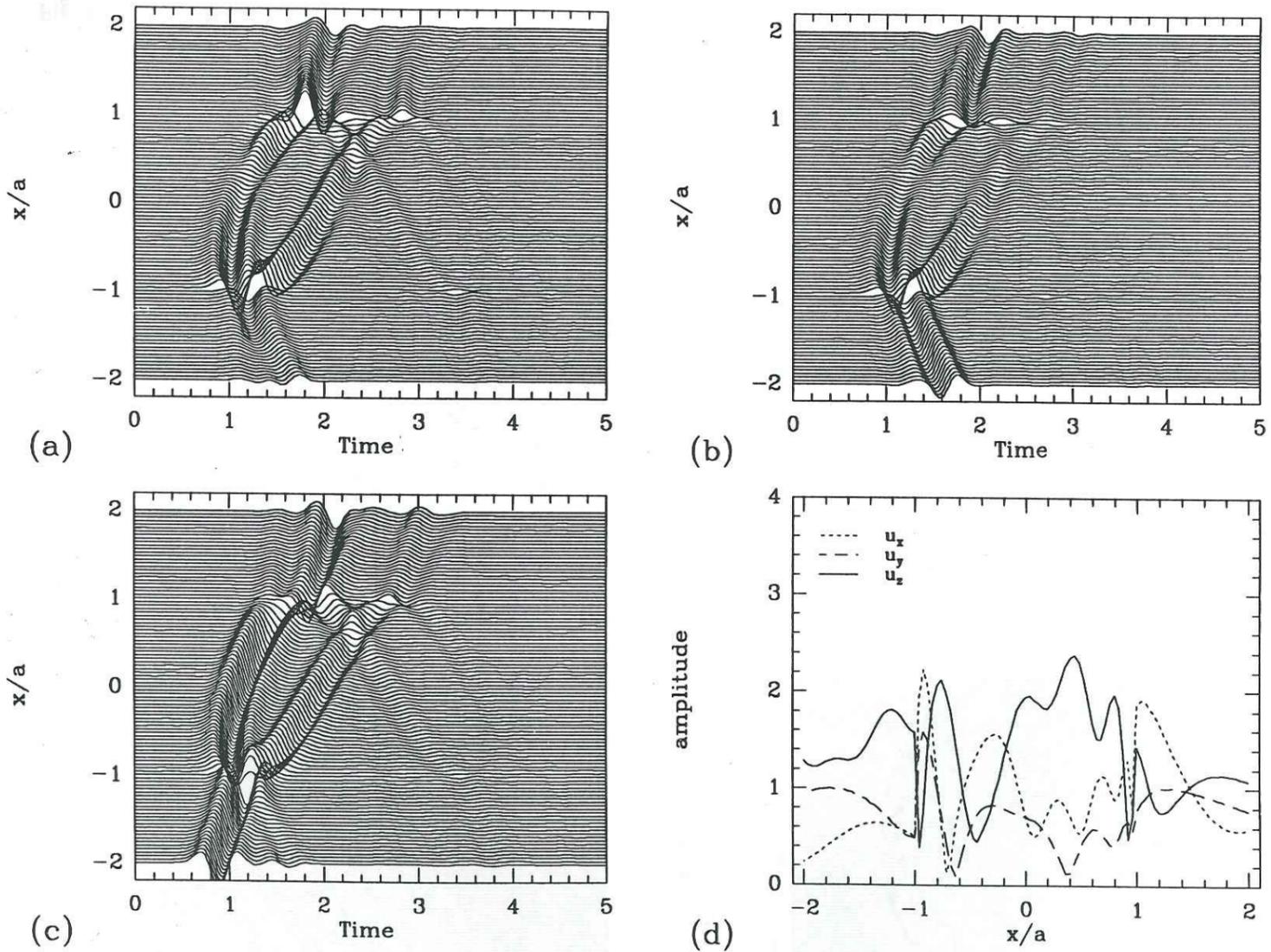


Fig. 7. Same as Figure 6 with $\phi=30^\circ$. (a) synthetic seismograms, u_x . (b) synthetic seismograms, u_y . (c) synthetic seismograms, u_z . (d) spectral amplitudes for $\eta=2$.

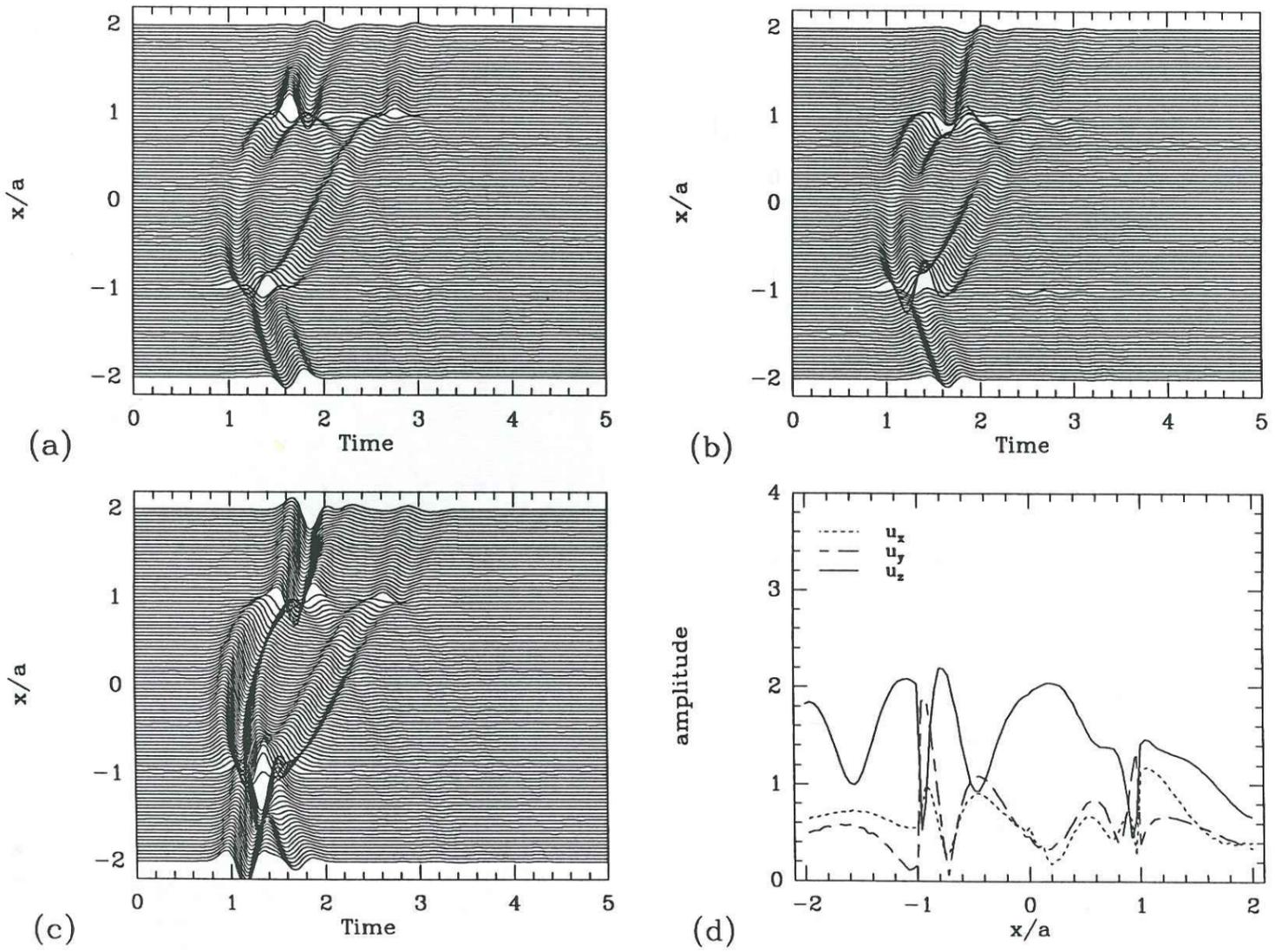


Fig. 8. Same as figure 7 with $\phi=60^\circ$.

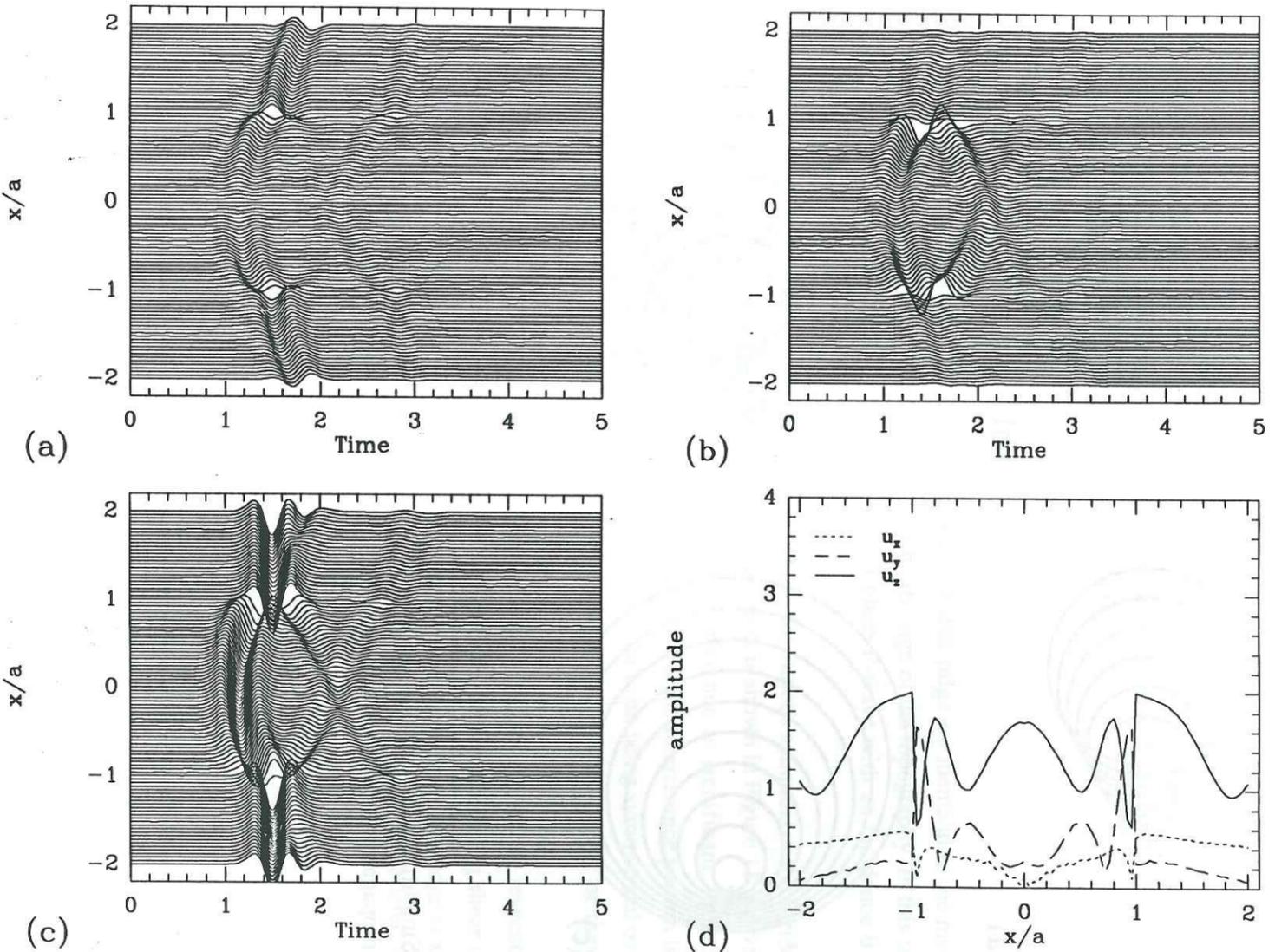


Fig. 9. Same as figure 7 with $\phi=90^\circ$.

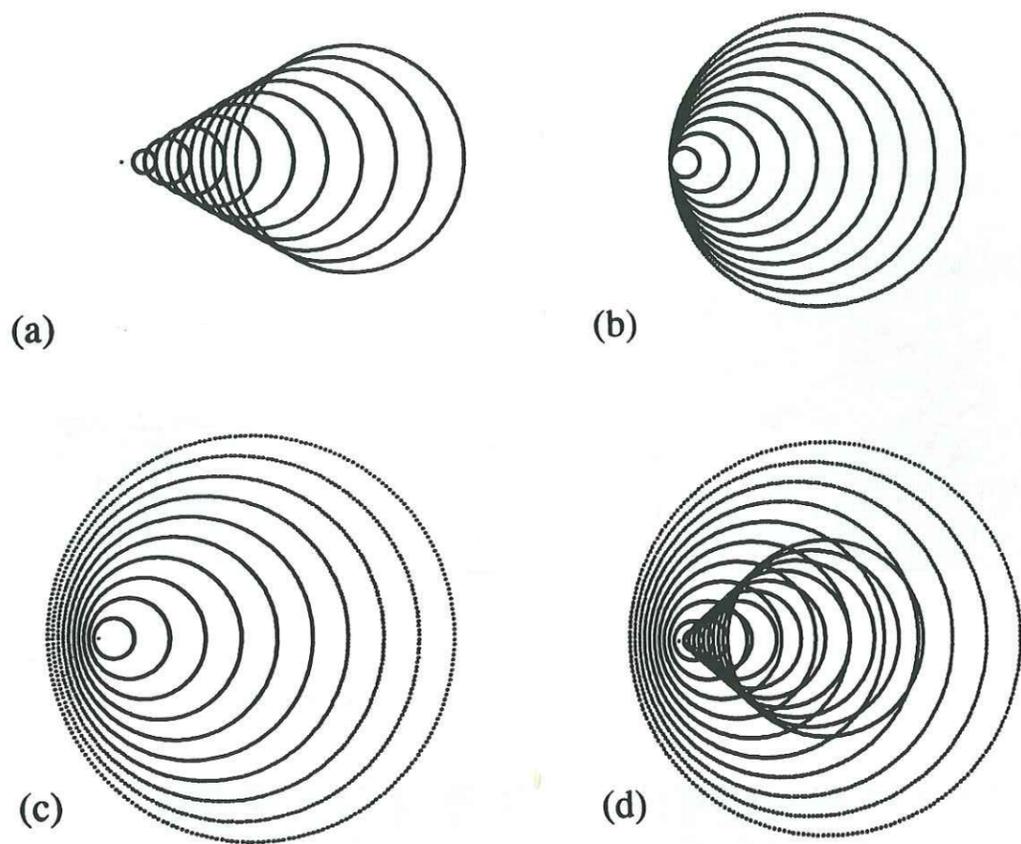


Fig. 10. Simplified wave field radiated by a source moving with constant velocity c in medium of wave propagation velocities $V_{\alpha, \beta}$. (a) $c > V_{\alpha, \beta}$. (b) $c = V_{\alpha, \beta}$. (c) $c < V_{\alpha, \beta}$. (d) $V_{\beta} < c < V_{\alpha}$.

There is clearly a singularity when c' equals c_{α} or c_{β} . This is illustrated in Figure 10b. The singularity is in fact weak as the Green functions near the source can be integrated. Simulations with c' slightly smaller and greater than c_{α} and c_{β} confirmed that there is no particular effect to expect in practice in that particular situation. The wave field of the moving source when $c' < c_{\beta}$ is illustrated in Figure 10c. No plane wave is created and the wave field presents a "Doppler effect". The absence of a clearly defined wave front may explain why diffraction seems to decrease for large azimuths. When $c_{\beta} < c' < c_{\alpha}$ the situation is a mixture of the supersonic and the subsonic case as illustrated in figure 10d.

2.6.2 Semi-circular ridge

The various parameters of the model of a semi-circular ridge are identical to the model of the semi-circular canyon, the models differ only by the sign of the topography. In this section we show examples of scattering by the ridge of a plane P-wave with an incidence θ of 45 degrees to the z axis.

Figures 11 and 12 show results of these simulations for various azimuths of the incident P-wave ($\phi = 0^{\circ}, 30^{\circ}, 60^{\circ}, 90^{\circ}$). Total horizontal displacement is shown in Figure 11 and vertical displacement in Figure 12. For all azimuths the interference is significant. Apparently scattered waves are created by both edges of the canyon and the interference pattern is very complicated. The amplitude of horizontal displacement is far from being symmetrical over the ridge when the azimuth is small: it is generally greatest near the far corner of the ridge ($x/a=1$).

The synthetic seismograms for $\phi = 0^{\circ}$ and 90° are shown in Figures 13 and 14 respectively. Analysis of the apparent velocities of the scattered waves indicate that creeping shear waves are generated at both edges of the ridge. P waves are reflected away from the ridge at $x/a=-1$ and into the ridge near $x/a=1$. The time duration of the signal is long because scattered waves bounce back and forth across the ridge.

2.7 CONCLUSIONS

An indirect boundary element method was presented for calculating the three-dimensional scattered wave field of plane waves incident on a two-dimensional topography. Results were presented in the frequency and in the time domains for two topographies of simple geometry: a semi-circular canyon and a semi-circular ridge. The signal to noise ratio of the synthetic seismograms was in general very low so it was possible to interpret not only the amplification of the incident waves, but also the nature of the scattered wave field. The interpretations are based upon analysis of particle motions and apparent velocities of the waves. The total

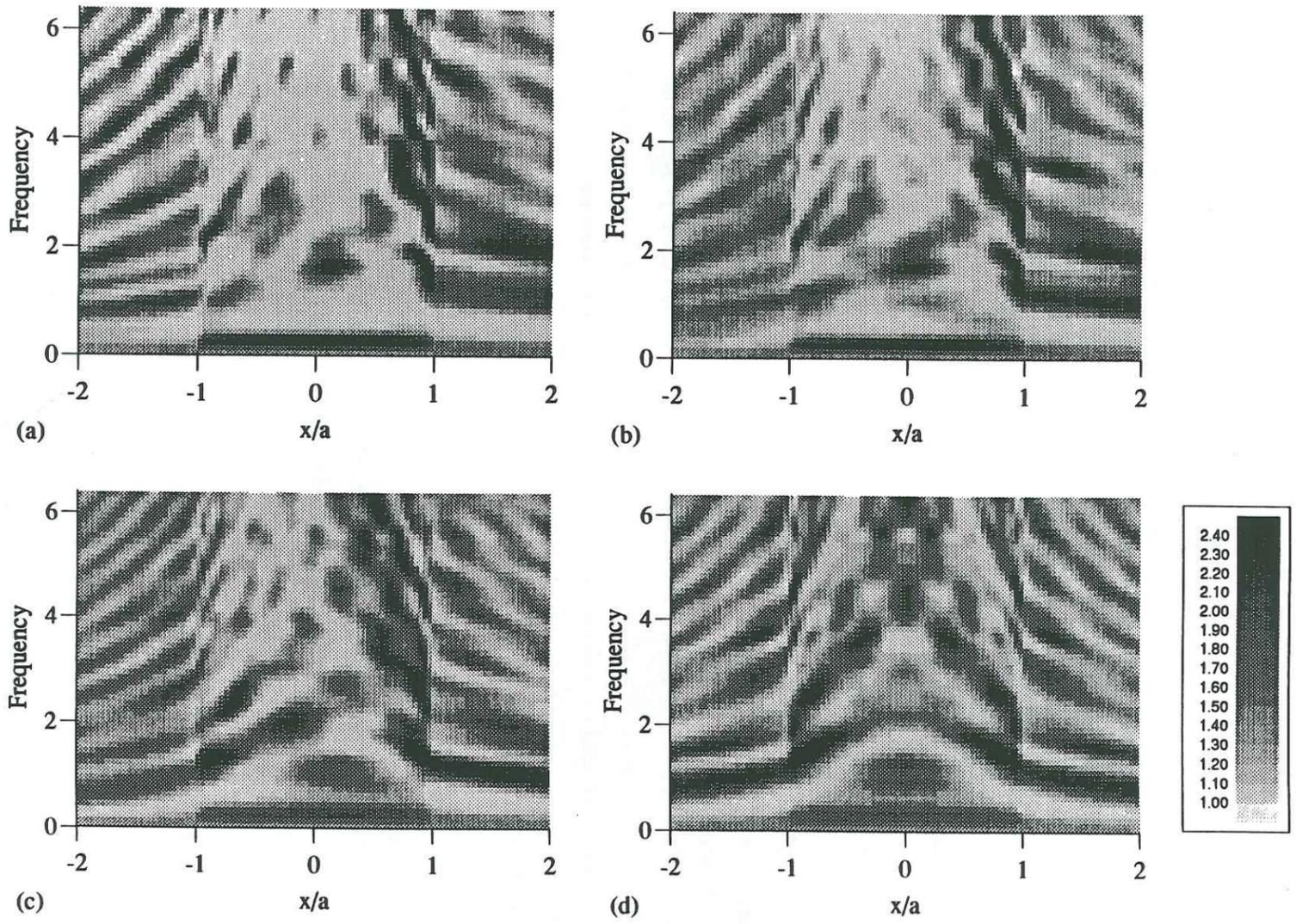


Fig. 11. Spectral amplitude of horizontal displacements across a semi-circular ridge. Incident wave field: P wave with $\theta=45^\circ$. (a) $\phi=0^\circ$. (b) $\phi=30^\circ$. (c) $\phi=60^\circ$. (d) $\phi=90^\circ$.

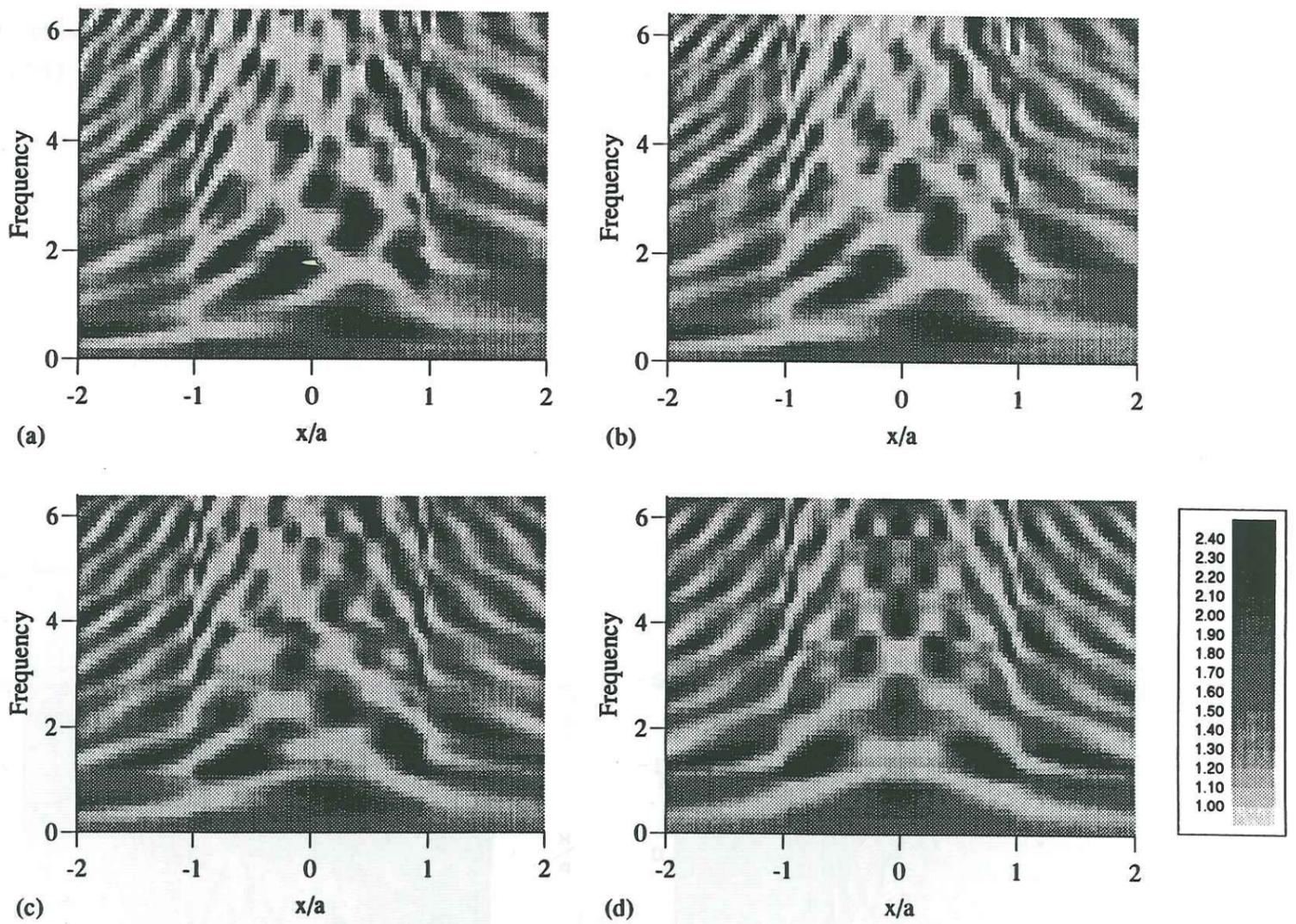


Fig. 12. Same as figure 11 for vertical displacements.

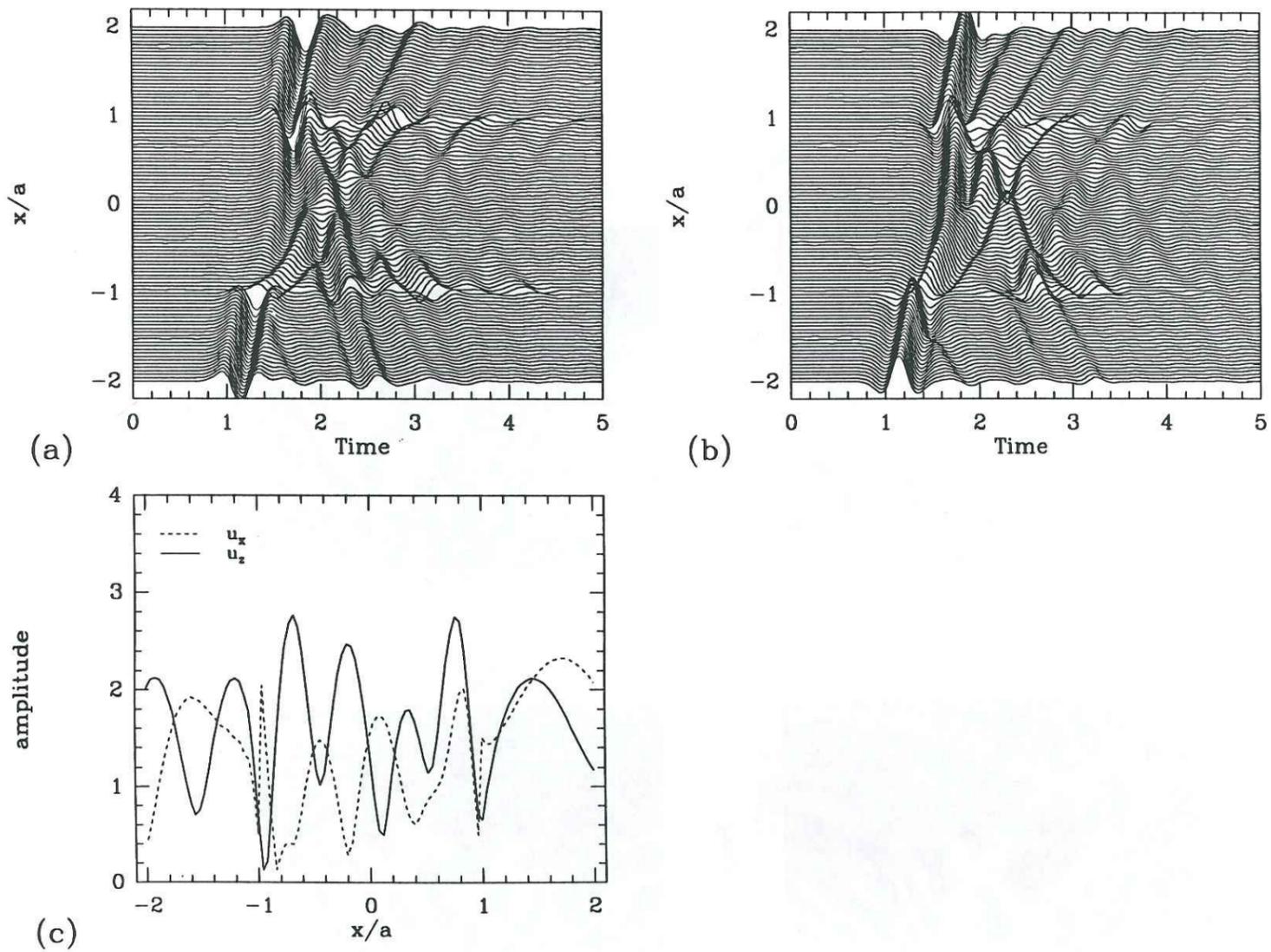


Fig. 13. Displacement amplitudes across a semi-circular ridge. Incident wave field: P wave with $\phi=0^\circ$ and $\theta=45^\circ$. (a) synthetic seismograms, u_x . (b) synthetic seismograms, u_z . (c) spectral amplitudes for $\eta=2$.

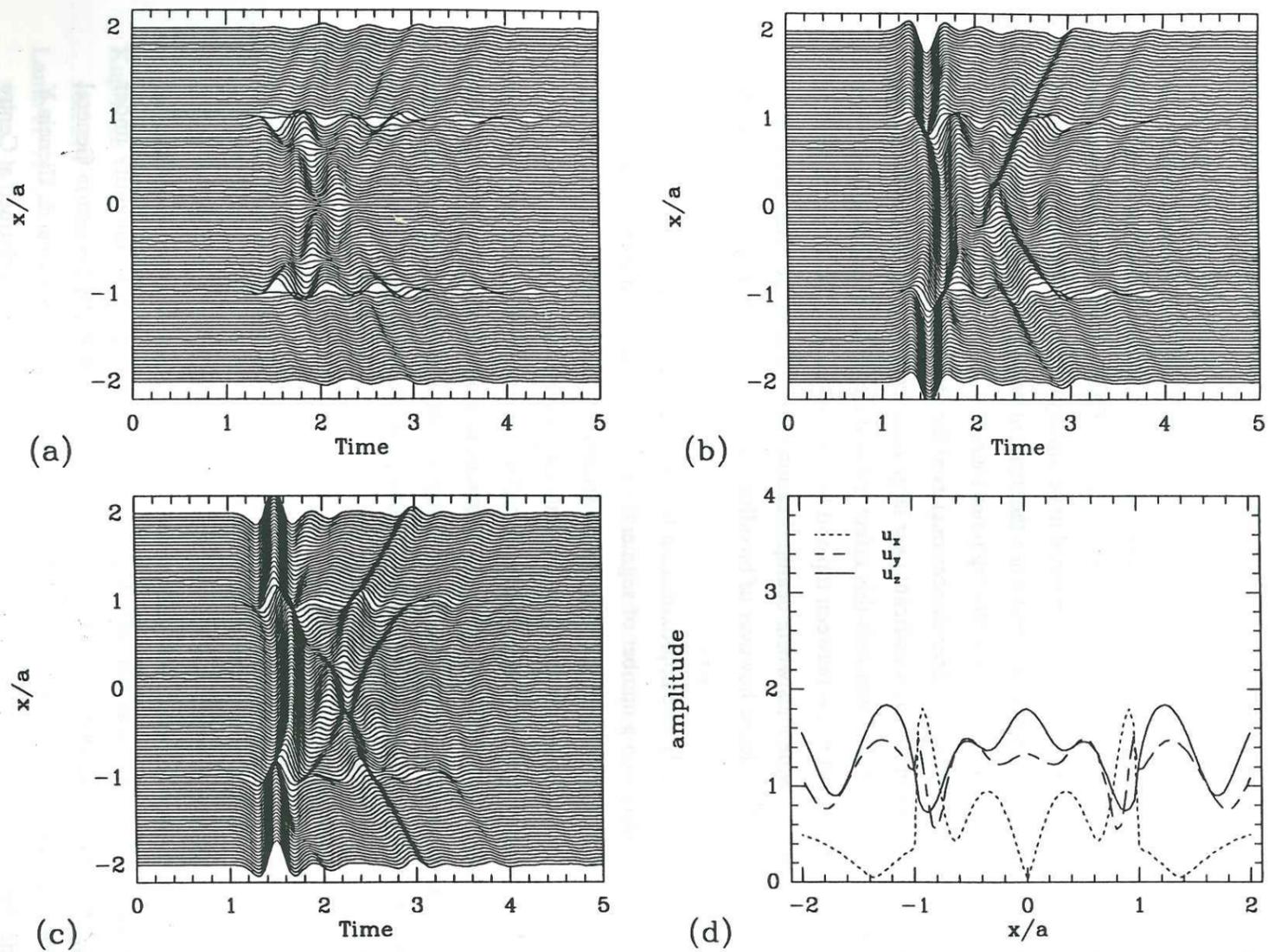


Fig. 14. Same as figure 13 with $\phi=90^\circ$. (a) synthetic seismograms, u_x . (b) synthetic seismograms, u_y . (c) synthetic seismograms, u_z . (d) spectral amplitudes for $\eta=2$.

scattered wave field presents a complicated pattern of amplification and deamplification because it is the result of interference between different scattered waves: Rayleigh waves, reflected compressional and shear waves, and creeping waves. The complexity does not seem to change considerably when the incident plane waves arrive outside the symmetry axis of the topography. The points where amplification or deamplification occur change as a function of geometry, azimuth, incidence angle and type of incident wave field but the general level of amplification does not change significantly. Of all the simulations that we performed the maximum spectral amplification of displacement was 4.9 (for Rayleigh waves the reference value is the horizontal motion which is assumed to be unitary). The simulations also showed that there is in practice no particular effect when the incident wave field is such that there is a singularity in the Greens function for a moving point source.

Our results indicate that in the three-dimensional as in the two-dimensional case, the wave field scattered by a topography is significant over large distances. Of course the introduction of damping in the model will diminish this effect, nevertheless it is not surprising to find extreme values of spectral ratios between top and base of mountains. Peaks in the spectral ratio are expected for frequencies where deamplification takes place at the reference station, there is no theoretical evidence however of broadband amplification at any location on the topography.

We needed to make only one approximation for the implementation of the method: we divided the topography into a number of segments each with a constant force distribution. Tests showed that 5 segments per wavelength is sufficient to obtain a good accuracy of the results. In this way, performing each of the simulations presented here requires only a few hours CPU time on a medium sized workstation (IBM Risc 6000, 9 Mflops). The low computation time means that the method can be extended to more complex problems such as scattering of plane waves by alluvial valleys or propagation of crustal phases across large structures. Direct use of the method presented in this paper could be parametric studies or modeling of observed topographic effects.

ACKNOWLEDGMENTS

Thanks are given to Anne Paul and Rod Bark for useful discussions and critical reading of the manuscript. This work was partially supported by the European Community under research grant B/EPOC-913006 and under contract CI1*-CT92-0036, by Secretaría General de Obras of Departamento de Distrito Federal, Mexico, and by Consejo Nacional de Ciencia Y Tecnología, Mexico, under grant P0523-T9109. The computations were performed at Centre de Calcul Intensif of Observatoire de Grenoble.

2.8 REFERENCES

- Abramowitz M. and Stegun I. A. (1972). *Handbook of Mathematical Functions*, Dover, New York.
- Aki K. and Larner K. L. (1970). Surface motion of a layered medium having an irregular interface due to incident plane SH waves, *J. Geophys. Res.*, **75**, 1921-1941.
- Aki K. and Richards P. G. (1980). *Quantitative Seismology*, W. H. Freeman, San Francisco.
- Bard P.-Y. (1982). Diffracted waves and displacement field over two-dimensional elevated topographies, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **71**, 731-760.
- Bard P.-Y. and Tucker E. T. (1985). Underground and ridge site effects: a comparison of observation and theory, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **75**, 905-922.
- Bouchon M. (1973). Effect of topography on surface motion, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **63**, 615-632.
- Bouchon M. (1985). A simple, complete numerical solution to the problem of diffraction of SH waves by an irregular Surface. *J. Acoust. Soc. Am.*, **77**, 1-5.
- Davis L. L. and West L. R. (1973). Observed effects of topography on ground motion, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **63**, 283-298.
- Geli L., Bard P.-Y. and Jullien B. (1988). The effect of topography on earthquake ground motion: A review and new results, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **78**, 42-63.
- Griffiths D. W. and Bollinger G. A. (1979). The effect of Appalachian mountain topography on seismic waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **69**, 1081-1105.
- Kawase H. (1988). Time-domain response of a semicircular canyon for incident SV, P, and Rayleigh waves calculated by the discrete wavenumber boundary element method, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **78**, 1415-1437.
- Khair K. R., Datta S. K. and Shah A. H. (1989). Amplification of obliquely incident seismic waves by cylindrical alluvial valleys of arbitrary cross-sectional shape. Part I. Incident P and SV waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **79**, 610-630.
- Khair K. R., Datta S. K. and Shah A. H. (1991). Amplification of obliquely incident seismic waves by cylindrical alluvial valleys of arbitrary cross-sectional shape. Part II. Incident SH and Rayleigh waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **81**, 346-357.
- Kupradze V. D. (1963). *Dynamical problems in elasticity*, in: *Progress in Solid Mechanics*, vol. 3, I. N. Sneddon and R. Hill (Editors). North-Holland, Amsterdam.
- Lamb H. (1904). On the propagation of tremors over the surface of an elastic solid, *Philos. Trans. R. Soc. London.*, Ser. A, **203**, 1-42.
- Lee V. W. and Cao H. (1989). Diffraction of SV waves by circular canyons of various depths, *J. Eng. Mech. Am. Soc. Civil. Eng.*, **115**, 2035-2056.

- Liu S. W., Datta S. K. and Bouden M. (1991). Scattering of obliquely incident seismic waves by a cylindrical valley in a layered half-space, *Int. J. Earthquake Eng. Struct. Dyn.*, **20**, 859-870.
- Luco J. E., Wong H. L. and De Barros F. C. P. (1990). Three-dimensional response of a cylindrical canyon in a layered half-space. *Int. J. Earthquake Eng. Struct. Dyn.*, **19**, 799-817.
- Morse P. M. and Feshbach H. (1953). *Methods of Mathematical Physics, Part II*, McGraw-Hill, New York.
- Pao Y.-H. and Varatharajulu V. (1976). Huygens' principle, radiation conditions, and integral formulas for the scattering of elastic waves, *J. Acoust. Soc. Am.*, **59**, 1361-1371.
- Pei D. and Papageorgiou A. S. (1994). Study of the response of cylindrical alluvial valleys of arbitrary cross-section to obliquely incident seismic waves using the discrete wavenumber boundary element method, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, in press.
- Pei D. and Papageorgiou A. S. (1993) (abstract). Three-dimensional response of an infinitely long cylindrical canyon to obliquely incident seismic waves, *Seism. Res. Lett.*, **64**, 27.
- Sánchez-Sesma F. J. and Campillo M. (1991). Diffraction of P, SV, and Rayleigh waves by topographical features: a boundary integral formulation, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **81**, 2234-2253.
- Sánchez-Sesma F. J. and Campillo M. (1993). Topographic effects for incident P, SV, and Rayleigh waves, *Tectonophysics*, **218**, 113-125.
- Sánchez-Sesma F. J. and Rosenblueth E. (1979). Ground motion on alluvial valleys under incident plane SH waves. *Int. J. Earthquake Eng. Struct. Dyn.*, **7**, 441-450.
- Todorovska M.I. and Lee V. W. (1990). A note on response of shallow circular valleys to Rayleigh waves: Analytical approach, *Earthquake Eng. Eng. Vibration*, **10**, 21-34.
- Todorovska M.I. and Lee V. W. (1991). Surface motion of circular valleys of variable depth for incident plane SH waves, *Soil Dyn. Earthquake Eng.*, **10**, 192-200.
- Trifunac M. D. (1973). Scattering of plane SH waves by a semi-cylindrical canyon, *Int. J. Earthquake Eng. Struct. Dyn.*, **1**, 267-281.
- Wong H. L. (1982). Effect of surface topography on the diffraction of P, SV, and Rayleigh waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **72**, 1167-1183.
- Wong H. L. and Jennings P. C. (1975). Effect of canyon topographies on strong ground motion, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **65**, 1239-1257.
- Zhang L. and Chopra A. K. (1991). Three-dimensional analysis of spatially varying ground motions around a uniform canyon in a homogeneous half-space, *Int. J. Earthquake Eng. Struct. Dyn.*, **20**, 911-926.

APPENDIX 1

GREEN FUNCTIONS FOR A MOVING POINT SOURCE IN AN ELASTIC UNBOUNDED MEDIUM

Consider a point source moving in a homogeneous isotropic elastic unbounded medium with density ρ , Lamé constants μ and λ , and shear and compressional wave velocities α and β , respectively. The point source moves with velocity c parallel to the x_2 axis along the line through $(x_1^0, 0, x_3^0)$. The observation point is situated at (x_1, x_2, x_3) . $i^2 = -1$, t = time and ω = circular frequency. $H_m^{(2)}$ is the Hankel functions of the second kind and order m . Other notations used are:

$$R = \sqrt{(x_1 - x_1^0)^2 + (x_3 - x_3^0)^2}, \quad \gamma_1 = \frac{x_1 - x_1^0}{R}, \quad \gamma_3 = \frac{x_3 - x_3^0}{R}$$

$$q = \frac{\omega}{\alpha}, \quad k = \frac{\omega}{\beta}, \quad v = \frac{\omega}{c}$$

$$Q = \sqrt{q^2 - v^2} = \omega \sqrt{\frac{1}{\alpha^2} - \frac{1}{c^2}}, \quad K = \sqrt{k^2 - v^2} = \omega \sqrt{\frac{1}{\beta^2} - \frac{1}{c^2}}$$

with

$$\text{Imag}(Q) \leq 0; \text{Imag}(K) \leq 0$$

$$A = \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{c^2}\right) H_0^{(2)}(QR) + \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{c^2}\right) H_0^{(2)}(KR)$$

$$B = \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{c^2}\right) H_2^{(2)}(QR) - \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{c^2}\right) H_2^{(2)}(KR)$$

$$C = \sqrt{\frac{1}{\beta^2} - \frac{1}{c^2}} H_1^{(2)}(KR) - \sqrt{\frac{1}{\alpha^2} - \frac{1}{c^2}} H_1^{(2)}(QR)$$

$$E = \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{c^2}\right) H_0^{(2)}(KR) - \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{c^2}\right) H_0^{(2)}(QR)$$

$$D(z) = z H_1^{(2)}(z)$$

The Green functions for harmonic time dependence $\exp(i\omega t)$ of the moving point source can be expressed by the following compact forms:

$$G_{ij} = \frac{1}{8i\rho} [\delta_{ij}A - (2\gamma_i\gamma_j - \delta_{ij})B] \exp(-i\omega x_2), \quad i, j = 1, 3$$

$$G_{2j} = G_{j2} = \frac{1}{4\rho c} \left[\sqrt{\frac{1}{\beta} - \frac{1}{c^2}} H_1^{(2)}(KR) - \sqrt{\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{c^2}} H_1^{(2)}(QR) \right] \gamma_j \exp(-i\omega x_2), \quad j = 1, 3$$

$$G_{22} = \frac{1}{4i\rho} \left[\left(\frac{1}{\beta} - \frac{1}{c^2}\right) H_0^{(2)}(KR) + \frac{1}{c^2} H_0^{(2)}(QR) \right] \exp(-i\omega x_2)$$

$$T_{11} = \lambda e_1 n_1 + \mu(\epsilon_{111} n_1 + \epsilon_{131} n_3)$$

$$T_{31} = \lambda e_1 n_3 + \mu(\epsilon_{131} n_1 + \epsilon_{331} n_3)$$

$$T_{13} = \lambda e_3 n_1 + \mu(\epsilon_{113} n_1 + \epsilon_{133} n_3)$$

$$T_{33} = \lambda e_3 n_3 + \mu(\epsilon_{133} n_1 + \epsilon_{333} n_3)$$

$$T_{12} = \lambda e_2 n_1 + \mu(\epsilon_{112} n_1 + \epsilon_{132} n_3)$$

$$T_{21} = \mu(\epsilon_{121} n_1 + \epsilon_{231} n_3)$$

$$T_{32} = \lambda e_2 n_3 + \mu(\epsilon_{132} n_1 + \epsilon_{332} n_3)$$

$$T_{23} = \mu(\epsilon_{123} n_1 + \epsilon_{233} n_3)$$

$$T_{22} = \mu(\epsilon_{122} n_1 + \epsilon_{232} n_3)$$

where

$$\epsilon_{ijk} = \frac{\delta G_{ik}}{\delta x_j} + \frac{\delta G_{jk}}{\delta x_i}$$

$$e_i = \frac{i}{4\rho R} \exp(-i\omega x_2) \gamma_i \frac{D(QR)}{\alpha}, \quad i=1, 3$$

$$e_2 = -\frac{i}{4\rho} \exp(-i\omega x_2) \frac{\omega}{c\alpha} H_0^{(2)}(QR)$$

$$\epsilon_{111} = \exp(-i\omega x_2) \frac{i}{4\rho R} \gamma_1 \left\{ 2\left(\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{c^2}\right) \gamma_1^2 D(QR) + 2\left(\frac{1}{\beta} - \frac{1}{c^2}\right) \gamma_3^2 D(KR) + 2(3\gamma_3^2 - \gamma_1^2)B + \frac{2}{c^2} D(KR) \right\}$$

$$\epsilon_{131} = \exp(-i\omega x_2) \frac{i}{4\rho R} \gamma_3 \left\{ 2\left(\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{c^2}\right) \gamma_1^2 D(QR) + \left(\frac{1}{\beta} - \frac{1}{c^2}\right) (\gamma_3^2 - \gamma_1^2) D(KR) - 2(3\gamma_1^2 - \gamma_3^2)B + \frac{1}{c^2} D(KR) \right\}$$

$$\epsilon_{133} = \exp(-i\omega x_2) \frac{i}{4\rho R} \gamma_1 \left\{ 2\left(\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{c^2}\right) \gamma_3^2 D(QR) + \left(\frac{1}{\beta} - \frac{1}{c^2}\right) (\gamma_1^2 - \gamma_3^2) D(KR) - 2(3\gamma_3^2 - \gamma_1^2)B + \frac{1}{c^2} D(KR) \right\}$$

$$\epsilon_{333} = \exp(-i\omega x_2) \frac{i}{4\rho R} \gamma_3 \left\{ 2\left(\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{c^2}\right) \gamma_3^2 D(QR) + 2\left(\frac{1}{\beta} - \frac{1}{c^2}\right) \gamma_1^2 D(KR) + 2(3\gamma_1^2 - \gamma_3^2)B + \frac{2}{c^2} D(KR) \right\}$$

$$\epsilon_{113} = \exp(-i\omega x_2) \frac{i}{4\rho R} \gamma_3 \left\{ 2\left(\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{c^2}\right) \gamma_1^2 D(QR) - 2\left(\frac{1}{\beta} - \frac{1}{c^2}\right) \gamma_1^2 D(KR) - 2(3\gamma_1^2 - \gamma_3^2)B \right\}$$

$$\epsilon_{331} = \exp(-i\omega x_2) \frac{i}{4\rho R} \gamma_1 \left\{ 2\left(\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{c^2}\right) \gamma_3^2 D(QR) - 2\left(\frac{1}{\beta} - \frac{1}{c^2}\right) \gamma_3^2 D(KR) - 2(3\gamma_3^2 - \gamma_1^2)B \right\}$$

$$\epsilon_{121} = \exp(-i\omega x_2) \left[\frac{1}{4\rho c R} \{ C(\gamma_3^2 - \gamma_1^2) + \omega E R \gamma_1^2 \} - \frac{\omega}{8\rho c} \{ A - B(2\gamma_1^2 - 1) \} \right]$$

$$\epsilon_{233} = \exp(-i\omega x_2) \left[\frac{1}{4\rho c R} \{ C(\gamma_1^2 - \gamma_3^2) + \omega E R \gamma_3^2 \} - \frac{\omega}{8\rho c} \{ A - B(2\gamma_3^2 - 1) \} \right]$$

$$\epsilon_{112} = \exp(-i\omega x_2) \frac{1}{2\rho c R} \{ C(\gamma_3^2 - \gamma_1^2) + \omega E R \gamma_1^2 \}$$

$$\epsilon_{332} = \exp(-i\omega x_2) \frac{1}{2\rho c R} \{ C(\gamma_1^2 - \gamma_3^2) + \omega E R \gamma_3^2 \}$$

$$\epsilon_{122} = \exp(-i\omega x_2) \frac{i}{4\rho R} \left\{ \left(\frac{1}{\beta} - \frac{2}{c^2}\right) D(KR) + \frac{2}{c^2} D(QR) \right\} \gamma_1$$

$$\epsilon_{232} = \exp(-i\omega x_2) \frac{i}{4\rho R} \left\{ \left(\frac{1}{\beta} - \frac{2}{c^2}\right) D(KR) + \frac{2}{c^2} D(QR) \right\} \gamma_3$$

$$\epsilon_{123} = \exp(-i\omega x_2) \frac{\omega}{2\rho c} B \gamma_1 \gamma_3$$

$$\epsilon_{231} = \exp(-i\omega x_2) \frac{\omega}{2\rho c} B \gamma_1 \gamma_3$$

$$\epsilon_{132} = \exp(-i\omega x_2) \frac{\omega}{2\rho c} B \gamma_1 \gamma_3$$

III

Précision des résultats - instabilités numériques

Chapitre 3

Précision des résultats - instabilités numériques

3.1 INTRODUCTION

IBEM a l'avantage de combiner rapidité de calcul et précision des résultats. Dans ce travail de thèse, nous avons effectué un grand nombre de simulations, soit pour modéliser des données (par exemple chapitres 4,5), soit pour tester la stabilité de la méthode et l'influence des paramètres introduits dans le calcul.

De manière générale, la méthode est très stable et robuste. La stabilité numérique reste bonne quelle que soit la géométrie du modèle; le nombre de points pris en compte dans l'intégration gaussienne n'influe que très peu sur le résultat et une discrétisation de 3-4 segments par longueur d'onde est suffisante. Vu le nombre de simulations présentées par ailleurs dans ce travail, nous n'allons pas ici nous attarder sur ces vérifications. Par contre, nous allons présenter des causes d'instabilités, montrer quelques exemples et discuter comment on peut résoudre ces problèmes.

3.2 RESONANCE INTERNE

Les méthodes de frontière ont un problème bien connu, celui de résonances internes. Imaginons une cavité cylindrique avec une forme circulaire en coupe transversale et situé dans un milieu élastique homogène. La diffraction, par exemple due à une onde plane incidente sur la cavité, est représentée par des sources localisées à la surface de la cavité. L'utilisation de fonctions de Green de l'espace implique que ces sources rayonnent de l'énergie vers l'intérieur de la cavité qui constitue un milieu élastique fictif puisque vide. Nous ne nous intéressons pas à ce milieu fictif parce que nous imposons des conditions de tractions nulles à la surface de la cavité. Le milieu fictif pose uniquement un problème s'il entre en résonance. S'il y a résonance, le système linéaire qui est posé pour satisfaire les conditions aux limites est mal conditionné et la solution ne sera pas correcte. En fait, de tels problèmes ont été rencontrés dans une partie préliminaire à ce travail durant laquelle nous avons étudié notamment la diffraction par cavités et fissures.

Les problèmes de résonance interne sont moindres pour les modèles où les interfaces ne sont pas closes, surtout si elles ont une géométrie quelconque comme c'est généralement le

cas dans la nature. Pour ces raisons, nous n'avons pas eu de problème de résonance dans les applications présentées dans ce travail.

3.3 TRONCATURE DU MODELE

Tous les modèles présentés ici sont tronqués à une certaine distance de l'irrégularité que l'on étudie. Cette troncature influe sur les résultats des simulations parce que les points extrêmes du modèle sont des points diffractants. En particulier, des ondes de surface artificielles peuvent être émises par ces bords. Ce problème est particulièrement présent dans les simulations de diffraction par des topographies sur un milieu élastique peu atténuant parce que l'effet de l'irrégularité est grand même loin de celle-ci.

Il existe plusieurs moyens de diminuer l'effet de la troncature, en particulier par élargissement du modèle, utilisation du champ réfléchi dans le champ libre et introduction de bords absorbants. Ces trois solutions sont optionnelles et indépendantes dans les programmes de simulation.

3.3.1 Élargissement du modèle

On peut diminuer l'effet de la troncature en la positionnant loin de l'irrégularité de façon à ce que les ondes diffractées aux bords soient atténuées avant d'arriver à l'irrégularité et tel arrivent tardivement. L'inconvénient de cette solution est que la taille de la surface/interface à discrétiser augmente et le temps de calcul peut augmenter considérablement.

3.3.2 Inclusion du champ réfléchi dans le champ libre

Une autre possibilité est de considérer l'irrégularité comme une anomalie relative à un modèle de référence. Dans le cas d'une topographie ou d'une vallée sédimentaire, le modèle de référence est le demi-espace homogène élastique. Dans ce cas, le champ d'onde dans le modèle de référence (le champ libre) inclut les ondes incidentes et leur réflexion à la surface libre. De tels champs peuvent être calculés analytiquement comme une somme d'ondes montantes et descendantes, en faisant une continuation analytique vers le haut si la topographie est une ride. En présence de l'irrégularité, ce champ de référence ne satisfait pas les conditions aux limites, sauf sur les parties planes à altitude zéro du modèle. Les sources à la surface et aux interfaces doivent ainsi créer un champ qui prend en compte l'effet de l'irrégularité; mais leurs amplitudes vont, grosso modo, décroître en fonction de leur distance à l'irrégularité et les effets de bords vont considérablement diminuer. Cette solution est efficace sauf si le niveau de la surface libre n'est pas le même des deux côtés de l'irrégularité.

Dans le cas de rides très raides, le champ libre analytiquement continué vers le haut peut poser un problème parce qu'il est non-causal et que les sources à la surface n'arrivent pas complètement à annuler cet effet.

3.3.3 Bords absorbants

Un troisième moyen de diminuer les effets de bord est l'introduction de bords absorbants. Pour discuter cette notion nous rappelons quelques notions de base sur l'atténuation des ondes et la définition du facteur de qualité Q .

L'atténuation anélastique est due à la perte d'énergie par des processus microscopiques. On utilise la notion de facteur de qualité pour décrire ce phénomène de manière macroscopique. Nous n'allons pas rentrer dans le détail des différentes définitions de Q . On peut définir Q par

$$\frac{-\Delta E}{E} = \frac{2\pi}{Q}$$

ou $\Delta E/E$ est la perte d'énergie relative pendant un cycle. Q très petit n'a pas de sens physique dans un milieu élastique. Des bords absorbants sont des zones du modèle où l'énergie des ondes est absorbée par un Q artificiellement faible (par exemple $Q=1$). Il faut faire attention de diminuer Q graduellement vers les bords pour ne pas introduire une limite abrupte dans le modèle, qui réagirait comme un diffracteur. L'introduction de bords absorbants est d'autant plus efficace que la fréquence est élevée, car une onde de grande longueur d'onde par rapport à la taille de la zone absorbante ne peut subir une extinction complète.

3.4 EXEMPLES D'EFFETS DE BORD

Nous allons montrer deux exemples d'effets de bord. Dans le premier exemple, nous allons discuter l'exemple d'une ride très raide et montrer comment enlever les effets de bord. Dans le deuxième exemple, nous allons discuter l'exemple de bruit le plus fort obtenu pendant ces trois ans de travail et proposer des causes et des solutions de ce problème.

3.4.1 Ride raide

La figure 1 montre le modèle et les paramètres élastiques utilisés dans cet exemple. La ride est de forme semi-circulaire et l'onde incidente est une onde P avec azimuth 90° et incidence 45° . Nous allons montrer les simulations dans le domaine temporel. La fonction source est une ondelette de Ricker de fréquence centrale 2.5 Hz.

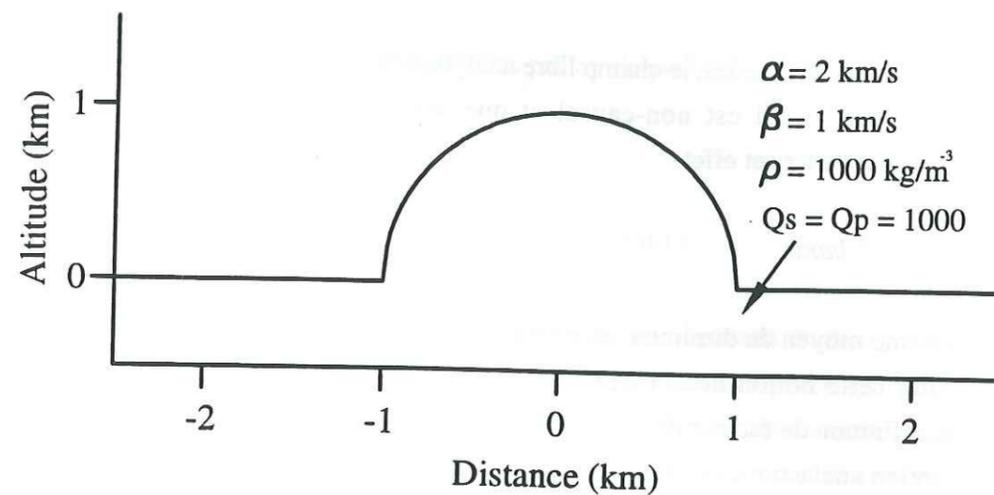


Figure 1. Modèle de ride semi-circulaire

La figure 2 montre le résultat d'une simulation avec

1. champ libre incluant les ondes réfléchies à la surface libre.
2. pas de bords absorbants.

Nous allons uniquement discuter les points concernant le bruit parce que nous avons déjà discuté la diffraction par une ride demi-circulaire dans le chapitre précédent. Il y a du bruit sur les sismogrammes de la figure 2, sous la forme d'arrivées non-causales (indiquées par des flèches) à travers la ride. Le bruit est lié à la nature non-causale du champ libre (voir 3.3.2).

Pour éliminer ce bruit, nous avons effectué une simulation dans laquelle le champ libre n'inclut pas les ondes réfléchies, tous les autres paramètres restant les mêmes. Le résultat de cette simulation est montré dans la figure 3. Le bruit non-causal a complètement disparu. Par contre il y a maintenant des réflexions sur les bords (indiquées par des flèches).

Le dernier exemple (figure 4) montre le résultat du même calcul, mais cette fois-ci en présence de bords absorbants. Le facteur de qualité Q décroît de 1000 au centre du modèle ($-2.6 < x < 2.6$) à 1 sur les bords ($x = \pm 4.1$). Non seulement il n'y a plus de bruit non-causal, mais les réflexions sur les bords ont été éliminées dans la bande de fréquence de la fonction source.

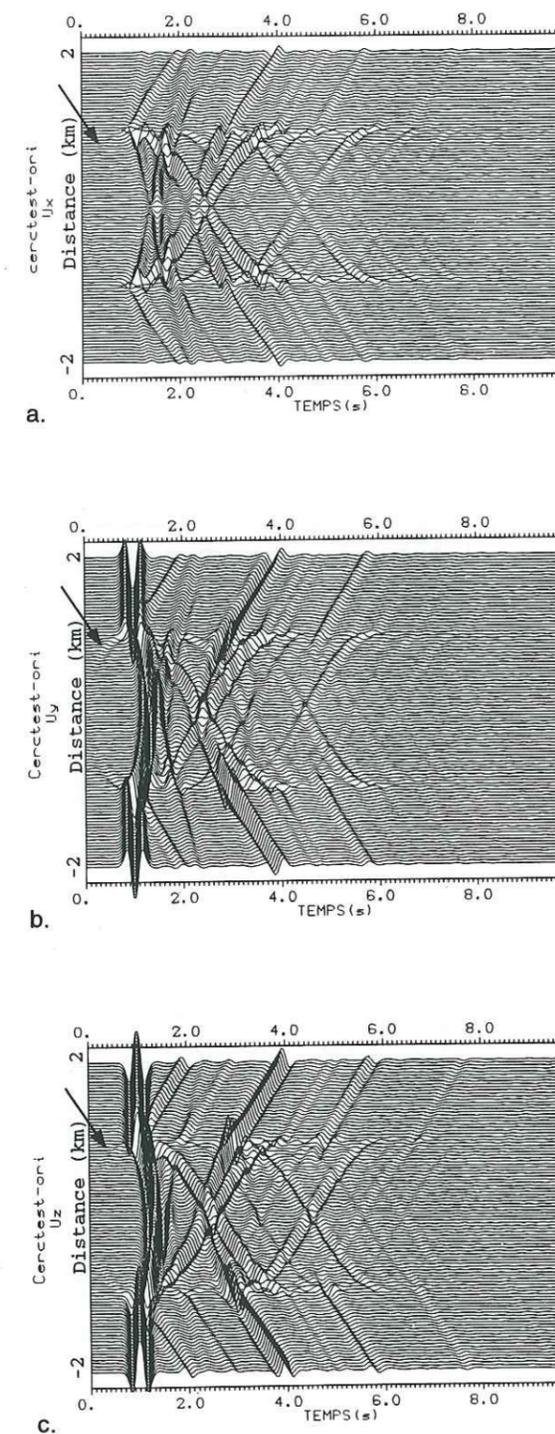


Figure 2. Sismogrammes synthétiques à travers la ride semi-circulaire avec des ondes incidentes de type P, azimut 90° et incidence 45° . La fonction source est une ondelette de Ricker de fréquence centrale 2.5 Hz. Le bruit non-causal est indiqué par une flèche.

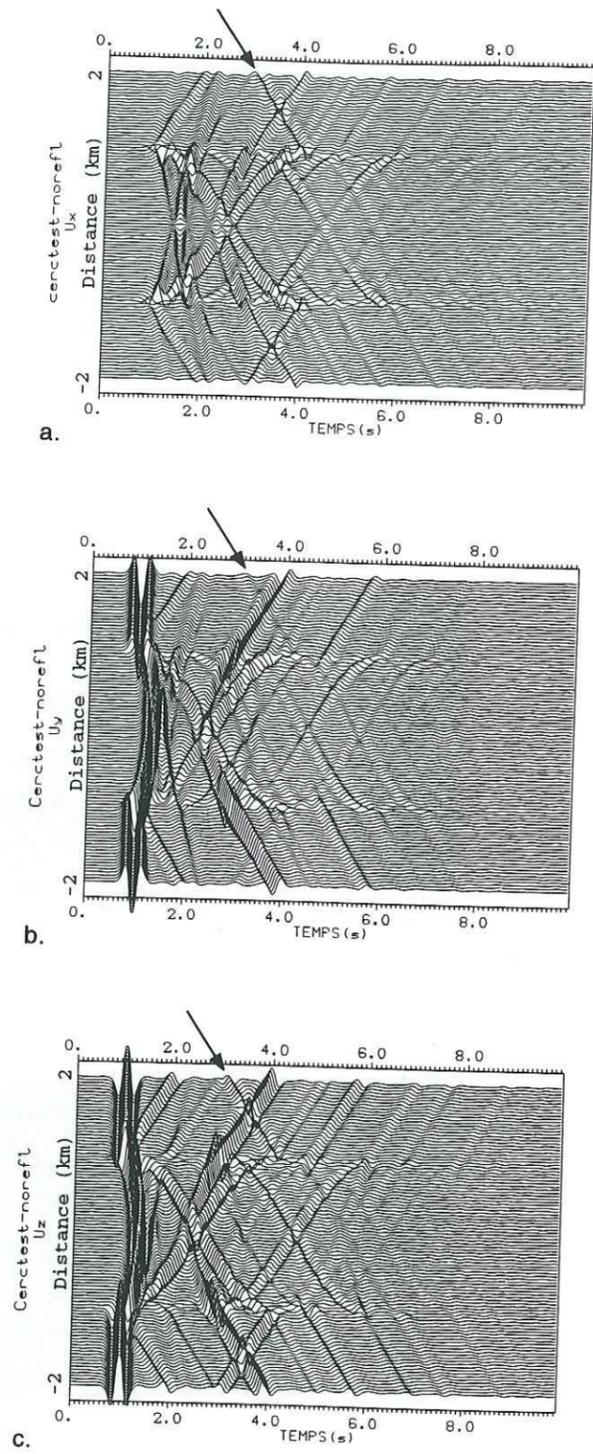


Figure 3. Comme figure 2 sans les ondes réfléchies incluses dans le champ libre. Le bruit dû à des effets de bords est indiqué par une flèche.

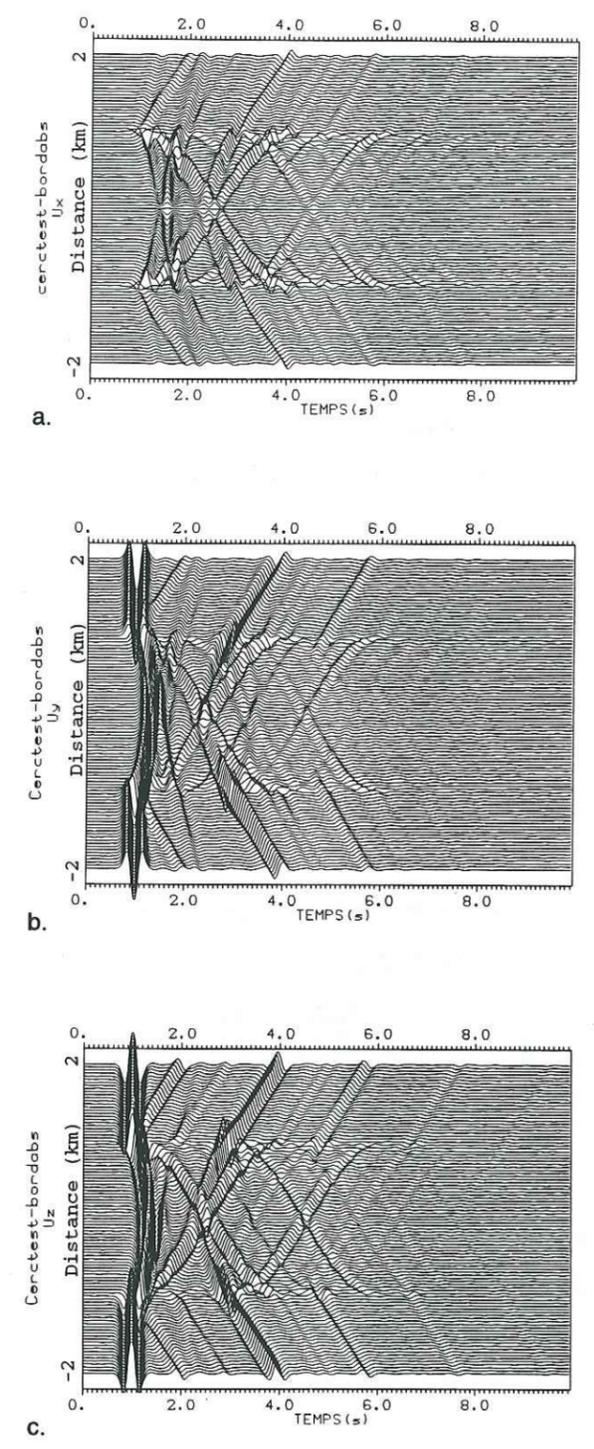


Figure 4. Comme figure 3 avec introduction de bords absorbants.

3.4.2 Onde de Rayleigh incidente sur canyon

Le deuxième exemple d'effets de bord est de loin le plus bruyé parmi tous les calculs effectués pendant ce travail de thèse. Nous présentons ce résultat pour signaler l'existence de ce genre de problème aux éventuels futurs utilisateurs de la méthode IBEM. En plus, le problème de bruit pourrait se présenter dans des applications futures parce que il est lié à la vitesse de propagation des ondes incidentes, comme nous allons voir par la suite.

Le modèle est un canyon semi-circulaire (voir figure 5) et les paramètres élastiques sont les mêmes que dans l'exemple discuté dans le paragraphe précédent. Nous considérons une onde de Rayleigh incidente sur un canyon avec un azimuth de 80° .

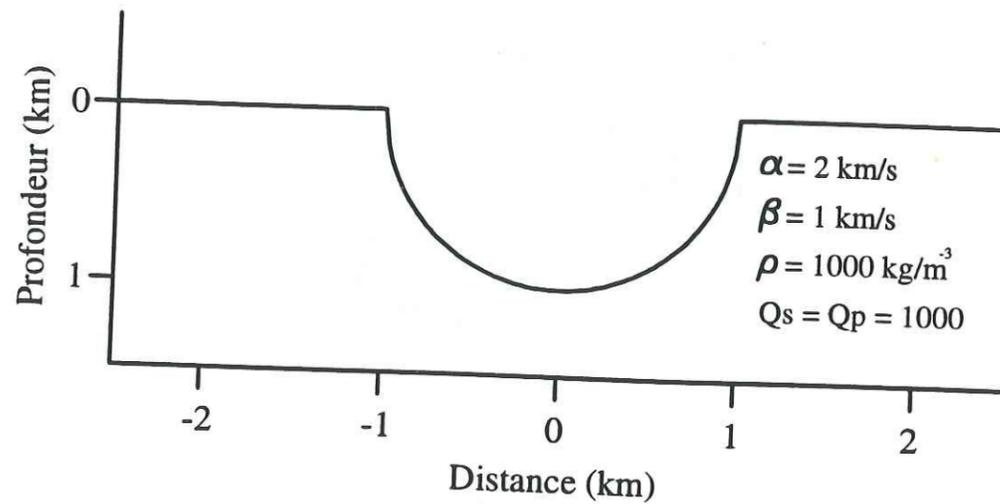


Figure 5. Modèle de canyon semi-circulaire.

Dans un premier temps, nous considérons un modèle sans bords absorbants présentant des parties planes de longueur π de chaque côté du modèle. La figure 6 présente l'image fréquentielle de la simulation. Si l'on compare avec le même type d'image pour des ondes S (chapitre 2, figures 4,5,11,12), il semble que le bruit ici soit plus fort que le signal et il semble y avoir des problèmes de résonance à certaines fréquences (0.4, 1.2 et 2 Hz). Les sismogrammes équivalents à la figure 6 (en utilisant une fonction source Ricker de fréquence centrale de 2 Hz) sont montrés dans la figure 7. Cette figure confirme l'importance du bruit.

Ces problèmes ont bien leur origine dans la troncature du modèle, dont l'effet est renforcé par des propriétés des fonctions de Green de sources ponctuelles en mouvement (présentés en Annexe de chapitre 2). Nous tentons dans la suite d'expliquer ceci simplement et de manière qualitative.

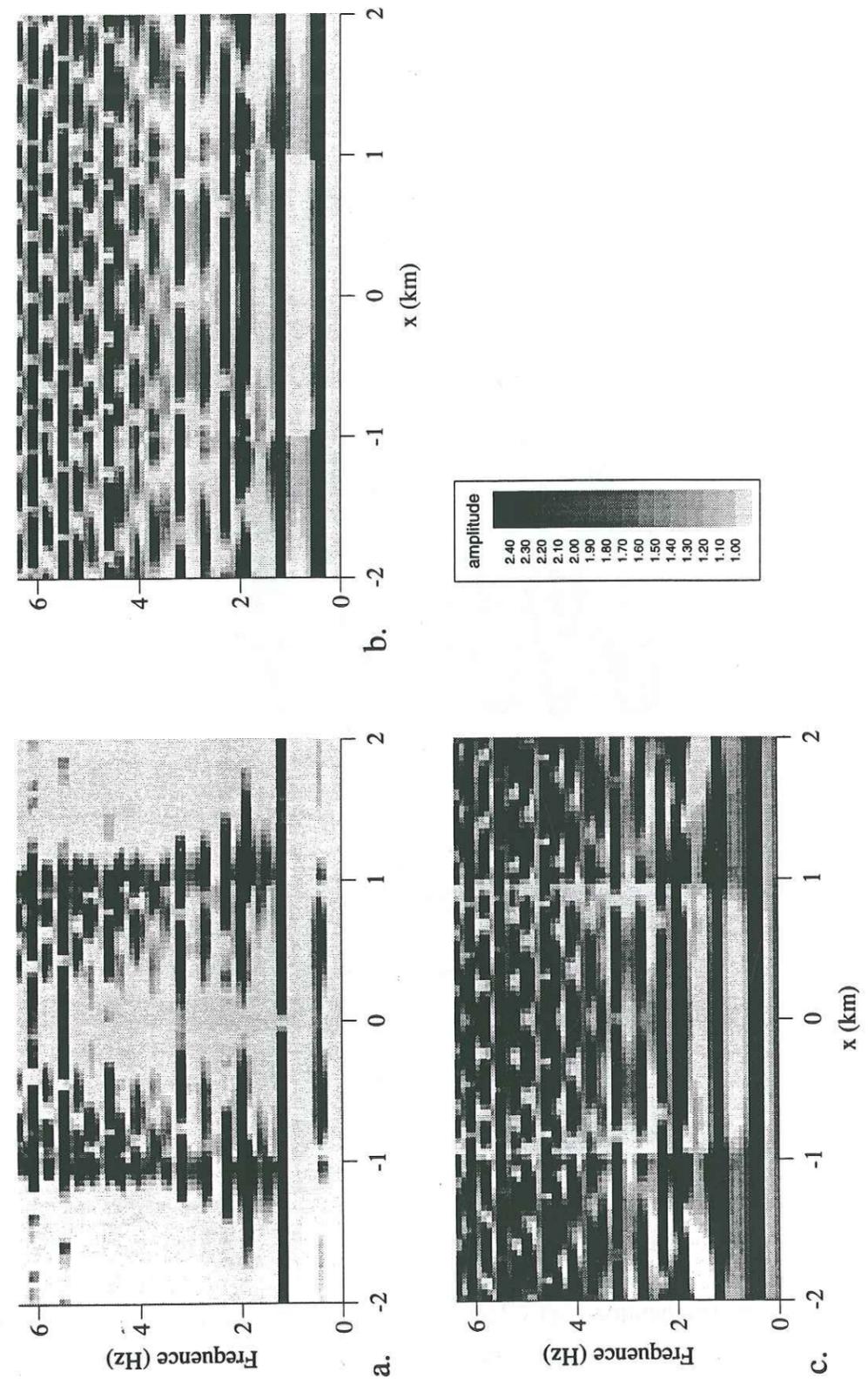


Figure 6. Résultat (dans le domaine espace-fréquence) de la simulation d'une onde de Rayleigh d'azimut 80° incidente sur un canyon semi-circulaire.

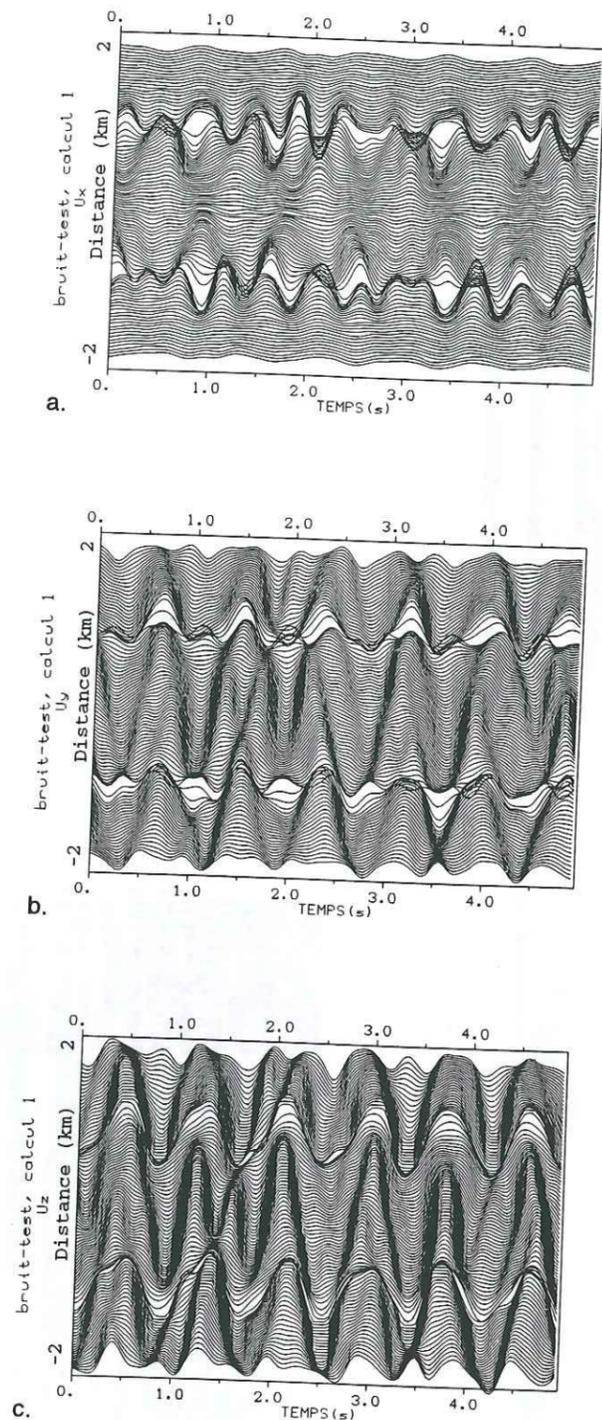


Figure 7. Sismogrammes synthétiques équivalents aux spectres de la figure 6. La fonction source est une ondelette de Ricker de fréquence centrale 2 Hz.

Les fonctions de Green sont des combinaisons de fonctions de Hankel avec l'argument KR (ou QR) où R est la distance entre source et point d'observation et

$$K = \omega(\beta^{-2} - c^{-2})^{0.5} \quad \text{Im}(K) < 0$$

$$Q = \omega(\alpha^{-2} - c^{-2})^{0.5} \quad \text{Im}(Q) < 0$$

avec ω la pulsation, α et β les vitesses de propagation des ondes P et S et c la vitesse horizontale apparente. K et Q décrivent les longueurs d'ondes des ondes S et P dans le plan $x-z$. La partie réelle de K (Q) est petite dans trois cas:

1. ω petit
2. c proche de β (α)
3. c inférieur de β (α)

Pour la simulation montrée dans la figure 6, nous nous trouvons dans le troisième cas parce que $c=0.95 < \beta$. L'explication du point 3 est que la racine carrée d'un nombre complexe, de partie réelle négative et de partie imaginaire petite, a une partie réelle petite. La partie imaginaire de l'argument dépend de la partie imaginaire de α et β . Cette partie imaginaire décrit l'atténuation anélastique et elle est petite (voir par exemple Aki et Richards, 1980).

Une partie réelle petite de K et Q équivaut à une longueur d'onde grande. Autrement dit, pour une gamme de fréquences très large, la longueur d'onde des ondes diffractées est grande par rapport au modèle si l'on se trouve dans le cas 2 ou 3. On peut donc s'attendre à avoir des effets de bords importants.

Pour diminuer les effets de bord nous avons

1. élargi le modèle jusqu'à $x=\pm(1+4\pi)$.
2. introduit des bords absorbants sur une largeur de 2π aux deux extrémités du modèle.

Le résultat de cette simulation est montré dans la figure 8. La majeure partie du bruit a disparu. Ceci est confirmé par les sismogrammes synthétiques équivalents, montrés dans la figure 9. Il faudrait encore élargir le modèle pour complètement éviter les effets de bord dans les simulations avec cette géométrie particulière et où des ondes de surface sont incidentes avec un grand azimut.

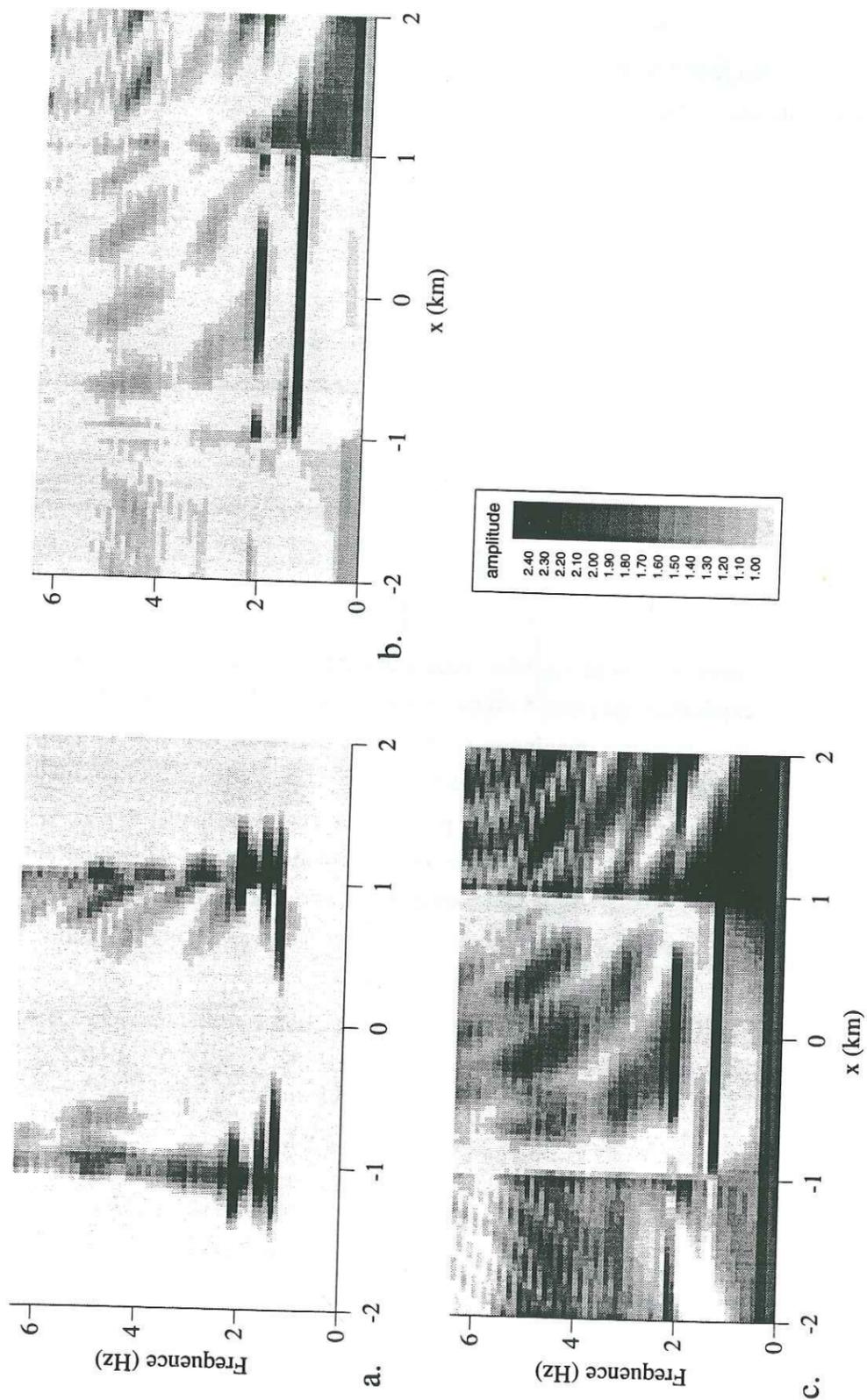


Figure 8. Comme figure 6 après élargissement du modèle et introduction de bords absorbants.

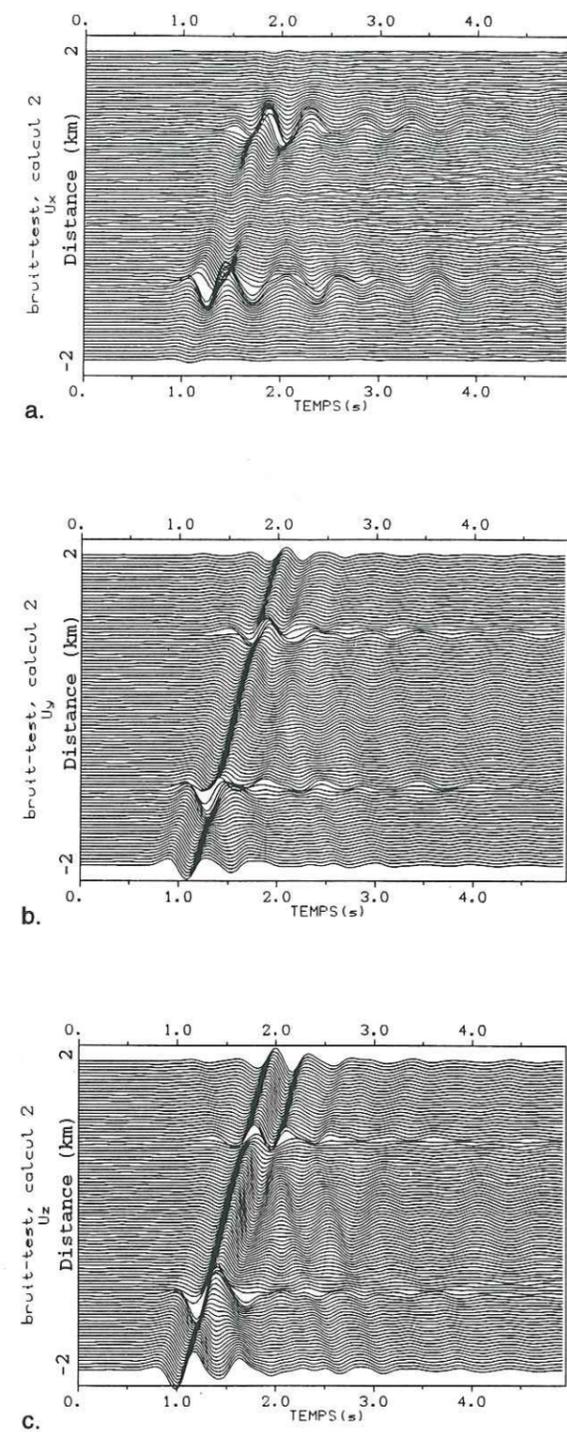


Figure 9. Sismogrammes synthétiques équivalents aux spectres de la figure 8. La fonction source est une ondelette de Ricker de fréquence centrale 2 Hz.

3.5 BIBLIOGRAPHIE

Aki K. et P. G. Richards (1980). *Quantitative seismology*, W.H. Freeman, San Francisco.
Chapitre 5.

IV

Observations et modélisations d'effets de site à travers la Vallée de la Roya, France

Chapitre 4

Observations et modélisations d'effets de site à travers la Vallée de la Roya, France

4.1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous présentons des observations et des modélisations d'effets de site à travers la vallée de la Roya, dans le sud-est de la France. Ce site présente une topographie particulière et les observations mettent en évidence des effets de site très importants. Nous avons effectué une étude théorique des effets de site à cet endroit pour obtenir une meilleure compréhension des observations.

Le traitement et l'analyse des données ont été effectués antérieurement (Bard et Mèneroud, 1987). Le début du chapitre (4.2-4.3) est basé sur cet article.

Ce chapitre est organisé de la manière suivante: Nous présentons de manière brève la géologie et la topographie du site. Ensuite nous décrivons les données, les traitements appliqués et les résultats de ces traitements. Le paragraphe 4.4 contient une description du modèle utilisé pour les simulations numériques et une description de quelques exemples de simulation. La conclusion du chapitre porte sur une comparaison entre les observations et les simulations numériques.

4.2 EXPERIENCE DE TERRAIN

Le site étudié se situe dans la vallée de la Roya. Localement, la vallée a une direction grosso modo Nord-Sud. Comme le montre la figure 1, la topographie le long d'une coupe transversale à la vallée est très accentuée. Une barre rocheuse est le point culminant du profil étudié.

La géologie du site est constituée par des calcaires et des calcaires marneux affleurant sur l'ensemble du profil. Les terrains quaternaires (placages, remplissage alluvial,..) sont quasi inexistantes.

Compte tenu de l'homogénéité des terrains et ainsi des vitesses de propagation des ondes sismiques, d'éventuels effets de site à travers de la vallée doivent être dûs essentiellement à la topographie. Cependant, aucune mesure réelle des vitesses sismiques en surface n'existe pour confirmer ces hypothèses "géologiques".

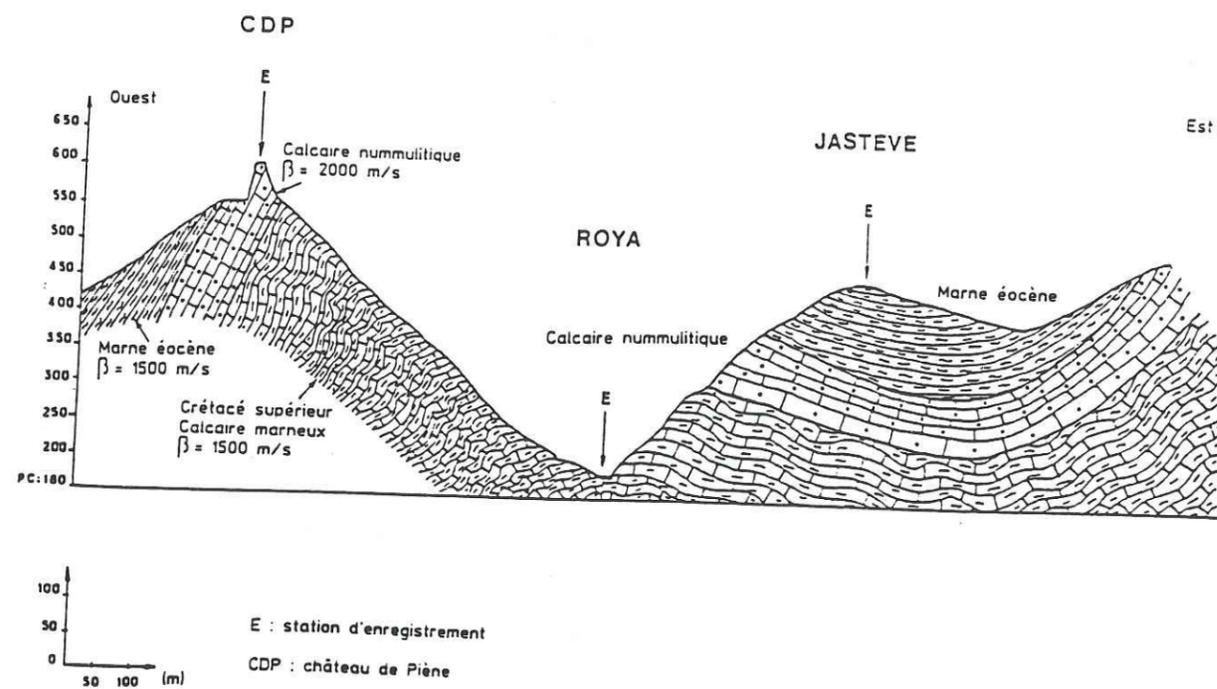


Figure 1. Géométrie et géologie sur une coupe transversale de la Vallée de Roya.

Pour l'étude de tels effets, trois sismomètres trois composantes (orientée selon la verticale et les axes Nord-Sud, et Est-Ouest) ont été installés le long du profil montré dans la figure 1. Les sismomètres employés, des Mark L22 D, ont une fréquence propre de 2 Hz. Les trois sites d'installation choisis étaient: 1. le sommet de la barre rocheuse (nom de station: Château de Piène/CdP) 2. le fond de la vallée (Roya) 3. le replat du côté est de la vallée (Jastève).

Au cours de l'expérience, les trois stations sismologiques ont enregistré des séismes locaux et régionaux. Les enregistrements de 31 séismes ont été utilisés pour le traitement ultérieur. Seulement 3 événements ont été enregistrés aux 3 stations. Les 28 événements restants ont été enregistrés à 2 stations:

- 11 à Roya et CdP
- 6 à Roya et Jastève
- 11 à Jastève et CdP

4.3 TRAITEMENT DES DONNEES: METHODES ET RESULTATS

Les données ont été traitées dans le domaine temporel et dans le domaine fréquentiel. Ces traitements portent sur la comparaison entre les amplitudes observées entre paires de stations:

CdP-Roya, CdP-Jastève et Jastève-Roya. Dans la suite, nous allons nous concentrer sur les résultats des comparaisons entre CdP et Roya. Ce choix est fait pour plusieurs raisons. Premièrement, CdP est situé sur un site très particulier à cause de la barre rocheuse. Deuxièmement, les différences d'amplitude entre deux stations sont plus élevées et plus systématiques entre CdP et Roya qu'entre CdP et Jastève ou entre Jastève et Roya. Troisièmement, des résultats pour les trois paires de stations sont déjà montrés dans l'article de Bard et Ménéroud (Bard et Ménéroud, 1987), que nous citons ici.

Dans le domaine temporel, les amplitudes maximales des 14 enregistrements communs de Roya et de CdP ont été comparées en calculant le rapport d'amplitudes maximales entre CdP et Roya (CdP/Roya). Cette analyse a été effectuée pour les trois composantes: Z, NS, et EW.

Les rapports d'amplitudes sont dispersés avec des valeurs situées entre 0.6 et 10.9. Pour la plupart des enregistrements, ce rapport reste faible et supérieur à 1, avec typiquement des valeurs entre 1 et 3.5. Il existe des différences entre les composantes. Le rapport d'amplitude CdP/Roya sur la composante EW (composante orthogonale à la barre rocheuse) est plus élevé que celui des autres composantes pour presque tous les séismes. La moyenne du rapport d'amplitudes pour les 9 événements les plus forts est 4.99 (± 2.76) pour la composante EW, 1.75 (± 0.86) pour la composante NS et 2.47 pour la composante Z. La fréquence pour laquelle l'amplitude est maximale est d'environ 3 à 6 Hz.

Il n'y a pas de corrélation évidente entre le rapport d'amplitudes et la distance épacentrale, ni avec la direction d'arrivée des ondes. Un effet de la direction d'arrivée ne peut néanmoins pas être exclu, car la localisation des séismes n'est pas connue pour tous les séismes. De plus, les directions des séismes par rapport à la vallée de Roya sont données de manière approximative.

Dans le domaine fréquentiel, les spectres des enregistrements de CdP montrent un pic de forte amplitude. Cette forte amplitude est typiquement centrée autour d'une fréquence de 3-4 Hz. Les spectres observés à Roya sont à plus large bande.

Dans le domaine fréquentiel, les résultats de la comparaison d'amplitudes sont présentés sous forme de rapport de l'amplitude spectrale des enregistrements à CdP et à Roya. Ce rapport spectral (Roya/CdP) est calculé pour chaque séisme enregistré aux deux stations.

La figure 2 montre la totalité des rapports spectraux calculés. La dispersion des résultats est grande mais plusieurs tendances générales sont significatives. Il existe clairement, comme observé dans le domaine temporel, de plus fortes amplitudes à CdP qu'à Roya. L'amplification relative concerne toutes les fréquences jusqu'à environ 15 Hz. L'effet le plus important est localisé autour de 4 Hz, ce qui correspond à la fréquence d'amplitude maximale à CdP. L'amplification est observée sur les trois composantes avec le plus grand effet sur la composante EW. Sur cette composante, le rapport spectral est généralement inférieur à 0.2 à 3-4 Hz, avec une moyenne autour de 0.1 et des pics jusqu'à 0.01. L'amplification relative est

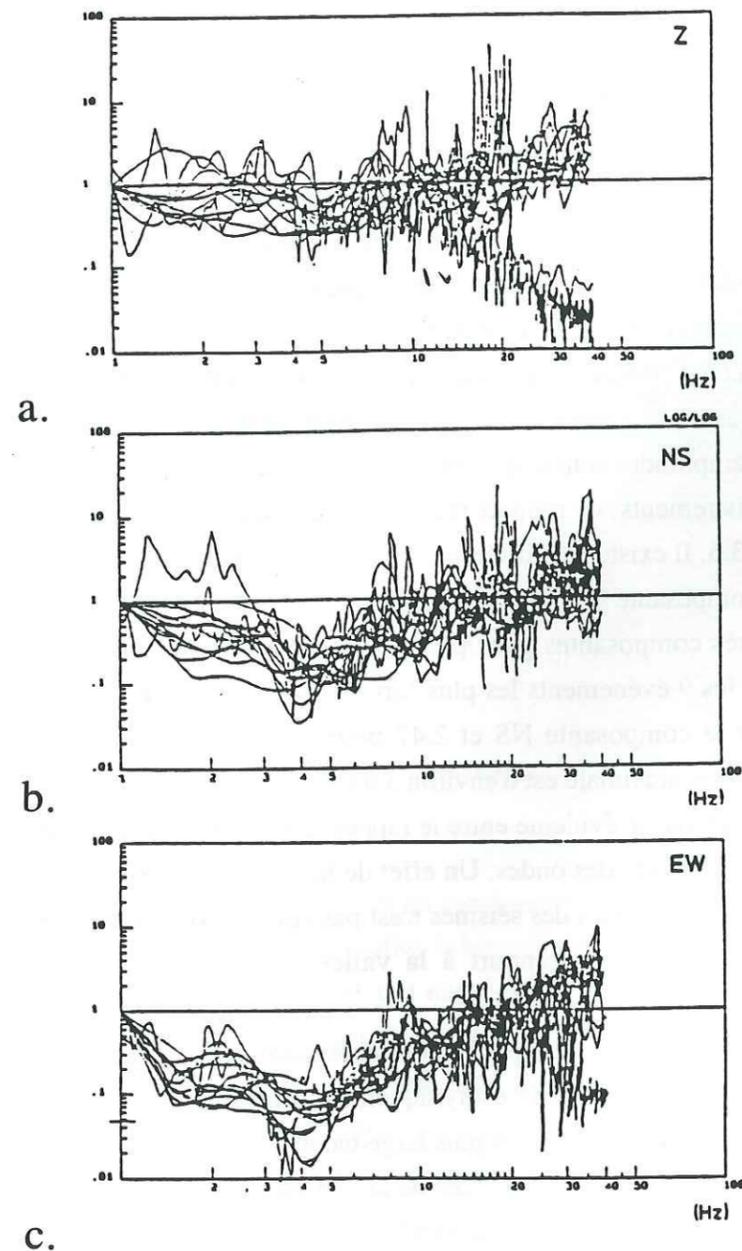


Figure 2. Rapports spectraux observés pour Roya/CdP. a: Composante verticale. b: Composante Nord-Sud. c: Composante Est-Ouest.

beaucoup moins importante sur la composante Z. La composante NS montre une amplification relative moyenne.

A l'aide des développements théoriques présentés dans les chapitres précédents, il est possible de modéliser numériquement les effets sur des ondes planes d'une topographie donnée. Une telle étude quantitative nécessite une exploitation supplémentaire des données pour connaître les détails de l'analyse, en particulier le fenêtrage en temps appliqué aux enregistrements préalablement au calcul des spectres. Une meilleure localisation des événements est également nécessaire pour l'estimation du champ incident et de la direction d'arrivée des ondes. Nous allons ainsi nous limiter à une étude qui a pour but d'étudier deux questions précises:

1. Comment expliquer que l'amplification relative entre CdP et Roya soit très élevée?
2. Quelles sont les particularités des effets de site liés à la barre rocheuse (CdP)?

Ces questions vont être discutées dans les paragraphes suivants.

4.4 MODELISATIONS NUMERIQUES

Nous avons utilisé la méthode d'éléments de frontière pour simuler les effets de site à travers la vallée de la Roya. Cette méthode est décrite en détail dans les chapitre 1 et 2. Les définitions de l'azimut et de l'incidence verticale des champs incidents utilisés dans les simulations sont également données dans le chapitre 2.

Comme discuté au début de ce chapitre, des grandes amplifications relatives ont été observées à CdP qui se situe au sommet de la barre rocheuse. Dans ce paragraphe, nous allons discuter des simulations numériques effectuées pour la barre rocheuse et ensuite des simulations numériques pour l'ensemble de la topographie.

4.4.1 La barre rocheuse

La géométrie très raide et étroite de la barre rocheuse suggère qu'elle puisse entrer en résonance à des fréquences peu élevées. Ce phénomène est connu pour les bâtiments (e.g. Clough, 1970). Nous avons cherché à identifier d'éventuelles fréquences de résonance de la barre.

Le modèle géométrique et les vitesses sismiques utilisées pour les simulations sont présentés dans la figure 3.

La figure 4 montre l'image dans le domaine fréquentiel de l'amplitude des composantes Z, NS et EW à travers la barre. Les représentations de résultats dans le domaine fréquentiel ont

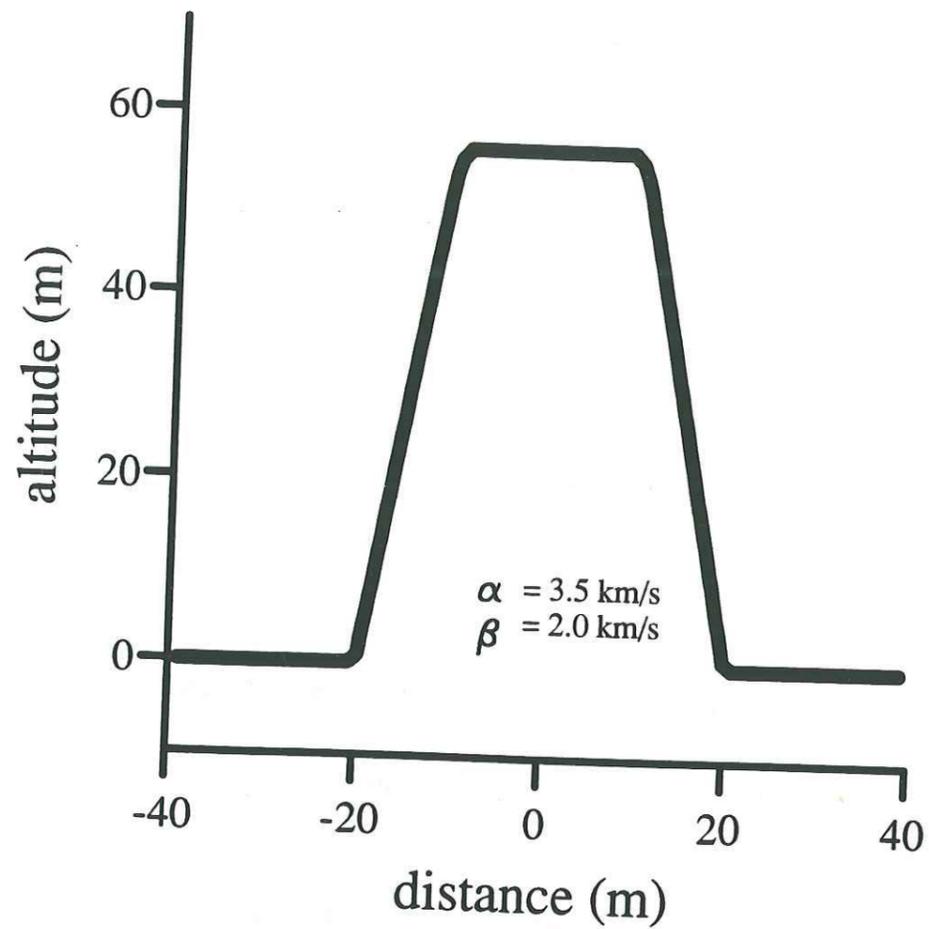


Figure 3. Modèle de la barre rocheuse utilisé dans les simulations d'effets de résonance à CdP.

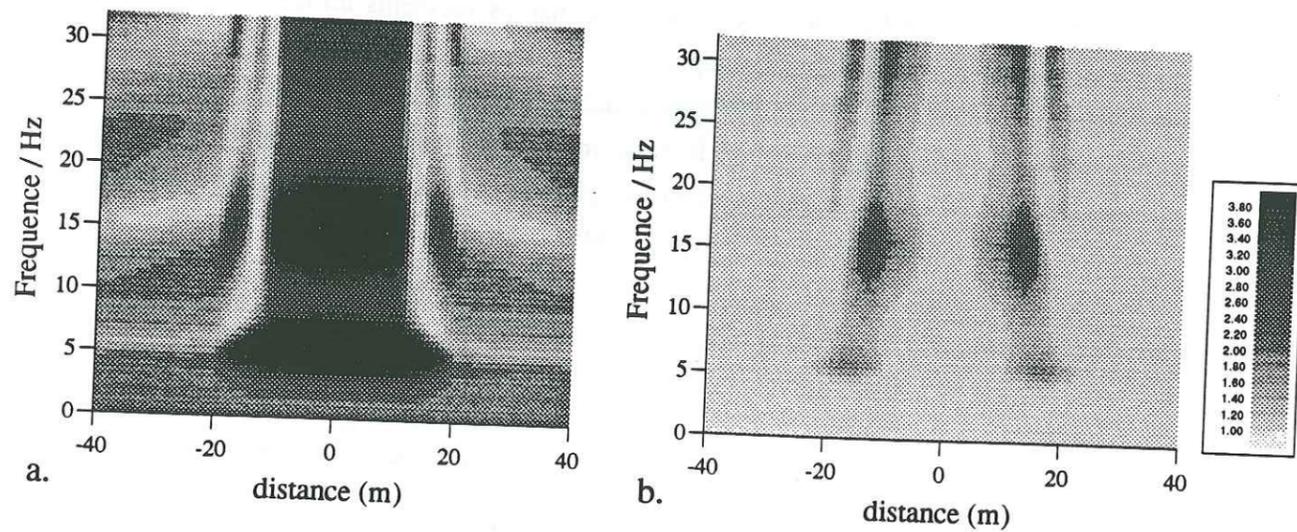


Figure 4. Représentation dans le domaine des fréquences de la réponse de la barre, à une onde SV avec azimut 0° et incidence verticale 0° . a: Composante Est-Ouest. b: Composante verticale.

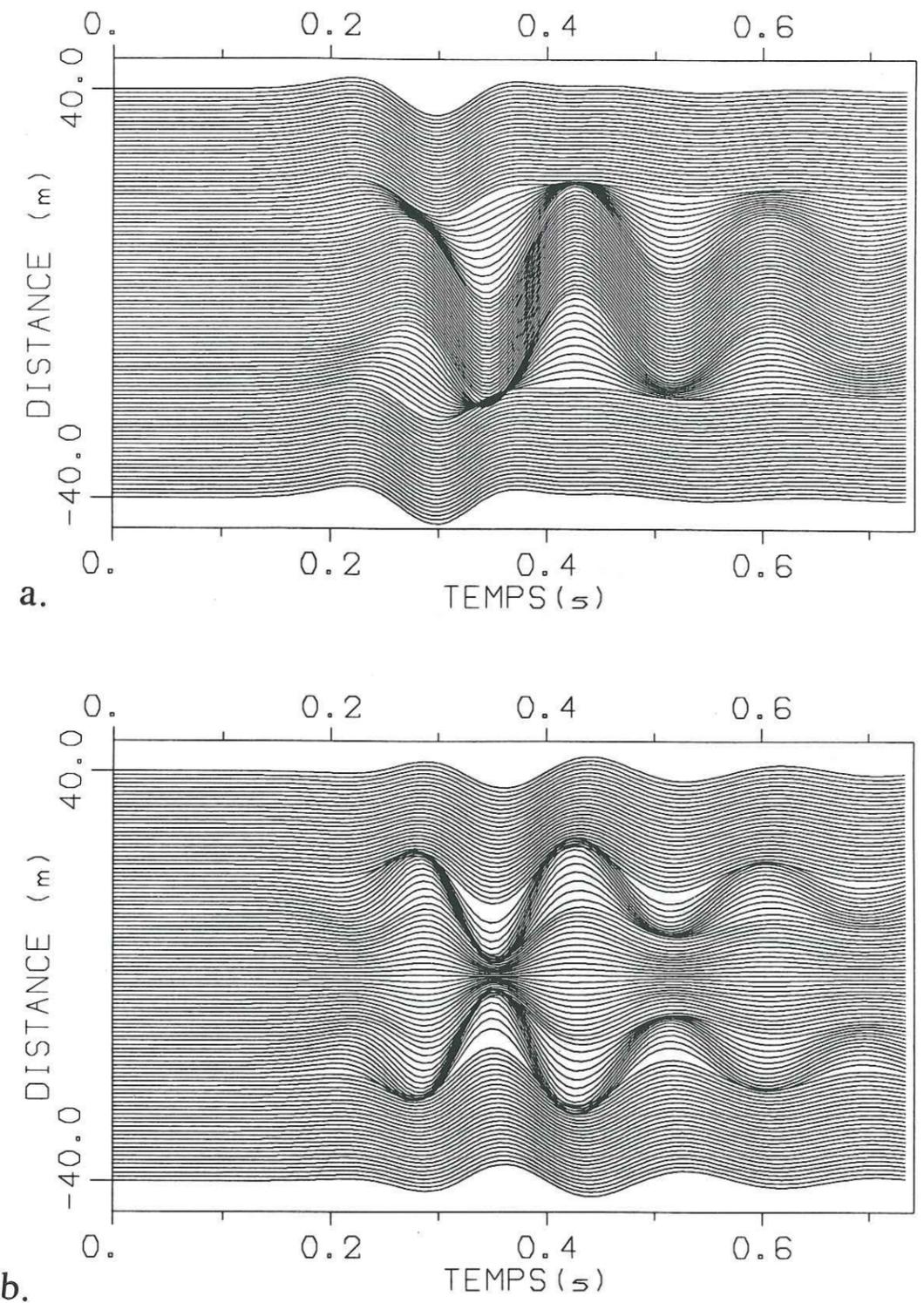


Figure 5. Sismogrammes synthétiques de la réponse de la barre, à une onde SV avec azimut 0° et incidence verticale 0° . a: Composante Est-Ouest. b: Composante verticale.

été faites en fréquence complexe afin d'éviter des repliements dans le domaine temporel (Bouchon et Aki, 1977). Ainsi, l'image est faussée. Nous avons vérifié que l'introduction d'une fréquence complexe n'influe pas beaucoup les spectres. Il correspond grosso-modo à un lissage du spectre. Dans la simulation représentée dans la figure 4, le champ incident est une onde SV d'incidence verticale. Une amplification importante de la composante EW apparaît clairement sur la barre pour des fréquences autour de 5 Hz. L'amplitude maximale est de 6.7, ce qui représente 3.8 fois l'amplitude d'une onde SV incidente perpendiculairement sur une surface libre. Dans le domaine temporel, l'amplification se manifeste par une augmentation de l'amplitude du signal ainsi que par une augmentation de la durée du signal (figure 5). Dans cette figure, le signal source est un Ricker de fréquence centrale 5 Hz. Un effet de résonance est aussi observé sur la composante Z.

Des simulations d'ondes incidentes de type SH ou Rayleigh donnent des résultats similaires à celui des ondes SV. L'amplification est néanmoins moins forte (4.5 pour les ondes SH et 5.4 pour les ondes de Rayleigh).

La question de l'interaction entre la barre rocheuse et la topographie générale sera discutée dans le paragraphe suivant.

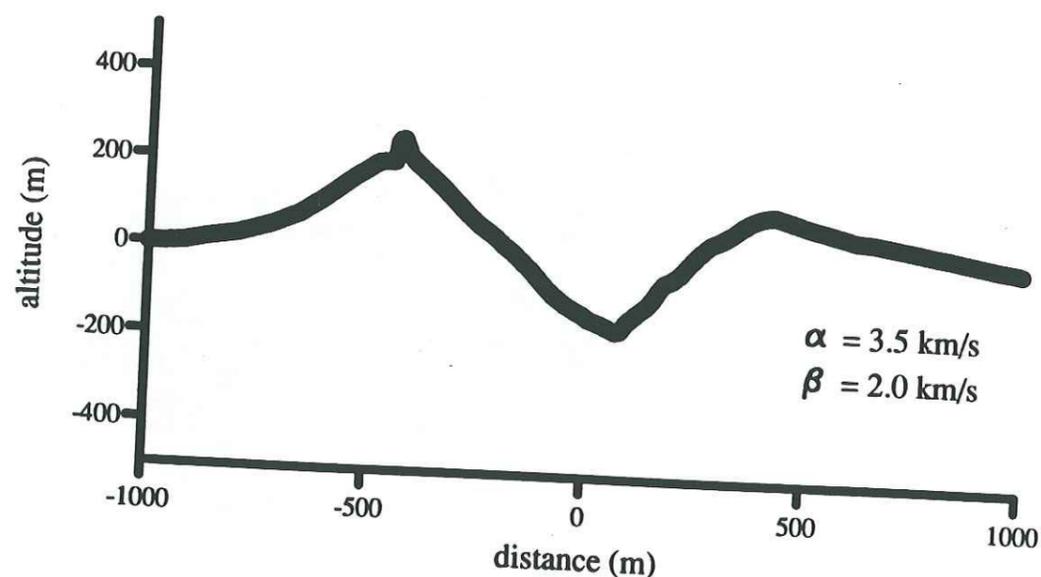


Figure 6. Modèle utilisé pour les simulations d'effets de site au travers de la Vallée de Roya.

4.4.2 Le profil de la vallée de la Roya

Les simulations précédentes permettent de conclure que la barre rocheuse subit une résonance dans une gamme de fréquences basses. A 5 Hz, le longueur d'onde des ondes S est de 400m. Un tel longueur d'onde est comparable à la taille des éléments qui constituent la topographie (extrémité Ouest - Roya: 1000 m). Comme le montrent plusieurs études, on peut s'attendre à des effets de site importants à ces longueurs d'ondes (e.g. Geli et al., 1988). Il faut ainsi bien prendre en compte la géométrie de la barre quand nous procédons aux simulations de réponse sismique de la vallée. L'échantillonnage de la géométrie avec par exemple 6 points par longueur d'onde ne suffit pas pour bien représenter la géométrie de la barre. Dans les simulations présentées dans ce paragraphe, nous avons introduit un nombre minimal de points d'échantillonnage de la barre afin d'éviter un sous-échantillonnage spatial.

La figure 6 montre le modèle utilisé pour les simulations numériques. La partie située à l'extrémité Est du modèle diffère de la topographie réelle. Cette différence entre la topographie réelle et le modèle est introduite parce que, dans les calculs, il est préférable que les extrémités Est et Ouest du modèle soient à une même altitude. Le changement de géométrie est justifié par le fait que cette étude est particulièrement portée sur les effets de site à CdP et à Roya, donc loin de la modification de géométrie.

Nous avons effectué un grand nombre de simulations afin de connaître les effets de site à CdP et à Roya pour différents champs d'ondes incidentes. Compte tenu des distances épacentrales des séismes enregistrés pendant l'expérience de terrain, le champ incident doit être dominé par des ondes S, Lg ou par des ondes de surface. Nous avons choisi de montrer des résultats numériques qui correspondent le mieux à ce type d'ondes (ondes S et Rayleigh) sans pour autant prétendre que les champs incidents sont aussi simples en réalité que ceux utilisés dans les modélisations.

La figure 7 montre le spectre à CdP et à Roya pour un certain nombre de simulations de la diffraction d'une onde SV avec différents azimuts ϕ et angles d'incidence θ . La résonance de la barre est clairement mise en évidence par ces calculs. Nous avons vérifié que la réponse au pied de la barre ne montre pas d'amplifications majeurs. Sur la barre, l'amplitude spectrale de la composante EW atteint des valeurs maximales comprises entre 3 et 8 à CdP. L'amplification est relativement large-bande. A CdP, il existe d'importantes variations des spectres en fonction de l'azimut de l'onde incidente. Les variations concernent la forme du spectre et le niveau de l'amplification. Les ondes pour lesquelles la totalité de l'énergie incidente est dans le plan 2D (azimuts 0° et 180°) induisent la plus grande amplification à CdP, conformément au fait que la résonance de la barre est essentiellement horizontale et dans le plan 2D. Les amplitudes maximales à Roya ont, au contraire de celles de CdP, un niveau constant. Néanmoins, l'azimut de l'onde incidente influe considérablement sur la forme des spectres. La Figure 8 montre les sismogrammes synthétiques pour le cas d'une onde

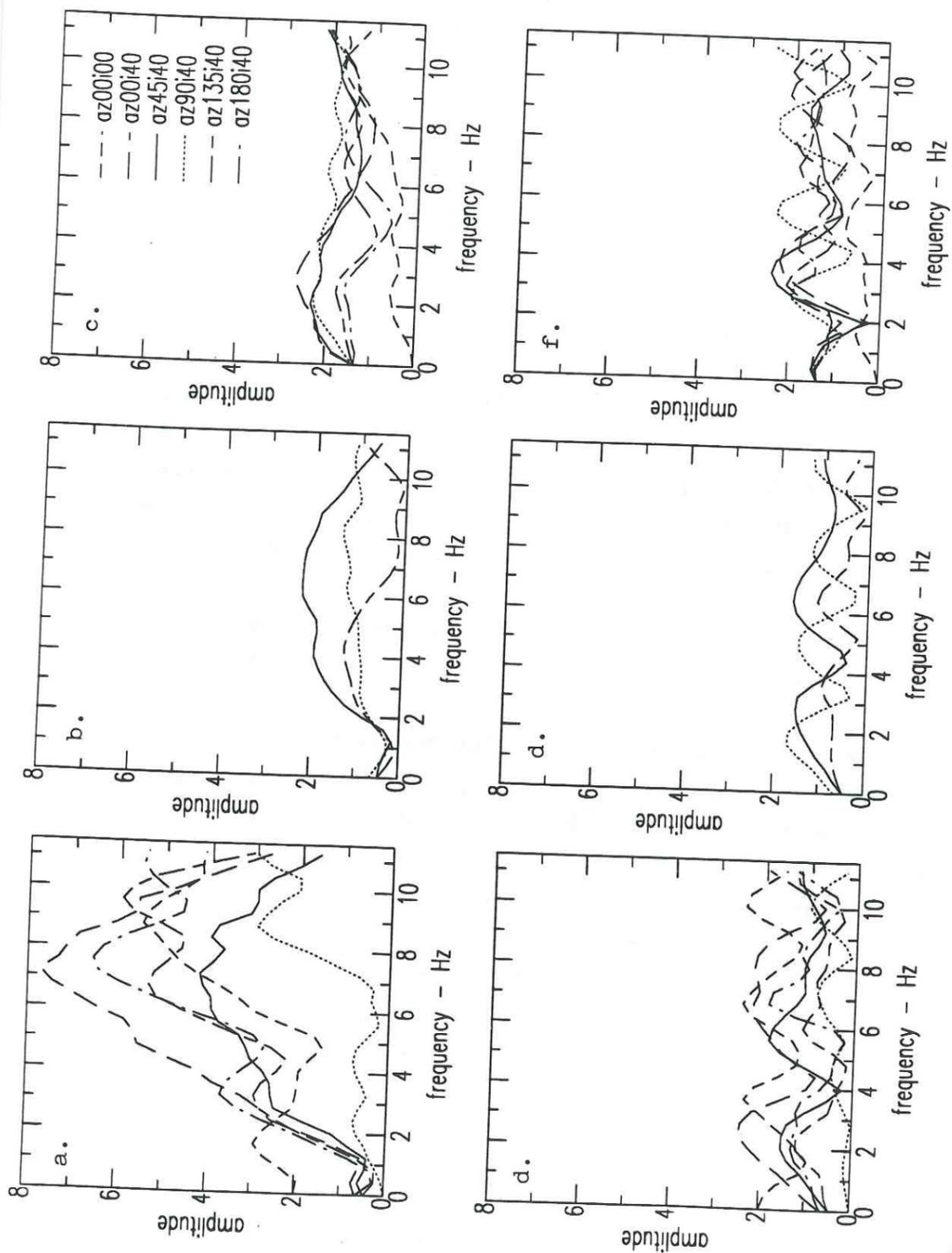


Figure 7. Amplitudes spectrales théoriques à CdP et à Roya pour une onde incidente SV. La légende est expliquée en haut à droite de la figure avec az: azimut, i: incidence verticale. a: CdP, composante Est-Ouest. b: CdP, composante Nord-Sud. c: CdP, composante verticale. d: Roya, composante Est-Ouest. e: Roya, composante Nord-Sud. f: Roya, composante verticale.

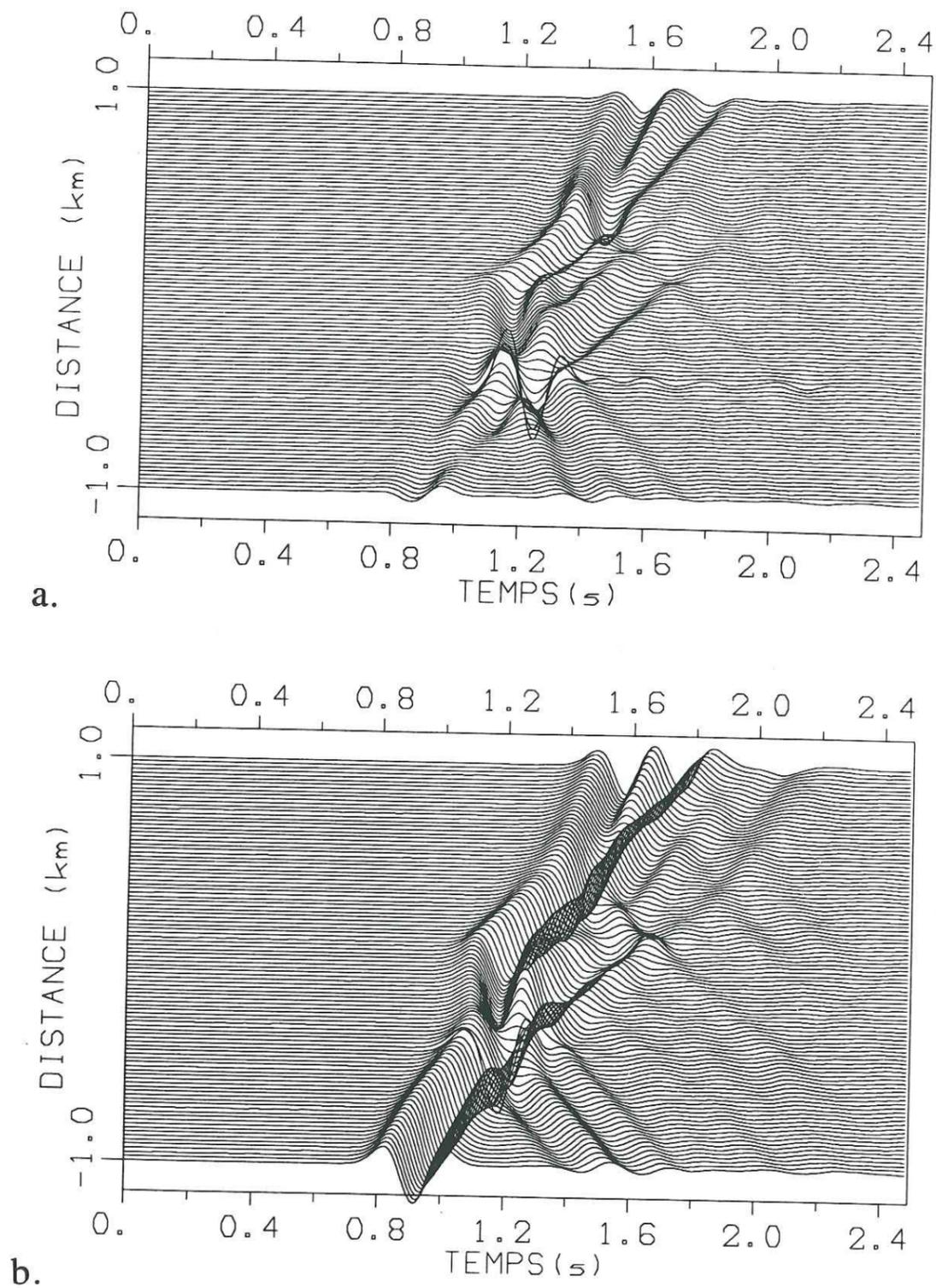


Figure 8. Sismogrammes synthétiques d'une onde SV d'azimut 0° et incidence verticale de 40° . La forme de l'onde incidente est un fonction de Ricker avec la fréquence centrale 4 Hz. a: Composante Est-Ouest. b: Composante verticale.

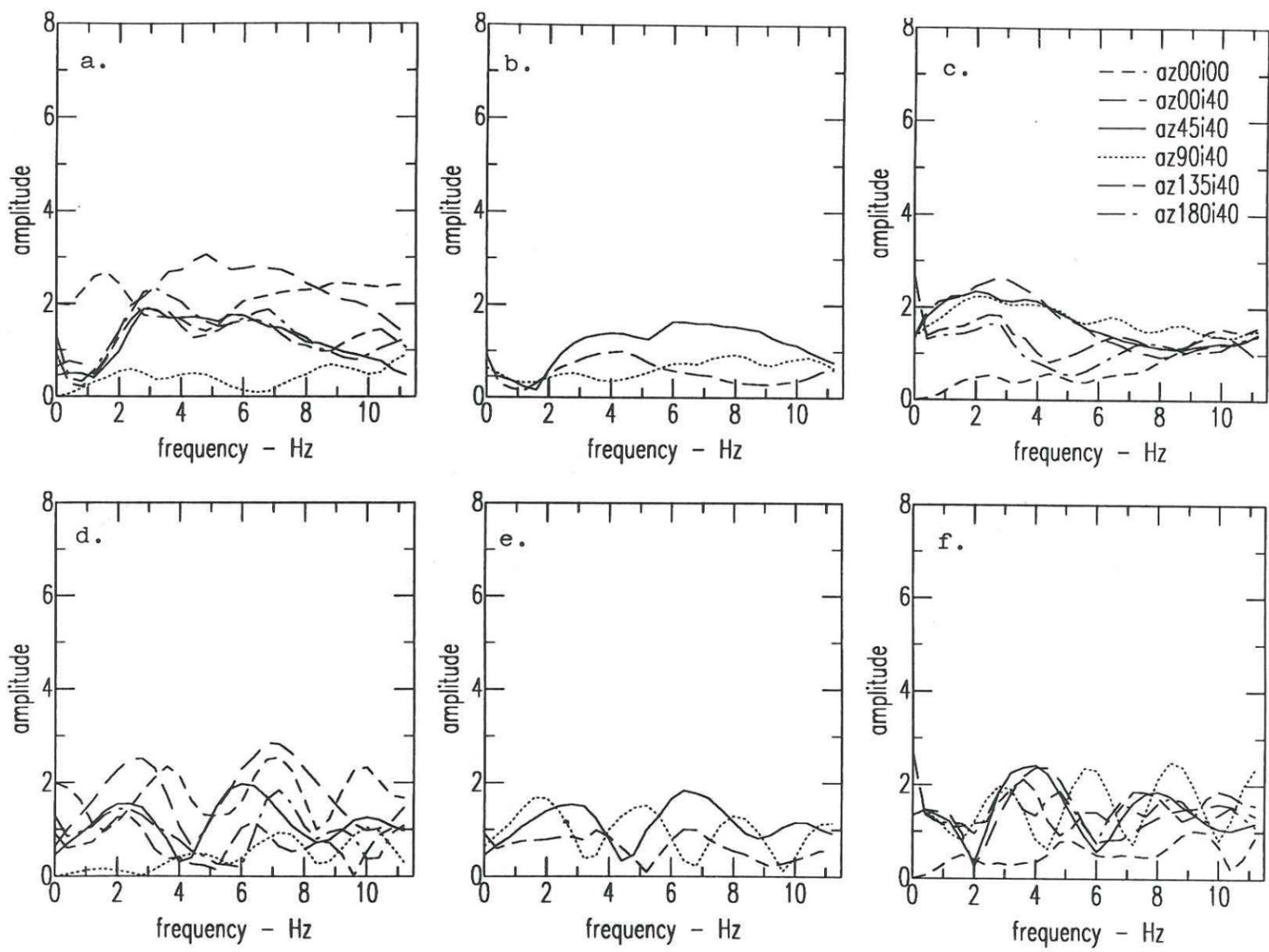


Figure 9. Amplitudes spectrales théoriques à CdP et à Roya pour une onde incidente SV sur la topographie sans la présence de la barre. CdP correspond dans ce cas au point culminant de la topographie. Légende: voir figure 7. a: CdP, composante Est-Ouest. b: CdP, composante Nord-Sud. c: CdP, composante verticale. d: Roya, composante Est-Ouest. e: Roya, composante Nord-Sud. f: Roya, composante verticale.

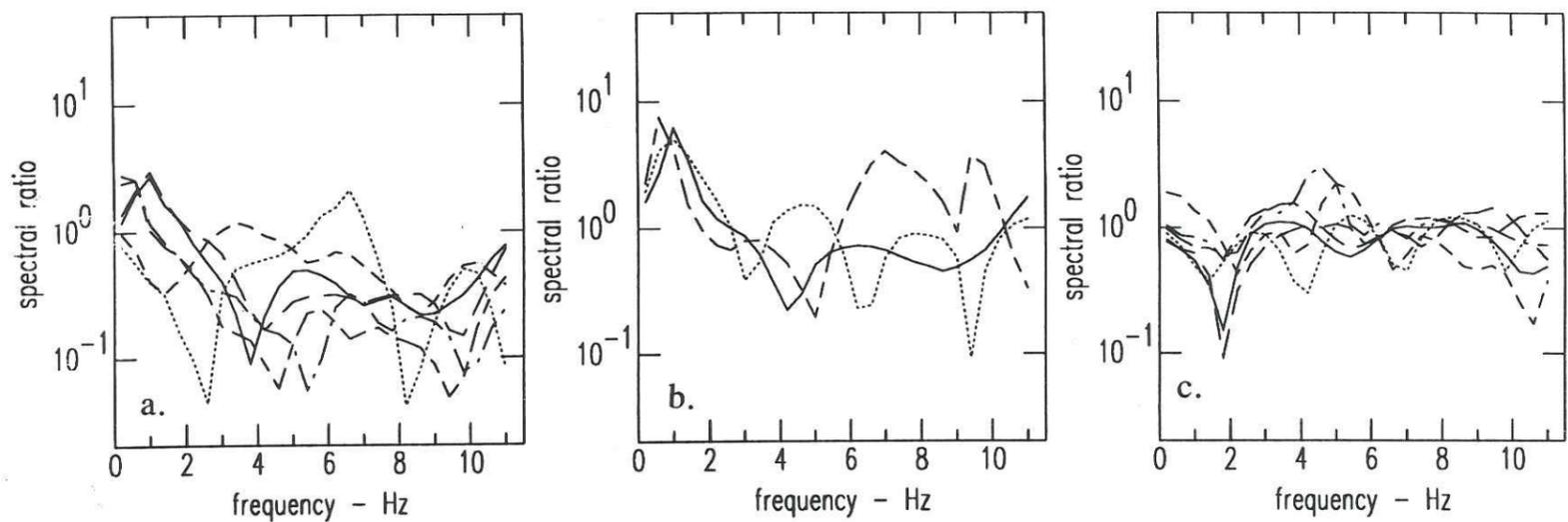


Figure 10. Rapports spectraux Roya/CdP obtenu par division des spectres montrés dans la figure 7. Légende: voir figure 7. a: Composante Est-Ouest. b: composante Nord-Sud. c: composante verticale.

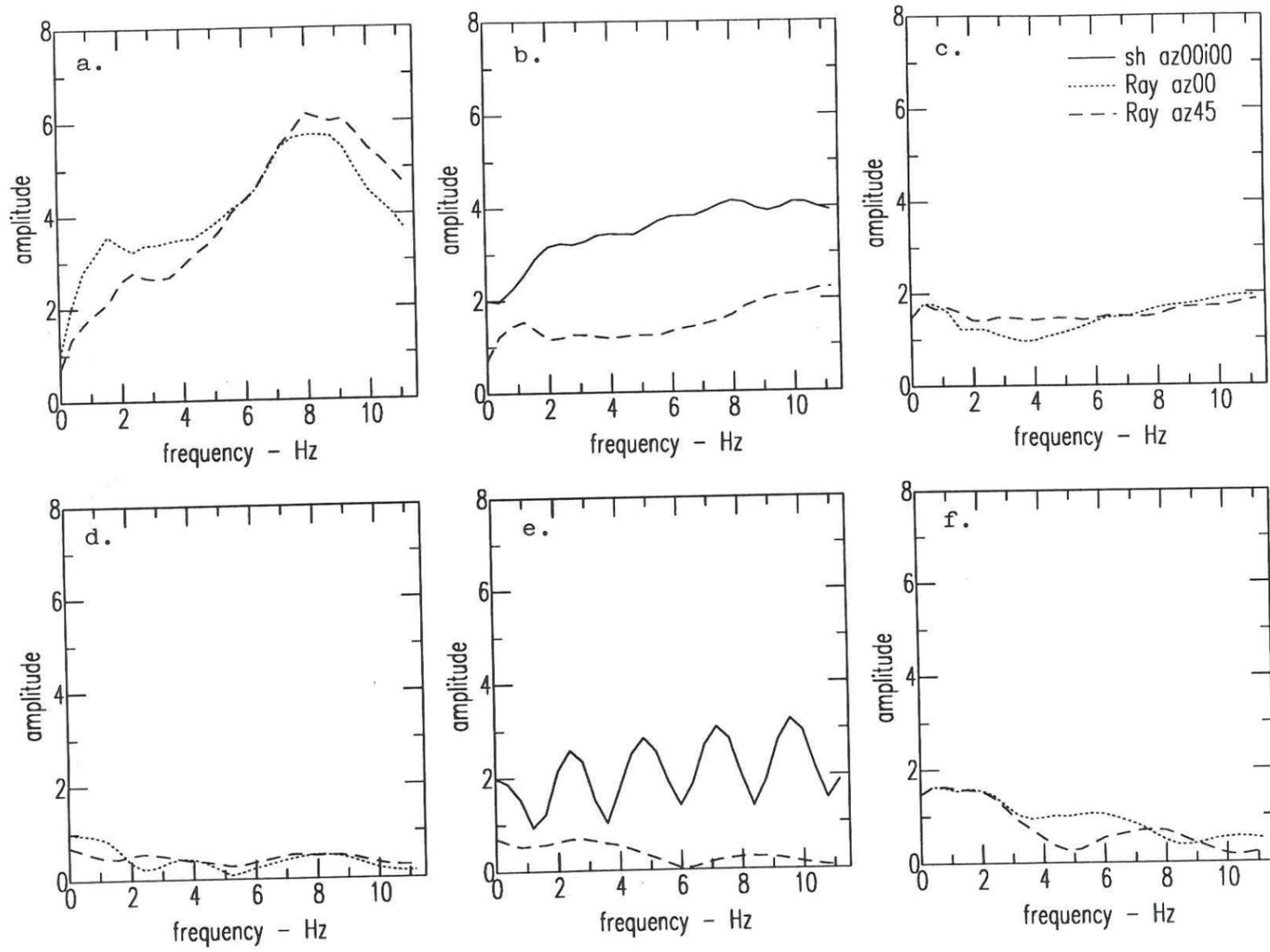


Figure 11. Amplitudes spectrales théoriques à CdP et à Roya pour une onde incidente Rayleigh ou SH. La légende est expliquée en haut à droite de la figure avec Ray: onde de Rayleigh, sh: onde SH, az: azimuth, i: incidence verticale. a: CdP, composante Est-Ouest. b: CdP, composante Nord-Sud. c: CdP, composante verticale. d: Roya, composante Est-Ouest. e: Roya, composante Nord-Sud. f: Roya, composante verticale.

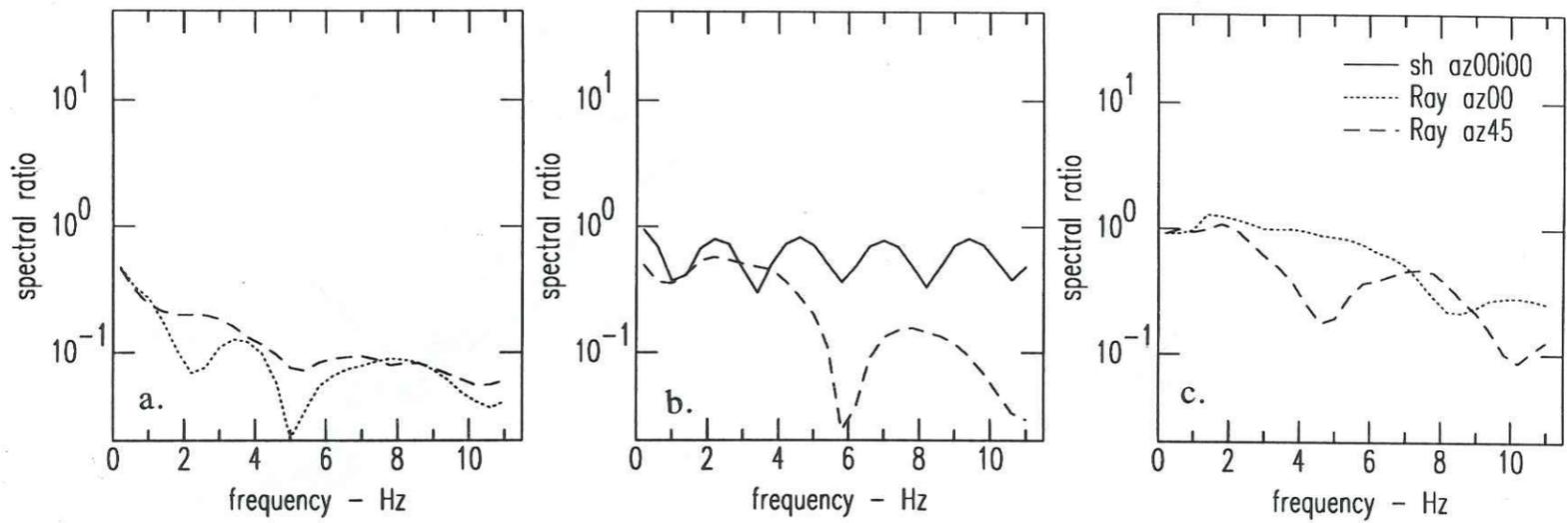
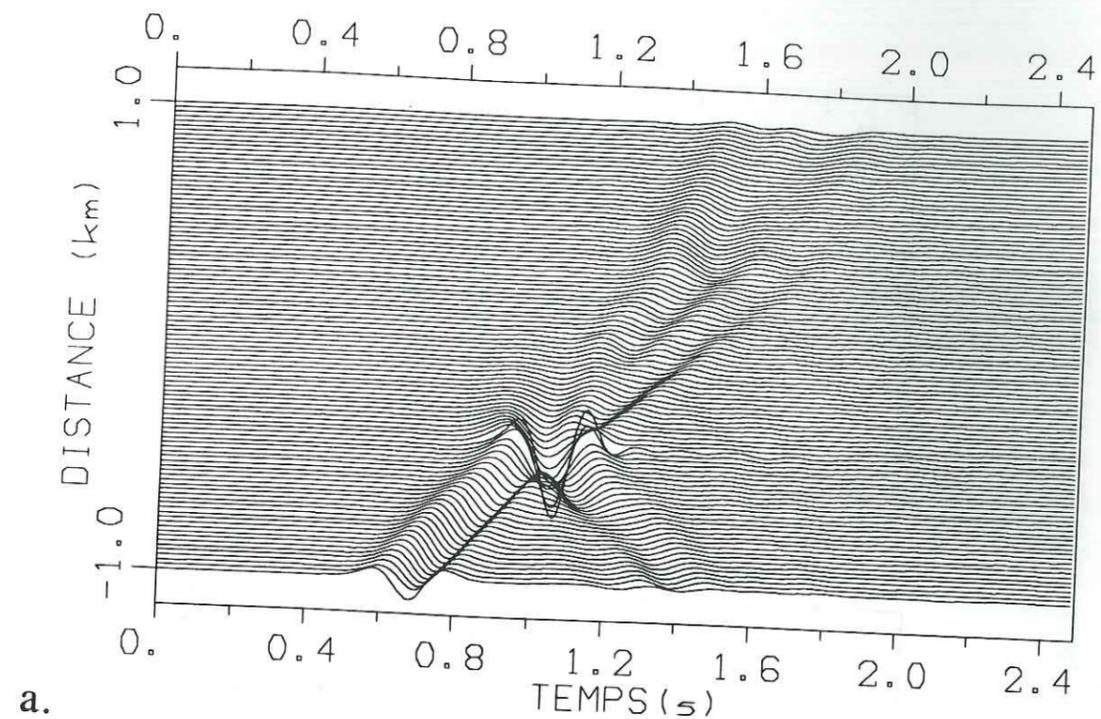
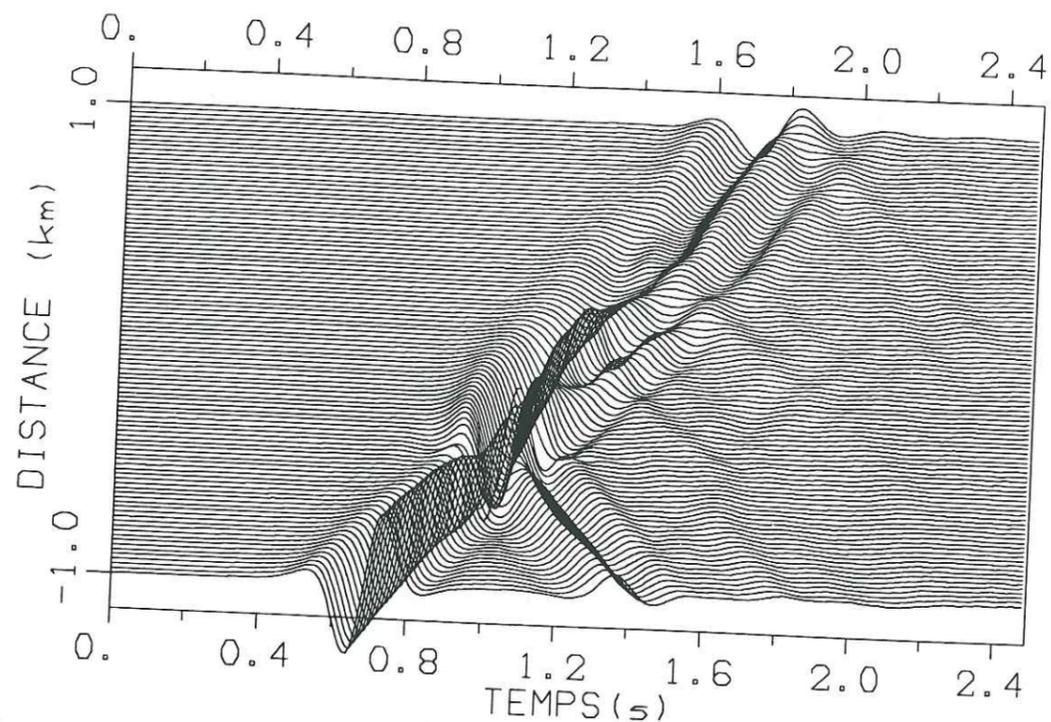


Figure 12. Rapports spectraux Roya/CdP obtenus par division des spectres montrés dans la figure 11. Légende: voir figure 10. a: Composante Est-Ouest. b: composante Nord-Sud. c: composante verticale.



a.



b.

Figure 13. Sismogrammes synthétiques pour une onde de Rayleigh d'azimut 0° incidente sur la Vallée de Roya. La forme de l'onde incidente est une fonction de Ricker avec la fréquence centrale 4 Hz. a: Composante Est-Ouest. b: Composante verticale.

SV incident avec un azimut 0° et incidence 40° . Sur ces sismogrammes, on voit clairement l'effet dans le domaine temporel de l'amplification à CdP.

Pour confirmer que l'amplification à CdP est due à la résonance de la barre, nous avons effectué des calculs tout à fait similaires à ceux discutés plus haut, mais sans inclure la barre rocheuse dans la forme topographique. La figure 9 est équivalente à la figure 7, mais en absence de la barre. La différence entre les deux calculs s'exprime presque uniquement par un changement de forme de spectre à CdP, et ceci surtout pour la composante EW. Les autres composantes sont très peu influencées par le changement de géométrie du modèle. A Roya, les formes de spectre ressemblent, elles aussi, à celles du modèle avec la barre incluse dans la géométrie.

La figure 10 montre le rapport spectral Roya/CdP pour les simulations discutées plus haut, dans le cas où la barre rocheuse est incluse dans la topographie. Dans cette figure ainsi que dans la figure 12, les spectres sont lissés avant le calcul du rapport spectral. Pour la composante EW, le rapport spectral Roya/CdP est en moyenne surtout influencé par l'amplification significative à CdP. Les creux et pics raides sont, par contre, contrôlés par des désamplifications à CdP ou à Roya. Ce même phénomène existe pour les composantes NS et Z pour lesquelles le rapport spectral oscille autour de 1.

La figure 11 montre les spectres à CdP et à Roya obtenus pour deux autres types d'ondes incidentes: SH et Rayleigh. Dans le cas des ondes de Rayleigh, l'amplification à CdP est toujours importante mais le rapport spectral (figure 12) est dominé par une désamplification significative à Roya. La topographie a un effet extrêmement destructif sur les ondes de Rayleigh. En conséquence, la tendance générale des rapports spectraux Roya/CdP est d'atteindre 0.1. Les pics des rapports spectraux atteignent 0.01. Dans le domaine temporel, les sismogrammes synthétiques illustrent bien cet effet. La figure 13 montre l'exemple d'une onde de Rayleigh que arrive de l'Ouest et qui est quasiment inexistante à Roya et à l'Est de la vallée. L'atténuation des ondes de Rayleigh par des topographies a été prédit par Sánchez-Sesma et Campillo (1991). L'atténuation des ondes de Rayleigh existe aussi dans le cas où la barre n'est pas incluse dans la topographie. Il est ainsi lié à la forme générale de la topographie et non à la présence de la barre.

4.5 CONCLUSIONS

Dans les simulations discutées dans le paragraphe précédent, nous avons réussi à expliquer de manière qualitative les observations de très grandes différences d'amplitude des ondes sismiques entre Roya et CdP. Il existe 3 phénomènes distincts:

1. La barre rocheuse entre en résonance pour des fréquences relativement basses. Cette résonance se traduit par de grands déplacements selon la direction EW.
2. Les désamplifications des ondes sismiques à Roya ou à CdP induisent des pics ou des creux importants dans les rapports spectraux.
3. Roya peut se trouver dans une zone d'ombre pour certaines ondes sismiques, notamment pour des ondes de Rayleigh qui subissent une extinction quasi complète au travers de la topographie.

Il serait intéressant de modéliser de manière plus quantitative les observations d'effets de site à travers la Vallée de la Roya. L'obstacle majeur est le manque de localisation précise des séismes enregistrés. Une campagne de terrain a été effectuée pendant le printemps 1994. Cette campagne comprenait l'analyse de ses résultats l'installation d'un nombre élevé de sismomètres au travers de la vallée et elle permettra sans doute de mieux observer les effets de diffraction des ondes à ce site particulier. Avec ces données en main, il sera possible de pousser les modélisations plus loin et peut-être d'évaluer d'une manière quantitative les effets de site à travers la vallée. Des résultats préliminaires de l'expérience de 1994 semblent être en accord avec les résultats théoriques présentés ici: les grands rapports spectraux CdP/Roya sont partiellement dus à des désamplifications à Roya.

4.6 BIBLIOGRAPHIE

- Bard P.-Y. et J.-P. Mèneroud (1987). Modification du signal sismique par la topographie. Cas de la vallée de la Roya (Alpes-Maritimes), *Bull. Liaison Labo P. et Ch.*, **150/151**, 140-151.
- Bouchon M. et K. Aki (1977). Discrete wavenumber representation of seismic-source wave fields, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **67**, 259-277.
- Clough R. W. (1970). *Earthquake response of structures*. In: R. L. Wiegel (ed.), *Earthquake Engineering*, Prentice-Hall.
- Geli L., P.-Y. Bard et B. Jullien (1988). The effect of topography on earthquake ground motion: A review and new results, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **78**, 42-63.
- Sánchez-Sesma F. J. et M. Campillo (1991). Diffraction of P, SV and Rayleigh waves by topographical features: a boundary integral formulation, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **81**, 2234-2253.

V

Amplitude des déplacements du sol au travers de rides

Manuscrit sous presse dans

Bulletin of the Seismological Society of America

Chapitre 5

Ground motion amplitude across ridges

Pedersen H., Le Brun B., Hatzfeld D., Campillo M., and Bard P.-Y^a.

Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique, Université Joseph Fourier
BP 53 x, 38041 Grenoble Cedex, France.

^aalso at Laboratoire Central des Ponts-et-Chaussées
58 Bd Lefebvre, 75732 Paris Cedex, France.

5.0 ABSTRACT

Local amplification and wave diffraction on an elongated ridge near Sourpi in Central Greece were studied by the analysis of seismic records of local and regional earthquakes. Data were obtained during field work especially designed for this purpose. These data were analysed in the frequency and in the time domains. In the frequency domain, spectral ratios show amplifications of 1.5 to 3 at the ridge top relative to the base of the ridge. The horizontal components of motion are more amplified than the vertical component and the observed spectral ratios seem stable for different earthquake locations. Theoretical spectral ratios, calculated by the indirect boundary element method, are dependent on earthquake location but are in general agreement with the observed spectral ratios. Another dataset, from St. Eynard in the French Alps, showed similar characteristics with spectral amplitudes on the top of the ridge up to four times those on the flank. These relative amplifications are within the range predicted by numerical simulations. The numerical simulations also show that the topographic effect involves the emission of diffracted waves propagating from the top towards the base of the ridge. The use of a seven station array on the ridge at Sourpi made it possible to identify such waves. The analysis was performed with wave separation methods using singular value decomposition and spectral matrix filtering. Our results show agreement between experimental data and theoretical results supporting the use of numerical simulations for estimation

of purely topography-induced amplification on ridge tops. Our results also show that such amplification is moderate for the ridges under study.

5.1 INTRODUCTION

Over the last two decades topographic effects on seismic waves have received increasing interest due to some observations of large amplification on mountain tops, combined with the importance of some of the structures typically built on elevated topographies (e.g. communication and power supply pylons).

Very high accelerations recorded at Pacoima Dam during the San Fernando earthquake of 1971 (Trifunac and Hudson, 1971; Boore, 1973) and the damage pattern during the 1987 Whittier Narrows earthquake (Kawase and Aki, 1990) have been at least partly attributed to site effects. Observations of amplification on top of mountains have been reported by several authors (e.g. Davis and West, 1973; Griffiths and Bollinger, 1979; Bard and Tucker, 1985; Çelebi, 1987; Umeda et al., 1987). Common to most of these studies are that the observations have not been explained by numerical simulations. The simulations and the observations are in qualitative agreement on an amplification of seismic waves on the top of the topography for wavelengths comparable to mountain width. The disagreement between observations and simulations concerns primarily the level of amplification of ground motion. Simulations predict displacements of up to twice the displacements of the free-field, i.e. the displacement in absence of the topography. Observations show that the level of amplification can be significantly higher (exceeding a factor of 10). At the slopes and base of the mountain, numerical simulations predict that amplification and deamplification alternate as a function of frequency. This means in practice that amplification on mountain tops estimated by comparison with a reference station at the base can be severely biased.

Most simulations of topographic effects are performed for isolated ridges or canyons over a homogeneous halfspace (e.g. Bouchon, 1973; Wong and Jennings, 1975; Bard, 1982; Sánchez-Sesma et al., 1982; Wong 1982; Bouchon, 1985; Sánchez-Sesma et al., 1985; Kawase, 1988; Luco et al., 1990; Sánchez-Sesma and Campillo, 1991; Sánchez-Sesma and Campillo, 1993). The discrepancy between observations and numerical simulations may be due to a complex geology beneath the mountain, by a complicated incident wavefield, or by a more complex topography than the ones introduced in the models, e.g. subsurface layering (Bard and Tucker, 1985; Geli et al., 1988), neighbouring topography (Geli et al., 1988), or 3D effects (Sánchez-Sesma et al., 1983; Pedersen et al., 1994). This explanation is supported by the fact that for model studies (Rogers et al., 1974; Anooshepoor and Brune, 1989) theoretical predictions and observations seem to be in good agreement.

This study is an attempt to model observed site effects across ridges. Our intention is to show that there indeed exist cases with quantitative agreement between observations and theoretical predictions and that amplification at a mountain top is not systematically high.

Data were obtained during field work especially designed to study site effects due to topographies. The main ridge under study was chosen because the medium below is rather homogeneous, with hardly any overburden, so data can be compared with numerical simulations for simple, two-dimensional models.

Results from this field work will be presented, as well as comparisons with numerical simulations. The use of a 7 station array made it possible to analyse the signals thoroughly both in the frequency and in the time domain. In the time domain data were analysed particularly to identify the diffracted waves in the seismic records. Selected results are also presented for a data-set from an extremely steep ridge to investigate whether an extreme topography may induce very large amplifications.

5.2 FIELD WORK AND DATA SELECTION

The main ridge of this study is located near Sourpi, about 30 km south of Volos in Central Greece. This region has experienced complex tectonic deformation since the Miocene time (Mercier et al., 1976). The ridge (subseq. referred to as 'Sourpi') is a fold of 400 m thick Middle Triassic-Jurassic limestone with a homogeneous surface geology, according to geological maps of the area, and confirmed by surface observations made during the field work. The limestone is underlain by metamorphosed Permian graywackes and shales and at the north-eastern side of the ridge, it is overlain by a thin layer of metamorphosed Upper Cretaceous flysch. The soil cover is very thin (0 to 20 cm) with limestone outcrops at the surface. Sourpi is oriented NW-SE, is about 5 km long, 2.5 km wide, and 300 m high. Figure 1.a shows the geological units of the area and a cross-section perpendicular to the ridge is shown in figure 1.b. Because the ridge is significantly longer than it is wide, we will assume that it is two-dimensional in the numerical simulations.

Seven seismological stations were installed along a profile perpendicular to the topography (see fig. 1). They were buried in holes down to hardrock to avoid site effects from surface soil and reduce noise due to the wind. The distance between stations was estimated and the altitude was measured with an altimeter so the station locations could be plotted on a detailed topographic map. The seismometers were 3-D Mark Product L4C with a natural frequency of 2 Hz and they were connected to a digital data logger HADES-TITAN with a sampling rate of 100 samples/sec. The dynamic range was 16 bits and the effective dynamic range of the signal was 10 bits. The internal clock was synchronised by an external radio (DCF) time signal and the time was measured with an uncertainty of less than 0.01 s.

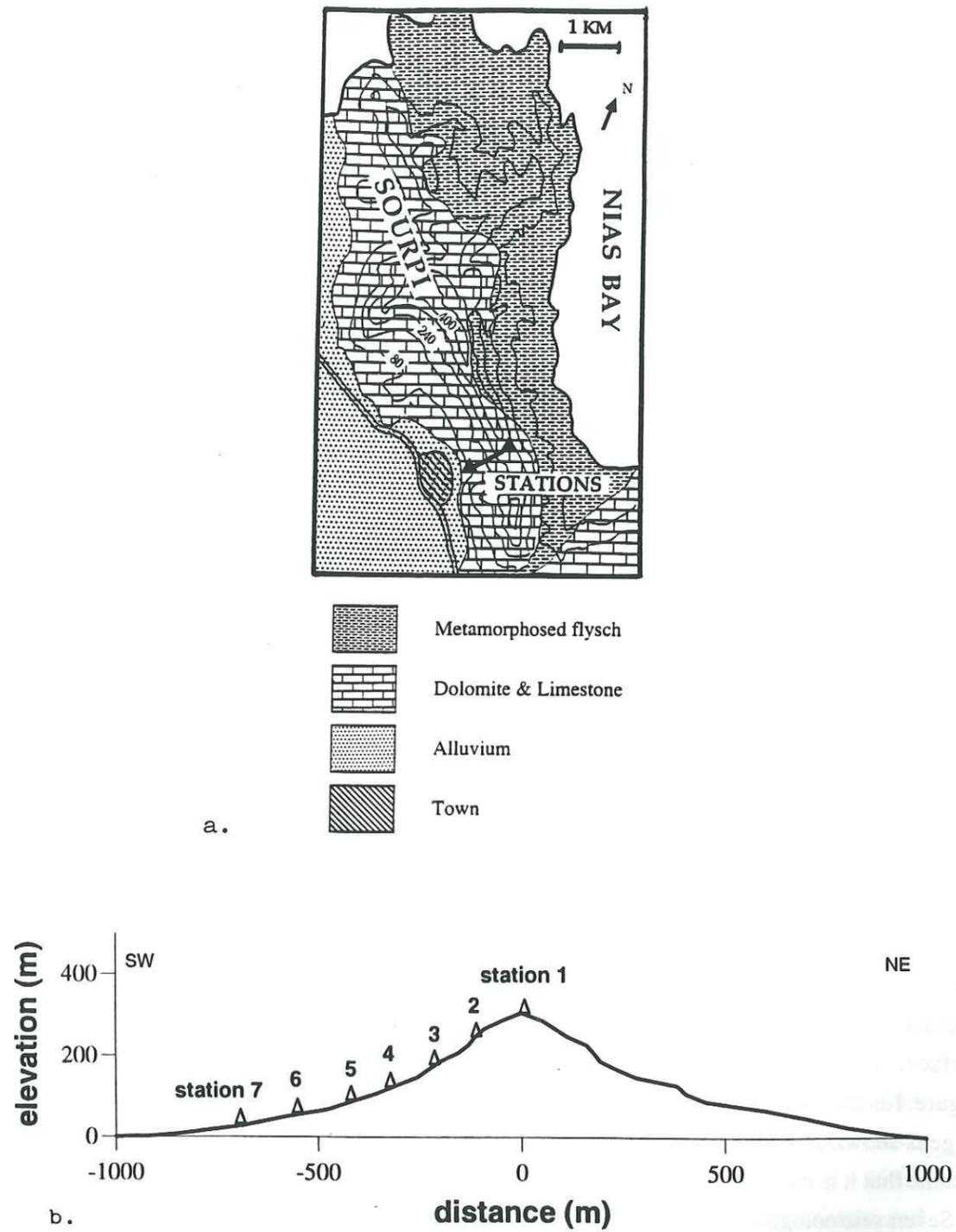


Figure 1. Geometry of Sourpi and seismological stations (triangles). a. Geological and contour map (altitude in meters). b. Topographic cross-section and seismic stations.

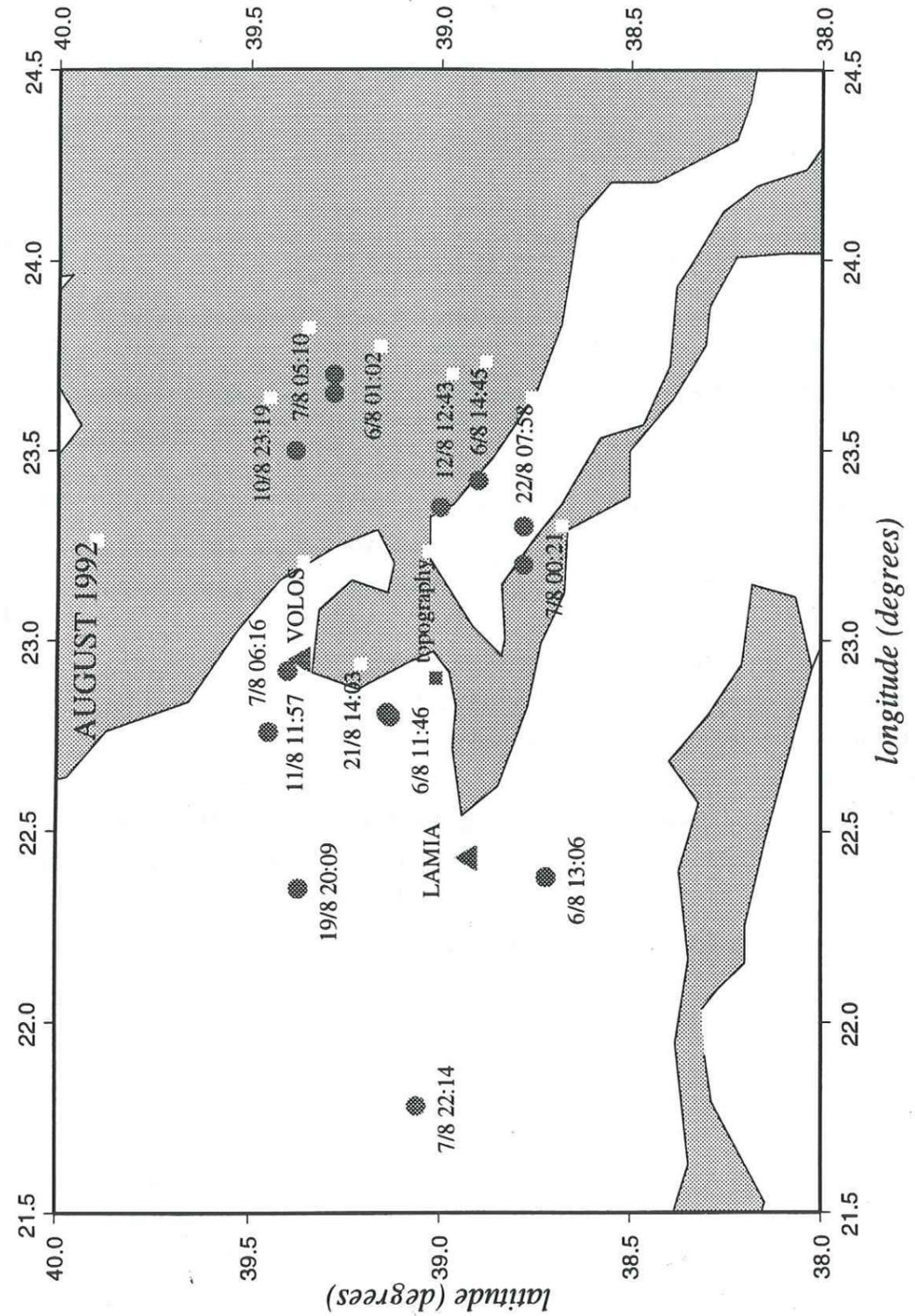


Figure 2. Location map of seismic events (solid circles) recorded at Sourpi. The Sourpi area is indicated by a square in the center of the map. Towns are shown by triangles.

Fourteen local and regional shallow earthquakes recorded with a signal to noise ratio over five for the S-waves and their coda (typically between 10 and 100 for frequencies between 1 and 10 Hz) were selected for analysis. Only three of these fourteen events were recorded on all stations. Figure 2 shows a map of the earthquake epicenters. With one exception, no earthquakes occurred to the south or the south-west. Otherwise, the epicenters are distributed quite evenly around the ridge.

5.3 OBSERVED SPECTRAL RATIOS

For the analysis in the frequency domain the station located at the base of the ridge (station 7) was selected as a reference station. For the three components of motion, spectral ratios were calculated between stations 1 to 6 and station 7 for the fourteen events. The time window (of 8 to 20 seconds length, depending on the signal to noise ratio) used for the calculations comprised the S arrival and coda S. Tests showed that the spectral ratios were almost independent of the time window applied within the S wave-train. The spectral amplitude ratio was calculated between the spectra smoothed with a 2 Hz wide running window.

Figure 3 shows all spectral ratios calculated between station 1 and 7 as well as the smoothed average for each component. There is considerable scatter between curves for different events but this scatter can not be directly related to the locations of seismic events. The average spectral ratios are maximum 2.5 for the N-S component, 2 for the E-W component, and 1.5 for the Z component, and peaks significantly exceeding the average values were due to low spectral amplitudes at the reference station. Figure 4 shows the average spectral ratios with their standard deviations for stations 1, 3 and 6. For the horizontal components the observed amplifications relative to station 7 increase with altitude while there is no clear altitude effect on the Z component.

5.4 THEORETICAL SPECTRAL RATIOS

Simulations were performed to assess how the topography influences the seismic wavefield in the frequency and in the time domain. The method used for the simulations was the indirect boundary element method (IBEM), extended to the case of three-dimensional scattering by two-dimensional topographies (Pedersen et al., 1994). It has the advantage of simulating the total wavefield without any inherent assumptions and can in principle be applied at all frequencies. The simulation is carried out in the frequency domain. Time domain

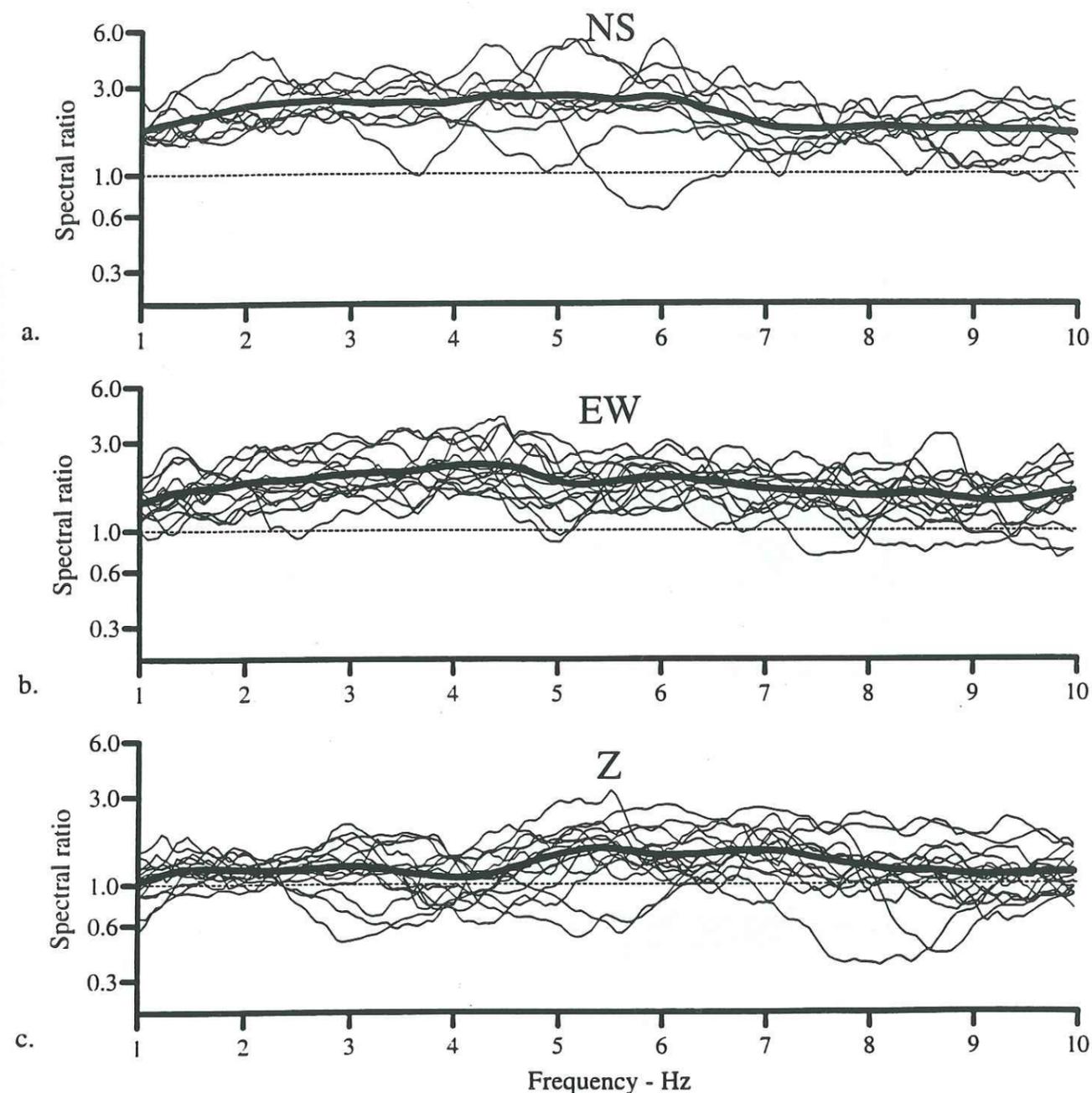


Figure 3. Spectral ratios station 1 / station 7 at Sourpi. a. N-S component (9 measurements). b. E-W component (14 measurements). c. Z component (14 measurements).

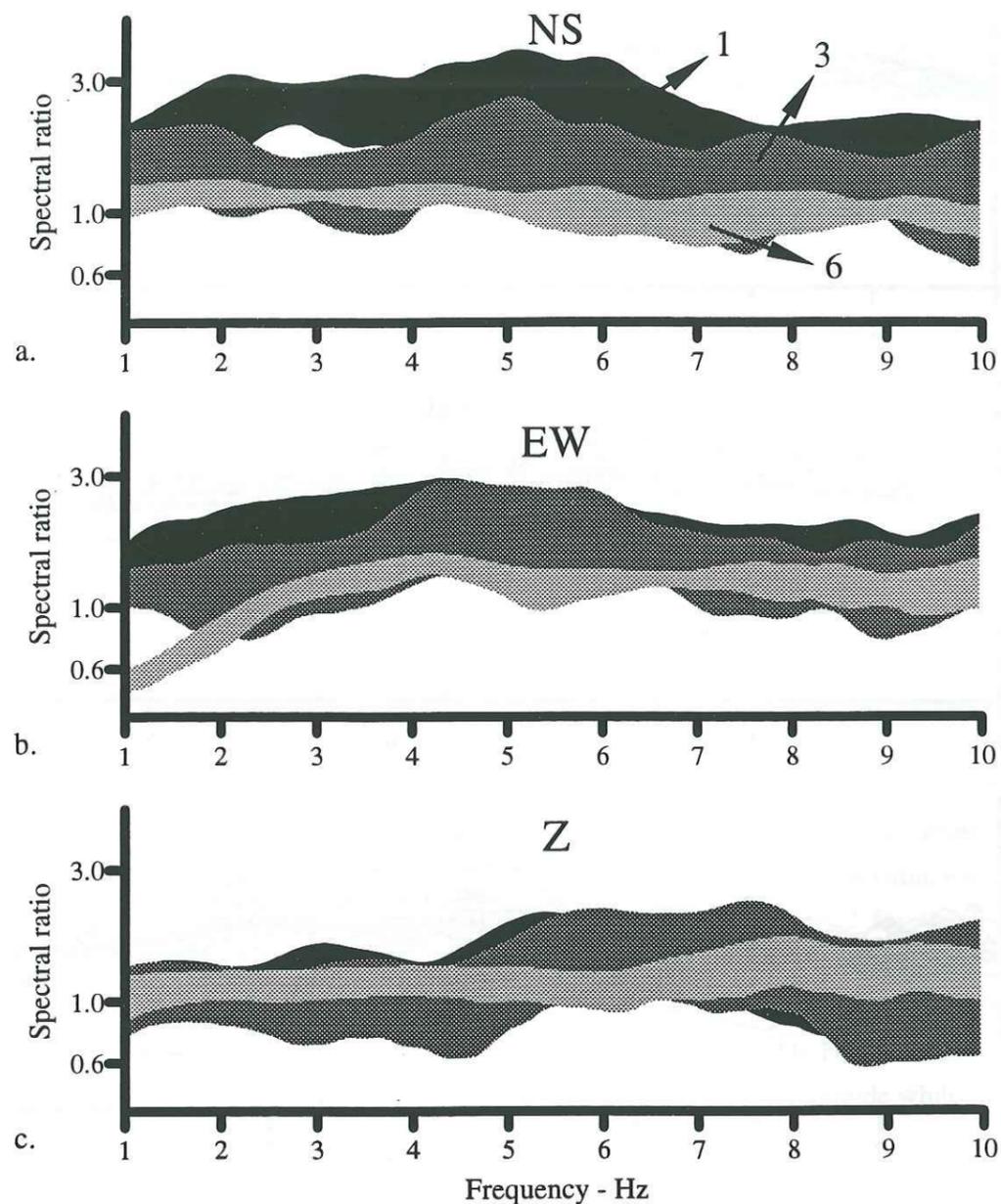


Figure 4. Dependence of altitude on spectral amplitudes. The shaded areas represent the average spectral ratios relative to station 7 and their standard deviations. Black: station 1. Dark grey: station 3. Light grey: station 6. a. N-S component. b. E-W component. c. Z component.

solutions are obtained by multiplication with a source function followed by a Fourier transform.

The incident wavefield can be plane P, SH, SV, or Rayleigh waves. It can have an arbitrary azimuth ϕ and a vertical incidence θ to the structure. The azimuth is defined as the angle between the incoming wave and the x-axis (see figure 5.a) and the vertical incidence as the angle between the incoming wave and the z-axis (see figure 5.b). Azimuths of 0° and 180° correspond to incoming waves in the 2D plane from south-east and north-west.

The model used in the simulations is that of an infinitely long topography with a cross-sectional shape that corresponds to that of Sourpi at the profile through the seismic stations (see figure 1). The Earth displacement is simulated at 101 points across the topography. All neighbouring topographies are ignored. The medium below the topography is assumed to be homogeneous with a compressional wave velocity of 4.8 km/s and a shear wave velocity of 2.8 km/s. These wave velocities were estimated based on values for limestone in the area. In the numerical simulations, changes in wave velocities used in the models only cause simple shifts in the frequency of the amplification. For example, a reduction of 10% in the wave velocities implies that an amplification previously at 10 Hz would be shifted to 9 Hz.

An example of a theoretically calculated spectral ratio between station 1 and 7 for the N-S component is shown in figure 6. The example is that of an incoming SV wave with azimuth 60° and incidence 30° for which the amplitude of N-S motion would be 0.63 in absence of the topography. Amplitudes at station 1 and 7 are shown by the dotted and dashed lines and the spectral ratio between the two is the solid line. Ground motion is amplified moderately (1.5 to 2 fold) at station 1 and is amplified or deamplified at station 7. The spectral ratio can be up to ten at frequencies where there is deamplification at station 7 and the ratio is at most frequencies significantly higher than absolute amplification. The influence on the spectral ratios of deamplification at the reference station seemed to be common for all the simulations. The amplifications and deamplifications across the ridge are highly azimuth dependent (e.g. Pedersen et al., 1994) showing that spectral ratios are very sensitive to changes in azimuth.

Figure 7 is a comparison of theoretical spectral ratios (lines) and observed spectral ratios \pm one standard deviation (shaded areas) between station 1 and 7 for the N-S, E-W and Z component. The lines correspond to different azimuths ($\phi=0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, \dots, 180^\circ$) used in the simulations and the incident waves are of type SV. High spectral ratios due to deamplifications made it difficult to directly compare theoretical spectral ratios with observed ones so the theoretical spectral ratios were stabilized by adding the energy for two incidence angles (45° and 60°). The spectral ratio was found as the square-root of the ratio top/base of added energies.

The observed level of relative amplification is within the range predicted by theory. Large angles of incidence are expected because the earthquakes are shallow (0 to 10 km) but the incident wavefield is also expected to be very complex in the time window (S waves and

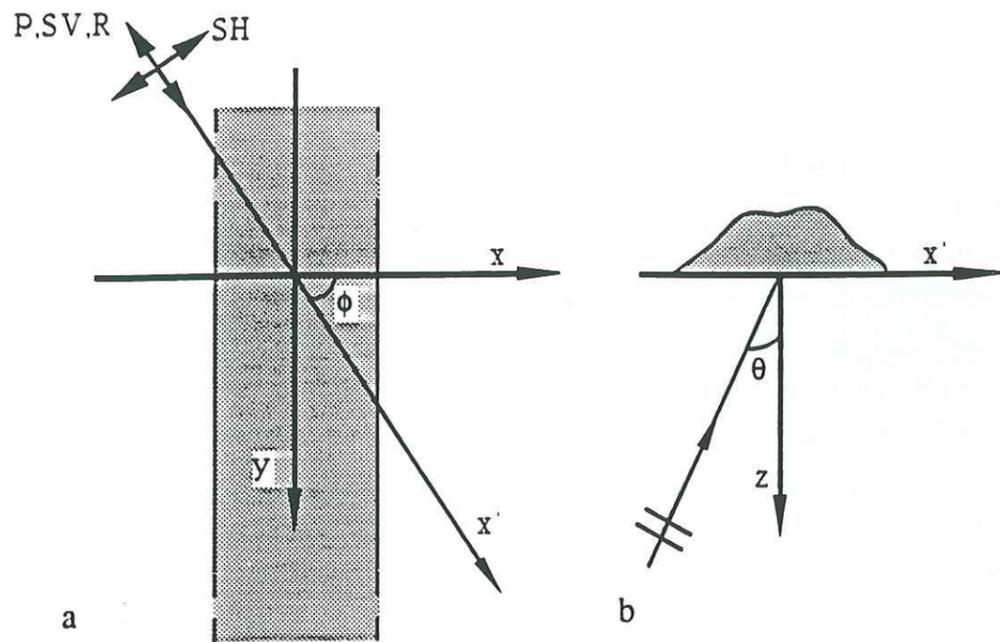


Figure 5. Definition of azimuth and incidence. a. Definition of azimuth ϕ , horizontal plane. b. Definition of incidence θ , vertical plane.

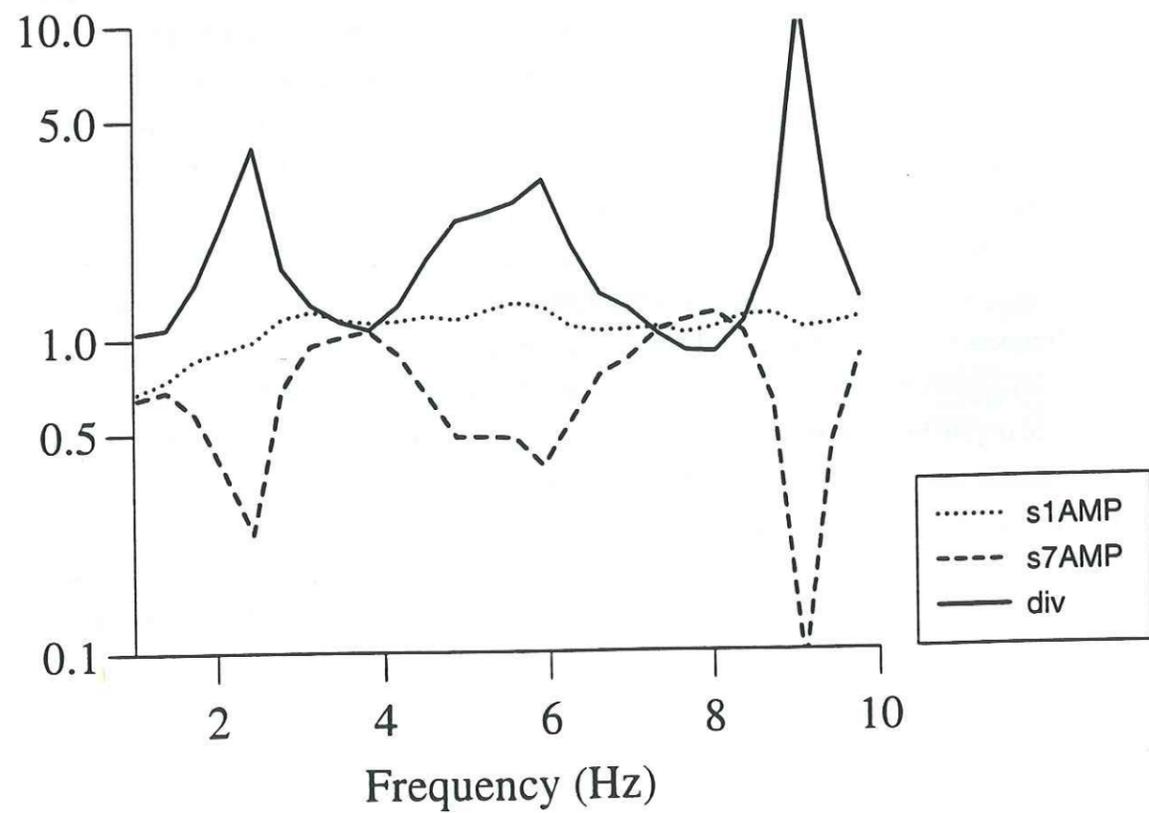


Figure 6. Example of spectral amplitudes and spectral ratio of the N-S component calculated from numerical simulations. The incoming waves are of type SV with an azimuth of 60° and incidence of 30° . Dotted line: amplitude at station 1. Dashed line: amplitude at station 7. Continuous line: spectral ratios station 1/station 7.

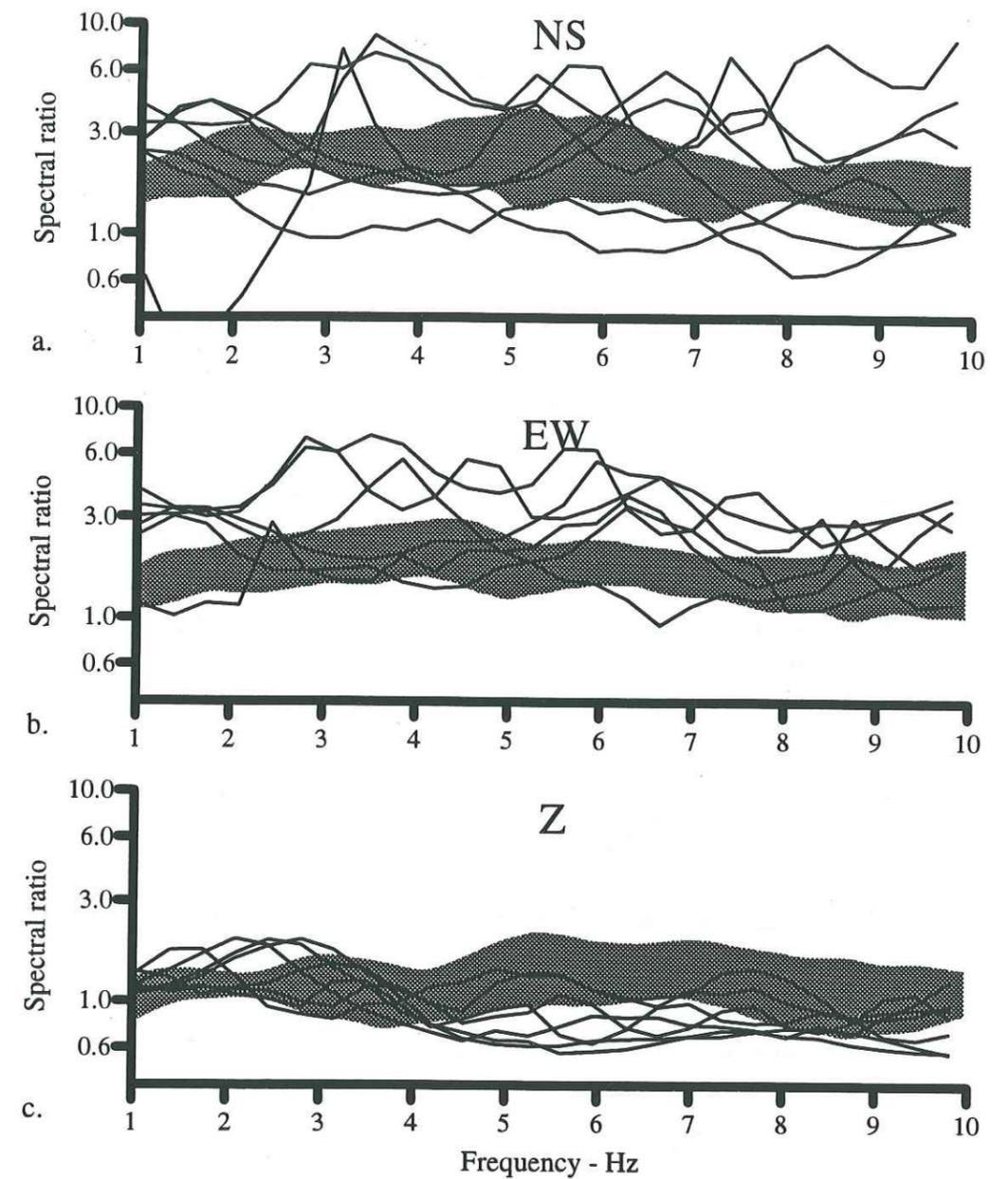


Figure 7. Comparison of theoretical spectral ratios (solid lines) and observed spectral ratios \pm one standard deviation (shaded area).

coda S) for which the spectral ratios were calculated. One possibility to take this into account in the theoretical spectral ratios is to integrate results for different incidence angles, wave types and azimuths but we do not have sufficient knowledge about the incident waves for the application of such an integration. The stabilizing effect of adding energy for different incidence angles nevertheless confirms that observed spectral ratios may be an "averaged" measure of the response of the topography.

5.5 IDENTIFICATION OF DIFFRACTED WAVES

Figure 8 shows an example of simulation where the incident waves are of type SV, have an azimuth of 200° , and an incidence angle of 30° . The source function is a Ricker wavelet of 4.2 Hz central frequency. The example was chosen to illustrate a general feature of the simulations: the emission of a diffracted wave from the top of the ridge. The actual focusing of energy may not necessarily take place at the surface but can possibly take place at some depth beneath the top of the ridge and it can be shifted horizontally depending on the frequency, azimuth and incidence angle of the incident waves. The propagation time of the diffracted wave between the top and the base is typically around 0.4 seconds, which corresponds to an apparent velocity perpendicular to the ridge of 2.5 km/s. In most of the simulations, amplification exists near the top of the ridge or on the uppermost part of the flank, possibly due to focusing of energy and constructive interference between the incident and the diffracted waves.

Figure 9 shows an example of a similar amplification in data. It shows the seismograms of the horizontal component orthogonal to the ridge, i.e. after rotation of the horizontal components N-S and E-W by 45 degrees. There is clearly a relative amplification of the seismic signal at the top of the ridge compared to other positions. This result is a time domain equivalent of the spectral amplifications shown in figure 4. In all cases the amplification was modest, typically approximately 1.5 to 2.

According to these numerical simulations, the fact that records from the stations in the array are not identical (except for time shifts) can be grossly explained by focusing of energy near the top of the ridge and superposition of the incident wavefield with diffracted waves that are continuously emitted with an amplitude proportional to the amplitude of the incident waves. The two phases propagate with different apparent velocities across the array. Identification of the diffracted waves is nevertheless difficult as the diffracted waves have a small amplitude. They will therefore be hidden by the incident waves that have a higher amplitude and a long time duration. Methods that are particularly adapted to wave separation are therefore necessary for the identification of diffracted waves.

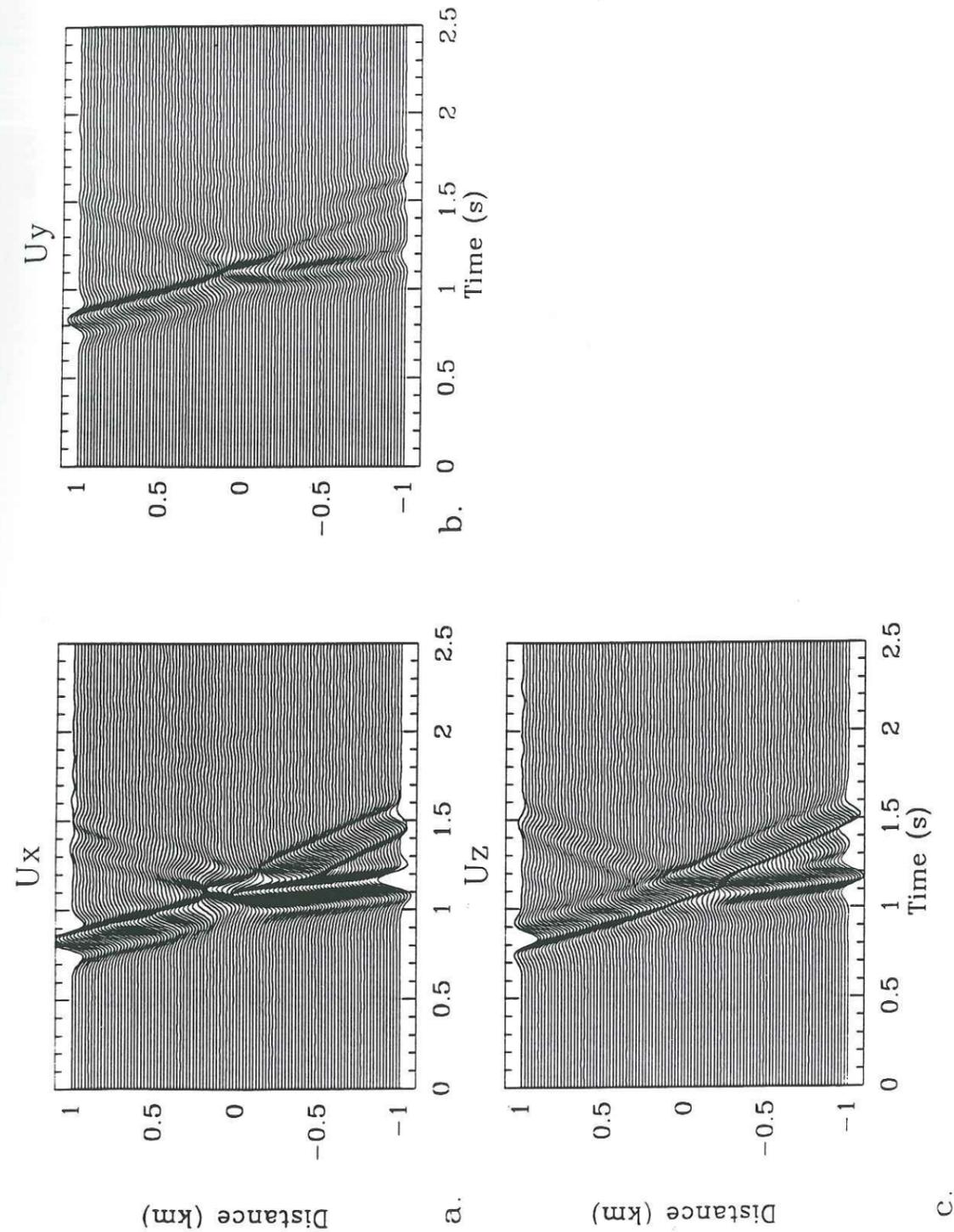


Figure 8. Example of synthetic seismograms across Sourpi for incident SV wave with azimuth 200° and incidence 30° .
 a. Horizontal component perpendicular to topography. b. Horizontal component parallel to topography. c. Vertical component.

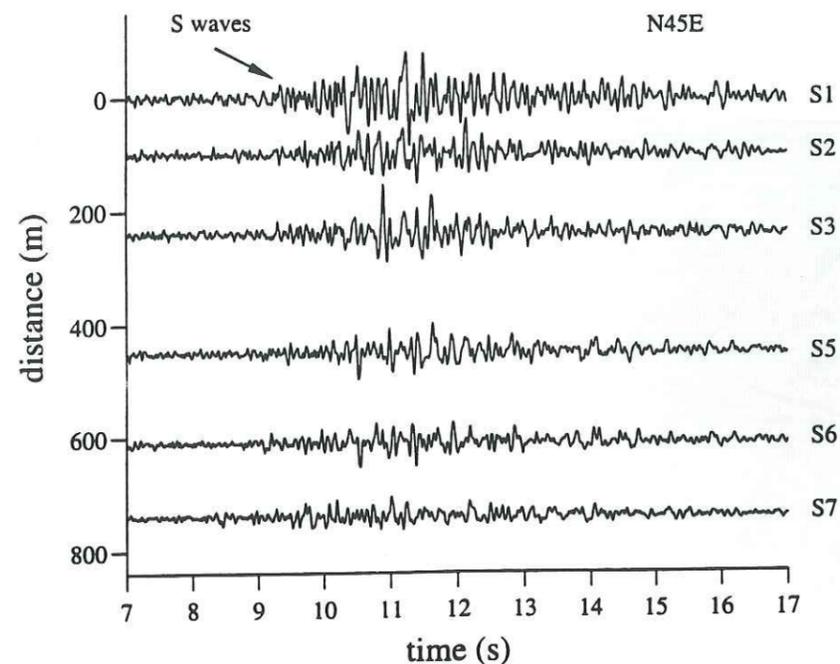


Figure 9. Example of amplification at Sourpi ridge-top: perpendicular component (N45E) of event 920806 at 13:06.

The following analysis consists of an extraction of the incident waves from the records by use of a singular value decomposition (SVD) of the data followed by an extraction of the strongest amplitude propagating wave present in the residual by spectral matrix filtering (SMF). In the following, SVD and SMF are briefly presented.

SVD (e.g. Lines and Treitel, 1984; Freire et al., 1988; Glangeaud and Mari, 1993; Glangeaud and Mari, 1994) is a singular value decomposition of the data. It operates in the time domain and is a very efficient method for extraction of seismic waves that arrive simultaneously on all records (Glangeaud and Mari, 1993; Glangeaud and Mari, 1994). The data matrix \mathbf{R} (of dimension $n_r \times n_t$, where n_r is the number of records and n_t the number of samples) can be decomposed by

$$\mathbf{R} = \mathbf{V} \mathbf{\Lambda} \mathbf{U}^+ = \sum_{j=1}^{n_s} \sqrt{\lambda_j} \vec{v}_j \vec{u}_j^+$$

where \mathbf{V} is the matrix of Eigenvectors of $\mathbf{R}\mathbf{R}^+$, \mathbf{U} the n_r left columns of the matrix of Eigenvectors of $\mathbf{R}^+\mathbf{R}$, $\mathbf{\Lambda}$ is the matrix of Eigenvalues, and $^+$ denotes complex transpose. The first Eigensection of SVD corresponds to $j=1$, when the Eigenvalues are sorted in decreasing

order. The optimal way to use SVD (Glangeaud and Mari, 1993; Glangeaud and Mari, 1994) is to perfectly align the waves to be extracted, apply SVD, and extract the waves as the 1st Eigensection. This procedure can be repeated on the residual (data - 1st Eigensection).

SMF (Mermoz, 1976; Glangeaud and Latombe, 1983) operates in the frequency domain where records are projected on the Eigenvectors of the spectral matrix. It is more efficient than SVD when the waves do not arrive simultaneously on all records. It is nevertheless preferably not to have too significant shifts of the signals because they influence the calculation of the spectral matrix, which is found as an average of cross-spectra in the frequency domain. SMF has been used for analysis of seismic signals by e.g. Glangeaud and Lacoume (1985), Mars et al. (1987), Nicollin et al. (1988), and Campillo et al. (1988).

Prior to analysis by SVD and SMF, the records were whitened (i.e. their spectra flattened and normalised) to give equal weight to each record and bandpassed 2 to 6 Hz to avoid high frequency noise. The normalisation of the records is essential to the analysis and both whitening and normalisation by peak spectral amplitude give good results. The rest of the analysis consisted of the following steps:

1. Shifting the traces so major peaks are aligned.
2. Extracting the incident waves as the 1st Eigensection of SVD.
3. Aligning approximately the peaks in the residual signal of SVD (data - 1st Eigensection).
4. Applying SMF and extracting the first Eigensection.

Only three events were recorded on all stations. Parts of these records were analysed by the method presented above. For each event, the vertical and the horizontal component perpendicular to the topography were analysed. One or two stations were excluded from analysis due to problems with the time synchronization. Short time windows were applied to select the P arrival and the S arrival because they potentially have clear peaks for the alignment prior to SVD. Seven out of the twelve datasets were rejected because of low amplitudes or because of low coherency between signals that would make it difficult to extract the incident wave field. For one event (22/8 at 07:58) the P wave window was analysed on the N-S component because the perpendicular component to the topography coincided with the transverse component relative to the path between the source and receiver.

After analysis, diffracted waves were easily identified on four out of the five datasets. S and P waves seemed to be equally well adapted for the analysis with two successful identifications in the S wave window and two in the P wave window. Two of the identifications were made on the orthogonal component, one on the N-S component, and one on the vertical component. Figure 10 and 11 show two examples of analysis. The figures

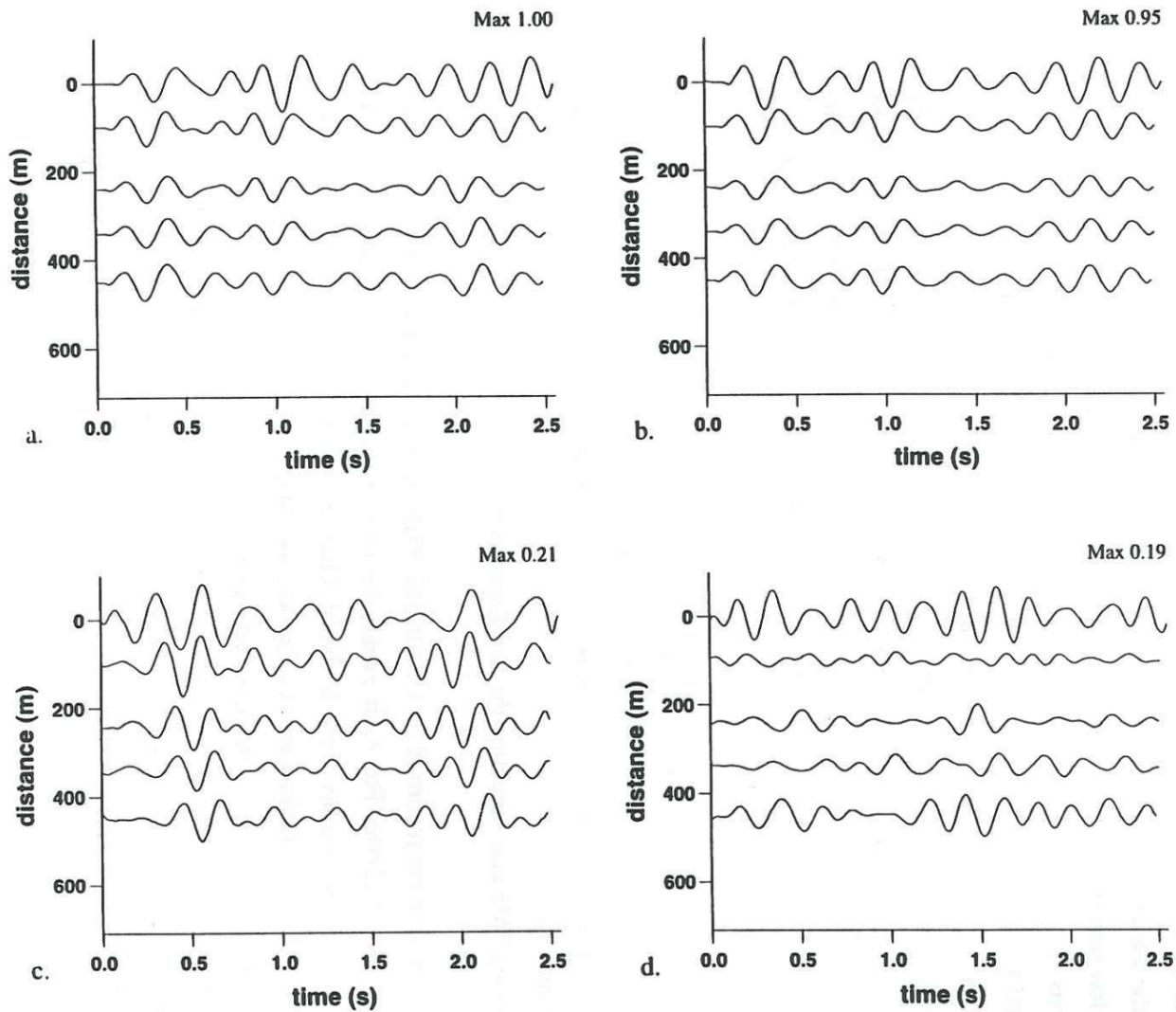


Figure 10. Example of identification of diffracted waves by SVD-SMF analysis: N-S component, window on P-arrival, event 920821 at 07:58. a. Data used in the analysis. b. first Eigensection of SVD. c. first Eigensection of SMF. d. Residual after SMF.

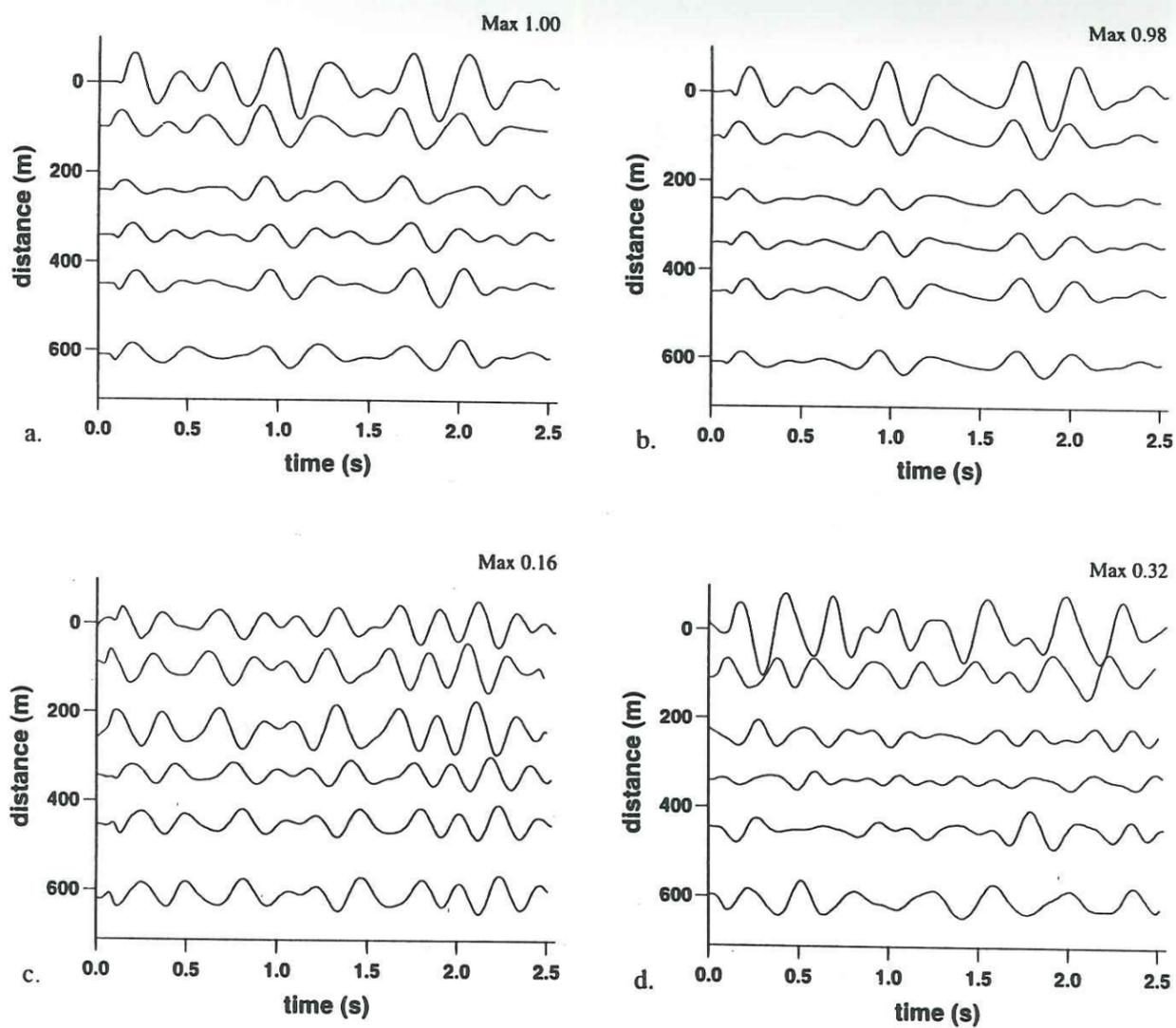


Figure 11. Same as figure 9, for perpendicular component for window on S arrival, event 920811 at 11:57.

present the bandpass filtered (2 to 6 Hz) records used in the analysis (10.a and 11.a) as well as the extracted incident waves (10.b and 11.b), the first Eigensection of SMF (10.c and 11.c) and the residual signal after application of SMF (10.d and 11.d). In the figures, the results are corrected for whitening and alignment of the signals used during the analysis so the processed signals (figs. 10.b-d, 11.b-d) can be directly compared to the input signals (figs. 10.a and 11.a). The maximum amplitude of the first trace compared to that of the first trace in data is given in each seismic section for comparison.

The extracted incident waves account as expected for a major part of the records (Fig. 10.b and 11.b) while the maximum amplitude in the first Eigensection of SMF (Fig. 10.c and 11.c) is only 20% and 16% of that of the data. This is the same order of magnitude as the amplitudes of diffracted waves in the simulations, where the amplitudes depend on the incident waves (type, azimuth, incidence). The first Eigenvalue of SMF is in both cases approximately 2.5 times bigger than the second Eigenvalue for all frequencies between 2 and 6 Hz. The SMF first Eigensections show the characteristics that one would expect if they consisted of diffracted waves: the waves propagate across the array with an apparent velocity of approximately 3 km/s and have a small but significant amplitude compared to the incident waves. The seismic sections that correspond to the residual signal of SMF (i.e. data - first Eigensection of SVD - first Eigensection of SMF) (Fig. 8.d and 9.d) consist of signals that seem incoherent across the seismic section. Further extraction of waves would not be reliable as the second Eigenvalue of SMF is small.

The propagation velocity of the diffracted waves is 2.7 to 3.0 km/s, which is slightly higher than in the simulations. This disagreement is not significant because 1. the measurement of the propagation velocity is estimated from a few, closely spaced stations; 2. the diffracted waves may propagate at an angle with respect to the seismic profile.

5.6 AMPLIFICATION AT A VERY STEEP RIDGE

The low amplification at Sourpi lead us to search for another ridge which presents the same advantages as Sourpi, elongated structure of hardrock with hardly any overburden, but one which is much steeper. The purpose was to study whether an extreme topography would produce very high amplifications at the ridge top. In this paragraph, selected results from a such a study will be presented.

5.6.1 Field Work and Data Selection

The ridge, Saint Eynard, is located in the Chartreuse Massif in the French Alps. It is an elongated structure with almost vertical cliffs towards the south-east and a slope of

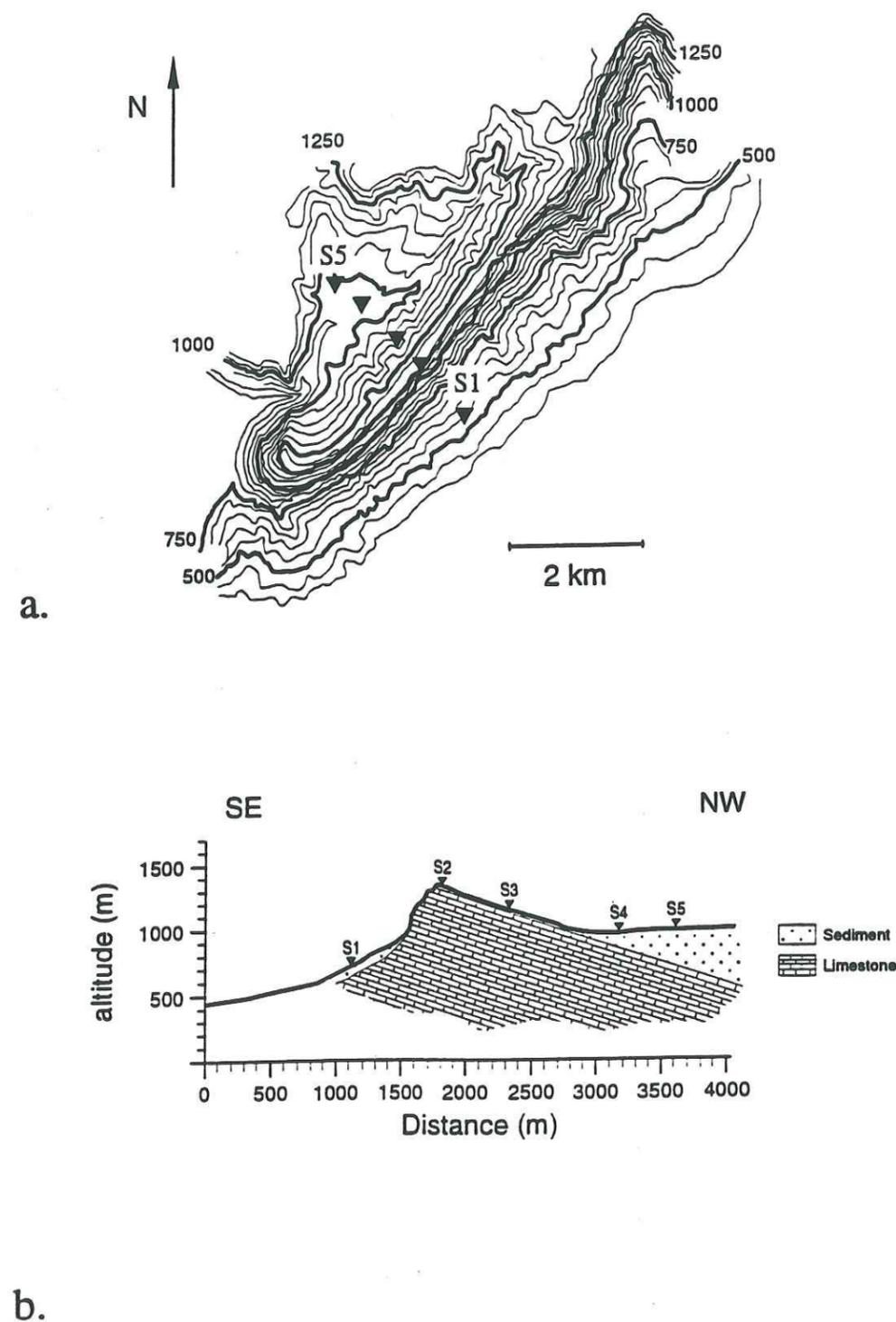


Figure 12. Geometry of St. Eynard and seismological stations (triangles). a. Contour map (altitude in meters). b. Geological cross-section and seismic stations.

Event (yyymmdd)	λ (degrees)	ϕ (degrees)	Mb	Δ (degrees)	baz (degrees)
930123	54.509	-161.615	5.7	84.0	352.6
930202	42.212	86.126	5.7	55.8	62.3
930209 ^a	-14.438	167.235	4.9	145.5	33.0
930209 ^b	45.691	141.929	5.5	81.5	29.4
930211	-20.05	165.39	5.1	149.7	40.5
930213 ^a	-14.837	-177.000	5.7	149.6	5.3
930213 ^b	51.722	176.467	5.3	83.1	5.8

Table 1. Characteristics of teleseismic events. λ : latitude. ϕ : longitude. Δ : epicentral distance. baz: backazimuth.

Event (yyymmdd)	λ (degrees)	ϕ (degrees)	Mb	Δ (km)	baz (degrees)
930127	43.445	5.573		200	182
930201 ^a	44.107	6.967	1.7	160	141
930201 ^b	44.626	4.490	1.9	120	233
930203	45.415	5.255	1.4	45	291
930212	44.738	4.557	2.0	110	237

Table 2. Characteristics of regional and local events. Symbols as in Table 1.

approximately 25° towards the north-west (see fig. 12). The width of the ridge is 2 to 3 km and its length 7 to 8 km.

Figure 12.b shows a simplified geological cross-section of the ridge. Upper Jurassic limestone and marl constitute St. Eynard. The NW slopes of the ridge have hardrock at the surface with a shallow overburden (20-40 cm) in a few places. The cliffs towards SE expose over four hundred meters of homogeneous limestone. Shallow, poorly consolidated sediments of unknown thickness are present on both sides of the ridge.

No seismic surveys have been carried out on St. Eynard and estimates of wave propagation velocities are based on seismic studies of similar limestone in the region. Some of these studies were carried out on fresh, unfractured limestone in quarries. Compressional wave velocities in superficial upper-Jurassic limestone in the area can be high, up to 5.7 km/s (Thouvenot and Perrier, 1980; Thouvenot and Ménard, 1990). In the case of St. Eynard the velocity may be lower due to the surface exposure of the rock and the presence of clay in the marls.

During five weeks, ground velocity was continuously recorded by five 3-D Mark Product L4C seismometers and recorded by REFTEK data logger. The sampling rate was 25 samples per second, the dynamic range 16 bits, and with the internal clock synchronized with GPS. The seismometers were installed along the profile shown in figure 12.a. All the stations were buried to minimize problems with noise due to wind. Two of the stations, S2 and S3, were installed on hard rock sites, S3 on the slope of the mountain and S2 less than 10 m from the edge of the cliff. The three other stations, S1, S4, and S5, were installed on sites with a shallow sedimentary cover.

We used the reports of SISMALP, the regional seismic network in the Western Alps, to search for earthquake records in the data. Based on signal to noise ratios, seven teleseismic events (group T) and five local/regional events (group R) were selected for further analysis. The characteristics of these events are shown in Table 1 and 2. The signal to noise ratios were over 5 between 0.7 and 4 Hz for the records of teleseismic events (typically 10 to 20 between 0.7 and 2.5 Hz and 5 to 10 between 2.5 and 4 Hz) and between 0.7 and 10 Hz for the local/regional events (typically 5 to 6 between 0.7 and 3 Hz, over 10 between 3 and 10 Hz).

5.6.2 Observed amplifications

Example of raw records of a regional event is shown in figure 13. It shows that in spite of the steepness of the topography, the amplitude across the array is dominated by effects due to sediments (stations 1, 2 and 5). The amplitudes recorded by stations 1, 2 and 5 were up to an order of magnitude higher than those recorded on hard-rock sites. Effects of the sediments were present down to 1 to 2 Hz, i.e. into the frequency interval where the topographic effects can be expected to be significant.

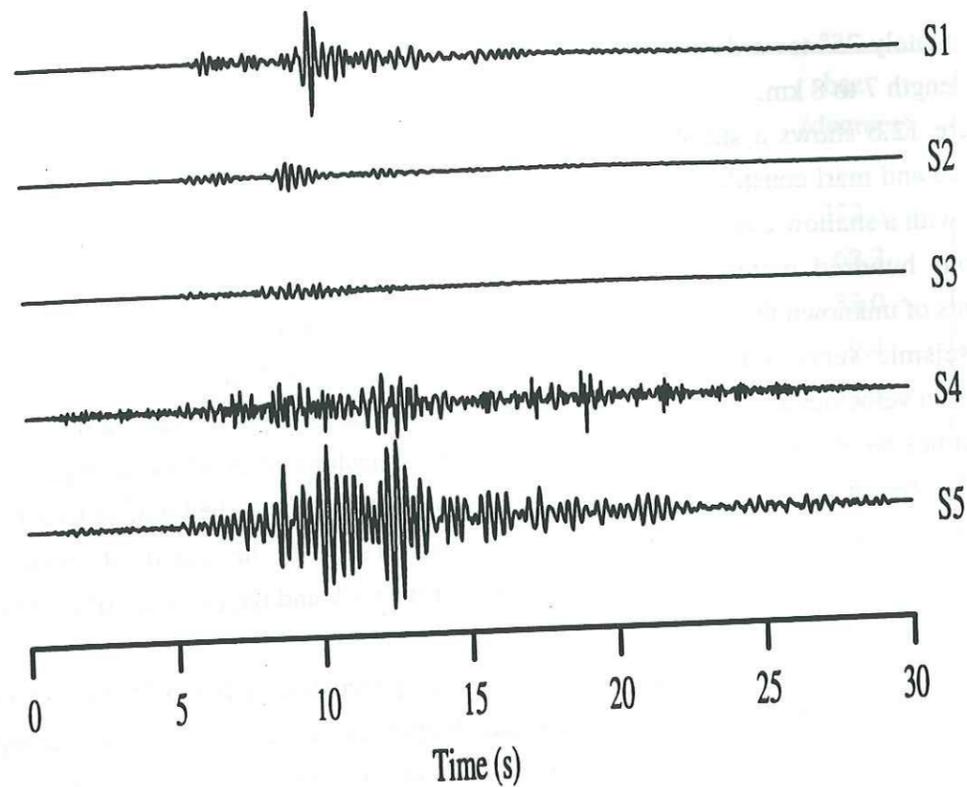


Figure 13. Example of raw data (Z component) from St. Eynard for a regional event (930203).

To study the pure topography-induced effects, stations 2 and 3 were selected for spectral ratio analysis. The most energetic part of the seismic signal was selected by applying a Hanning time window (of length 20 to 40 s for group T, 20 to 25 s for group R) to this part of the records. It was not possible to analyse only the first arrival as the associated time window was too short to get reliable results for sufficiently low frequencies. The spectral amplitude ratio station 3/station 2 was calculated between the spectra smoothed over running windows of 0.2 Hz width. Average spectral ratios and standard deviations of the spectral ratios were calculated for the two groups of events.

Figure 14 shows the average spectral ratios $S2/S3$ and standard deviations for the seven events of group T and the five events of group R. Only spectral ratios for the vertical and the east-west component were calculated because of a malfunction of the acquisition system at S2 for the north-south component.

For the vertical component (fig. 14.a) of group T there is a broad band relative amplification between 2 and 4 Hz. The maximum of the average spectral ratio is

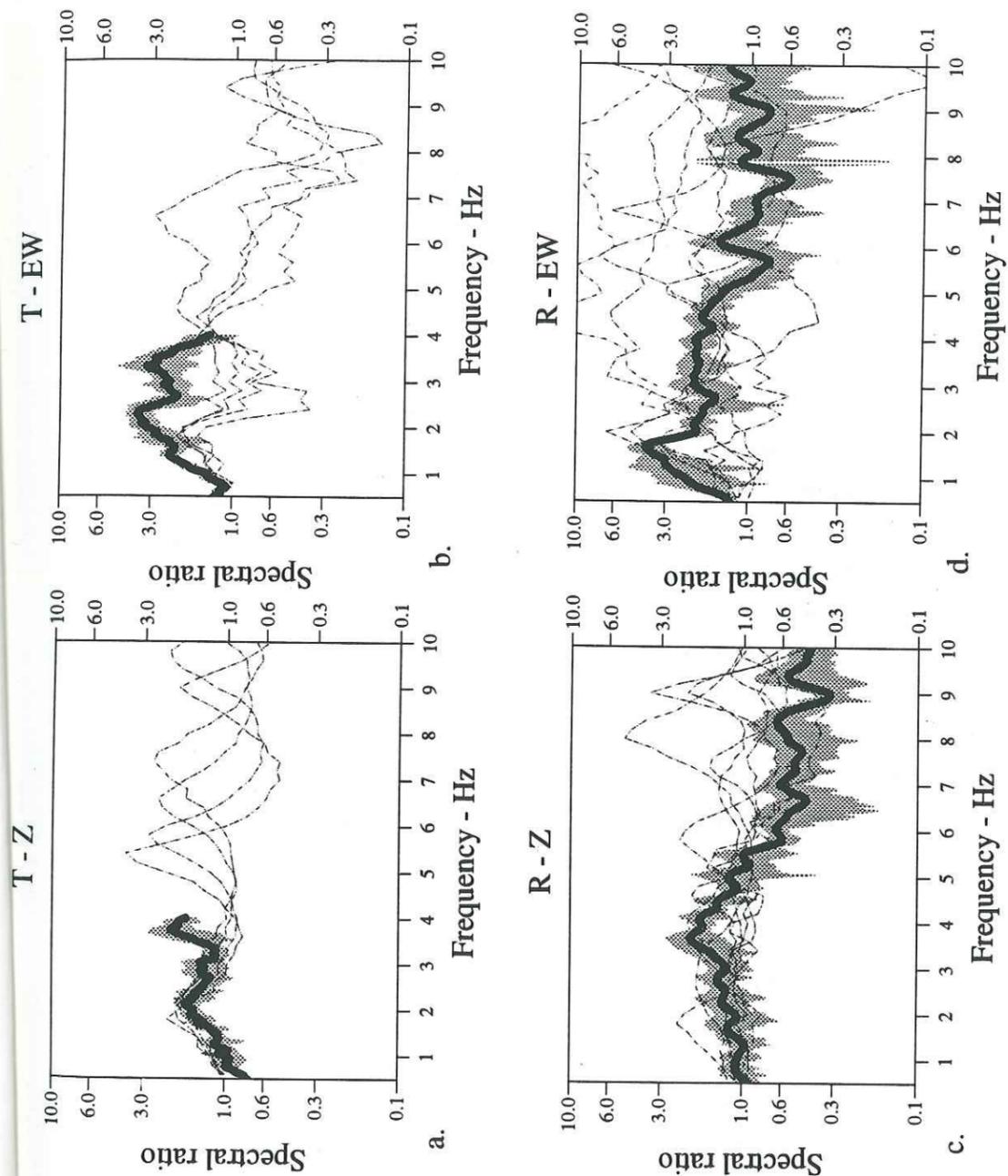


Figure 14. Theoretical spectral ratios $S2/S3$ (dashed lines), observed spectral ratios $S2/S3$ (solid lines), and standard deviations of observed spectral ratios (shaded areas). a. Group T, Z component. b. Group T, E-W component. c. Group R, Z component. d. Group R, E-W component.

approximately 2. The east-west component (fig. 14.b) shows relative amplification between 1 and 4 Hz with a maximum of the average spectral ratio of 3.5.

The spectral ratio curves for the vertical component are very similar for events of group T and group R in spite of a larger scatter of individual events in the group R (fig. 14.c). There is a larger disagreement between the two groups of events for the east-west component (fig. 14.d) but the general trend of the curves is similar. For the east-west component, the spectral ratios for group R show a larger scatter between individual curves than do those for group T. Furthermore, the average spectral ratio for group R has a distinct peak at 1.5 Hz.

Group R adds information about spectral ratios for frequencies higher than 4 Hz. The spectral ratio for the vertical component is generally lower than one for frequencies over 6 Hz while the spectral ratio for the east-west component on average remains at a level not significantly different from one in this frequency interval.

5.6.3 Theoretical Spectral Ratios

In this section numerical simulations of amplification at St. Eynard are presented. The method and principle of simulation are the same as those for Sourpi. The model studied corresponds to the cross-section of St. Eynard at the profile through the seismic stations (see figure 12.b). The wave velocities are 5.2 km/s for compressional waves and 3 km/s for shear waves. Spectral ratios were calculated between spectra obtained for locations that correspond to stations S2 and S3. The spectral ratios were calculated after smoothing the two spectra to avoid large peaks due to zero amplitude of the spectrum at S3.

The teleseismic events were located at an epicentral distance between 80° and 150° (see Table 1). The main part of the seismograms consisted of the P phase (or the PKP phase for distances over 140°) and its coda. The theoretical incidence angle of the P waves is between 21° and 27° and the theoretical backazimuths are between 353° and 63°. This corresponds to azimuths between 70° and 140° in the simulations. The simulations of group T therefore had incident waves of type P, incidence of 25° and azimuths between 60° and 150° ($\phi = 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, \text{ and } 150^\circ$). The events of group R were located at distances between 40 and 200 km. At these distances, S wave energy dominates the record either in form of S waves or in the form of Lg waves that arrive with quite large incidence angles. Back-azimuths are very variable: between 140° and 290°. Simulations for group R used incident waves of type SV, incidence 45° and azimuths between 0° and 180° ($\phi = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ \text{ and } 180^\circ$).

In figure 14, theoretical spectral ratios from simulations are superposed on the measured spectral ratios. For the vertical component of group T (Fig. 14.a), there is good agreement between theoretical and observed curves even though they differ in details. There is less agreement between the theoretical and the observed spectral ratios for the east-west component (Fig. 14.b). This disagreement may be related to the complexity of the incident

waves. In fact, the data show as much energy on the horizontal components as on the vertical one, except during the very onset of the P (PKP) wave, which lasts about a second. Simulations using incident waves that have significant amounts of energy on the horizontal components fit data better for the east-west component. For group R, the simulations show a considerable scatter but both the general shape of the observed curve as well as the level of relative amplification are well explained.

St. Eynard confirms the results from Sourpi: Amplification is modest and it is within the range predicted by numerical simulations.

5.7 CONCLUSIONS

The major conclusion of this study is that in simple cases such as Sourpi and St. Eynard, there is indeed agreement between observations and numerical simulations concerning the level of amplification due to the topography. The spectral ratio top/base was on average smaller than three at Sourpi (four at St. Eynard for top/flank) on all components, but peaks of spectral ratios can be present due to deamplification at the reference station. The numerical simulations show that absolute amplification takes place at different places for different frequencies, and that in particular an amplification is possible at or close to the top of the ridge. This amplification is generally modest but it can have peak values up to two (compared to the amplitude in the absence of the topography) for certain frequencies.

The agreement between numerical results and observations was further confirmed in the time domain for the Sourpi data where observed amplifications correspond well to those obtained by numerical simulations, and where data confirmed the theoretical prediction of diffracted waves that propagate from the top towards the base of the ridge.

Our results show that the major problem in data analysis is the lack of a reference station, as site effects due to a topography extend quite further in space than the topography itself. In particular deamplifications at the reference station can be interpreted as amplifications elsewhere. Another difficulty in the interpretation and theoretical modeling of data is the lack of knowledge on the polarization and nature of the incident waves. The complexity of the incident wavefield may explain why the measured spectral ratios presented in this paper seem to be unaffected by earthquake locations even though theoretical spectral ratios are significantly affected by the azimuth, incidence and type of the incoming waves.

01 SEP. 2003

Univ. J. Fourier - O.S.U.G.
MAISON DES GEOSCIENCES
DOCUMENTATION
B.P. 53
F. 38041 GRENOBLE CEDEX
Tel. 04 76 83 54 27 - Fax 04 76 51 40 58
Mail: platone@ujf-grenoble.fr

ACKNOWLEDGMENTS

Special thanks are given to everybody who took part in the field work, in particular D. Legrand, A. Herrero, V. Lignier, P. Verdier and A. Deschamps. We thank François Glangeaud for his valuable help in the wave separation analysis. SISMALP was of great help by providing us with SISMALP trigger times and epicenter locations. We benefited of logistical support by K. Makropoulos and P. Hatzidimitriou. The work was partially supported by the European Community with the research grant B/EPOCH-913006 and contract EPOCH-CT910043, and by the Délégation au Risques Majeurs of the French Ministry of Environment by the contract 91269. Numerical simulations were carried out at the Centre de Calcul Intensif of Observatoire de Grenoble.

5.8 REFERENCES

- Anooshehpour, A. and Brune J. N. (1989). Foam rubber modeling of topographic and dam interaction effects at Pacoima Dam, *Bull. Seism. Soc. Am.* **79**, 1347-1360.
- Bard, P.-Y. (1982). Diffracted waves and displacement field over two-dimensional elevated topographies, *Geophys. J. R. astr. Soc.* **71**, 731-760.
- Bard, P.-Y. and Tucker B. E. (1985). Underground and ridge site effects: a comparison of observation and theory, *Bull. Seism. Soc. Am.* **75**, 905-922.
- Boore, D. M. (1973). The effect of simple topography on seismic waves: implications for the accelerations recorded at Pacoima Dam, San Fernando Valley, California, *Bull. Seism. Soc. Am.* **63**, 1603-1609.
- Bouchon, M. (1973). Effect of topography on surface motion, *Bull. Seism. Soc. Am.* **63**, 615-632.
- Bouchon, M. (1985). A simple, complete numerical solution to the problem of diffraction of SH waves by an irregular surface, *J. Acoust. Soc. Am.* **77**, 1-5.
- Campillo, M., Bard P.-Y., Nicollin F., and Sánchez-Sesma F. (1988). The Mexico earthquake of September 19, 1985 - The incident wavefield in Mexico City during the Great Michoacán earthquake and its interaction with the deep basin, *Earthquake spectra*, **4**, 591-608.
- Çelebi, M. (1987). Topographical and geological amplifications determined from strong-motion and aftershock records of the 3 March 1985 Chile earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **77**, 1147-1167.
- Dainty A. M. and Toksöz M. N. (1990). Array analysis of seismic scattering, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **80**, 2242-2260.
- Davis, L. L. and West L. R. (1973). Observed effects of topography on ground motion, *Bull. Seism. Soc. Am.* **63**, 283-298.
- Freire S., Ulrych L. M. and Tad J. (1988). Application of singular value decomposition to vertical seismic profiling, *Geophysics*, **53**, 778-785.
- Geli, L., Bard P.-Y. and Jullien Béatrice (1988). The effect of topography on earthquake ground motion: a review and new results, *Bull. Seism. Soc. Am.* **78**, 42-63.
- Glangeaud, F. and Lacoume J. L. (1985). Correction of seismic traces by adaptative signal processing, *IATED Intern. Symposium*, Paris.
- Glangeaud, F. and Latombe D. (1983). Identification of electromagnetic sources, *Annales Geophysicae*, **1-3**, 245-252.
- Glangeaud F. and Mari J. L. (1993). Wave separation - Part 1, *Revue de l'Institut Francais du Pétrole*, **48**, 467-500.
- Glangeaud F. and Mari J. L. (1994). Wave separation., Editions Technip, in press.
- Griffiths, D. W. and Bollinger G. A. (1979). The effect of Appalachian mountain topography on seismic waves, *Bull. Seism. Soc. Am.* **69**, 1081-1105.
- Kawase H. (1988). Time-domain response of a semi-circular canyon for incident SV, P, and Rayleigh waves calculated by the discrete wavenumber boundary element method, *Bull. Seism. Soc. Am.* **79**, 1415-1437.
- Kawase H. and Aki K. (1990). Topography effect at the critical SV wave incidence: Possible explanation of damage pattern by the Whittier Narrow, California, earthquake of 1 October 1987, *Bull. Seism. Soc. Am.* **80**, 1-22.
- Lines L. R. and Treitel S. (1984). Tutorial: a review of least-squares inversion and its application to geophysical problems, *Geophys. Prospect.*, **32**, 159-186.
- Luco, J. E., Wong H. L. and Barros F. C. P. (1990). Three-dimensional response of a cylindrical canyon in a layered half-space, *Intl. J. Earthquake Eng. Struct. Dyn.* **19**, 799-817.
- Mars J., Glangeaud F., Lacoume F., Fourmann J. L. and Spitz S. (1987). Separation of seismic waves, *57th SEG Meeting*, New Orleans, Expanded Abstracts, 489-492.
- Mercier, J. L., Carey E., Philip H. and Sorel D. (1976). La néotectonique plio-quadernaire de l'arc égéen externe et de la mer Egée et ses relations avec la sismicité, *Bull. Soc. Géol. France*, **7**, 355-372.
- Mermoz H. (1976). Imagerie, corrélation et modèles, *Ann. des Télécommunications*, **31**, 17-36.
- Nicollin, F., Glangeaud F., Thouvenot F. and Lambert M. (1988). The spectral matrix method applied to explosion seismology data: examples from the Western Alps, *European Geophys. Soc. Meeting*, Bologna.
- Pedersen, H., Sánchez-Sesma F and Campillo M. (1994). Three-dimensional scattering by two-dimensional topographies, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **84**, 1169-1183.

- Rogers, A. M., Katz L. J. and Bennett T. J. (1974). Topographic effects on ground motion for incident P waves: a model study, *Bull. Seism. Soc. Am.* **64**, 437-456.
- Sánchez-Sesma, F. J., Bravo M. A. and Herrera I. (1985). Surface motion of topographical irregularities for incident P, SV, and Rayleigh waves, *Bull. Seism. Soc. Am.* **75**, 263-269.
- Sánchez-Sesma, F. J. and Campillo M. (1991). Diffraction of P, SV and Rayleigh waves by topographical features: a boundary integral formulation, *Bull. Seism. Soc. Am.* **81**, 2234-2253.
- Sánchez-Sesma, F. J. and Campillo M. (1993). Topographic effects for incident P, SV and Rayleigh waves, *Tectonophysics*, **218**, 113-125.
- Sánchez-Sesma, F. J. (1983). Diffraction of elastic waves by three-dimensional surface irregularities, *Bull. Seism. Soc. Am.* **73**, 1621-1636.
- Sánchez-Sesma, F. J., Herrera I. and Avilés J. (1982). A boundary method for elastic wave diffraction: application to scattering of SH waves by surface irregularities, *Bull. Seism. Soc. Am.* **72**, 473-490.
- Thouvenot F. and Ménard G. (1990). Allochthony of the Chartreuse subalpine massif: explosion-seismology constraints, *J. Struct. Geol.*, **12**, 113-121.
- Thouvenot F. and Perrier G. (1980). Seismic evidence of a crustal overthrust in the Western Alps, *Pure and Appl. Geophys.*, **119**, 163-184.
- Trifunac, M. D. and Hudson D. E. (1971). Analysis of the Pacoima Dam accelerogram - San Fernando, California, earthquake of 1971, *Bull. Seism. Soc. Am.* **61**, 1393-1441.
- Umeda Y., Kuroiso A., Ito K. and Muramatu I. (1987). High accelerations produced by the Western Nagano Prefecture, Japan, earthquake of 1984, *Tectonophysics*, **141**, 335-343.
- Wong, H. L. (1982). Effect of surface topography on the diffraction of P, SV, and Rayleigh waves, *Bull. Seism. Soc. Am.* **72**, 1167-1183.
- Wong, H. L. and Jennings P. C. (1975). Effects of canyon topography on strong ground motion, *Bull. Seism. Soc. Am.* **65**, 1239-1257.

VI

Dépendance de l'azimut sur l'amplification des ondes sismiques dans des vallées sédimentaires

Manuscrit soumis à

Soil Dynamics and Earthquake Engineering

Chapitre 6

Azimuth dependent wave amplification in alluvial valleys

By H. A. Pedersen^a, M. Campillo^a and F. J. Sánchez-Sesma^b

a) Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique, Université Joseph Fourier, BP 53x, F-38041 Grenoble Cedex, France.

b) Instituto de Ingeniería, UNAM, Cd Universitaria, Apdo 70-472, Coyoacán 04510, México D.F., Mexico and Centro de Investigación Sísmica, Carr al Ajusco 203, Col H de Padierna, Tlalpan 14200, México D.F., Mexico.

6.0 ABSTRACT

An extension of the indirect boundary element method (IBEM) to three-dimensional scattering by two-dimensional alluvial valleys is presented. While the valley is two-dimensional, the incident plane waves can arrive outside the 2D plane so the scattering is three-dimensional with coupling of P-SV-SH waves. Such a method makes it possible to take earthquake location into account in the estimation of site effects in alluvial valleys. The method is validated by transparency tests, by comparison with 2D simulations, and by comparison with results of other authors. The advantage of the method is that it combines high accuracy with cost-efficiency in terms of computer-time. It is applied to theoretically estimate site effects across a simplified model of an alluvial valley in the French Alps where azimuth dependence of local amplification has been observed. A parametric study with simulations for a range of azimuths and incidence angles shows that 1) the local amplification depends strongly on both azimuth and incidence of the incoming waves, 2) the global pattern of amplification across the valley is very complex for all azimuths, and 3) it is not possible to predict the 3D response of the valley from 2D modeling. Theoretical spectral ratios are in approximate agreement with observed ones for a station in the center of the valley where the local structure justifies use of a simplified model for the comparison.

6.1 INTRODUCTION

Over the last decade, the importance of local amplification in sedimentary basins has been well established by a large number of observations (e.g. Rogers et al., 1984; Tucker and King, 1984; Singh et al., 1988; Jongmans and Campillo, 1990; Borchardt and Glassmoyer, 1992; Gutierrez and Singh, 1992). Some wave propagation phenomena relevant to the local amplification have been identified in observations and numerical simulations (e.g. Bard and Bouchon, 1980a,b ; Kawase and Aki, 1989; Phillips et al., 1993; Sánchez-Sesma et al. 1993a).

Two-dimensional (2D) numerical simulations show that the amplification pattern is very complex even in simple valleys. Therefore, in order to improve quantitative interpretations of observations of local amplification it is in most cases necessary to consider more complete models. Considerable effort has been made to extend the modeling to three dimensional (3D) basins (e.g. Lee and Langston, 1983; Sánchez-Sesma, 1983; Sánchez-Sesma et al., 1989; Frankel and Vidale, 1992; Rial, 1989; Sánchez-Sesma and Luzon, 1994) but the computational cost is considerable in terms of memory and/or computer-time and most simulations are characterized either by very constricting assumptions (e.g. on the geometry of the valley or on the wavelength of the propagating waves relative to the structure) or they are limited to low frequencies.

This paper presents an extension of the indirect boundary element method (IBEM) to the case of 3D scattering by 2D alluvial valleys, i.e. with waves arriving from outside the 2D plane which includes the cross-section of the valley, so the scattering is 3D. Such a method is potentially a useful tool to estimate site effects in valleys that for practical purposes can be considered 2D. This development was motivated by observations (King and Tucker, 1984; Jongmans and Campillo, 1993) of correlation between local amplification and earthquake locations relative to the valley.

3D scattering by 2D structures ("2.5D scattering") has been studied by Luco et al. (1990), Pei and Papageorgiou (1993a), and Pedersen et al. (1994) for topographies and by Khair et al. (1989, 1991), Liu et al. (1991) and Pei and Papageorgiou (1993b) for alluvial valleys. The advantages of the IBEM method presented in this paper is the combination of high accuracy and low computational cost. A detailed discussion of IBEM can be found in Sánchez-Sesma and Campillo (1993), Sánchez-Sesma et al. (1993b) or Sánchez-Sesma and Luzon (1994).

This paper is separated into two parts. The first one presents the extension of IBEM to the simulation of site effects in alluvial valleys where the incident waves arrive outside the 2D plane. The second part presents the application of the method to systematically study how azimuth and incidence of the incident waves influence local amplifications in alluvial valleys. The model used is that of the Ubaye Valley in the French Alps where azimuth dependence has

been observed by Jongmans and Campillo (1993). The second part also contains a comparison between observed and theoretical spectral ratios.

6.2 METHOD

The indirect boundary element method (IBEM) is based on an integral representation of wave fields. IBEM applied to diffraction by alluvial valleys are presented in recent papers by Sánchez-Sesma et al. (1993b) and Sánchez-Sesma and Luzon (1994) and we refer to these two papers for a full description of the basic theory. In this section we will describe the method very briefly and focus on points relevant to the problem of three-dimensional scattering by two-dimensional structures.

Neglecting body forces, the displacement field in a domain V with boundary S occupied by an elastic material can be stated as (see e.g. Sánchez-Sesma and Campillo, 1991):

$$u_i(\mathbf{x}) = \int_S \psi_j(\zeta) G_{ij}(\mathbf{x}, \zeta) dS_\zeta \quad (1)$$

where $u_i(\mathbf{x})$ is the i 'th component of displacement at \mathbf{x} ; $G_{ij}(\mathbf{x}, \zeta)$ is the Green function, i.e. the displacement in direction i at \mathbf{x} due to a point force in direction j applied at the point ζ ; $\psi_j(\zeta)$ is the force density in direction j at ζ . $\psi_j(\zeta) dS_\zeta$ is therefore a force distribution on S . The integration is performed over the space variable ζ . Equation 1 is valid both in V and on S because \mathbf{u} is continuous *across* S if ψ is continuous *on* S (Kupradze, 1963).

We consider an elastic half space, E , with an elastic inclusion, R , as shown in Fig. 1. The two elastic media are in contact at the interface δ . The total displacement \mathbf{u}^E in the half space can be considered to be the superposition of the displacement ($\mathbf{u}^{(d)}$) of the "diffracted or scattered field" and the displacement ($\mathbf{u}^{(o)}$) of the "free-field", i.e. the field in the absence of the irregularity

$$\mathbf{u}_i^E = \mathbf{u}_i^{(d)} + \mathbf{u}_i^{(o)} \quad (2)$$

where $\mathbf{u}^{(d)}$ can be expressed by the integral representation of Equation 1 over the surface that delimits the half space E . Equivalent expressions exist for tractions. In the inclusion R , the free-field is zero so total displacements and tractions are expressed by Equation 1 and its equivalent for tractions applied over the surface that delimits R . It is possible to find discrete expressions of displacements and tractions in E and in R when the free surface and δ are discretized into boundary elements with constant force density on each one.

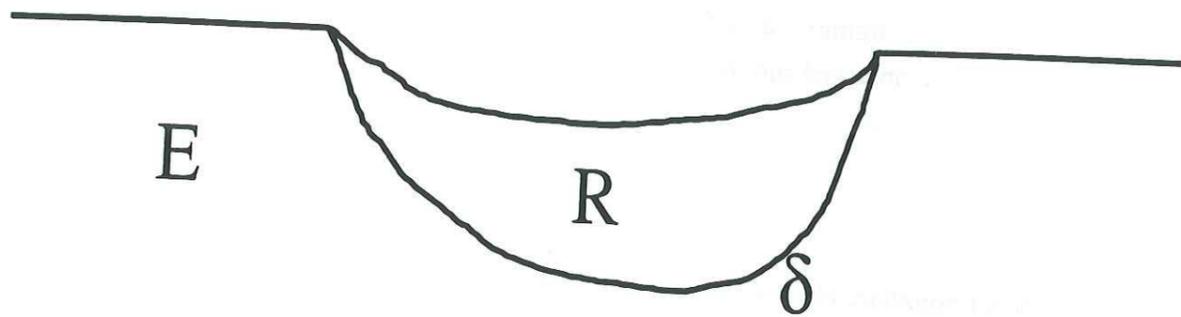


Figure 1. Model of alluvial valley. The halfspace (E) and the valley (R) are separated by the interface δ .

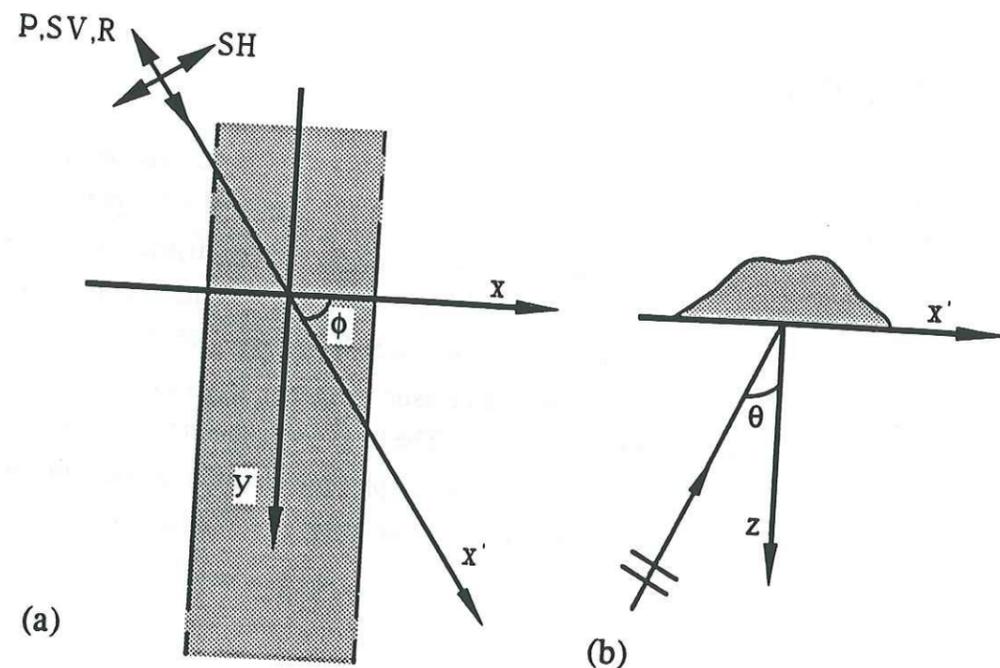


Figure 2. Geometry of 2.5D scattering. a. Horizontal plane, definition of azimuth ϕ . b. Vertical plane, definition of incidence θ .

Boundary conditions for the problem are

- 1) zero-traction at the free surface
- 2) continuity of displacement across δ
- 3) continuity of tractions across δ

It is possible to express these boundary conditions by system of linear equations with the forces ψ_j on each segment as the unknowns. The boundary conditions are evaluated at the source locations, so the number of unknowns equals the number of equations and the force densities are found by simple resolution of the system. Once the amplitude of the surface force is found for each element, the discrete version of Equation 1 can be applied to find the displacement of the refracted field at any location inside the valley. In the half space, the displacement of the free-field is added to that of the diffracted or scattered field to find the total displacement.

The calculation briefly described above is performed for each frequency and the synthetic seismograms are obtained by multiplication of a source function followed by a Fourier transform.

The 2.5D case is particular because although the scattering is three-dimensional, it is possible to represent the geometry of the structure in only two dimensions. The geometry of the problem is shown in Figure 2. Plane waves are incident on a two-dimensional structure which is considered infinite in the direction of the y axis. The incident waves arrive with an azimuth ϕ relative to the structure and an incidence θ to the vertical axis (see Fig. 2) and it propagates with a velocity c . The waves have an apparent velocity c' along the y axis

$$c' = \frac{c}{\sin\phi\sin\theta} \quad (3)$$

For any two cross sections perpendicular to the y axis the wave field is identical but shifted in time, so the scattered wave field can be expressed by point sources that move parallel to the y axis with a constant velocity c' along the interfaces of the model. This approach has also been used by Luco et al. (1990), Khair et al. (1989, 1991), Pei and Papageorgiou (1993a,b) and Pedersen et al. (1994). In the case of an inclusion, the point sources move along the free surface and along the interface δ .

We use compact, analytical expressions for Green functions for moving point sources in a full-space (Pedersen et al., 1994). Use of such full-space expressions is a way of significantly reducing computer time as compared to computations with half-space Green functions. Possible unwanted boundary truncation effects can be avoided or minimized by discretizing the free surface out to a sufficient distance from the irregularity. The integration of

the Green functions along each element is performed by Gaussian integration. For observation points located on a segment, the integrations are computed analytically.

6.3 VERIFICATION OF THE METHOD

We verified the accuracy of the method by 1) transparency tests, 2) comparisons with known 2D solutions, and 3) comparison with other published results.

Transparency tests are comparisons of analytical solutions for displacements of plane waves propagating in a half-space with the corresponding numerical simulations where the valley has a flat surface and a same material inside and outside the valley. Our results were within 1-2 percent of the analytical solutions.

The 2D case is a limiting case for the simulations (azimuth $\phi=0$). A large number of 2D simulations are now available for alluvial valleys. We compared our results with those of Sánchez-Sesma et al. (1993b). The two methods are strictly equivalent in the 2D case because the simulation method is similar and because the 2.5D Green functions for zero azimuth equal the 2D Green functions. The comparison showed that the differences in computed displacements of the two simulation methods are smaller than one percent of the amplitude of the incoming waves. Sánchez-Sesma et al. (1993b) show that their results correspond well to those of other authors and to analytical solutions so we will not here discuss the 2D case further.

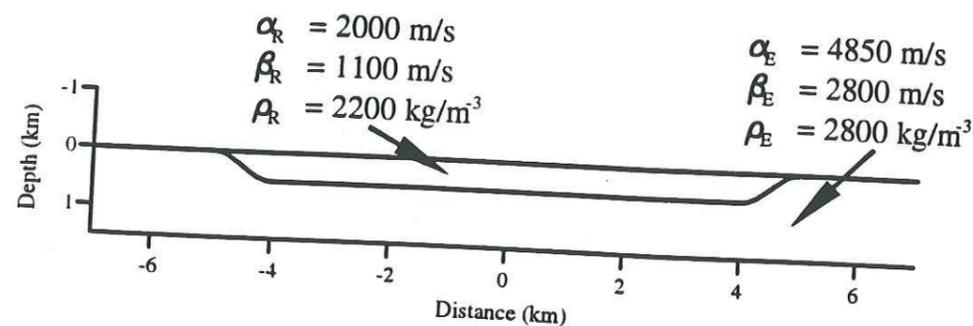


Figure 3. Model used for comparison of our results with those of Pei and Papageorgiou (1993b).

Very few results are available for 3D scattering by 2D valleys. We have compared our results to those of Pei and Papageorgiou (1993b) because their results are presented in the time domain so the whole frequency range is considered in computations. The model is the

one depicted in Fig. 3. The elastic parameters used are also given in Fig. 3. The plane waves incident upon the valley are of P, SH or SV type and they have a arbitrary azimuth and incidence angle to the valley. The source function used is a Ricker wavelet of 0.55 Hz central frequency. We verified our results on all Pei and Papageorgiou's (1993b) examples. The differences are very small (within 1-2 percent). An example of comparison between simulations is shown in Fig. 4, where the results are shown for incident SV waves with azimuth 60° and vertical incidence 30° . We also compared our results with those of Pei (personal communication) for a deeper valley to assure that the good agreement between results was independent on the shape of the valley.

6.4 RESULTS

6.4.1 Simple model of Ubaye Valley

For the application of the method we chose to study amplification across an alluvial valley for which local amplification is azimuth-dependent (Jongmans and Campillo, 1993). The valley in question, the Ubaye Valley, is a several kilometers long and narrow (app. 600 m wide) alluvial deposit in the French Alps. The basin's geometry and seismic propagation velocities in the sediments and bedrock have been estimated by reflection and refraction seismic experiments and by inversion of Rayleigh wave dispersion (Jongmans et al., 1990; Jongmans and Campillo, 1993).

The bedrock consists of unweathered limestone ($V_p=4500-5500 \text{ m/s}$; $V_s=2100-2400 \text{ m/s}$). The deposits contain 3 units:

1. A surficial layer of recent alluvium from the Ubaye river and collovium from the shoulders of the valley, characterized by rapid lateral changes in propagation velocities ($V_p=400-700 \text{ m/s}$; $V_s=150-350 \text{ m/s}$) and locally internal layering.
2. An intermediate deposit ($V_p=1600-2300 \text{ m/s}$; $V_s=500-750 \text{ m/s}$)
3. A deep layer, probably consolidated moraines, which is present only in the central part of the valley ($V_p=2850-3200 \text{ m/s}$; $V_s=900-1300 \text{ m/s}$).

At the present stage, the method presented above can be used to simulate the seismic response of an alluvial valley without internal layering. We therefore constructed a simplified model of the valley that partly takes the internal layering of the loose sediments into account. At each point across the valley, the one-dimensional response was calculated using the wave propagation velocities and layer thicknesses immediately beneath the point. The thickness of an equivalent layer with average wave propagation velocities ($V_p=2000 \text{ m/s}$, $V_s=900 \text{ m/s}$) was calculated so the lowest resonance frequency of the one-layer model was equal to that of

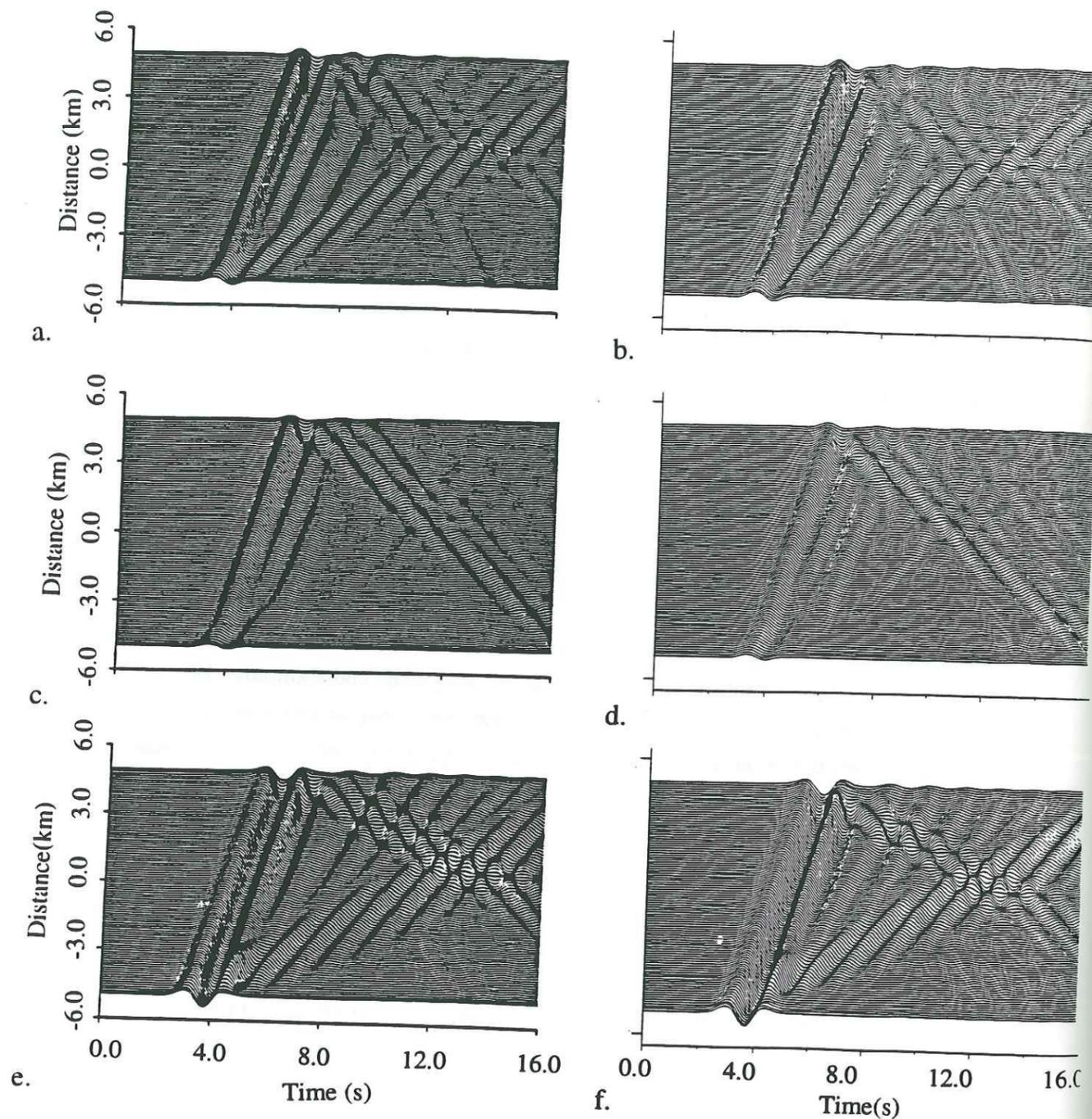


Figure 4. Comparison of our results (b., d., f.) with those of Pei and Papageorgiou (1993b) (a., c., e.). Incoming wave: SV wave with azimuth 30° and incidence 60° . a, b: U_x , displacement perpendicular to valley. c, d: U_y , displacement parallel to valley. e, f: U_z , vertical displacement.

the three-layer model. The slope of the shoulders of the valley is taken into account in the final model, which is shown in figure 5.

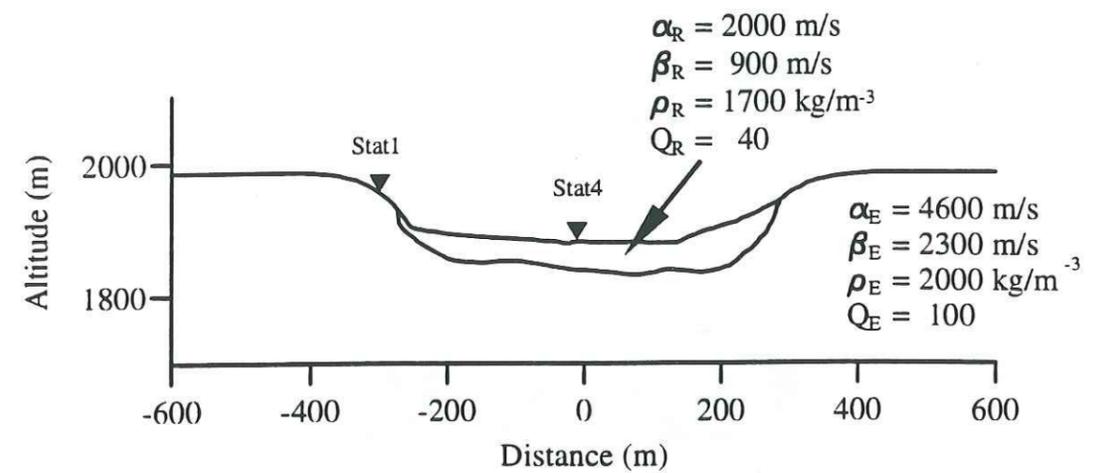


Figure 5. Simplified model of Ubaye Valley. Seismic stations are shown by triangles.

An example of synthetic seismograms for the simplified model is shown in Fig. 6. The example (incident SV waves with azimuth 30° and incidence 40°) is chosen among many simulations made for the simplified Ubaye Valley model. The source function is a Ricker wavelet with a central frequency of 8 Hz and the stations are located across the valley from -355 m to 350 m. The seismograms clearly show how the amplification pattern is dominated by surface waves propagating across the valley.

6.4.2 Parametric study

We carried out a large number of simulations to quantitatively estimate how incidence ($\theta=10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ$) and azimuth ($\phi=0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ, 180^\circ$) influences the local amplification across the valley when the incoming waves are of type SV or SH and all other parameters (except azimuth, incidence and wave type) are constant. We studied horizontal, vertical and total amplification across the valley for one frequency and for frequency intervals. Other results are presented in terms of location in the valley and frequency of the maximum amplitudes. Selected results are shown for maximum amplitudes across the valley because this was the only parameter where we found systematic changes as a function of azimuth.

All amplitudes are normalized with the amplitude of the free-field $u^{(0)}$ (incident waves + reflection at the free surface). For SH waves these free-field amplitudes equal two for all

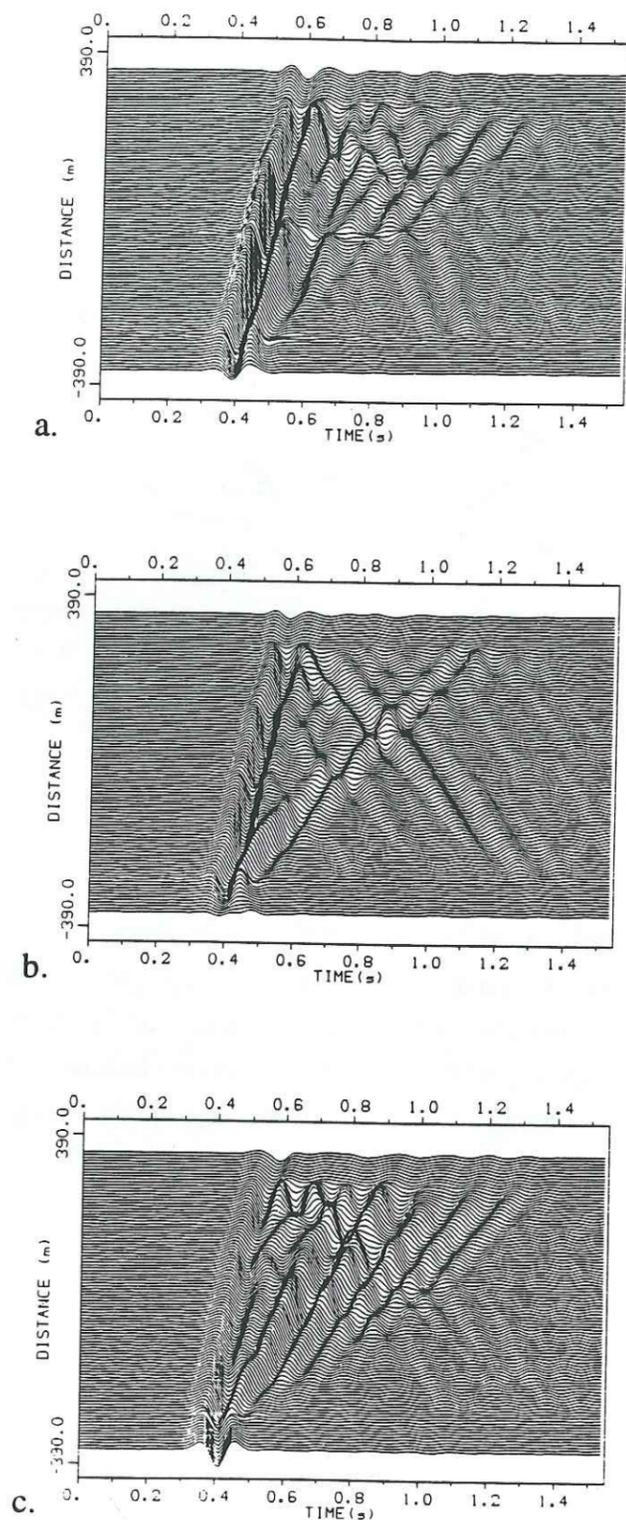


Figure 6. Example of synthetic seismograms for Ubaye Valley due to incident waves of type SV, azimuth 30° and incidence 40° . a. U_x , displacement perpendicular to valley. b. U_y , displacement parallel to valley. c. U_z , vertical displacement.

incidence angles while they vary between 1.64 and 3.44 for SV waves ($\theta=10^\circ$: $u^{(0)} = 1.99$; $\theta=20^\circ$: $u^{(0)} = 1.97$; $\theta=30^\circ$: $u^{(0)} = 3.44$; $\theta=40^\circ$: $u^{(0)} = 1.64$). For all simulations, displacement amplitudes at each station were computed for frequencies between 0 and 10 Hz. Figs. 7-10 show these results: maximum amplitudes are displayed for each incidence angle as a function of azimuth and location across the valley. The Figs. 7 and 8 show these maximum values for horizontal and vertical motion, respectively, for incident SH waves. Corresponding results for incident SV waves are presented in Figs. 9 and 10.

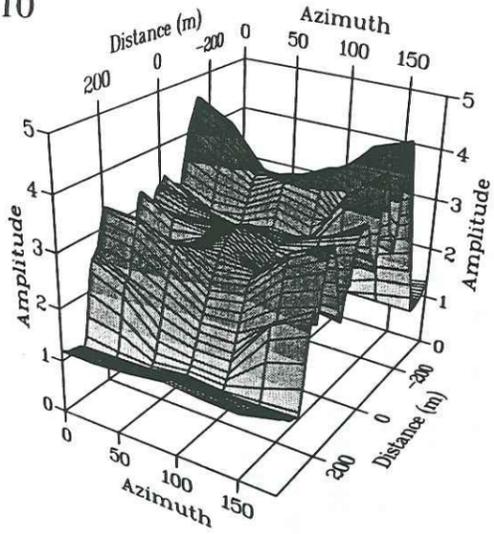
Even for fixed azimuth and incidence, the amplitude pattern across the valley is very complex. The figures nevertheless show some general trends:

1. Alternating large and small amplitudes across the valley for fixed azimuth and incidence angle.
2. Larger vertical displacement amplitudes and slightly smaller horizontal amplitudes for incoming SH waves that arrive with an azimuth of 60° - 120° compared to the pure 2D case.
3. Smaller vertical displacement amplitudes and slightly higher horizontal amplitudes for incoming SH waves that arrive with an azimuth 60° - 120° compared to the pure 2D case.
4. Change of amplification pattern for incoming SV waves at critical incidence (30°).

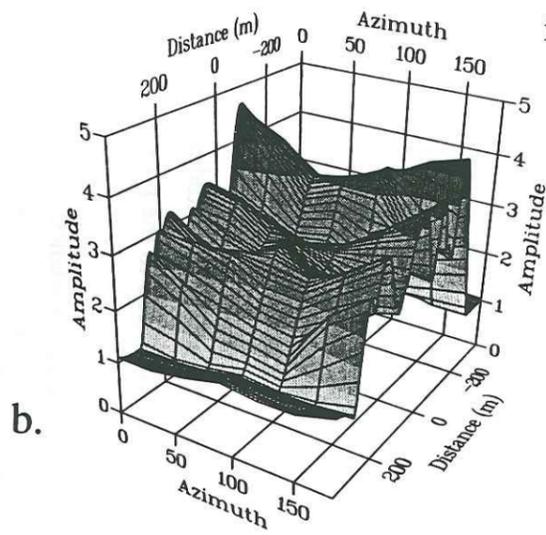
The first point confirms results for the pure 2D case: the local amplification across the valley is dominated by interfering surface waves also when the incoming waves arrive outside the 2D plane. We confirmed this by f-k analysis across the central stations in the valley and comparison of the amplification pattern in the f-k domain with dispersion curves for Rayleigh and Love waves for a one-layer model of the central part of the valley. The f-k image of the simulations is too coarse to identify individual modes but waves with propagation velocities similar to those of the fundamental Rayleigh and Love modes exist for all simulations. This is also an indication that at least some of the wave propagation in the valley takes place in the 2D plane, because plane waves propagating outside the 2D plane have a higher apparent velocity over the array of stations.

The dependence of maximum vertical displacement on wave type and azimuth also suggests that most of the surface waves in the valley propagate approximately in the 2D plane. If we consider the vertical displacement, Rayleigh waves propagating in the 2D plane will for incoming SH waves be more efficiently generated at 90° azimuth (all incoming energy in the plane perpendicular to the valley) with coupling between horizontal and vertical displacement. The opposite is true for incoming SV waves where 90° azimuth implies an efficient generation of Love waves which have no displacement on the vertical component. This interpretation is nevertheless far too simplistic to explain the complete amplification pattern in the valley and is of limited use for practical purposes.

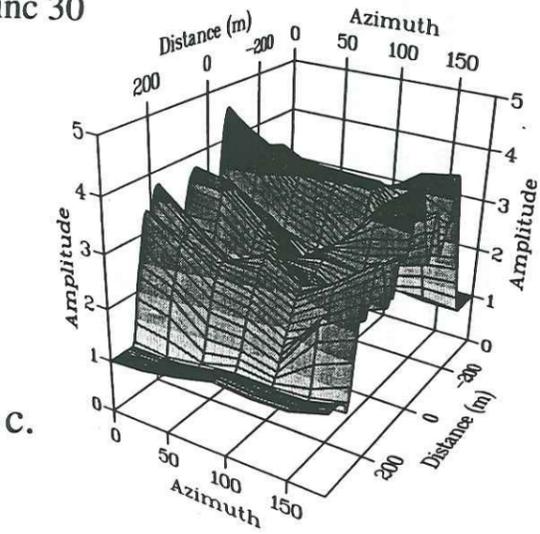
inc 10



inc 20



inc 30



inc 40

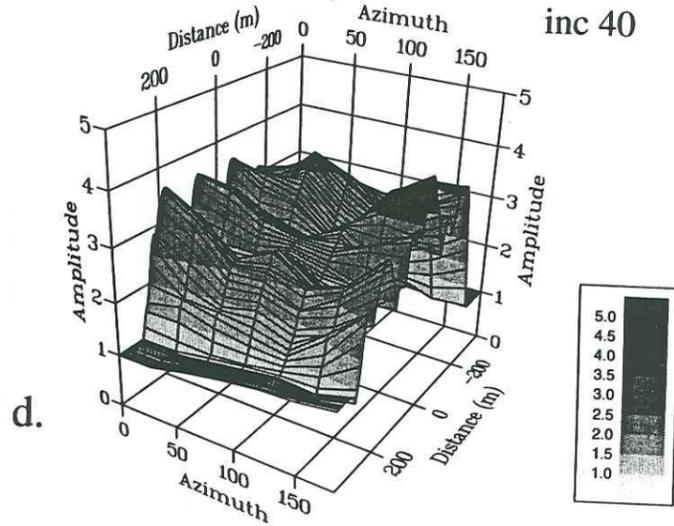
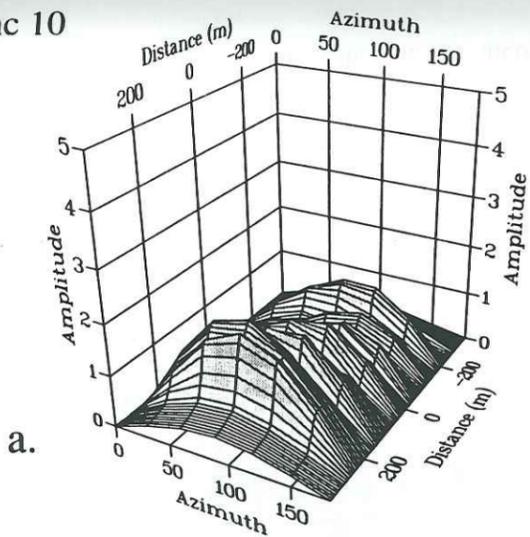
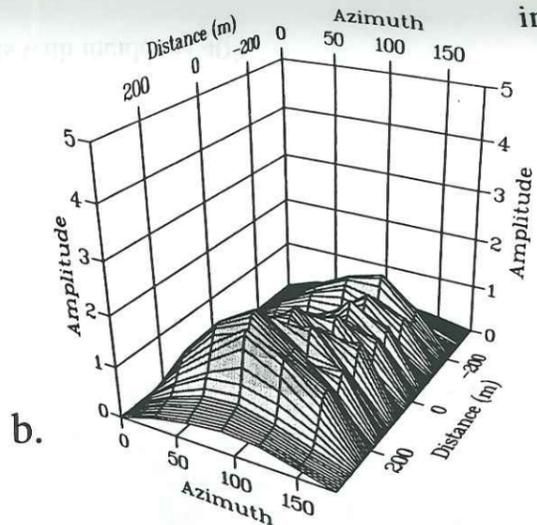


Figure 7. Maximum horizontal amplification of SH waves between 0 and 10 Hz as a function of distance across the valley and azimuth of the incoming waves. a. incoming waves with incidence 10°. b. incoming waves with incidence 20°. c. incoming waves with incidence 30°. d. incoming waves with incidence 40°.

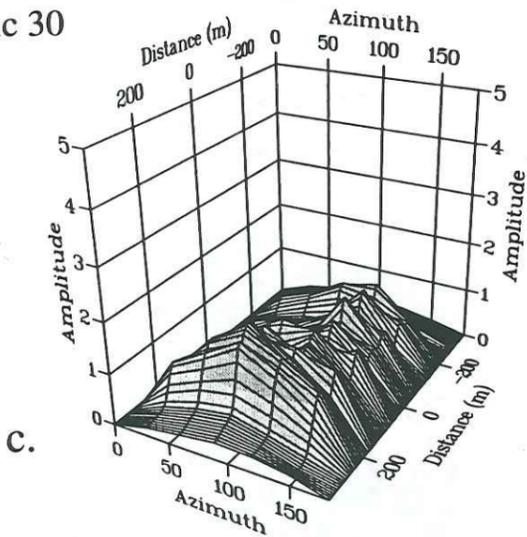
inc 10



inc 20



inc 30



inc 40

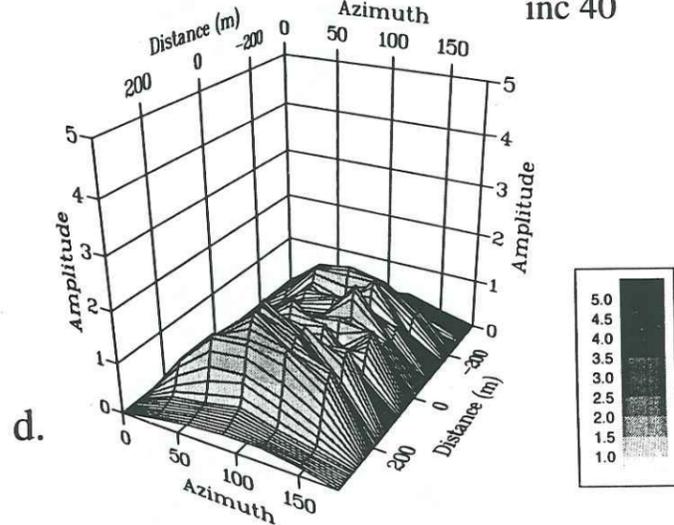


Figure 8. Maximum vertical amplification of SH waves between 0 and 10 Hz as a function of distance across the valley and azimuth of the incoming waves. a. incoming waves with incidence 10°. b. incoming waves with incidence 20°. c. incoming waves with incidence 30°. d. incoming waves with incidence 40°.

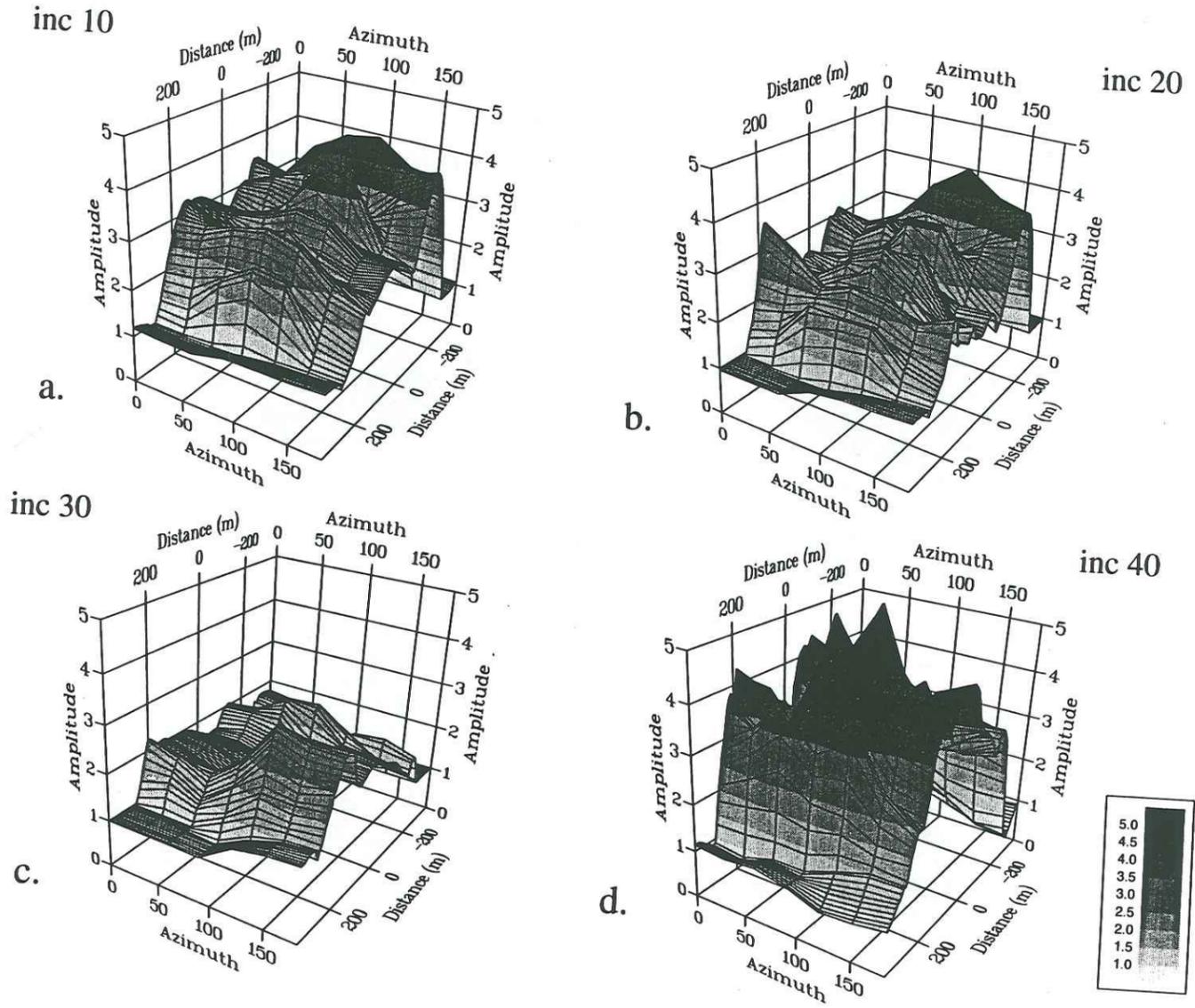


Figure 9. Maximum horizontal amplification of SV waves between 0 and 10 Hz as a function of distance across the valley and azimuth of the incoming waves. a. incoming waves with incidence 10°. b. incoming waves with incidence 20°. c. incoming waves with incidence 30°. d. incoming waves with incidence 40°.

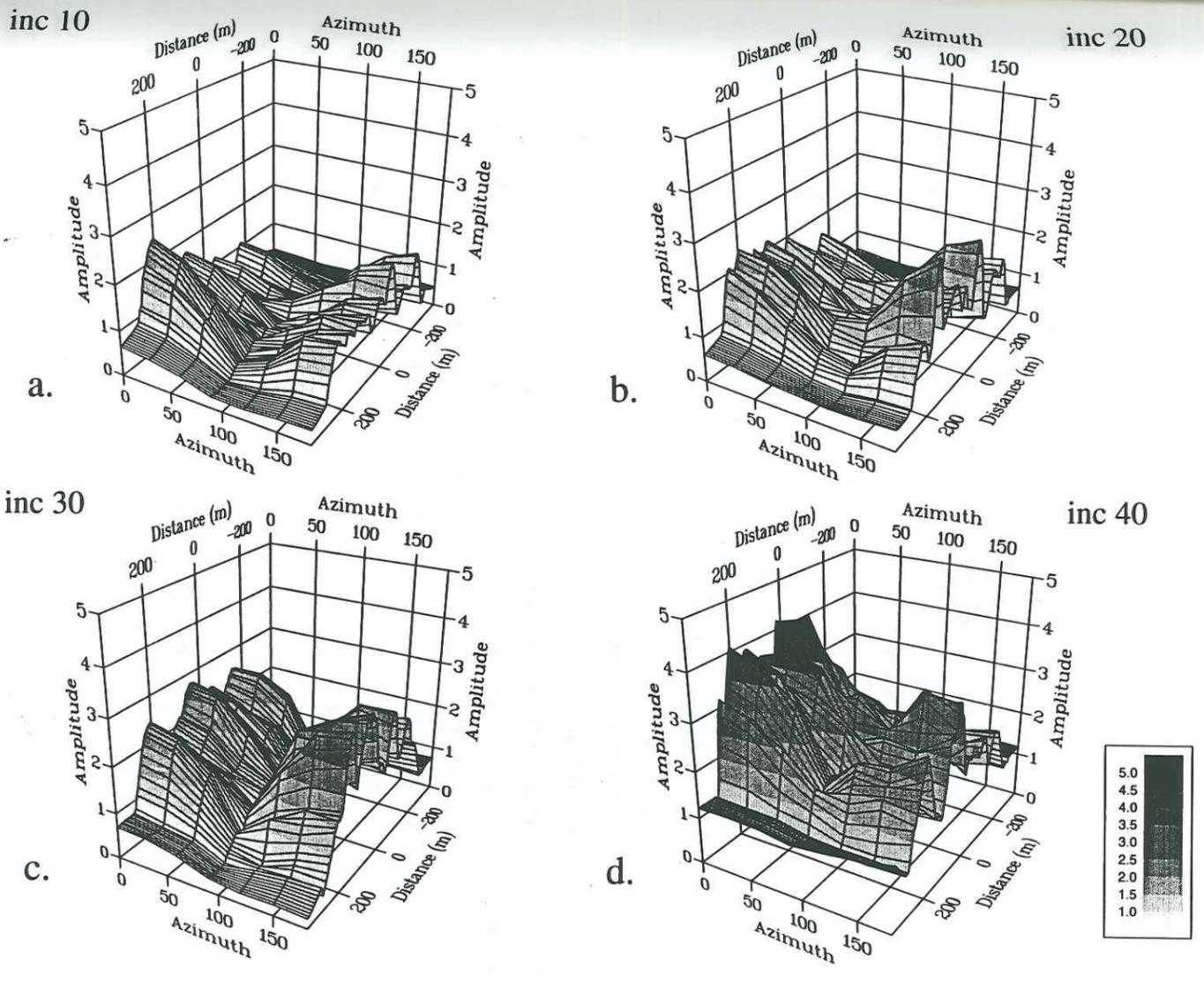


Figure 10. Maximum vertical amplification of SV waves between 0 and 10 Hz as a function of distance across the valley and azimuth of the incoming waves. a. incoming waves with incidence 10°. b. incoming waves with incidence 20°. c. incoming waves with incidence 30°. d. incoming waves with incidence 40°.

Other indications of mostly 2D propagation in the valley are of physical character. In fact, the incoming waves can be expected to be refracted *into* the valley because of the impedance contrast. The Green functions calculated for points in the valley show that they approach the 2D solutions with almost complete decoupling of P-SV and SH motions when c' (i.e. the speed of the moving point sources) is significantly bigger than the propagation velocities in the valley. This effect also depends on the impedance contrast between the valley and the half space.

Even though some phenomena of the local amplification may indicate that generated waves in the valley mainly propagate in a direction perpendicular to the valley, the final amplification pattern is also controlled by the boundary conditions introduced by the free-field. Figs. 7-10 show that it does not seem possible for example to predict the amplification pattern for different azimuths, knowing the 2D solution of the response. Furthermore, if only one frequency is considered, the influence of azimuth is less clear than when a whole frequency range is available. This is illustrated by figure 11 which is the equivalent of figure 7 (horizontal amplification for incoming SH waves) for a single frequency, 10 Hz.

Finally, the change of amplification pattern at the critical angle of incidence for SV waves is the expression of significant changes in boundary conditions. Incident SV waves on a free surface (e.g. Aki and Richards, 1980) with incidence angles *below* critical produce reflected P and SV waves. *At* critical incidence a diffracted P wave propagates horizontally and have a large amplitude. *Beyond* critical incidence, such P waves are inhomogeneous and also propagate horizontally. Observations of damage patterns at a hill-profile that correlated well with the critical angle of SV waves were reported by Kawase and Aki (1990). Numerical simulations (e.g. Bouchon 1978; Mateos et al., 1993) show significant amplifications related to incoming SV waves at certain incidences in layered media as well. These studies pointed out significant amplitudes for a SP phase, formed by diffracted P waves and the incoming and reflected SV waves. However, such a *wave system* is a by-product of incident SV waves, therefore it can only exist with its carrier, i.e. the incident SV wave. For this reason, the resonance in a shallow alluvial basin will be controlled by local surface waves.

6.4.3 Comparison between observed and theoretical spectral ratios

Jongmans and Campillo (1993) studied the wave amplification in Ubaye Valley by the use of a five station array. They calculated spectral ratios between stations in the valley (stations two to five) and a hard-rock reference station (station one).

The influence of surficial layers is ignored in the simulations so the simplified model of Ubaye Valley is not sufficiently detailed to model observations. It is nevertheless interesting to compare observed spectral ratios with theoretical ones for the station in the valley (station four) which is expected to be the least influenced by the surficial layers. They are under this

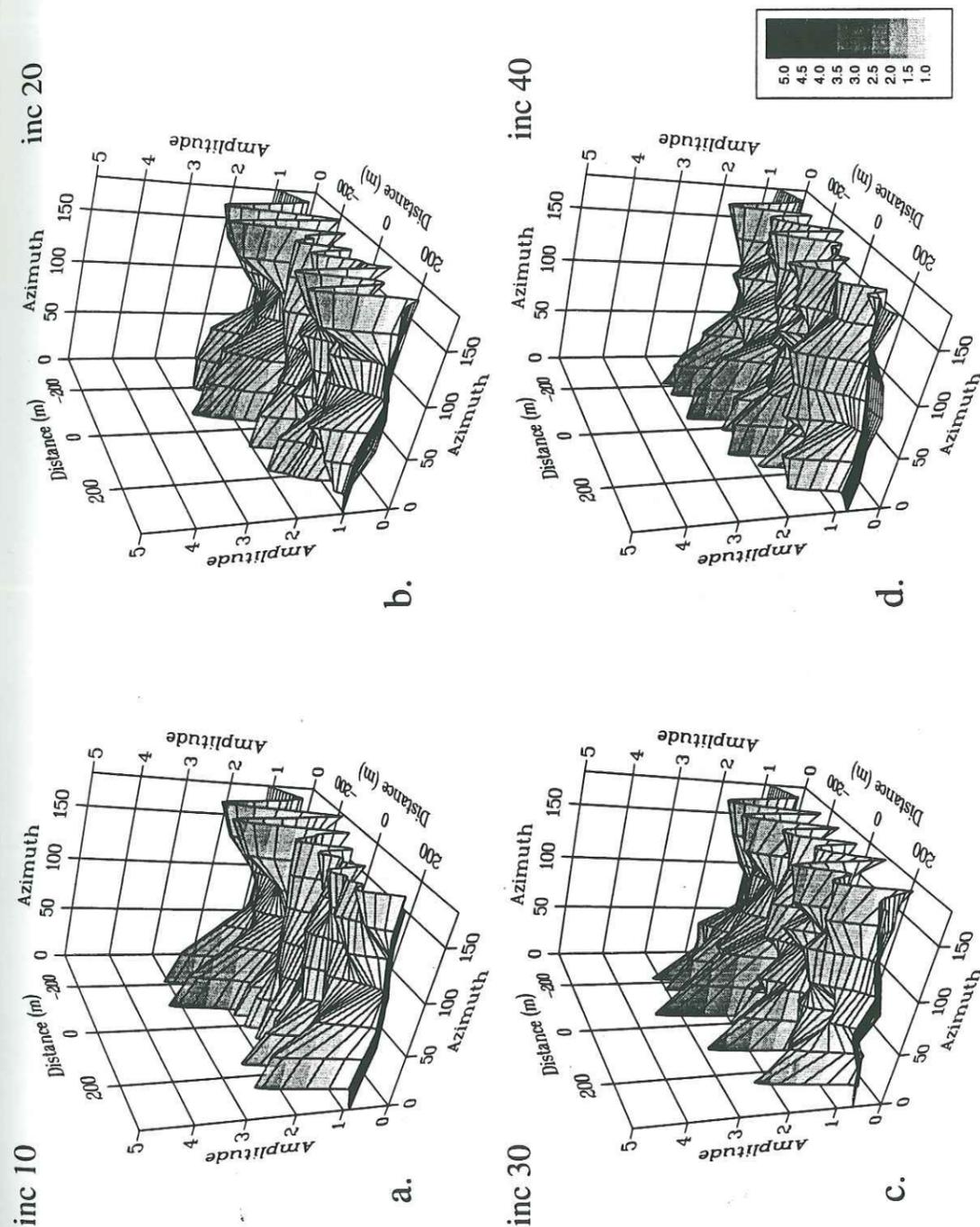


Figure 11. Horizontal amplification of SH waves at 10 Hz as a function of distance across the valley and azimuth of the incoming waves. a. incoming waves with incidence 10° . b. incoming waves with incidence 20° . c. incoming waves with incidence 30° . d. incoming waves with incidence 40° .

Fig. 12

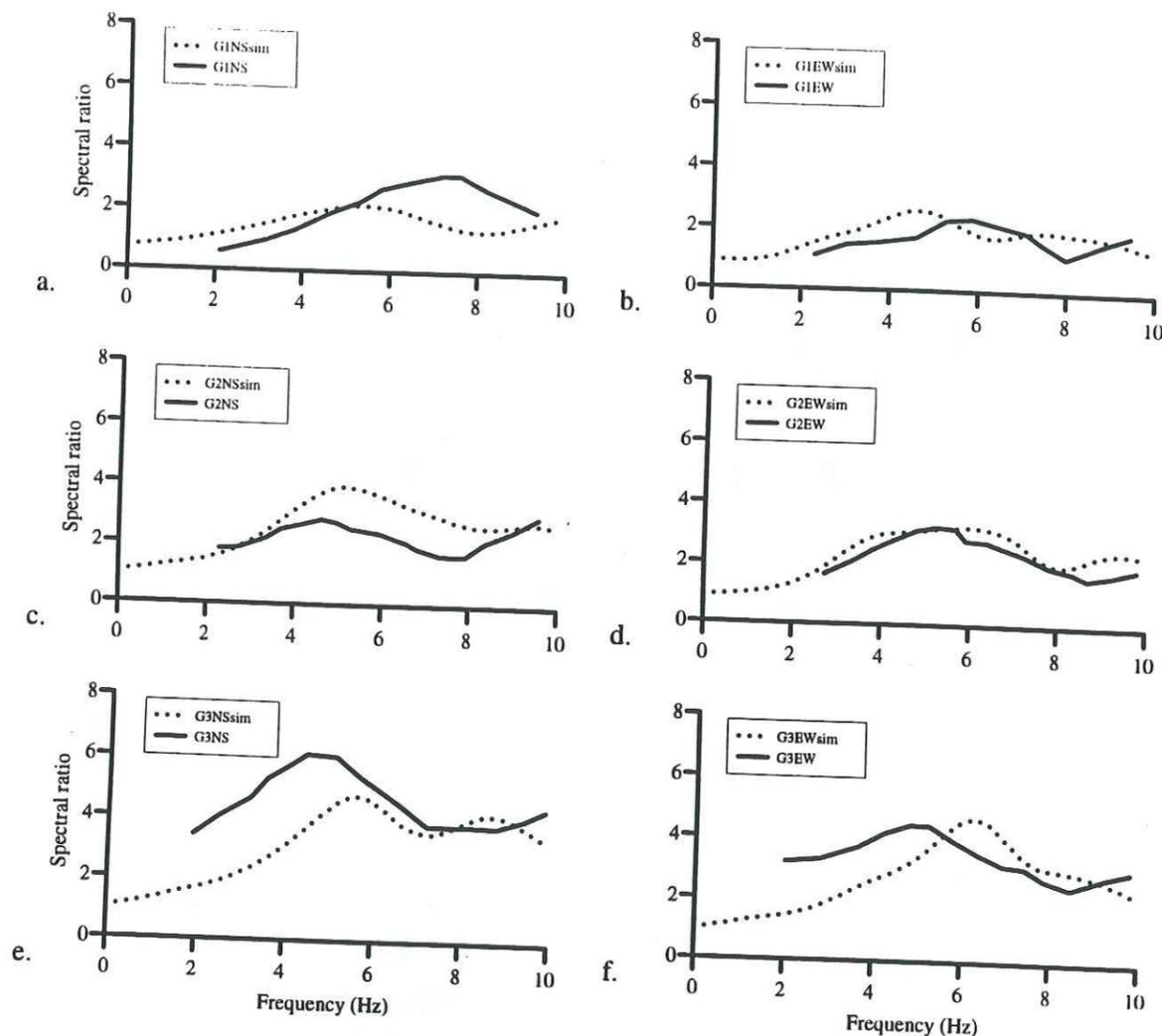


Figure 12. Comparison between observed (solid lines) and theoretical (dotted lines) spectral ratios station 4/station 1. a. Group 1, NS component. b. Group 1, EW component. c. Group 2, NS component. d. Group 2, EW component. e. Group 3, NS component. f. Group 3, EW component.

particular station shallow and approximately horizontal. The locations of station one and four are shown in figure 5.

Earthquakes recorded by the array (Jongmans and Campillo, 1993) were shallow and their hypocenters relative to the site fell into 3 groups:

1. Approximately 5 km north-north-west.
2. Approximately 20 km east.
3. Approximately 30 km east-south-east.

Jongmans and Campillo (1993) show that the measured spectral ratios are different among these three groups.

In terms of azimuth relative to the structure, group one is at 0° , group two is at 120° and group three is at 150° . The incidence angles of the waves relative to the structure is expected to be smaller for group one than for groups two and three because group one is approximately located *under* the valley. In the earthquake records, the incoming waves are not polarized in a single plane. For each group we therefore used results of simulations with two wave types (SH and SV) and three incidence angles. The theoretical spectral ratio station 4/station 1 was found as the square-root of S_4/S_1 where S denotes the added energy spectra of the six simulations used for the group. The parameters of the simulations were the following:

1. Group 1: SH and SV waves with azimuth 0° and incidence angles 0° , 20° and 40° .
2. Group 2: SH and SV waves with azimuth 120° and incidence angles 20° , 40° and 60° .
3. Group 3: SH and SV waves with azimuth 150° and incidence angles 20° , 40° and 60° .

The topography adjacent to the valley was taken into account out to a distance of approximately one km from the edge of the valley. This does not significantly change wave propagation in the valley but it significantly affects spectral amplitudes at the location that corresponds to station 1.

Figure 12 shows the comparison between observed and theoretical spectral ratios. The observed tendency of increasing spectral ratio with azimuth is accounted for by the simulations which show that this tendency is due to a shadow effect at station one for large azimuths and incidence angles. The general shape of the theoretical curves is in good agreement with the observed ones, considering that we use a simplified model and plane-polarized incident waves.

6.5 CONCLUSIONS

Our results show significant effects of the azimuth of incoming seismic waves, but in such a way that is not easily predictable. Both in the pure 2D case and when the incident waves arrive outside the 2D plane, the amplification is due to the interference of different waves, in particular surface waves, so even small changes in boundary conditions will change the

interference and therefore the local amplification across the valley. General trends could be identified for some parameters (maximum total, horizontal and vertical amplitude in a frequency interval), but other parameters such as the frequency or station location of the maximum amplifications had no systematic variation with azimuth or incidence angle. On the other hand, our simulations and comparisons with observed spectral ratios in Ubaye Valley show that 2.5D modeling is necessary for a complete and realistic description of the local amplification across alluvial valleys.

The simulations furthermore show that azimuth effects are present both inside and outside the valley, so spectral ratios measured relative to a reference station can be biased. In the example of Ubaye valley, the reference station would for certain azimuths of the incident waves be located in a "shadow zone" so absolute amplifications in the valley would be overestimated.

The application of the IBEM extension to 2.5D scattering shows that it is a powerful method because it combines accuracy with low computational cost. In the examples presented, the simulations between zero and ten Hertz consumed less than 2 hours CPU on a medium-sized workstation (6-9 Mflops). The CPU-time was approximately 22 hours for each total simulation (0-37 Hz), with the high frequency part of the calculation (20-37 Hz, 11 hours CPU) carried out on a larger workstation (25-30 Mflops). The method does therefore seem very promising both as a practical tool for interpretation of data and for extension to e.g. more complex geometries.

ACKNOWLEDGMENTS

We wish to thank D. Pei for help during the verification of the method. This work was supported by the European Community under research grant B/EPOCH-913006 and under contract CII*-CT92-0036, by Secretaría General de Obras del Departamento del Distrito Federal, México, and by Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología, México, under Grant P0523-T9109. Calculations were carried out at the Centre de Calcul Intensif of Observatoire de Grenoble.

6.6 REFERENCES

- Aki K. and P. G. Richards (1980). *Quantitative Seismology*, W. H. Freeman, San Francisco.
- Bard P.-Y. and M. Bouchon (1980a). The seismic response of sediment-filled valleys. Part 1. The case of incident SH waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **70**, 1263-1286.

- Bard P.-Y. and M. Bouchon (1980b). The seismic response of sediment-filled valleys. Part 2. The case of incident P and SV waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **70**, 1921-1941.
- Borcherdt R. D. and G. Glassmoyer (1992). On the characteristics of local geology and their influence on ground motions generated by the Loma Prieta earthquake in the San Francisco Bay region, California, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **82**, 603-641.
- Bouchon M. (1978). The importance of the surface or interface P wave in near-earthquake studies, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **68**, 1293-1311.
- Frankel A. and J. Vidale (1992). A three-dimensional simulation of seismic waves in the Santa Clara Valley, California, from a Loma Prieta aftershock, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **82**, 2045-2074.
- Gutierrez C. and S. K. Singh (1992). A site effect study in Acapulco, Guerrero, Mexico: comparison of results from strong-motion and microtremor data. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **82**, 642-659.
- Jongmans D. and M. Campillo (1990). The 1983 Liège earthquake: damage distribution and site effects, *Earthquake spectra*, **6**, 713-737.
- Jongmans D., M. Campillo and D. Demanet (1990). The use of surface wave inversion and seismic reflection methods for engineering applications, in *Proc. of the 6th Int. Congress of I.A.E.G.*, Amsterdam, 6-10 August, Vol. 2, 979-985.
- Jongmans D. and M. Campillo (1993). The response of the Ubaye Valley (France) for incident SH and SV waves: comparison between measurements and modeling, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **83**, 907-924.
- Kawase H. and K. Aki (1989). A study on the response of a soft basin for incident S, P and Rayleigh waves with special reference to the long duration observed in Mexico City, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **79**, 1361-1382.
- Kawase H. and K. Aki (1990). Topography effect at the critical SV-wave incidence: Possible explanation of damage pattern by the Whittier narrows, California, earthquake of 1 October 1987, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **80**, 1-22.
- Khair K. R., S. K. Datta and A. H. Shah (1989). Amplification of obliquely incident seismic waves by cylindrical alluvial valleys of arbitrary cross-sectional shape. Part I. Incident P and SV waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **79**, 610-630.
- Khair K. R., S. K. Datta and A. H. Shah (1991). Amplification of obliquely incident seismic waves by cylindrical alluvial valleys of arbitrary cross-sectional shape. Part II. Incident SH and Rayleigh waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **81**, 346-357.
- King J. L. and B. E. Tucker (1984). Observed variations of earthquake motion across a sediment-filled valley, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **74**, 137-151.
- Kupradze V. D. (1963). *Dynamical problems in elasticity*, in: *Progress in Solid Mechanics*, vol. 3, I. N. Sneddon and R. Hill (Editors). North-Holland, Amsterdam.

- Lee J.-J. and C. A. Langston (1983). Wave propagation in a three-dimensional circular basin. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **73**, 1637-1653.
- Liu S. W., S. K. Datta and M. Bouden (1991). Scattering of obliquely incident seismic waves by a cylindrical valley in a layered half-space, *Int. J. Earthquake Eng. Struct. Dyn.*, **20**, 859-870.
- Luco J. E., H. L. Wong and F. C. P. De Barros (1990). Three-dimensional response of a cylindrical canyon in a layered half-space. *Int. J. Earthquake Eng. Struct. Dyn.*, **19**, 799-817.
- Mateos J. L., J. Flores, O. Novaro, J. M. Alvarez-Tostado and T. H. Seligman (1993). Generation of inhomogeneous P waves in a layered medium, *Tectonophysics*, **218**, 247-256.
- Pedersen H. A., F. J. Sánchez-Sesma and M. Campillo (1994). Three-dimensional scattering by two-dimensional topographies, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **84**, 1169-1183.
- Pei D. and A. S. Papageorgiou (1993a) (abstract). Three-dimensional response of an infinitely long cylindrical canyon to obliquely incident seismic waves, *Seism. Res. Lett.*, **64**, 27.
- Pei D. and A. S. Papageorgiou (1993b). Study of the response of cylindrical alluvial valleys of arbitrary cross-section to obliquely incident seismic waves using the discrete wavenumber boundary element method, in *Soil Dynamics and Earthquake Engineering VI*, A. S. Cakmak and C. A. Brebbia (Editors), Comp. Mech. Publications - Elsevier Appl. Sc., Southampton-London, pp. 149-161.
- Phillips W. S., S. Kinoshita and H. Fujiwara (1993). Basin-induced Love waves observed using the strong-motion array at Fuchu, Japan, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **83**, 64-84.
- Rial J. A. (1989). Seismic wave resonances in 3D sedimentary basins, *Geophys. J. Int.*, **99**, 81-90.
- Rogers A. M., R. D. Borchardt, P. A. Covington and D. M. Perkins (1984). A comparative ground response study near Los Angeles using recordings of Nevada nuclear tests and the 1971 San Fernando earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **74**, 1925-1949.
- Sánchez-Sesma F. J. (1983). Diffraction of elastic waves by three-dimensional surface irregularities, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **73**, 1621-1636.
- Sánchez-Sesma F. J., L. E. Pérez-Rocha and S. Chávez-Pérez (1989). Diffraction of elastic waves by three-dimensional surface irregularities. Part II., *Bull. Seism. Soc. Am.*, **79**, 101-112.
- Sánchez-Sesma, F. J. and M. Campillo (1991). Diffraction of P, SV and Rayleigh waves by topographical features: a boundary integral formulation, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 1991, **81**, 2234-2253.
- Sánchez-Sesma F. J. and M. Campillo (1993). Topographic effects for incident P, SV, and Rayleigh waves, *Tectonophysics*, **218**, 113-125.
- Sánchez-Sesma F. J., L. E. Pérez-Rocha and E. Reinoso (1993a). Ground motion in Mexico City during the April 25, 1989, Guerrero earthquake, *Tectonophysics*, **218**, 127-140.
- Sánchez-Sesma F. J., J. Ramos-Martinez and M. Campillo (1993b). An indirect boundary element method applied to simulate the seismic response of alluvial valleys for incident P, S and Rayleigh waves. *Earthq. Eng. Struct. Dyn.*, **22**, 279-295.
- Sánchez-Sesma F. J. and F. Luzón (1994). Seismic response of three-dimensional alluvial valleys for incident P, S and Rayleigh waves, submitted.
- Singh S. K., E. Mena and R. Castro (1988). Some aspects of source characteristics of the 19 september 1985 Michoacan earthquake and ground motion amplification in and near Mexico City from strong motion data, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **78**, 451-477.
- Tucker B. E. and J. L. King (1984). Dependence of sediment-filled valley response on input amplitude and valley properties, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **74**, 153-165.

VII

Changement de la structure lithosphérique à
travers la zone Sorgenfrei-Tornquist, déduit de
la dispersion des ondes de Rayleigh

Manuscrit sous presse dans

Earth and Planetary Science Letters

Chapitre 7

Changes in the lithospheric structure across the Sorgenfrei-Tornquist Zone inferred from dispersion of Rayleigh waves

H.A. Pedersen ^a, M. Campillo ^a and N. Balling ^b

^a Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique, Université Joseph Fourier, BP 53x, 38041 Grenoble Cedex, France

^b Department of Earth Sciences, Geophysical Laboratory, University of Aarhus, Finlandsgade 6, 8200 Aarhus N, Denmark

7.0 ABSTRACT

Surface wave analysis was used to study possible lateral changes in the lithospheric/upper mantle structure across the Sorgenfrei-Tornquist Zone (STZ), which is part of the transition zone between the ancient Baltic Shield and younger western Europe.

Records of long period surface waves from earthquakes at teleseismic distances were analysed. Data originate from long period permanent stations in south eastern Norway and from broadband NARS stations installed in Denmark between 1983 and 1986. This configuration made it possible to compare the lithospheric structure north and south of STZ by analysis of surface wave dispersion between pairs of closely spaced stations in the same tectonic unit. Phase velocities of fundamental mode Rayleigh waves were determined by calculating cross spectra of pairs of records.

The phase velocity dispersion curves show significant differences between the two tectonic units north and south of STZ. Linearized inversion of the observed dispersion curves to obtain models of shear wave velocity in the crust and upper mantle shows a low velocity zone (LVZ) at a depth of about 110 km beneath the western part of Denmark just south of STZ. A similar LVZ is not identified beneath southeastern Norway north of STZ. If a low velocity zone is present beneath the Baltic Shield in this area it must be very weak. The lateral changes in lithospheric-asthenospheric structures take place

over a distance of less than 500 km. Our results therefore suggest that STZ coincides with a transition zone in the upper mantle.

7.1 INTRODUCTION

The Tornquist Zone (TZ) is one of the most prominent tectonic lineaments across Europe. TZ separates the Baltic shield and the East European Platform from the significantly younger Phanerozoic terranes and mobile belts of central and western Europe. TZ is associated with significant lateral variations in geophysical and geotectonic characteristics. From shield and platform to the tectonically younger areas, crustal thickness decreases (Meissner et al., 1987; Ansorge et al., 1992) heat-flow density generally increases (Cermak and Hurtig, 1979; Hurtig et al., 1992; Cermak and Bodri, 1994; Balling, 1994) and the shear wave velocity structure of the uppermost mantle changes significantly (Nolet, 1977; Panza et al., 1980; Calcagnile, 1982; Mueller and Panza, 1984; Snieder, 1988; Calcagnile et al., 1990; Dost, 1990; Calcagnile, 1991; Zielhuis and Nolet, 1994).

TZ in southern Scandinavia has a particularly complicated history, and its tectonic significance is still debated. It seems to split into at least two main branches: a northern one, the Sorgenfrei-Tornquist Zone (STZ)/Fennoscandian Border Zone (FBZ), and a southern one, located south of the Ringkøbing-Fyn basement high in Denmark (cf. Fig. 1). For a discussion of the tectonic history of TZ in this area, see EUGENO-S Working Group (1988) and Berthelsen (1992).

Various studies have confirmed the existence of significant lateral velocity variation in the uppermost mantle beneath southern Scandinavia (Calcagnile, 1982; Husebye et al., 1986; Calcagnile, 1991). Previous surface wave studies have focused on lateral variations on a regional scale. Calcagnile (1982) studied long period Rayleigh waves propagating between distant seismological stations in Scandinavia to obtain a model of shear wave velocities in the uppermost mantle. He showed that the structure of the mantle varies significantly in the shield, with a thickening of the seismic lithosphere towards the central and northern parts of the shield. This thickening is combined with a weakening of an LVZ present below the lithosphere in the area. In a later study, Calcagnile (1991) pointed out differences in mantle structure between a south to north running profile and another profile which was located in south eastern Scandinavia. The differences persist until a depth of approximately 350 km. Stuart (1978) studied Rayleigh wave dispersion across the North Sea. He suggested the presence of an LVZ from a depth of approximately 100 km in this area.

South of Denmark, both surface wave and long period body waves have been used to estimate shear waves in the upper mantle, based on data from the NARS array (1983-1987 configuration). Dost (1986,1990) found an average model along the array with an LVZ from

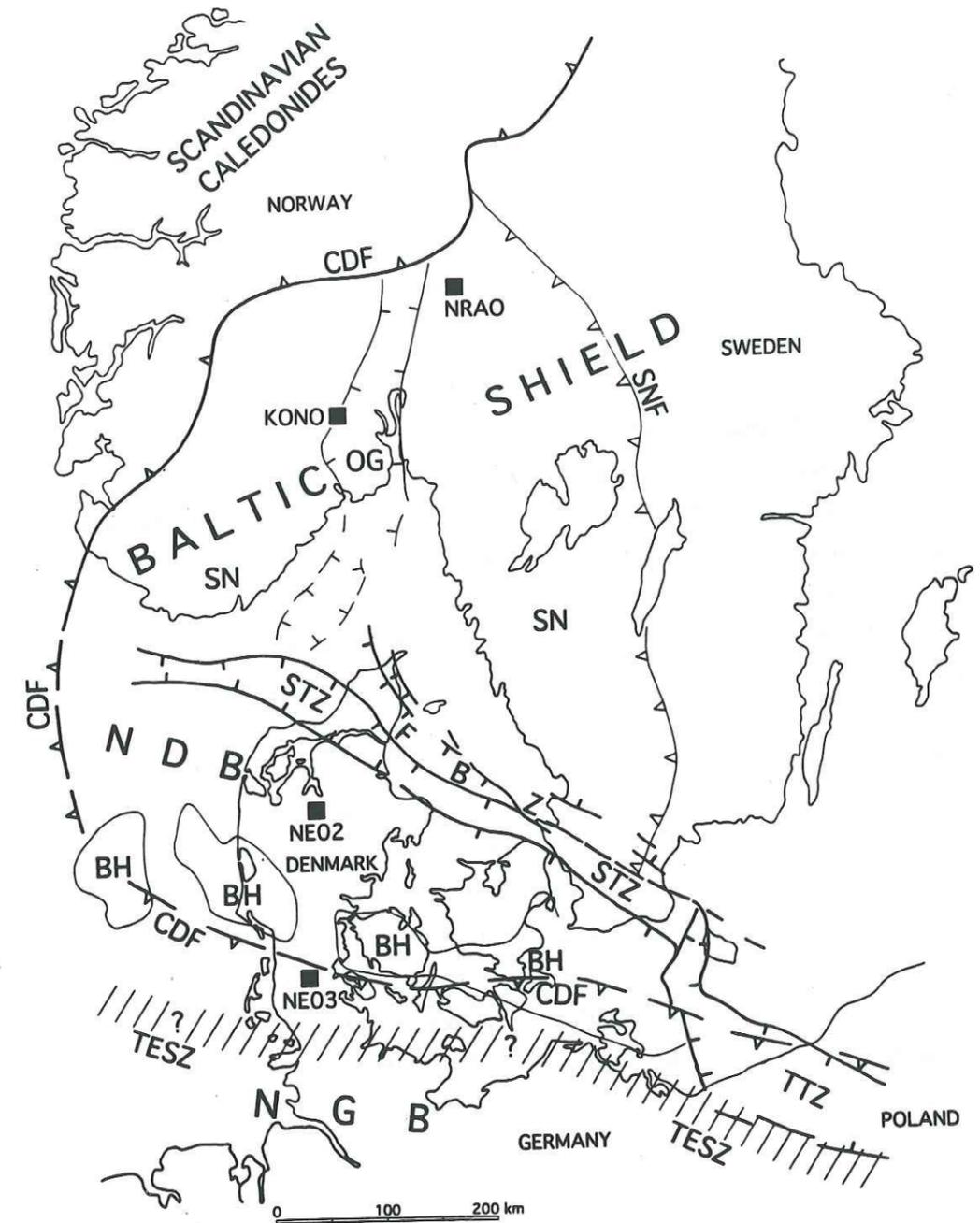


Figure 1. Main tectonic units along the south western boundary of the Baltic Shield. SN: Sveconorwegian province, SNF: Sveconorwegian Front, CDF: Caledonian Deformation Front, FBZ: Fennoscandian Border Zone, STZ: Sorgenfrei-Tornquist Zone, TTZ: Teisseyre-Tornquist Zone, NDB: Norwegian-Danish Basin, BH: Basement Highs, NGB: North German Basin, TESZ: element of Trans-European Suture Zone (inferred), OG: Oslo Graben. Mainly after Berthelsen [17]. Positions of seismological stations (NRAO, KONO, NE02, and NE03) used in this study are indicated by square.

a depth of 140 km and suggested that no LVZ was present beneath southern Scandinavia. Nolet (1990) studied lateral heterogeneities along the array and found the northern limit of the LVZ to be located beneath the Paris Basin. Snieder (1988) and Zielhuis and Nolet (1994) suggested models of shear wave velocities in the upper mantle for which the eastern part of the Tornquist Zone is associated with significant anomalies of shear wave velocities in the upper mantle. For these studies, the exact location of the shield-platform transition is not well resolved in the Danish area. Other surface wave studies in central and northern Europe (e.g. Mueller and Panza, 1984; Calcagnile et al., 1990) do not have sufficient station coverage to resolve details of the mantle structures in southern Scandinavia.

In this paper we study the shield-platform transition in southern Scandinavia by analysis of Rayleigh waves recorded at two pairs of closely spaced stations north of STZ (south eastern Norway) and south of STZ (western Denmark). The four stations are shown in Fig. 1. Two of them are broad band NARS stations (NE02 and NE03) installed in Denmark between 1983 and 1986. The two stations in Norway are permanent stations: NRA0 is part of the NORESS array north of Oslo and KONO is a WWSSN station located south west of Oslo. The Oslo Graben, a Permian structure, is located between the two stations in Norway. Previous studies have shown however that Oslo Graben has played a minor role in the thermal and tectonic evolution of the transition zone and there is no indication that it affects the structure of the upper mantle (for a review see e.g. EUGENO-S Working Group, 1988). Furthermore, surface waves are influenced by the shear wave structure over a large region around the direct path, so a weak anomaly in mantle structure beneath the Oslo Graben can probably not be resolved by analysis of surface wave dispersion. In this paper we characterize separately the dispersion curves for western Denmark (profile NE02-NE03) and southern Norway (profile NRA0-KONO) to study whether STZ coincides with a major change in upper mantle structure.

7.2 DATA SELECTION

For each pair of stations, records of long period Rayleigh waves were retrieved from published data on CDrom (NE02 and NE03: ORFEUS Data Center; NRA0 and KONO: USGS-NEIC). NORSAR provided us with supplementary data.

For phase velocity calculations it is necessary to use records of earthquakes for which a great circle passes approximately through the hypocenter and the two stations. For events that fulfilled this criteria the signal to noise ratio as a function of frequency was calculated for each record. A multiple filter analysis was performed on each record (Dziewonski et al., 1969) to obtain the group velocities. In this way it was possible to estimate whether the Rayleigh wave was well separated from other seismic phases. Such separation is essential for the phase

velocity analysis because when the distance between the two stations is small, seismic phases that arrive at the same time as the Rayleigh wave can be present on both records and may introduce systematic errors in the phase velocity measurements. Furthermore, the group velocities calculated at the two stations are expected to be very similar for a same event, because the distance between stations is much smaller than the epicentral distance. The local structure between the stations does in this case not influence the group velocities significantly.

Very few events passed the selection procedure. Only records of two events were retained for the profile between the two NARS stations in Denmark. These two pairs of records are at present the only data available locally for the Danish area. For the two long period stations, KONO and NRA0, in south eastern Norway, a larger number of records were retained. We chose the nine pairs of records which seemed to be of highest quality. Table 1 shows characteristics of the eleven events and Table 2 gives epicentral distances of the events and theoretical arrival angles relative to the profile. In the tables is included an event (840211) for which the Rayleigh waves arrive with a large angle (30°) relative to the profile NE02-NE03. Figs. 2 and 3 are examples of raw data that were selected for analysis (Fig. 2: event 860517, stations NE02 and NE03. Fig 3: event 861122, stations NRA0 and KONO).

7.3 PHASE VELOCITY ANALYSIS

7.3.1 Method

The phase velocity as a function of period was calculated by using the cross spectrum of the two filtered records, a classical method for measurements of time delays of almost identical signals, see e.g. Aki and Richards (1980). The phase velocity (c) is related to the phase ($\Delta\phi$) of the cross spectrum by

$$c(\nu) = \Delta r 2\pi\nu / \Delta\phi(\nu) \quad 1)$$

where ν is the frequency and Δr the distance between the two stations.

Prior to the calculation of phase velocities, the records were band pass filtered between 10 and 200 seconds. Phase velocities were calculated for periods between 20 and 100 seconds, with an interval of 10 seconds. For each period T , a time window was applied to the signals. Based on the group velocity dispersion curves, the time window was centered on the arrival time of maximum energy of the surface wave at period T . The phase velocity was finally calculated using 1).

Date	Origin time	Latitude	Longitude	Depth (km)	Mb	Ms
840211	08:02:50.5	38.4N	22.1E	19	5.3	5.5
850606	02:40:12.9	0.9N	28.4W	10	6.3	6.5
851012	22:20:37.6	0.8N	29.9W	10	5.3	6.0
851018	03:22:23.2	37.5N	136.9E	33	5.8	4.9
860212	02:59:31.8	36.4N	140.9E	44	6.0	5.8
860515	06:38:37.7	52.3N	174.7W	33	5.6	6.4
860517	16:20:22.8	52.3N	174.6W	33	5.7	6.6
861122	00:41:43.1	34.4N	139.5E	10	5.9	5.7
861130	20:15:32.8	38.9N	142.0E	56	5.9	5.9
870206a	12:23:48.3	37.0N	141.7E	37	5.9	6.3
870206b	13:16:17.6	37.0N	141.7E	44	6.0	6.7
870324	12:49:48.9	37.4N	137.9E	39	5.7	5.4

Table 1. Characteristics of events for which Rayleigh waves have been analysed.

Event	Stat 1	Stat2	$\Delta 1$ ($^{\circ}$)	$\Delta 2$ ($^{\circ}$)	θ ($^{\circ}$)
840211	NE03	NE02	18.8	20.0	32.2
850606	KONO	NRA0	65.5	67.0	1.8
851012	KONO	NRA0	66.1	67.6	2.4
851018	NRA0	KONO	72.4	73.8	2.0
860212	NRA0	KONO	74.8	76.3	1.5
860515	NE02	NE03	71.6	73.0	1.4
860517	NE02	NE03	71.6	73.0	1.4
861122	NRA0	KONO	76.1	77.6	0.5
861130	NRA0	KONO	72.8	74.3	3.2
870206a	NRA0	KONO	74.6	76.0	2.2
870206b	NRA0	KONO	74.5	76.0	2.2
870324	NRA0	KONO	72.9	74.3	0.5

Table 2. Epicentral distance (Δ) between seismic events and seismological stations of the study. θ is the angle between the arrival angle of the Rayleigh wave and the great circle that passes through the two stations.

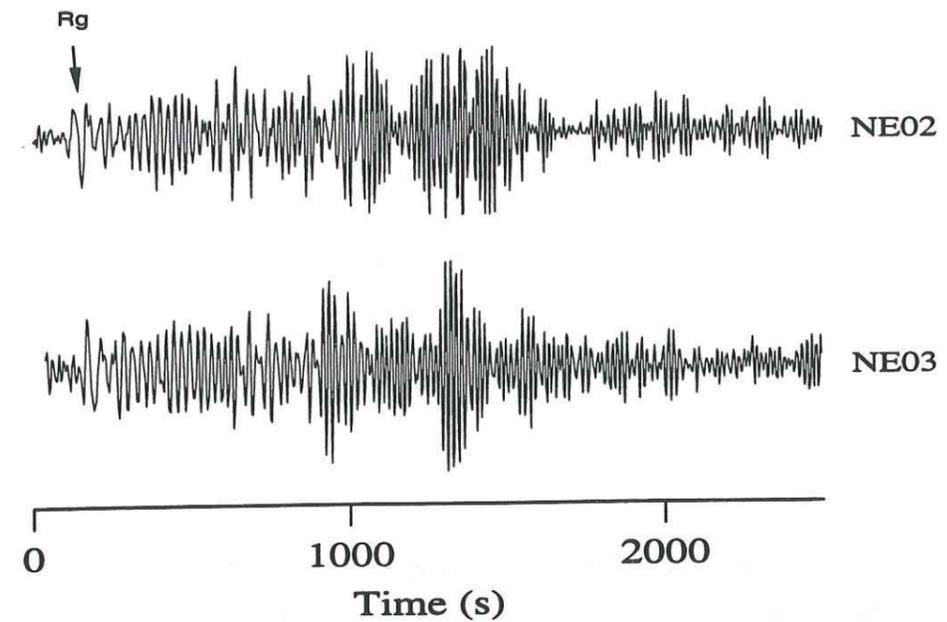


Figure 2. Raw data for the vertical component at stations NE02 and NE03 for event 860517.

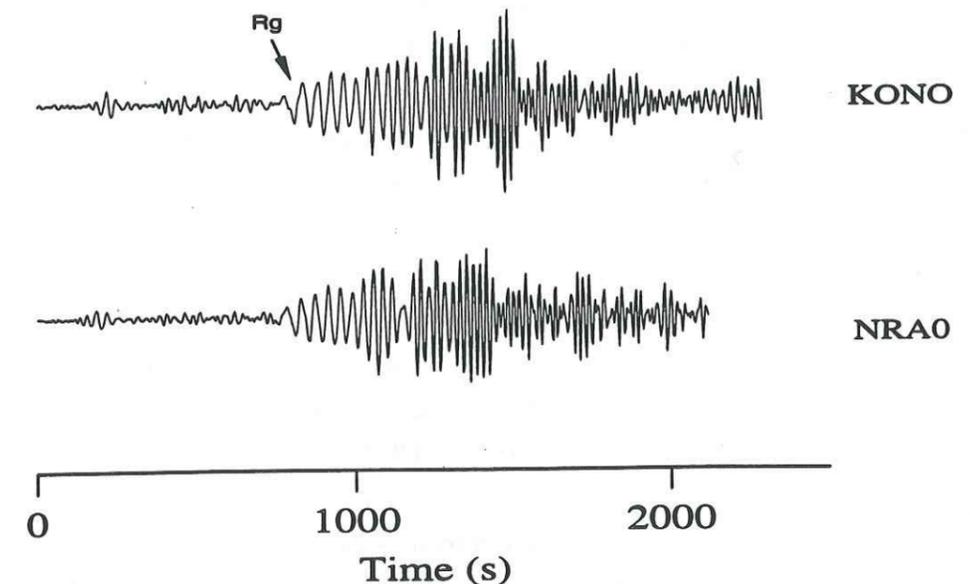


Figure 3. Raw data for the vertical component at stations NRA0 and KONO for event 861122.

Application of a time window induces a smoothing of the spectra with the length of the time window (3T in the results presented here) controlling the degree of smoothing. Smoothing is known to stabilize the measurements of phase velocities (e.g. Knopoff et al., 1966) and is a currently used technique in surface wave studies.

The coherence as a function of frequency was calculated to estimate the quality of the phase velocity measurements (see e.g. Aki and Richards, 1980; Poupinet et al., 1984). Only phase velocities that corresponded to frequency intervals where the coherence was stable and greater than 0.9 were retained. We furthermore verified that the length of the time window did not significantly influence the phase velocity measurements.

7.3.2 Results

For the Danish area, phase velocities were measured for Rayleigh waves of events 860515 and 860517. Fig. 4.a shows these dispersion curves (filled symbols) which are very similar. The general shape of the curves shows a steep increase of phase velocities for periods between 20 and 40 seconds. The high phase velocity at 40 seconds period was independent on parameters used in the analysis and, as for the other periods, it was verified by group velocity analysis that there was no interference with other waves. For periods longer than 40 seconds, the phase velocities are almost constant 4.0-4.1 km/sec. Fig. 4.a also shows the dispersion curve for event 840211 for which the Rayleigh waves arrive with an angle of approximately 30° to the profile. The phase velocities for this event was measured between 30 and 70 seconds due to low signal to noise ratio for periods over 70 seconds and interference between different waves at 20 seconds. The phase velocities of event 840211 has an almost constant offset towards higher velocities. At large angles between Rayleigh wave path and profile, the phase velocity is very sensitive to the exact arrival angle and Fig. 4.b shows that the offset can be explained by a deviation from the theoretical great-circle path of approximately 2.5 degrees. The shape of the curve is very similar to those of events 860515 and 860517. For these two events, the phase velocities are not sensitive to the arrival angle of the Rayleigh waves because this angle is small relative to the profile between the two stations. The average of phase velocities of events 860515 and 860517 are shown in Table 3 and Fig. 5 (solid line).

KONO and NRA0 have different instrument responses which must be corrected for before calculating the phase velocities. Due to the very short distance between the two stations, even small errors in the correction for instrument response may lead to significant errors of the phase velocity measurements. Removal of instrument responses from data published on CDROM for KONO and NRA0 did in fact lead to unrealistic phase velocities. An alternative to the use of instrument corrected records is to analyse signals from two events where the Rayleigh waves propagate through the stations on the same great circles but in opposite

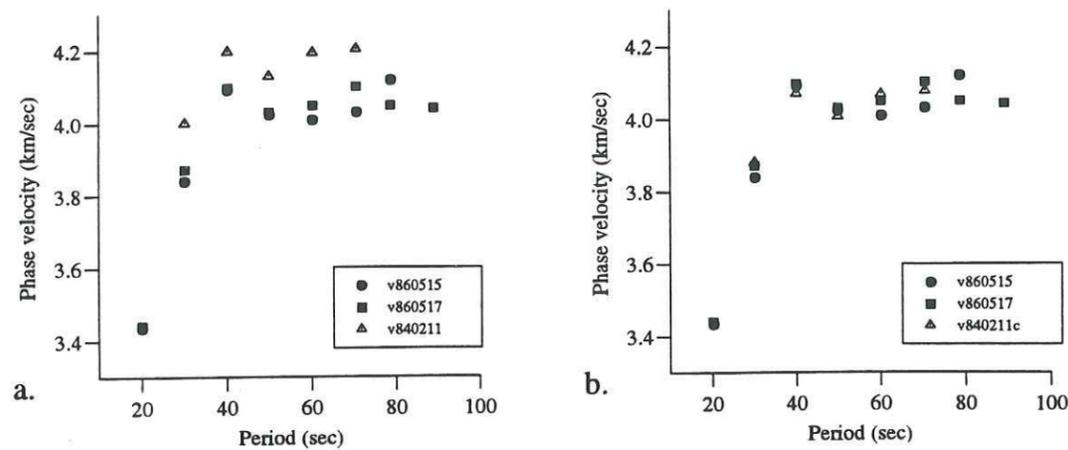


Figure 4. Observed phase velocities for Denmark. 4.a. No correction applied for event 840211. 4.b. Correction equivalent of a 2.5° deviation from great-circle path applied to event 840211.

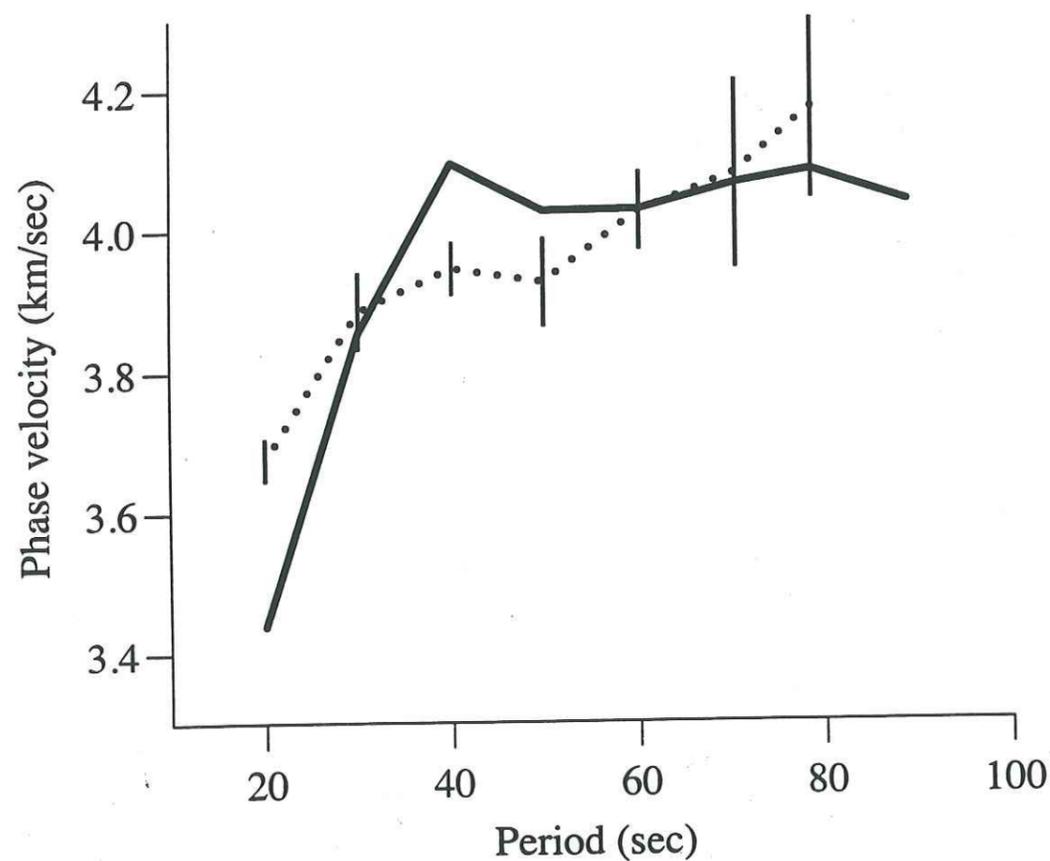


Figure 5. Observed phase velocity dispersion curves. Solid line: Denmark. Dotted line: Norway.

Period(s)	C Denmark (km/s)	C Norway (km/s)
20	3.44±0.003	3.68±0.03
30	3.86±0.02	3.89±0.06
40	4.10±0.003	3.95±0.04
50	4.03±0.02	3.93±0.06
60	4.03±0.03	4.03±0.06
70	4.07±0.03	4.08±0.13
80	4.08±0.03	4.17±0.13
90	4.04±?	

Table 3. Measured phase velocities (C) for Denmark and southern Norway.

directions. The measured (ϕ_m) phase at each of the two stations is the sum of the phase (ϕ) of the signal and the phase ($\Delta\phi_i$) of the instrument response:

$$\phi_m = \phi + \Delta\phi_i$$

To eliminate the influence of the instrument response, the phase difference at a given frequency is calculated between the two stations for waves propagating from NRA0 to KONO and similarly for waves propagating from KONO to NRA0. The sum of these measured phase differences eliminates the phases of the instruments. Insertion of 1) in this sum of phase differences shows that the phase velocity c can be calculated by

$$c = \frac{2c_1c_2}{c_1 + c_2} \quad 2)$$

where c_1 and c_2 are the apparent phase velocity of waves propagating in opposite directions through the two stations. This expression is valid for all frequencies.

Phase velocities were calculated separately for Rayleigh waves that had propagated along the profile from north to south between NRA0 and KONO and vice versa. For both directions, the agreement between dispersion curves of different events was good. This confirms that the two station responses had not evolved significantly with time and that expression (2) is valid for the considered events. The two average N-S and S-N dispersion curves were used to derive the dispersion curve for the area by use of equation (2). This curve is shown in Table 3 and Fig. 5 (dotted line). It shows a gradual increase of phase velocities from 3.7 to 4.2 km/sec between periods of 20 and 90 seconds.

It is not straightforward to estimate the uncertainties related to the phase velocity measurements because the distance between the stations is very short so small errors in the

estimation of phase differences of the seismic signals induce large errors in the phase velocity measurements. A major problem in estimating uncertainties is the insufficient amount of data for a proper statistical analysis. The coherence between signals can be used to estimate the uncertainty of the measurements if the signals are assumed to contain only one wavetrain and additional non correlated noise, an assumption which is not valid in the case of seismic signals. For short profiles, seismic arrivals due for example to multipathing effects can be coherently present on both records, and systematic errors can be present. Error estimates based on uncertainties in e.g. source and station locations are small compared to these other effects. The same is the case for errors due to deviations from the great circle path, where a simple polarization analysis of horizontal components showed that such deviations were less than 2°.

In spite of the small amount of data, we therefore tentatively estimated the uncertainties of the two phase velocity curves in Fig. 5 by the difference between measured curves. For western Denmark, the two phase velocity curves are in good agreement which implies small errorbars. This estimate may be optimistic because the records can be systematically biased due to a same source location of the two earthquakes. On the other hand, analysis of the event with Rayleigh waves arriving with an angle of approximately 30° to the profile show the same general shape of dispersion curve event though this event location and epicentral distance is very different to those of events 860515 and 860517.

For the dispersion curve from south eastern Norway, the procedure was the following: For the 7 events with surface waves propagating from north to south, the average curve and the standard deviation was calculated. For the 2 events with surface waves propagating from south to north, the average was calculated and the standard deviation was estimated as half the difference of the two curves. The final phase velocity curve for Norway was found by applying equation 2) on these two average curves, and the errorbars were found by applying 2) on the extreme values (average curves \pm standard deviations). For these curves, no systematic bias due to earthquake locations is expected, and the use of extreme values may imply that the errors in this case are overestimated.

There are two major differences between the phase velocity curves for western Denmark and southern Norway. First, the values of the dispersion curves are significantly different at 40-50 seconds period. Secondly, the overall shape of the curves is different with for Denmark a sharp increase of phase velocities between 20 and 40 seconds and an almost constant phase velocity at longer periods while the curve for southern Norway increases regularly between 20 and 80 seconds. The agreement between different curves for the same path indicates that in spite of the uncertainties in the measurements, these differences can be considered significant and that western Denmark and southern Norway belong to different tectonic units.

7.4 INVERSION OF DISPERSION CURVES

The dispersion curves of the phase velocity were inverted to obtain the shear wave velocity as a function of depth using computer programs published by Herrmann (1987). Due to the uncertainties in the measured phase velocities we did not attempt to find very detailed models, nor to estimate exact shear wave velocities in the crust and upper mantle. Rather the inversions were performed to see how the difference between the two observed dispersion curves are related to differences in the lithospheric structure.

A one dimensional, layered earth was assumed. The phase velocity is a non-linear function of the shear wave velocities so an iterative procedure was used where each iteration is a stochastic, damped, least-squares inversion of perturbations of the shear wave velocity in each layer. An a priori model was introduced for which the thickness of each layer and the elastic parameters, except the shear wave velocities, were kept constant during the inversion. For the dispersion curves shown in Fig. 5, this procedure gives a reasonable fit after only a few iterations between the observed dispersion curve and the model dispersion curve (dispersion curve of the final earth model).

The solution may depend on the a priori estimate of the shear wave velocities that we introduce in the inversion. This problem can be eliminated by the use of simple earth models. The choice of the layer thicknesses is on the other hand critical when such simple models are used. Several test runs were therefore performed with models containing up to 15 mantle layers in order to detect depths where significant velocity changes appeared during the inversion. Neighbouring layers which after a few iterations were characterized by approximately the same shear wave velocity and resolution kernel were merged into one unit. No further simplifications of the model were made when the fit between the observed dispersion curve and the model dispersion curve started to decrease. A two layer crustal model was used in which the thicknesses of upper and lower crust were based on results of deep seismic surveys. Even though the layer thickness is slightly different in the two sets of inversions, the starting velocity models of the mantle were similar with slightly increasing shear- and compressional wave velocities between the top of the mantle and the base of the model (300 km depth).

The crustal model for western Denmark was based on results of the EGT deep seismic surveys in the area (EUGENO-S Working Group, 1988). In the area between NE02 and NE03, the Moho depth varies slightly around a value of 30 km. The thickness and structure of the upper crust varies considerably but this unit is too shallow to influence the dispersion curve at periods longer than 20 seconds.

Fig. 6.a shows a six layer model of the lithosphere beneath Denmark that accounts for the general trends in the observed dispersion curve (Fig. 6.b). The model is characterized by a low velocity layer that starts at a depth of about 110 km. The resolution of the shear wave

velocity as a function of depth is shown for each layer to the right of the model. The shear wave velocities are well resolved for the first five layers while the velocity in the deepest layer is poorly resolved. A series of inversions with different a priori models were performed to find the constraints on the upper and lower boundaries of the low velocity layer. The tests showed that the upper boundary of the low velocity layer must lie between a depth of 90 and 130 km. This procedure also showed that it was not possible to find the depth of the lower boundary of the low velocity layer, except that the layer is at least 50-60 km thick.

Deep seismic data for south eastern Norway show Moho depths of about 35 km between NRA0 and KONO (Cassel et al., 1983; Kinck et al., 1991). Thus the a priori models used in the inversions included a 35 km thick, two layer crust.

A 5 layer model of shear wave velocities beneath south eastern Norway (Fig. 7.a) is sufficient to model correctly the observed dispersion curve (Fig. 7.b). Data can be explained by a model without a low velocity layer in the uppermost mantle but the data do not exclude the presence of a low velocity zone. However, such a zone must either be thin and compensated by a neighbouring high velocity layer or not have shear wave velocities significantly lower than those of the surrounding layers. For the model presented in Fig. 7 the resolution is acceptable for depths down to 200 km.

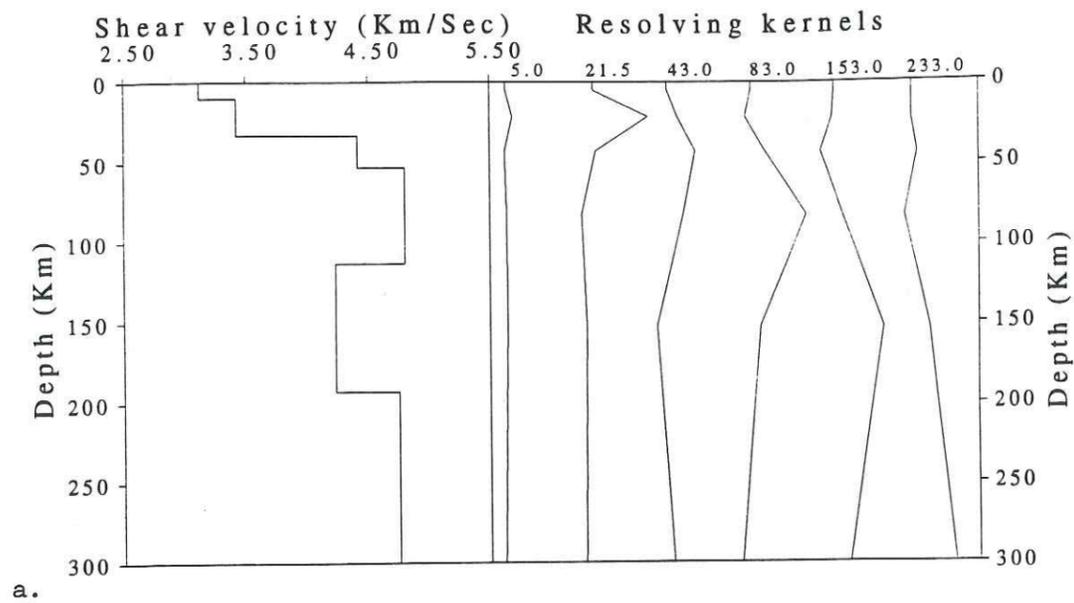
For both models, it is necessary to either extend phase velocity measurements to longer periods or to analyse higher modes to find shear wave velocities in the mantle below 200 km. The use of short profiles and two-station measurements makes it difficult to correctly measure phase velocities above 80-90 seconds and furthermore the signal to noise ratios for the data were low above 100 s. Group velocity analysis did not reveal sufficiently stable higher modes to use them in a phase velocity analysis.

The stability of inversion results was verified by a number of test runs which included

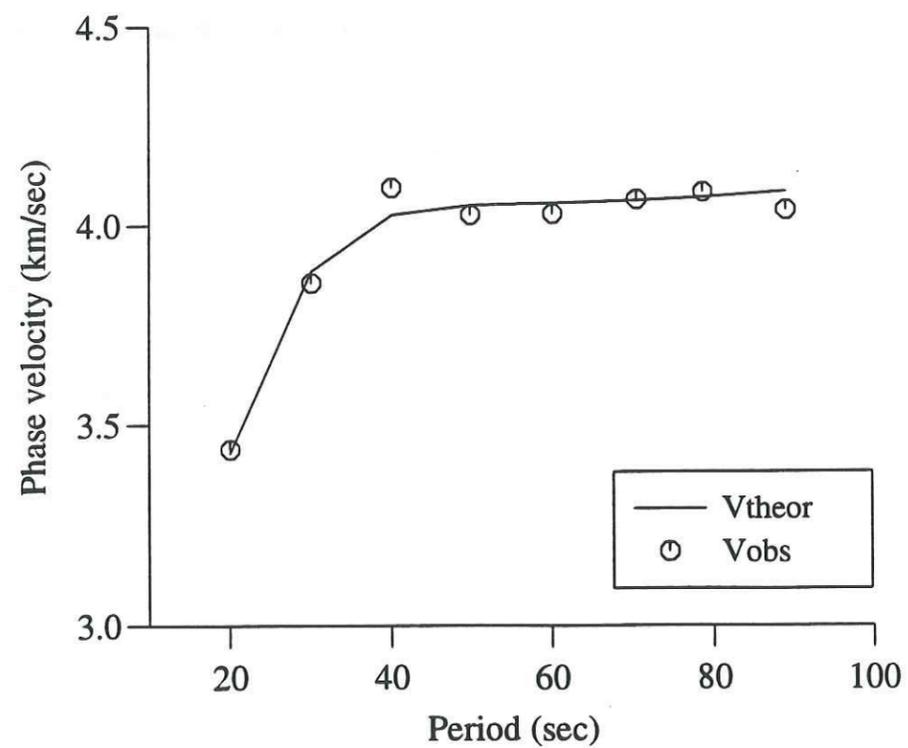
- a. Inversions with dispersion curves in the period range 20-70, 20-80, and 20-90 seconds.
- b. Inversions for southern Norway with the final model for Denmark (Fig. 6.a) used as start model.
- c. Inversions for Denmark with the final model for Norway (Fig. 7.a) used as start model.

These verifications showed that the presence of a low velocity layer beneath Denmark is controlled by the general shape of the dispersion curve and not by the phase velocities at very long periods. It is therefore particularly the phase velocities at 40-50 seconds and the difference of slope at longer periods that discriminate between the two dispersion curves. To accurately model the high phase velocity for Denmark at 40 seconds it was necessary to replace the thick upper mantle layer by a pile of thinner layers but the resolution was very poor for such an inversion.

Although we can not identify any details in crust/upper mantle structure from the observed dispersion curves, the inversions confirm that the lithospheric structure in the area changes significantly over a distance of only 400 km: western Denmark has a structure similar to that

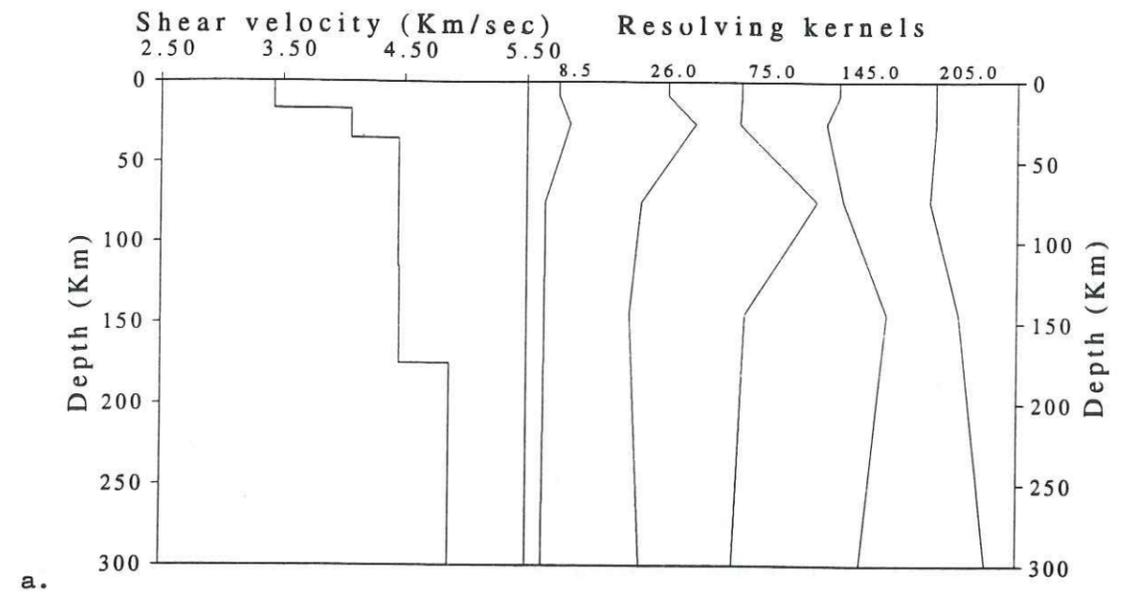


a.

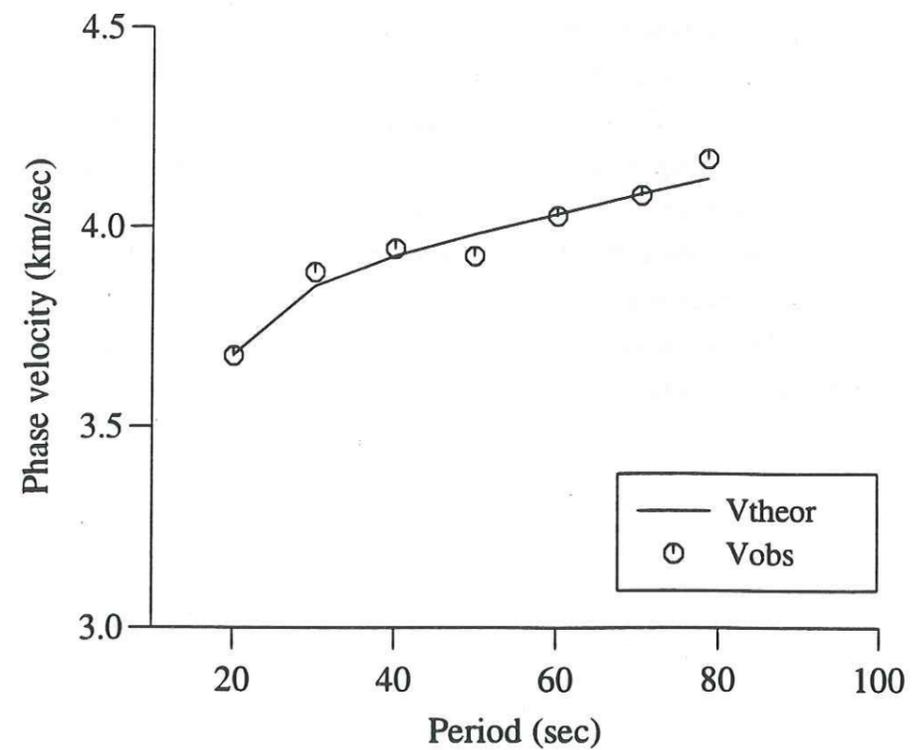


b.

Figure 6. Result of linearized inversion for western Denmark. a: Velocity model and resolving kernels. b: Fit between the observed dispersion curve (circles) and the dispersion curve for the velocity model (line).



a.



b.

Figure 7. Result of linearized inversion for south eastern Norway. a: Velocity model and resolving kernels. b: Fit between the observed dispersion curve (circles) and the dispersion curve for the velocity model (line).

of western Europe and the North Sea area (Stuart, 1978; Calcagnile, 1982; Dost, 1990), and south eastern Norway has a predominantly shield like crust/mantle structure with general characteristics as those proposed for the Baltic shield (Calcagnile, 1982; 1991).

7.5 CONCLUSIONS

It is in principle possible to infer the upper mantle structure in small tectonic units from the analysis of surface waves recorded at closely spaced long period or broad band stations. The analysis requires very high-quality, digital data so the sparse coverage of such long period and broad band stations in most areas is a main obstacle to a more widespread analysis of surface waves along short profiles. Nevertheless, such analysis can constrain models found by surface wave studies for long profiles. More specifically, they can be used to detect whether a boundary that reaches the upper mantle is present between two tectonic units that are observed at the surface. This kind of independent information is useful for modeling other geophysical data such as heat flow and refraction seismic data.

We found significant differences in dispersion curves of Rayleigh waves for south eastern Norway and western Denmark. These differences imply that the upper mantle structure of the two regions are different, changing from a structure with a pronounced LVZ to a structure with a weak or no LVZ. Western Denmark appears to belong to the west European Platform while south eastern Norway has a shield like mantle structure. We can not distinguish if the change of upper mantle structure is gradual or abrupt. Our results suggest however that the Sorgenfrei-Tornquist Zone coincides with - and may be the surface expression of - a major transition zone in the upper mantle.

ACKNOWLEDGEMENTS

We thank Søren Gregersen and Erik Hjortenberget for valuable discussions. Thanks also to Nils-Olov Bergquist, Hilmar Bungum, François Glangeaud, Jens Havskov, Bernt Hokland, Jérôme Mars, Ragnar Slunga, and Lisbeth Engell Sørensen who have contributed to the project by discussions and help in obtaining data.

7.6 REFERENCES

Aki K. and Richards P. G., 1980. *Quantitative Seismology - Theory and methods*. W. H. Freeman.

- Ansorge J., Blundell D., and Mueller St., 1992. *Europe's lithosphere - seismic structure*. In: D. Blundell, R. Freeman, and St. Mueller (eds.), *A Continent Revealed: The European Geotraverse*. Cambridge University Press, 33-69.
- Balling N., 1994. Heat flow and lithospheric temperature in the Baltic Shield - northern segment of the European Geotraverse. *Tectonophysics*, in press.
- Berthelsen A., 1992. From Precambrian to Variscan Europe. In: D. Blundell, R. Freeman, and St. Mueller (eds.), *A Continent Revealed: The European Geotraverse*. Cambridge University Press, 153-164.
- Calcagnile G., 1982. The lithosphere-asthenosphere system in Fennoscandia. *Tectonophysics*, **90**, 19-35.
- Calcagnile G., 1991. Deep structure of Fennoscandia from fundamental and higher mode dispersion of Rayleigh waves, *Tectonophysics*, **195**, 139-149.
- Calcagnile G., Pierri P., Del Gaudio V., and Mueller St., 1990. *A two-dimensional velocity model for the upper mantle beneath FENNOLORA from seismic surface waves and body waves*. In: Freeman R., Giese P., and Mueller St. (eds.), *The European Geotraverse: Integrative Studies*, European Science Foundation, Strasbourg, 49-66.
- Cassel B. R., Mykkelveit S., Kanestrøm R. and Husebye E. S., 1983. A North Sea - southern Norway seismic crustal profile. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **72**, 733-753.
- Cermák V., and Bodri L., 1994. Three-dimensional deep temperature modelling along the European Geotraverse. *Tectonophysics*, in press.
- Cermák V., and Hurtig, 1979. *Heat flow map of Europe*. In: V. Cermák and L. Rybach (eds), *Terrestrial Heat Flow in Europe*. Springer-Verlag, Berlin.
- Dost B., 1986. Preliminary results from higher-mode surface-wave measurements in western Europe using the NARS array. *Tectonophysics*, **128**, 289-301.
- Dost B., 1990. Upper mantle structure under western Europe from fundamental and higher mode surface waves using the NARS array, *Geophys. J. Int.*, **100**, 131-151.
- Dziewonski A., Bloch S. and Landisman M., 1969. A technique for the analysis of transient seismic signals, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **59**, 427-444.
- EUGENO-S Working Group, 1988. Crustal structure and tectonic evolution of the transition between the Baltic shield and the North German Caledonides (The EUGENO-S Project), *Tectonophysics*, **150**, 253-348.
- Herrmann R. B., 1987. *Computer Programs in seismology*, Saint Louis University.
- Hurtig E., Cermák V., Haenel R., and Zui V. (eds.), 1992. *Geothermal Atlas of Europe*, Herman Haack Verlagsgesellschaft m.b.H., Gotha.
- Husebye E. S., Hovland J., Christoffersson A., Åkstrom K., Slunga R., Lund C.-E., 1986. Tomographical mapping of the lithosphere and asthenosphere beneath southern Scandinavia and adjacent areas. *Tectonophysics*, **128**, 229-250.

- Kinck J. J., Husebye E. S. and Lund C.-E., 1991. The South Scandinavian crust: Structural complexities from seismic reflection and refraction profiling. *Tectonophysics*, **189**, 117-133.
- Knopoff L., Mueller S., and Pilant W. L., 1966. Structure of the crust and upper mantle in the Alps from the phase velocity of Rayleigh waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **56**, 1009-1044.
- Meissner R., Wever Th., and Flüh E. R., 1987. The Moho in Europa - Implications for crustal development. *Annales Geophysicae*, **5**, 357-364.
- Mueller St. and Panza G. F., 1984. *The lithosphere-asthenosphere system in Europe*. In: Galson D.A., Mueller St., and Munsch B. (eds.), First EGT Workshop: The Northern Segment, European Science Foundation, Strasbourg, 23-26.
- Nolet G., 1977. Upper mantle under western Europe inferred from the dispersion of Rayleigh waves. *J. Geophys.*, **43**, 265-285.
- Nolet G., 1990. Partitioned waveform inversion and two-dimensional structure under the Network of Autonomously Recording Seismographs. *J. Geophys. Res.*, **95**, 8499-8512.
- Panza G. F., Mueller ST., Calcagnile G., 1980. The gross features of the lithosphere-asthenosphere system in Europe from seismic surface waves and body waves. *PAGEOPH*, **118**, 1209-1213.
- Poupinet G., Ellsworth W. L. and Frechet J. , 1984. Monitoring velocity variations in the crust using earthquake doublets: an application to the Calaveras Fault, California. *J. Geophys. Res.*, **89**, 5719-5731.
- Snieder R., 1988. Large-Scale waveform inversions of surface waves for lateral heterogeneity 2. Application to surface waves in Europe and the Mediterranean, *J. Geophys. Res.*, **93**, 12067-12080.
- Stuart G.W., 1978. The upper mantle structure of the North Sea region from Rayleigh wave dispersion. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **52**, 367-382.
- Zielhuis A. and Nolet G., 1994. Shear wave velocity variations in the upper mantle beneath central Europe, *Geophys; J. Int.*, **117**, 695-715.

VIII

Diffraction par un empilement de couches de géométrie irrégulière

Chapitre 8

Diffraction par un empilement de couches de géométrie irrégulière

8.1 INTRODUCTION

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté un exemple d'identification d'une frontière lithosphérique relativement abrupte. Il existe de plus en plus de preuves de l'existence de telles hétérogénéités dans le manteau supérieur. L'influence de ces hétérogénéités sur les ondes sismiques n'est néanmoins pas claire.

Il existe plusieurs méthodes de modélisation de propagation d'ondes dans des milieux faiblement hétérogènes où l'on considère des perturbations par rapport à un modèle de référence (par exemple Kennett, 1984; Snieder, 1986; Kennett et Nolet, 1990). De telles approches ne sont pas appropriées pour le problème où les hétérogénéités sont de tailles équivalentes ou inférieures aux longueurs d'ondes. Des méthodes d'éléments finis (par exemple Drake et Bolt, 1980; Schlue et Hostettler, 1987; Fitas et Mendes-Victor, 1992) et de différences finies (par exemple Cao et Muirhead, 1993) sont également plutôt adaptées aux modèles avec des faibles contrastes des paramètres élastiques. Gregersen et Alsop (1976) étudient la conversion des ondes de Love par une marge continentale mais leur méthode ne permet pas de prendre en compte la géométrie exacte et les conditions aux limites ne sont pas satisfaites. Maupin (1988, 1993) propose une méthode basée sur la décomposition du champ d'ondes en modes locaux d'ondes de surfaces. Les modes locaux sont à chaque position horizontale les modes qui se propageraient dans une structure fictive en couche planes ayant les mêmes variations de paramètres élastiques avec la profondeur que le vrai modèle. Avec cette méthode, il est possible de considérer des modèles présentant des variations rapides des paramètres élastiques. Par contre, le calcul des modes locaux peut être très lourd pour les modèles à géométries complexes parce qu'il oblige à découper le modèle latéralement en zones dans lesquelles on peut utiliser le même ensemble de modes locaux. Un autre problème vient de l'utilisation d'un nombre constant, et en pratique limité, de modes. On risque donc de négliger des transformations d'énergie vers les modes supérieurs et, en particulier, vers les ondes de volume.

Nous allons ici proposer une méthode d'éléments de frontière qui a l'avantage de pouvoir prendre en compte une géométrie complexe et le couplage entre tous les types d'ondes. En ce qui concerne le propagateur, nous généralisons la formulation de Bouchon et al. (1989), qui utilisent par ailleurs des représentations discrètes des champs d'ondes. Nous rappelons que ce

n'est pas le cas ici, où notre technique fait appel à des expressions analytiques des fonctions de Green.

La méthode présentée ici peut avoir des applications à toute échelle. Nous allons d'abord présenter la méthode puis les résultats de tests. A la fin de ce chapitre nous présentons quelques résultats de la simulation de propagation des ondes au travers d'une suture lithosphérique comme celle identifiée dans le chapitre précédent.

8.2 METHODE

8.2.1 Equations intégrales

La méthode de simulation est basée sur les équations intégrales présentées dans les chapitres 1, 2 et 6. Les formules que nous allons utiliser sont les suivantes:

$$u_i(\mathbf{x}) = u_i^0(\mathbf{x}) + \int_s \psi_j(\zeta) G_{ij}(\mathbf{x}, \zeta) dS_\zeta \quad (1a)$$

et

$$t_i(\mathbf{x}) = t_i^0(\mathbf{x}) + \frac{1}{2} \psi_i(\mathbf{x}) + \int_s \psi_j(\zeta) T_{ij}(\mathbf{x}, \zeta) dS_\zeta \quad (1b)$$

qui sont équivalentes aux formules 1a) et 1b) du chapitre 1. Ici, nous utilisons la notion de champ libre qui donne lieu à des tractions \mathbf{u}^0 et \mathbf{t}^0 . Les expressions discrètes équivalentes sont:

$$u_i(\mathbf{x}) = u_i^0(\mathbf{x}) + \sum_{k=1}^N \psi_j(\zeta_k) g_{ij}(\mathbf{x}, \zeta_k) \quad k=1, N \quad (2)$$

$$t_i(\mathbf{x}_n) = t_i^0(\mathbf{x}_n) + \sum_{k=1}^N \psi_j(\zeta_k) t_{ij}(\mathbf{x}_n, \zeta_k) \quad k=1, N \quad (3)$$

avec

$$g_{ij}(\mathbf{x}, \zeta_k) = \int_{\zeta_k - \Delta s/2}^{\zeta_k + \Delta s/2} G_{ij}(\mathbf{x}, \zeta) dS_\zeta \quad (2a)$$

et

$$t_{ij}(\mathbf{x}_n, \zeta_k) = \frac{1}{2} \delta_{ij} \delta_{nk} + \int_{\zeta_k - \Delta s/2}^{\zeta_k + \Delta s/2} T_{ij}(\mathbf{x}_n, \zeta) dS_\zeta \quad (3a)$$

8.2.2 Notations

La figure 1 montre la géométrie du problème: $n+1$ couches (demi-espace inclu) sont séparées par n interfaces irrégulières. La couche de surface est limitée par la surface libre. Les couches portent les numéros 1 (la plus superficielle) à $n+1$ (le demi-espace) et les interfaces sont numérotées de 1 (la plus superficielle) à n (la plus profonde). La surface libre est appelée interface 0.

Sur chaque interface l existe une distribution de N_l forces de surface \mathbf{Q} . Chaque force de surface est caractérisée par le numéro d'interface ($l, l=0, n$), sa position sur l'interface ($k, k=1, N_l$), sa direction ($i, i=1, 3$), ainsi que l'indice j qui indique si la source se trouve dans la couche en dessus de l'interface ($j=1$) ou en dessous de l'interface ($j=2$). Les sources sont écrites sous forme vectorielle avec

$$\mathbf{Q}_l = [\mathbf{Q}_{l,1}; \mathbf{Q}_{l,2}] = [\mathbf{Q}_{l,j=1}^{i=1}; \mathbf{Q}_{l,j=1}^{i=2}; \mathbf{Q}_{l,j=1}^{i=3}; \mathbf{Q}_{l,j=2}^{i=1}; \mathbf{Q}_{l,j=2}^{i=2}; \mathbf{Q}_{l,j=2}^{i=3}] \quad (4)$$

où

$$\mathbf{Q}_{l,j}^i = [\mathbf{Q}_{l,j}^{i,k=1}, \mathbf{Q}_{l,j}^{i,k=2}, \dots, \mathbf{Q}_{l,j}^{i,k=N_l}] \quad (4a)$$

Le point-virgule indique que les vecteurs sont "acollés".

Pour chaque interface nous exprimons le déplacement et la traction au point \mathbf{x}_k par (2) et (3) en utilisant des vecteurs et matrices "déplacement-traction". Le vecteur déplacement-traction \mathbf{S} à une interface l est de la forme

$$\mathbf{S} = [\mathbf{u}; \mathbf{t}] \quad (5)$$

avec

$$\mathbf{u} = [u_1(\mathbf{x}_1), \dots, u_1(\mathbf{x}_{N_l}), u_2(\mathbf{x}_1), \dots, u_2(\mathbf{x}_{N_l}), u_3(\mathbf{x}_1), \dots, u_3(\mathbf{x}_{N_l})] \quad (5a)$$

$$\mathbf{t} = [t_1(\mathbf{x}_1), \dots, t_1(\mathbf{x}_{N_l}), t_2(\mathbf{x}_1), \dots, t_2(\mathbf{x}_{N_l}), t_3(\mathbf{x}_1), \dots, t_3(\mathbf{x}_{N_l})] \quad (5b)$$

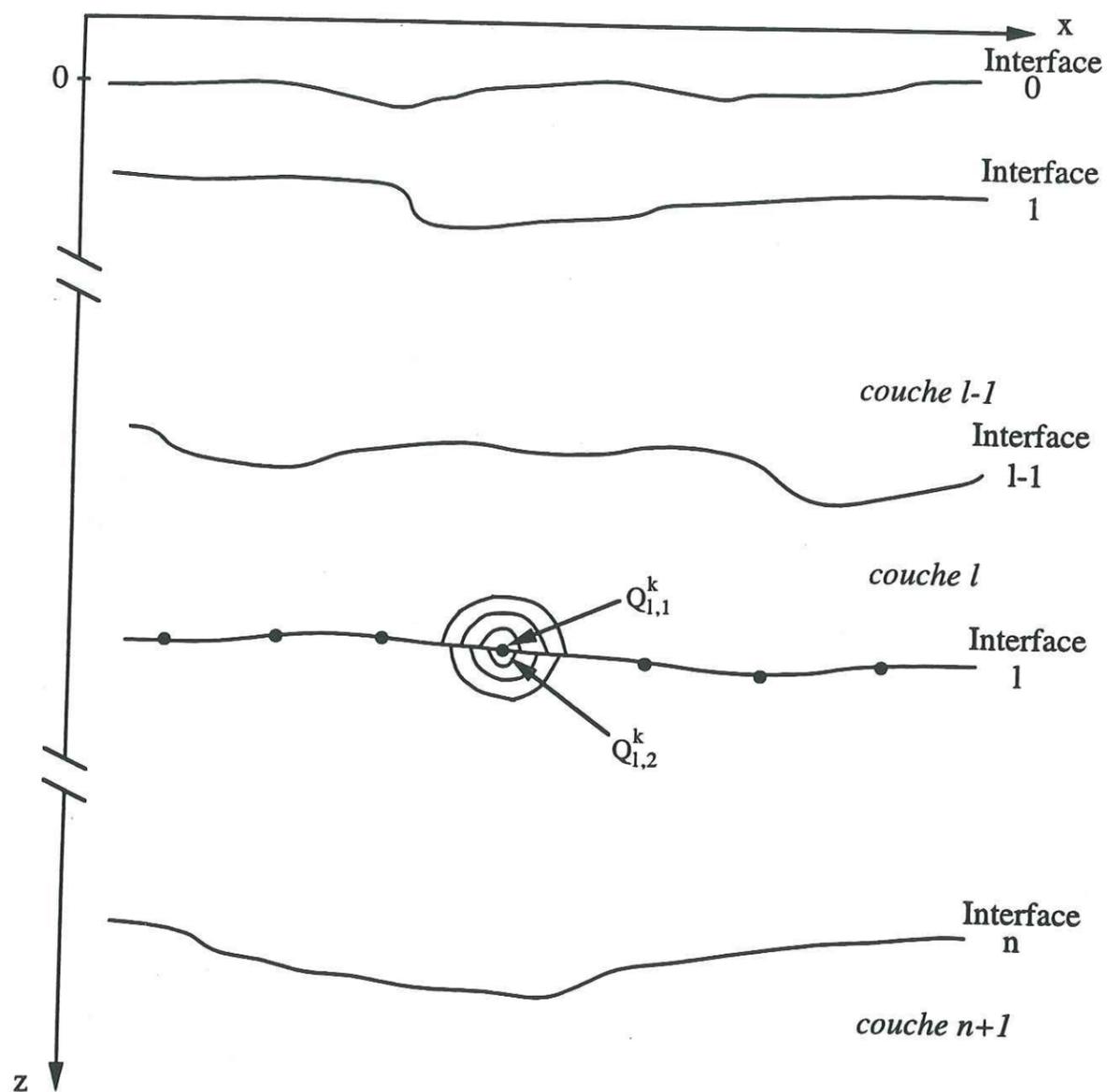


Figure 1. Modèle de demi-espace stratifié avec géométrie des interfaces non plane.

Les matrices déplacement-traction **A** et **B** sont de la forme

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} \mathbf{G} \\ \mathbf{T} \end{bmatrix} \quad (6)$$

où

$$\mathbf{G} = \begin{bmatrix} \mathbf{GR}_{11} & \mathbf{GR}_{12} & \mathbf{GR}_{13} \\ \mathbf{GR}_{21} & \mathbf{GR}_{22} & \mathbf{GR}_{23} \\ \mathbf{GR}_{31} & \mathbf{GR}_{32} & \mathbf{GR}_{33} \end{bmatrix} \quad (6a)$$

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} \mathbf{TR}_{11} & \mathbf{TR}_{12} & \mathbf{TR}_{13} \\ \mathbf{TR}_{21} & \mathbf{TR}_{22} & \mathbf{TR}_{23} \\ \mathbf{TR}_{31} & \mathbf{TR}_{32} & \mathbf{TR}_{33} \end{bmatrix} \quad (6b)$$

et \mathbf{GR}_{ij} et \mathbf{TR}_{ij} à la ligne kr et la colonne kc valent $g_{ij}(x_{kr}, \zeta_{kc})$ et $t_{ij}(x_{kr}, \zeta_{kc})$.

Construisons quatre matrices déplacement-traction pour la couche l :

- $A_{1,1}$ exprime l'influence des sources $Q_{1-1,2}$ de l'interface $l-1$ sur l'interface l ,
- $A_{1,2}$ exprime l'influence des sources $Q_{1,1}$ de l'interface l sur l'interface l ,
- $B_{1,1}$ exprime l'influence des sources $Q_{1-1,2}$ de l'interface $l-1$ sur l'interface $l-1$,
- $B_{1,2}$ exprime l'influence des sources $Q_{1,1}$ de l'interface l sur l'interface $l-1$.

Dans la couche l nous définissons le vecteur déplacement-traction **F** du champ libre comme

- $F_{1,1}$: vecteur déplacement-traction du champ libre à l'interface l
- $F_{1-1,2}$: vecteur déplacement-traction du champ libre à l'interface $l-1$

8.2.3 Conditions aux limites

La continuité des déplacements et des tractions à l'interface l s'exprime

$$\mathbf{A}_{1,1} \mathbf{Q}_{1-1,2}^T + \mathbf{A}_{1,2} \mathbf{Q}_{1,1}^T + \mathbf{F}_{1,1}^T = \mathbf{B}_{1+1,1} \mathbf{Q}_{1,2}^T + \mathbf{B}_{1+1,2} \mathbf{Q}_{1+1,1}^T + \mathbf{F}_{1,2}^T \quad (7)$$

où l'exposant T indique la matrice transposée.

À l'interface la plus profonde (n) ces conditions sont

$$\mathbf{A}_{n,1} \mathbf{Q}_{n-1,2}^T + \mathbf{A}_{n,2} \mathbf{Q}_{n,1}^T + \mathbf{F}_{n,1}^T = \mathbf{B}_{n+1,1} \mathbf{Q}_{n,2}^T + \mathbf{F}_{n,2}^T \quad (8)$$

et à la surface libre les tractions sont nulles

$$\mathbf{B}_{1,1}^{\text{inf}} \mathbf{Q}_{0,2}^T + \mathbf{B}_{1,2}^{\text{inf}} \mathbf{Q}_{1,1}^T + \mathbf{F}_{0,2}^T = 0 \quad (9)$$

où l'exposant "inf" indique que l'on utilise la moitié inférieure de $B_{1,1}$ et $B_{1,2}$.

Pour calculer les déplacements à la surface libre, il faut connaître l'amplitude des forces de surface sur la surface libre ($Q_{0,2}$) et sur l'interface 1 ($Q_{1,1}$). Bouchon et al. (1989) suggèrent de propager les conditions aux limites depuis l'interface la plus profonde jusqu'à la plus superficielle pour trouver ces deux distributions de forces. Les conditions aux limites peuvent être propagées vers le haut avec des formules récursives que nous allons trouver dans le paragraphe suivant.

8.2.4 Propagation des conditions aux limites

Nous réarrangeons (7) pour obtenir

$$A_{1,1} Q_{1-1,2}^T = [-A_{1,2}; B_{1+1,1}] Q_1^T + B_{1+1,2} Q_{1+1,1}^T + \Delta F_1^T \quad (10)$$

avec

$$\Delta F_1 = F_{1,2} - F_{1,1} \quad (10a)$$

Les formules de récurrence que nous allons vérifier sont constituées de termes qui dépendent de la distribution de forces et des déplacements et tractions du champ libre:

$$A_{1,1} Q_{1-1,2}^T = D_1 Q_1^T + E_1^T \quad (11)$$

La formule (11) appliquée à la couche $l+1$ donne

$$Q_{l+1}^T = D_{l+1}^{-1} (A_{l+1,1} Q_{l,2}^T - E_{l+1}^T) \quad (12)$$

L'insertion de (12) dans (10) donne

$$A_{1,1} Q_{l-1,2}^T = [-A_{1,2}; B_{1+1,1} + B_{1+1,2} (D_{l+1}^{-1})^{\text{sup}} A_{l+1,1}] Q_l^T - B_{1+1,2} (D_{l+1}^{-1})^{\text{sup}} E_{l+1}^T + \Delta F_1^T \quad (13)$$

où l'exposant "sup" indique que l'on utilise la moitié supérieure de D_{l+1} .

Par identification on trouve que (11) est vérifiée en utilisant

$$D_1 = [-A_{1,2}; B_{1+1,1} + B_{1+1,2} (D_{l+1}^{-1})^{\text{sup}} A_{l+1,1}] \quad (14)$$

$$E_1^T = -B_{1+1,2} (D_{l+1}^{-1})^{\text{sup}} E_{l+1}^T + \Delta F_1^T \quad (15)$$

Pour la dernière interface, on peut manipuler (8) pour obtenir

$$A_{n,1} Q_{n-1,2}^T = [-A_{n,2}; B_{n+1,1}] Q_n^T + \Delta F_n^T \quad (16)$$

alors

$$D_n = [-A_{n,2}; B_{n+1,2}] \quad (17)$$

$$E_n = \Delta F_n \quad (18)$$

On peut donc trouver D_1 and E_1 par les formules de récurrence. L'application des conditions aux limites à la première interface (11) avec $l=1$) et les conditions de tractions nulles à la surface libre permettent la construction du système d'équations linéaires:

$$C x^T = y^T \quad (19)$$

avec

$$C = \begin{bmatrix} -D_1^{\text{left}} & -D_1^{\text{right}} & A_{1,1} \\ B_{1,2}^{\text{inf}} & 0 & B_{1,1}^{\text{inf}} \end{bmatrix} \quad (19a)$$

$$x = [Q_{1,1}; Q_{1,2}; Q_{0,2}] \quad (19b)$$

$$y = [E_1 + \Delta F_1; -F_{0,2}^{\text{inf}}] \quad (19c)$$

La résolution de (19) donne les distributions de force $Q_{0,2}$ and $Q_{1,1}$ recherchées. A tout point x dans la première couche ou à la surface, le déplacement peut être trouvé par (2).

8.2.5 Le champ libre

Il est possible de modéliser des ondes incidentes de différents types. Il est simple de calculer les tractions et déplacements dus à une onde de volume plane incidente sur l'interface la plus profonde. De telles expressions ont été utilisées dans les applications portant sur l'amplification par des topographies et des vallées sédimentaires. Ici, nous allons discuter plus en détail comment introduire une onde de surface dans une structure multicouche.

Nous utilisons la décomposition des ondes de surface dans un milieu stratifié plan en ondes de volume montantes et descendantes dans chaque couche. Une revue des développements théoriques peut être trouvée par exemple dans Ben Menahem et Singh (1981). Elles sont utilisées dans la majorité des logiciels permettant de calculer les fonctions propres des ondes de Love et de Rayleigh. Ici, nous allons simplement supposer que l'on a accès aux amplitudes des ondes de volume (S pour Love, P et S pour Rayleigh) montantes et descendantes dans chaque couche. Pour une onde de Rayleigh on peut donc exprimer le déplacement dans chaque couche comme la somme de quatre ondes:

$$P_d : \begin{pmatrix} u_x \\ u_z \end{pmatrix}(x,z,\omega) = \text{AMP}(P_d(\omega)) \frac{\alpha}{\omega} \begin{pmatrix} k \\ -i\gamma \end{pmatrix} \exp(-\gamma(z-z_h)) \exp(i\omega t - ikx) \quad 20a$$

$$P_m : \begin{pmatrix} u_x \\ u_z \end{pmatrix}(x,z,\omega) = \text{AMP}(P_m(\omega)) \frac{\alpha}{\omega} \begin{pmatrix} k \\ i\gamma \end{pmatrix} \exp(\gamma(z-z_h)) \exp(i\omega t - ikx) \quad 20b$$

$$S_d : \begin{pmatrix} u_x \\ u_z \end{pmatrix}(x,z,\omega) = \text{AMP}(S_d(\omega)) \frac{\beta}{\omega} \begin{pmatrix} -i\eta \\ -k \end{pmatrix} \exp(-\eta(z-z_h)) \exp(i\omega t - ikx) \quad 20c$$

$$S_m : \begin{pmatrix} u_x \\ u_z \end{pmatrix}(x,z,\omega) = \text{AMP}(S_m(\omega)) \frac{\beta}{\omega} \begin{pmatrix} -i\eta \\ k \end{pmatrix} \exp(\eta(z-z_h)) \exp(i\omega t - ikx) \quad 20d$$

avec

$$k = \omega/c$$

$$\gamma^2 = k^2 - \omega^2/\alpha^2, \text{Im}(\gamma) \geq 0$$

$$\eta^2 = k^2 - \omega^2/\beta^2, \text{Im}(\eta) \geq 0$$

où AMP signifie amplitude complexe. L'indice d désigne les ondes descendantes et l'indice m les ondes montantes. ω est la pulsation, c est la vitesse de phase de l'onde de Rayleigh et α et β sont les vitesses de propagation des ondes P et S dans la couche.

Avec les mêmes notations, le déplacement dû à une onde de Love est la somme d'ondes S montantes et descendantes:

$$S_d : u_y(x,z,\omega) = \text{AMP}(S_d(\omega)) \exp(-\eta(z-z_h)) \exp(i\omega t - ikx) \quad 21a$$

$$S_m : u_y(x,z,\omega) = \text{AMP}(S_m(\omega)) \exp(\eta(z-z_h)) \exp(i\omega t - ikx) \quad 21b$$

Les tractions dues à chaque onde peuvent être calculées par simple dérivation et application de la loi de Hooke.

Les ondes de surface vérifient les conditions aux limites dans le milieu où elles se propagent. La figure 2 illustre une onde de surface qui se propage dans un milieu stratifié plan. L'onde se propage de gauche à droite et a une amplitude qui tend vers 0 en profondeur. Dans l'exemple choisi, le champ décroît régulièrement à partir de la surface. Les déplacements et tractions satisfont les conditions aux limites. Quand l'onde entre dans un milieu différent, par exemple avec des couches irrégulières, l'utilisation des expressions analytiques d'ondes montantes et descendantes mène à des discontinuités aux interfaces irrégulières.

Nous utilisons ce moyen pour introduire l'onde de surface dans les modèles stratifiés. L'onde pénètre dans la structure par ce que nous appelons le modèle de référence. Dès que la structure dévie de ce modèle de référence, les déplacements u^0 et tractions t^0 de l'onde d'entrée (calculés analytiquement par 20) ou 21)) ne vérifient plus les conditions aux limites. Nous allons chercher une distribution de sources qui crée un champ dit diffracté avec déplacements u^d et tractions t^d tels que u^0+u^d et t^0+t^d vérifient les conditions aux limites.

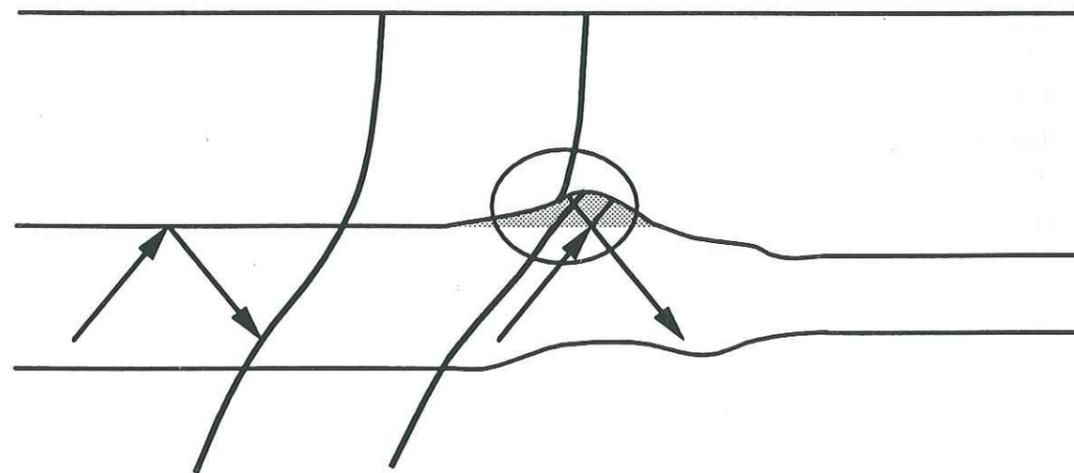


Figure 2. Principe de l'introduction d'une onde de surface dans un modèle stratifié.

8.3 VERIFICATIONS DE LA METHODE

8.3.1 Le choix de tests

Nous avons surtout testé le programme de simulation avec des ondes de volume incidentes. En fait, si l'on considère un modèle stratifié plan, on peut comparer les déplacements en surface trouvés par le programme de simulation avec ceux issus des méthodes de réflectivité (par exemple). Dans le cas du demi-espace, on peut comparer directement avec des solutions analytiques. Par contre, il est moins évident de tester la méthode avec des ondes de surface incidentes. Si l'on utilise la méthode décrite ici pour calculer le déplacement en surface dû à une onde de surface incidente dans un modèle stratifié plan, on retrouve automatiquement la solution juste parce que le champ diffracté est nul. Par contre, si l'on introduit une transition entre le modèle de référence et un autre modèle, on n'a pas de solution exacte avec laquelle comparer parce que la diffraction peut transférer de l'énergie vers les modes supérieurs. Un test qui restera néanmoins à mener est la comparaison de nos résultats avec ceux obtenus par une méthode de perturbation dans le cas de faibles hétérogénéités.

Nous n'allons pas rentrer dans le détail de la simulation des déplacements à la surface d'un demi-espace artificiellement découpé en couches. Ces vérifications montrent un bon accord entre la solution obtenue et la solution analytique si l'on positionne les limites du modèle suffisamment loin des capteurs. Nous allons passer à des tests plus complets: ondes de volume incidentes sur une structure de croûte simple, sur une vallée sédimentaire simple et sur une vallée sédimentaire complexe.

8.3.2 Modèle de croûte

Le modèle utilisé est une croûte bi-couche sur un demi-espace. Les propriétés élastiques du modèle sont données dans la Table 1.

La figure 3 montre les résultats de la simulation d'une onde P incidente sur la structure avec un azimut de 0° et une incidence de 35° par rapport à l'axe vertical. La figure compare nos résultats (cercles) avec les résultats issus d'un programme qui utilise la méthode de Kennett et Kerry (1979). Pour les deux composantes de déplacement, il y a un bon accord entre les deux méthodes. L'accord est aussi bon si l'onde P arrive avec un azimut de 40° . Les sismogrammes de cette dernière simulation sont montrés dans la figure 4. La fonction source est une ondelette de Ricker de fréquence centrale 0.1 Hz.

Profondeur (km)	Vp (km/s)	Vs (km/s)	ρ (g/cm ³)	Qs=Qp
0-15	6.0	2.6	2.7	10 000
15-40	6.5	2.8	2.8	10 000
40-	8.0	3.4	3.4	10 000

Table 1. Paramètres élastiques du modèle de croûte.

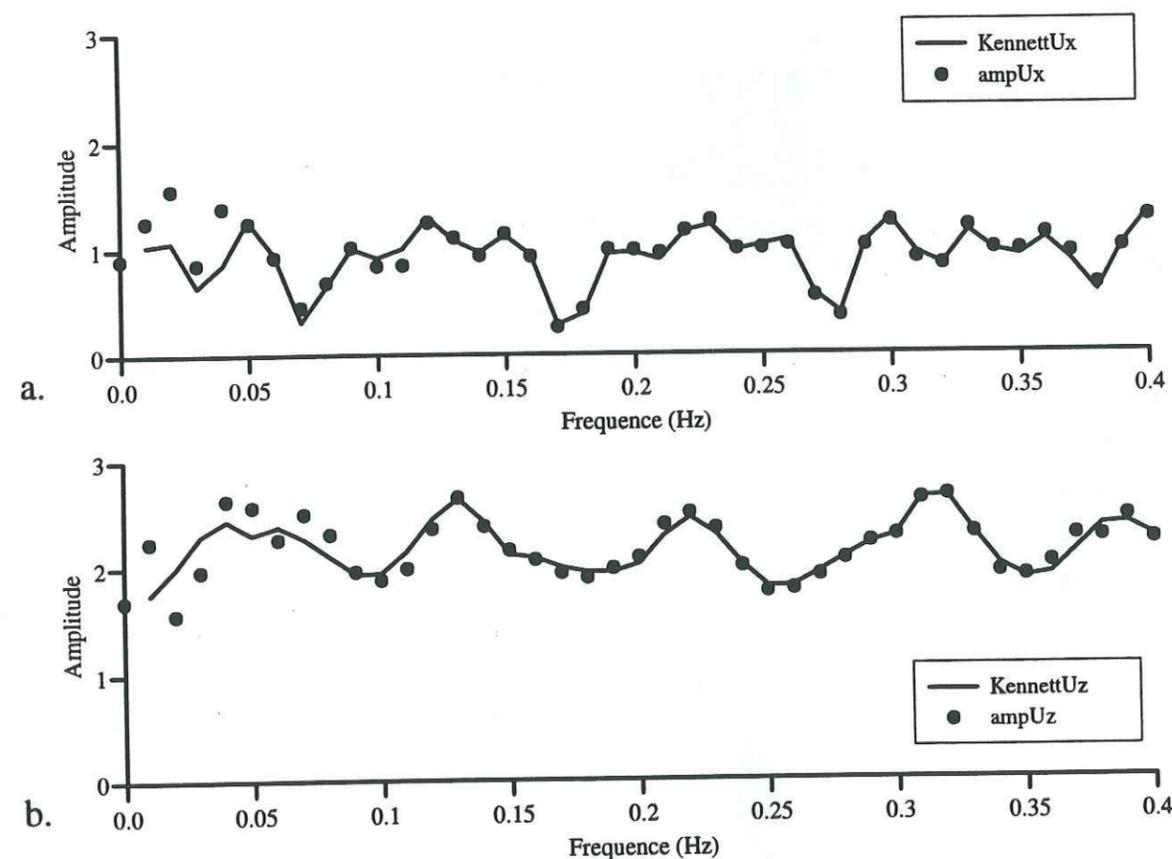


Figure 3. Comparaison entre nos résultats (cercles) et ceux issus de la méthode de Kennett (ligne continue). Onde P incidente avec azimut 0° et incidence 35° sur une croûte bi-couche. a. Déplacement horizontal; b. Déplacement vertical.

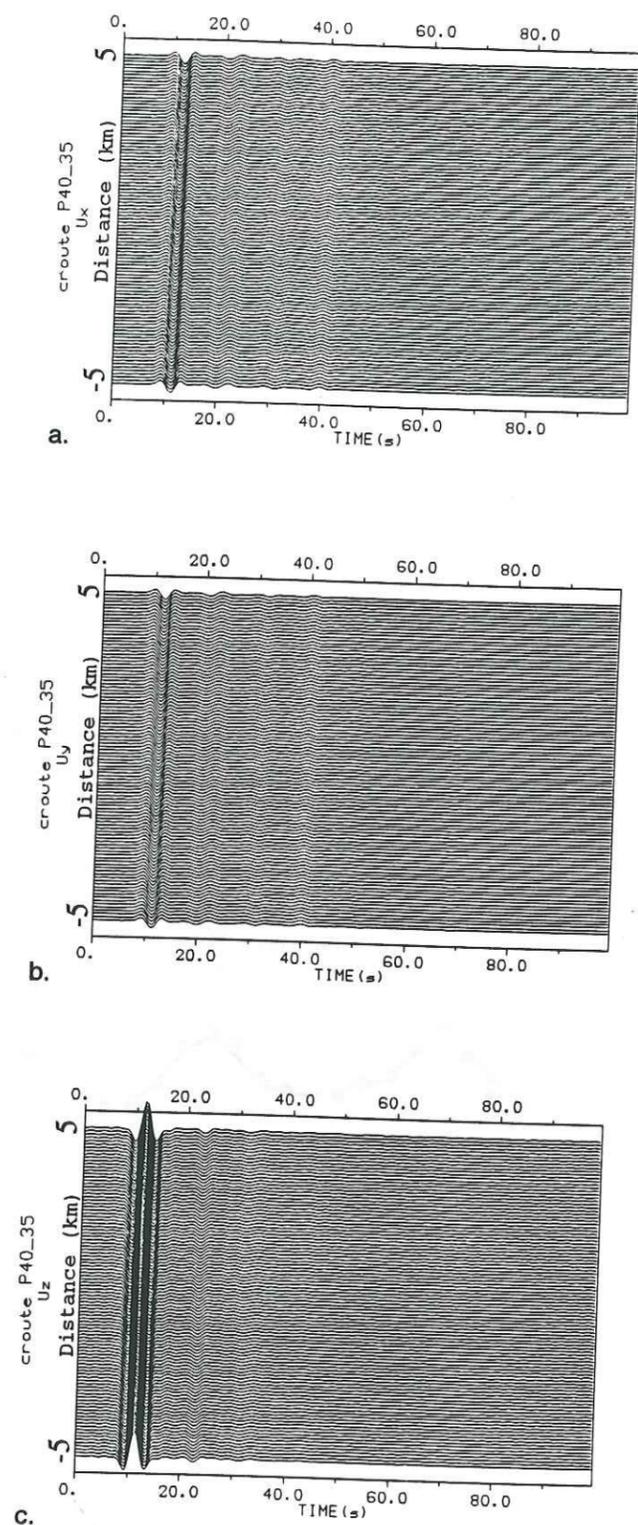


Figure 4. Simulation d'une onde P incidente avec azimuth 40° et incidence 35° sur croûte bi-couche. La fonction source est une ondelette de Ricker de fréquence centrale 0.1 Hz. a. composante x; b. composante y; c. composante z.

8.3.3 Modèle de vallée simple

Nous avons repris les vérifications de la simulation des ondes de volume incidentes sur une vallée simple comme présenté dans le chapitre 6. La figure 5 montre l'image espace-fréquence pour une telle simulation calculée avec le programme de simulation de diffraction par vallées. Le modèle utilisé est celui de la figure 3 du chapitre 6. L'onde incidente est de type SV avec azimuth 30° et incidence 60° . La figure 6 montre le résultat obtenu en utilisant le programme de simulation d'ondes dans un modèle multicouche. Même si l'on remarque de légères différences dans les zones où l'amplitude est faible, les deux images sont très semblables dès que l'amplitude est importante. Nous avons confirmé ceci en comparant les spectres issus des deux méthodes, station par station.

8.3.4 Modèle de vallée de géométrie complexe

Une dernière vérification consiste à comparer les résultats issus de la méthode de Bouchon et al. (1989), étendu au cas SV, avec nos propres résultats. Nous avons choisi un modèle complexe, celui de l'Ubaye. La vallée de l'Ubaye est, comme discuté dans le chapitre 6, une vallée sédimentaire avec une stratification interne. Cette stratification comprend trois couches présentant de forts contrastes de paramètres élastiques. Un modèle simplifié de la vallée de l'Ubaye est montré dans la figure 7. La figure 8 montre la comparaison entre nos simulations et celles qui ont été publiées par Jongmans et Campillo (1993). Les phases présentes dans les sismogrammes et les amplitudes des différentes phases sont identiques. Les légers décalages temporels s'expliquent par le fait que le facteur de qualité n'est pas introduit de la même manière dans les deux simulations. Ceci a une influence parce que le facteur de qualité est faible pour le modèle de la vallée de Ubaye.

8.4 RESULTATS

8.4.1 Modèle considéré

Dans ce paragraphe, nous allons étudier la diffraction des ondes de surface par la suture lithosphérique située en-dessous de la zone Sorgenfrei-Tornquist. Nous avons identifié ce changement lithosphérique dans le chapitre précédent. Nous ne savons pas si la structure lithosphérique est stratifiée plan au sud et au nord de la zone de transition. Nous ne connaissons pas non plus la géométrie réelle de cette zone. Il n'est donc pas justifié de construire un modèle lithosphérique très complexe. En conséquence, nous avons considéré un modèle simple, dont la coupe perpendiculaire (N-S) est montré dans la figure 9. Le modèle

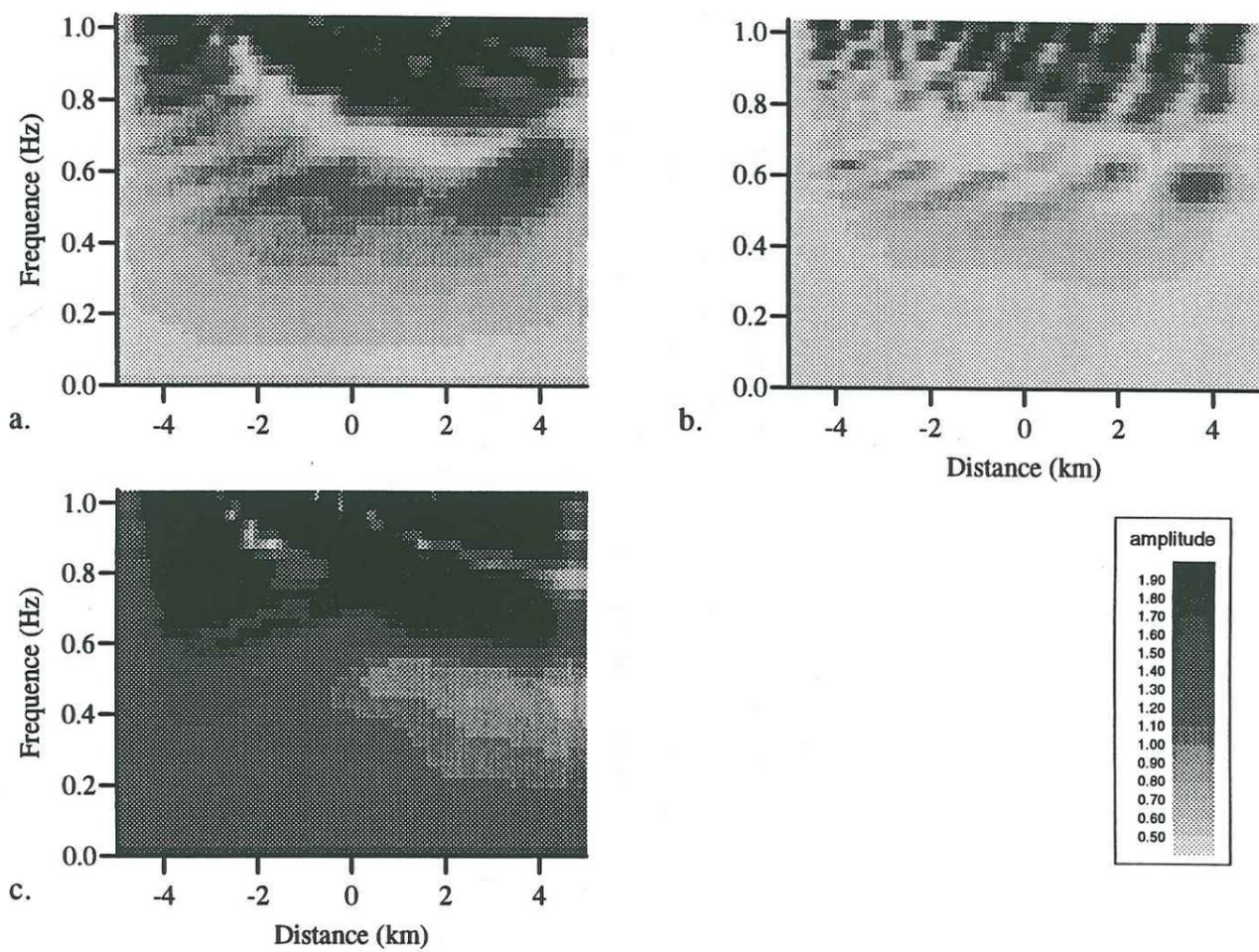


Figure 5. Image espace-fréquence d'une onde SV incidente avec un azimuth de 30° et une incidence de 60° sur une vallée simple. Modèle: voir figure 3, chapitre 6. La méthode de simulation utilisée est celle de la vallée simple (voir chapitre 6). a. Composante x; b. composante y; c. composante z.

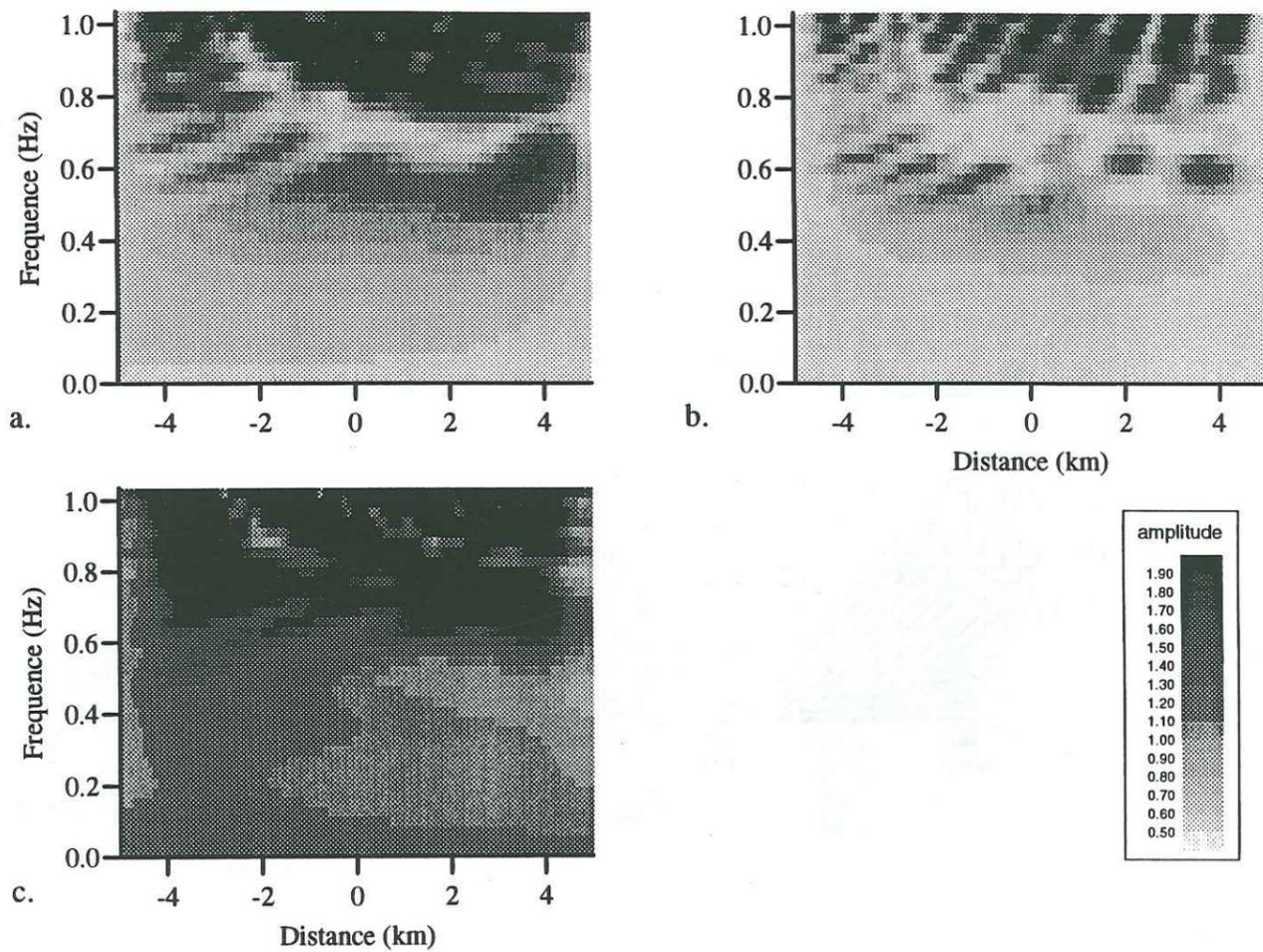


Figure 6. Image espace-fréquence d'une onde SV incidente avec un azimuth de 30° et une incidence de 60° sur une vallée simple. Modèle: voir figure 3, chapitre 6. La méthode de simulation utilisée est celle du multicouche présenté dans ce chapitre. a. Composante x; b. composante y; c. composante z.

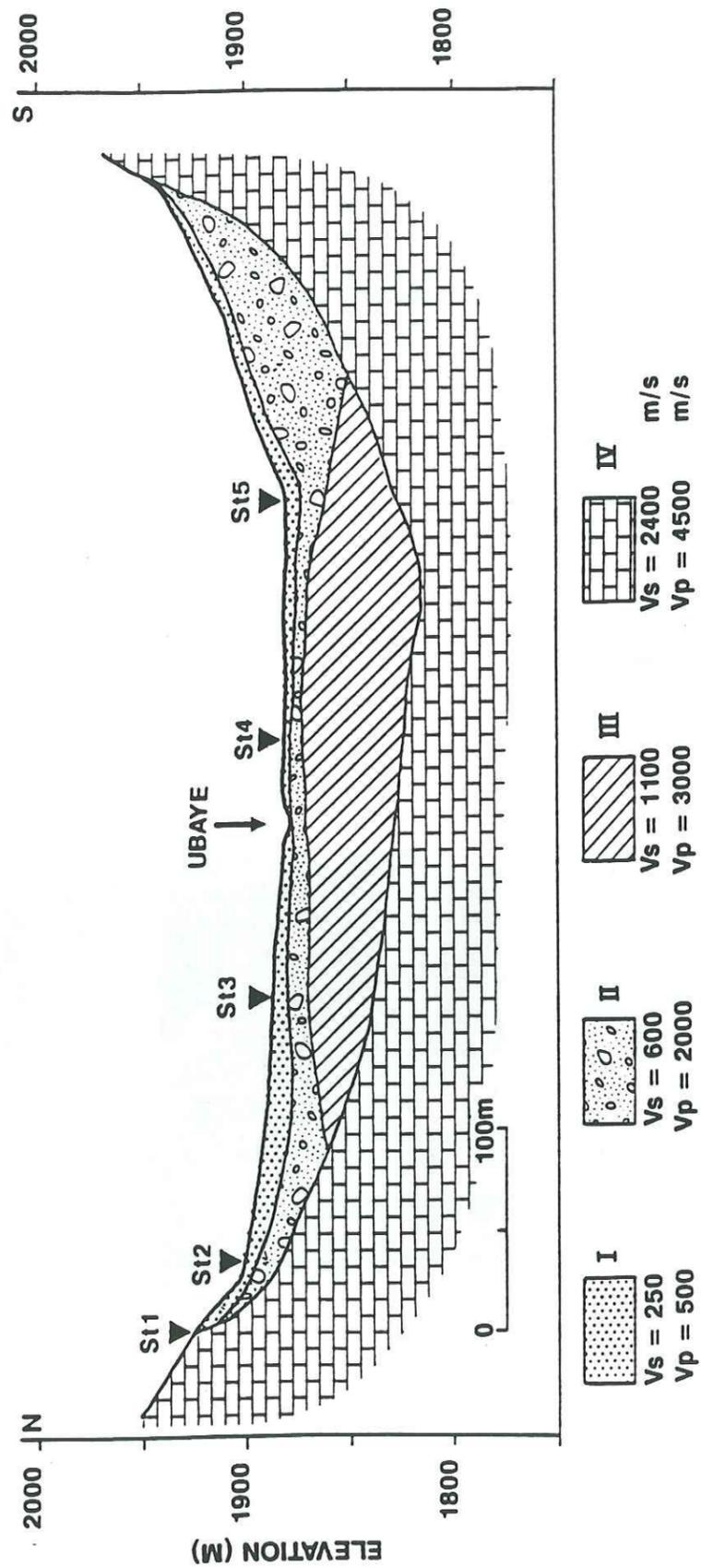


Figure 7. Modèle simplifié de la vallée de l'Ubaye (Jongmans et Campillo, 1993).

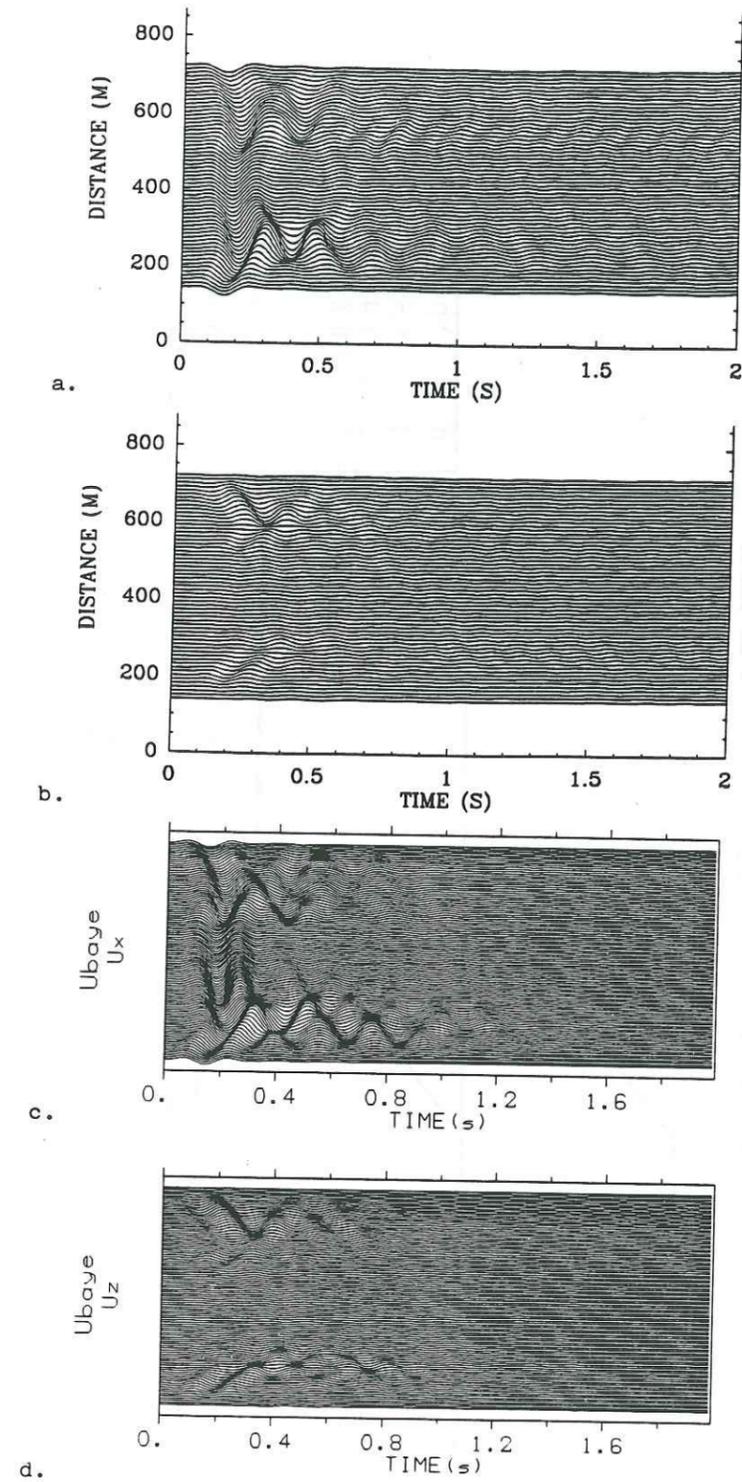


Figure 8. Simulation d'une onde SV incidente avec azimuth et incidence 0° sur la vallée de l'Ubaye. La fonction source est une ondelette de Ricker de 5 Hz de fréquence centrale. a. composante x, calculée par Jongmans et Campillo, 1993; b. composante z, calculée par Jongmans et Campillo; c. composante x, calculée par notre méthode; d. composante z, calculée par notre méthode.

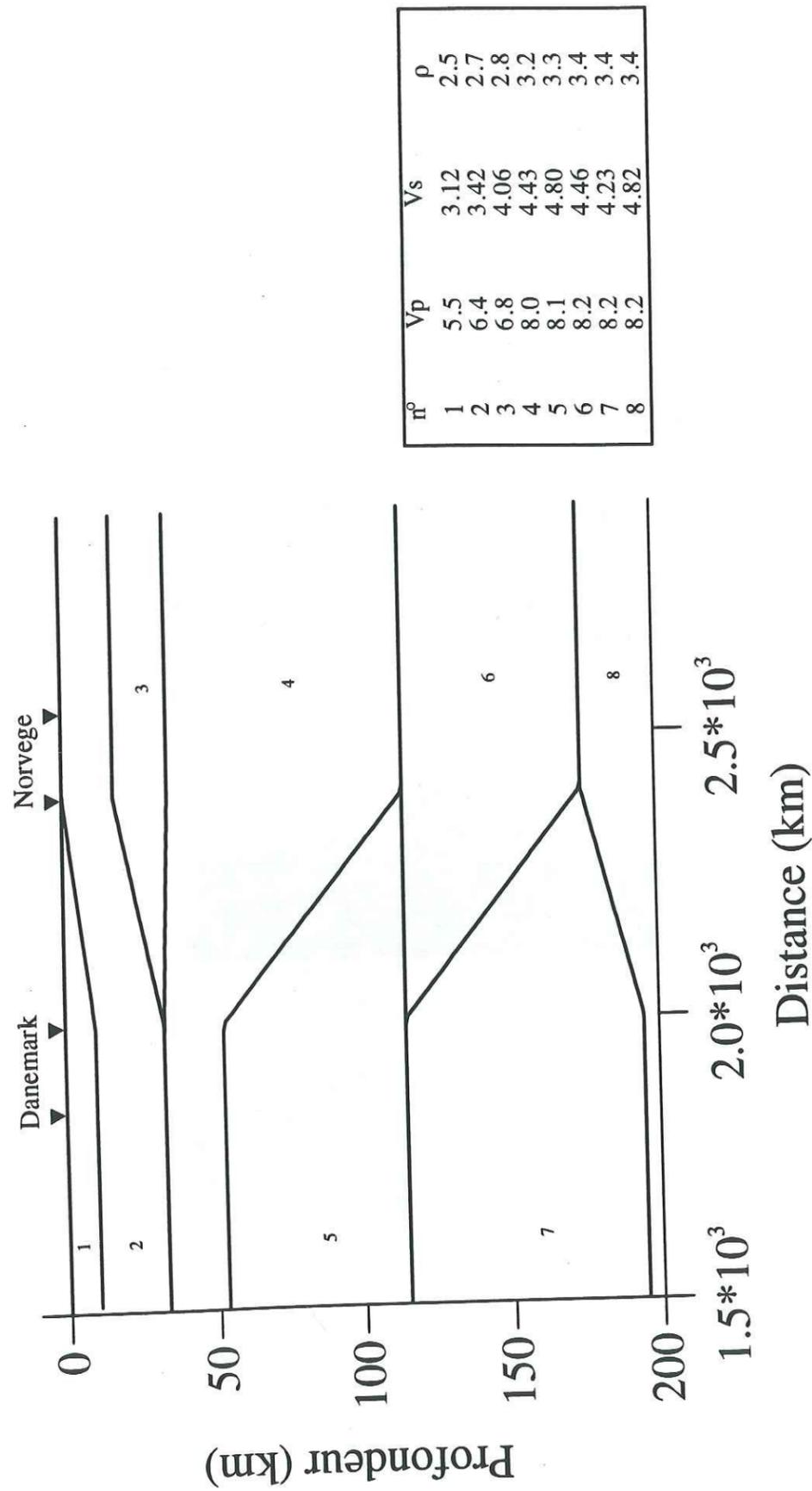


Figure 9. Modèle de structure lithosphérique sous la zone Sorgenfrei-Tornquist. Les paramètres élastiques de chaque couche se trouvent dans la table de la figure

peut être séparé en trois parties: la partie au sud (zone 1, Danemark), la partie centrale (zone 2, zone de transition) et la partie au nord (zone 3, Norvège). Dans les parties au nord et au sud, le modèle a une stratification plane avec des distributions de vitesse semblables à celles trouvées par inversion des ondes de Rayleigh dans le chapitre précédent. La zone de transition est une construction géométrique simple pour relier les deux parties à stratification plane.

La figure 10 montre les courbes de dispersion du mode fondamental de l'onde de Rayleigh dans zone 1 et 3. Pour des périodes inférieures à 30 et supérieures à 80 secondes, les vitesses de phase sont très différentes pour les deux modèles.

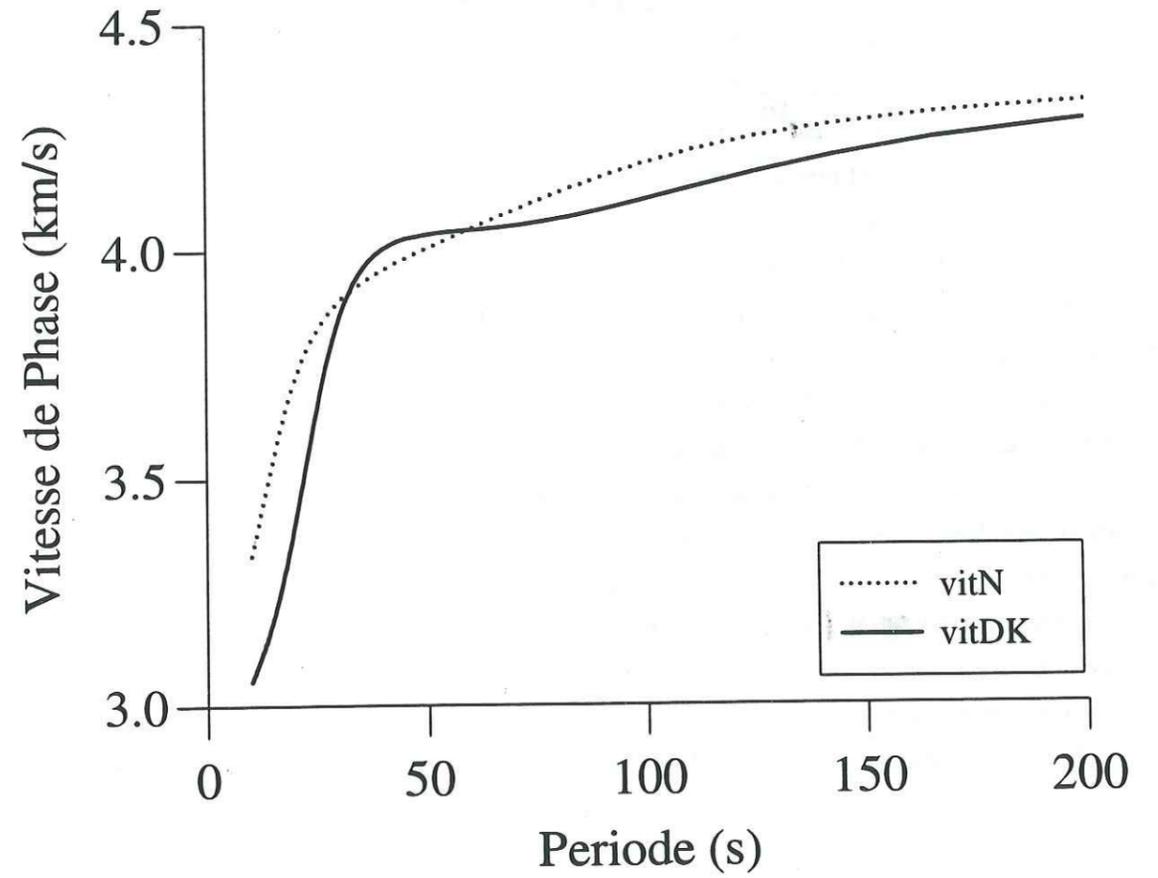


Figure 10. Courbes de dispersion pour les deux parties du modèle où les interfaces sont planes. Zone 1 (Danemark): trait continue. Zone 3 (Norvège): trait pointillé.

8.4.2 Sismogrammes synthétiques

Pour mieux pouvoir séparer différents effets, l'application présentée ici est celle d'une onde de Rayleigh (mode fondamental) incidente perpendiculairement à la structure, se propageant du sud au nord. Le but est d'identifier si on observe des changements de vitesse de propagation à travers la structure et, en particulier, s'il existe des transitions d'énergie vers les modes supérieurs et des ondes de volume. Nous rappelons que les ondes de volume ne sont typiquement pas considérées dans d'autres méthodes de simulation de propagation d'ondes de surface dans des structures lithosphériques avec des hétérogénéités importantes.

Les figures 11 et 12 montrent les sismogrammes synthétiques à la surface. Les capteurs sont situés de $x=1200$ km à $x=3200$ km, c'est à dire sur une ligne de 2000 km avec le capteur central au centre de la zone de transition (voir figure 9). La fonction source est une ondelette de Ricker de période centrale 80 secondes (figure 11) ou 50 secondes (figure 12).

Sur la figure 11, il est possible d'identifier deux phénomènes. Premièrement, on identifie un léger changement de vitesse du sud ($x=1200$ km) au nord ($x=3200$ km). De plus, il existe des ondes diffractées par la zone de transition. Ces ondes sont indiquées par des flèches dans la figure 11. Deux ondes (1 et 2) sont clairement retrodiffractées, et une est diffractée en avant (3). Il est possible d'estimer la vitesse des ondes 1 et 2 de manière approximative. La vitesse de l'onde 1 est bien en-dessus de la vitesse des ondes S (environ 8 km/s), alors il doit bien s'agir d'une onde P. La vitesse de l'onde 2 est proche de 4 km/s. Il est plus difficile d'estimer la vitesse de l'onde 3, mais la vitesse apparente semble être supérieure à celle de l'onde de Rayleigh. Ces ondes diffractées ont une amplitude significative. Si l'on étudie la composante x de la trace 1 (à $x=1200$ km), les amplitudes maximales des ondes 1 et 2 représentent en effet 10 et 4% de l'amplitude maximale de l'onde de Rayleigh incidente.

Sur la figure 12, on note que la dispersion est plus importante parce que la vitesse de phase change rapidement dans la gamme de fréquences dominantes de la source. On distingue encore les ondes diffractées, qui restent de relativement basse fréquence. Le changement de vitesse des ondes à travers la structure est surtout facile à identifier dans la partie tardive du train d'ondes qui est à relativement haute fréquence. Ceci est dû à la différence significative des vitesses de phase dans les deux structures pour ces périodes. La brisure des hodochrones se trouve au milieu de la zone de transition et il semblerait donc que la vitesse de phase du mode fondamental est en tout point proche de la vitesse de phase du mode "local" fondamental.

8.5 CONCLUSIONS

La méthode d'éléments de frontière semble bien adaptée pour étudier des problèmes de diffraction par des structures stratifiées avec des interfaces de géométrie irrégulière. Les

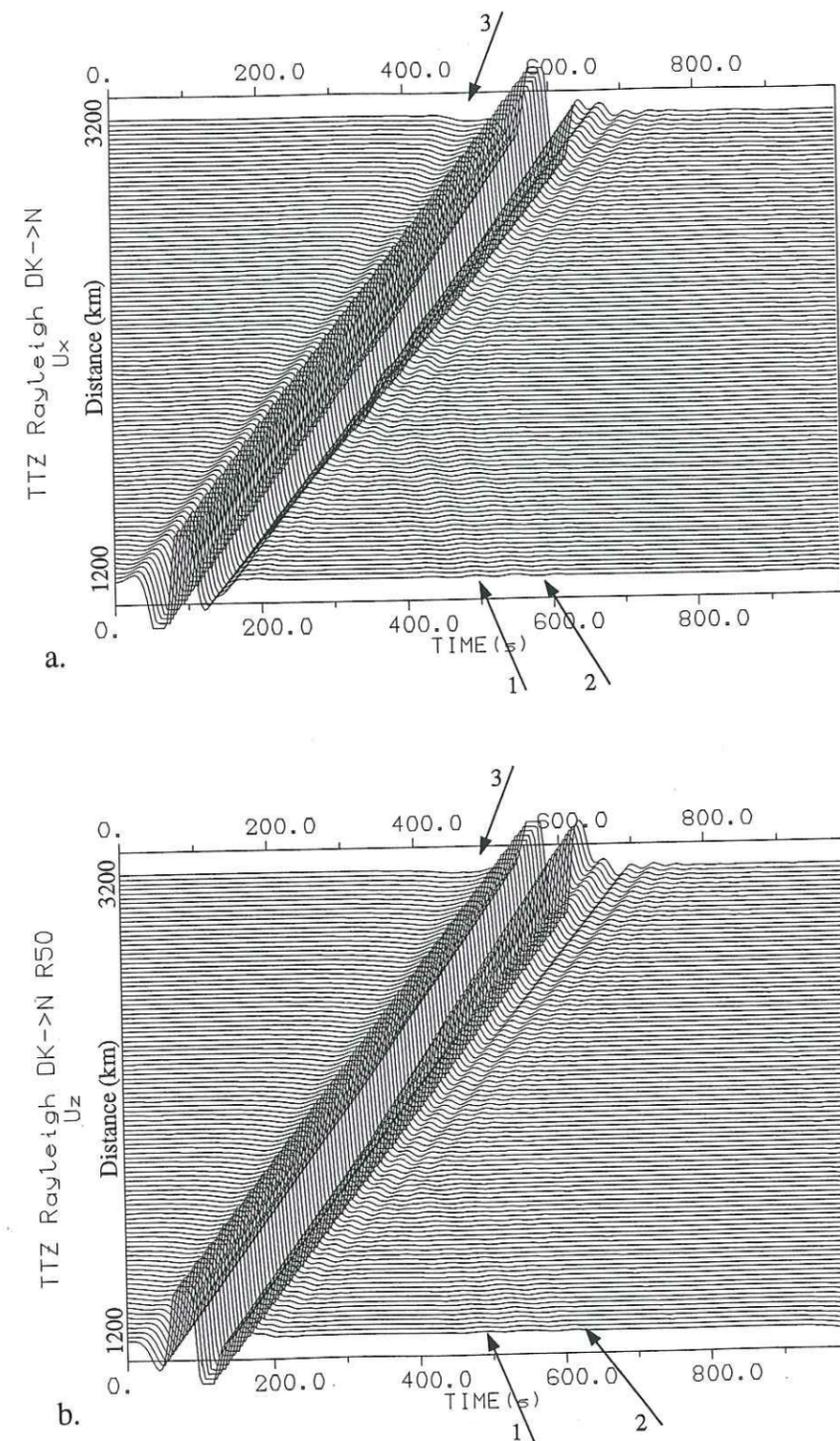
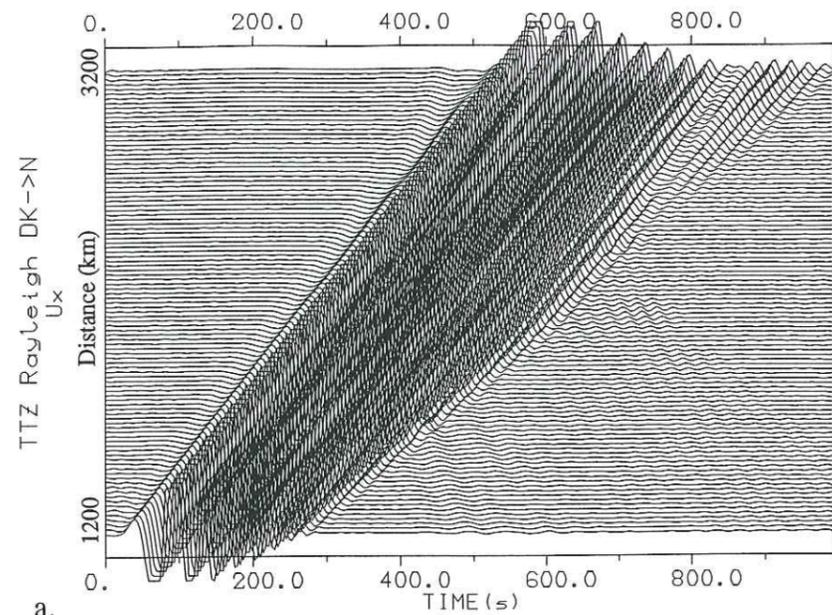
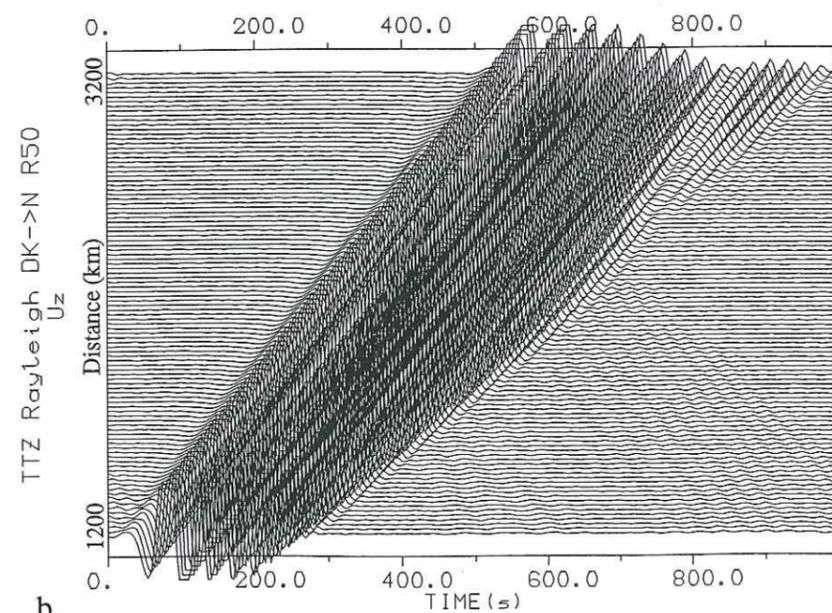


Figure 11. Sismogrammes synthétiques à travers la zone Sorgenfrei-Tornquist pour une onde de Rayleigh incidente perpendiculairement à la structure. La fonction source est une ondelette de Ricker de période centrale 80 s.



a.



b.

Figure 12. Idem figure 11 avec une fonction source de période centrale 50 s.

vérifications de la méthode montrent un bon accord entre la méthode développée dans ce chapitre et d'autres méthodes. Les vérifications et l'application présentée ci-dessus illustrent par ailleurs la multitude d'applications possibles avec la méthode, allant d'études à petite échelle (effets de site) aux structures de grande échelle (structures lithosphériques).

En ce qui concerne les structures lithosphériques, il semble que l'amplitude des ondes de volume diffractées et retrodiffractées est plus grande que celle estimée par d'autres méthodes. En effet, la plupart des méthodes de simulation d'ondes de surface à travers structures lithosphériques se basent sur la représentation du champ d'onde par un nombre limité de modes de surface et ainsi elles négligent les ondes de volume.

L'étude théorique de la diffraction des ondes sismiques par des structures lithosphériques n'est qu'à son début. Nous allons prochainement étudier des ondes de Rayleigh incidentes avec un angle oblique à la structure Sorgenfrei-Tornquist pour étudier le couplage entre les ondes de Rayleigh et les ondes de Love. De plus, nous allons étudier des modes supérieurs incidentes sur la structure. Finalement il est prévu de comparer les résultats de notre méthode avec celle basée sur le couplage de modes locaux (Maupin, 1988).

8.6 BIBLIOGRAPHIE

- Ben Menahem A. B.-M. et S. J. Singh (1981). *Seismic waves and sources*, Springer Verlag, Berlin.
- Bouchon M., M. Campillo et S. Gaffet (1989). A boundary integral equation - discrete wavenumber representation method to study wave propagation in multilayered media having irregular interfaces, *Geophysics*, **54**, 1134-1140.
- Cao S. et K. J. Muirhead (1993). Finite difference modelling of Lg blockage, *Geophys. J. Int.*, **115**, 85-96.
- Drake L. A. et B. A. Bolt (1980). Love waves normally incident at a continental boundary, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **70**, 1103-1123.
- Fitas A. J. S. et L. AL Mendes-Victor (1992). Rayleigh waves normally incident at a continental boundary, *Geophys. J. Int.*, **109**, 171-182.
- Gregersen S. et L. E. Alsop (1976). Mode conversion of love waves at a continental margin, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **66**, 1855-1872.
- Jongmans, D. et M. Campillo (1993). The response of the Ubaye Valley (France) for incident SH and SV waves: comparison between measurements and modeling, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **83**, 907-924.
- Kennett B. L. N. (1984). Guided-wave propagation in laterally varying media. I. Theoretical development, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **79**, 235-255.

- Kennett B. L. N. et N. J. Kerry (1979). Seismic waves in stratified half spaces, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **57**, 557-583.
- Kennett B. L. N. et G. Nolet (1990). The interaction of the S-wavefield with upper mantle heterogeneity, *Geophys. J. Int.*, **101**, 751-762.
- Maupin V. (1988). Surface waves across 2-D structures: a method based on coupled local modes, *Geophys. J.*, **93**, 173-185.
- Maupin V. (1992). Modelling of laterally trapped surface waves with application to Rayleigh waves in the Hawaiian swell, *Geophys. J. Int.*, **110**, 553-570.
- Schlue J. W. et K. K. Hostettler (1987). Rayleigh-wave phase velocity and amplitude values in the presence of lateral heterogeneities, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **77**, 244-255.

Conclusions

Un sismogramme constitue une mine d'informations que nous ne savons pas encore exploiter complètement. En fait, l'exploitation des données sismologiques se limite souvent à l'étude des temps d'arrivée, de l'amplitude et de la dispersion apparente d'un nombre de phases sismiques limité, ainsi qu'à des études statistiques sur les trains d'ondes plus complexes, comme par exemple la coda des différentes ondes. Un des défis actuels en sismologie est ainsi d'approfondir nos connaissances sur les phénomènes de diffraction pour mieux interpréter les données, mieux connaître la structure de la Terre à différentes échelles, et mieux prédire les effets des séismes.

Il existe de nombreuses approches pour étudier la propagation des ondes sismiques dans des milieux hétérogènes. Beaucoup de méthodes, par exemple les méthodes de rais ou de perturbation, sont basées sur des hypothèses qui ne sont justifiées que dans des situations particulières. Une classe de modèles particulièrement difficiles à étudier est celle où les hétérogénéités sont importantes et de même taille que les longueurs d'onde considérées. Dans ce cas, il faut prendre en compte le champ sismique complet. La tâche de calcul devient ainsi très lourde, parfois impossible, avec les moyens informatiques dont nous disposons.

Pour ces raisons, l'expérience à acquérir dans le domaine de la diffraction reste considérable, et un multitude d'approches sont actuellement en cours de développement partout dans le monde. Ce travail de thèse contribue ainsi à cet effort.

Nous avons utilisé la méthode des éléments de frontière (IBEM, pour Indirect Boundary Element Method) pour la simulation de la propagation des ondes sismiques. Cette méthode est potentiellement capable de nous emmener plus loin dans la compréhension des phénomènes de diffraction. IBEM est basé sur le théorème de représentation dans le sens où les champs sismiques peuvent être simulés par le rayonnement de sources discrètes situées aux interfaces du modèle. Ainsi la méthode peut être présentée comme une mise en oeuvre numérique du principe de Huygens. IBEM comporte deux étapes: on recherche tout d'abord une distribution de sources telle que les conditions aux limites aux interfaces soient vérifiées. On calcule ensuite les déplacements aux points souhaités en intégrant les rayonnements de chaque source pondérés par leur amplitude.

Le problème particulier que nous avons étudié dans ce travail est celui de la réponse complète et tridimensionnelle (3D) de structures bidimensionnelles (2D). La motivation de l'étude est double: premièrement, un grand nombre de structures géologiques peuvent en pratique être considérées comme étant de géométrie 2D, alors que le champ sismique est par essence de nature 3D. Deuxièmement, la méthode est un pas supplémentaire vers une vraie simulation 3D qui est encore loin d'être faisable pour des applications pratiques. Notre

technique considère des ondes planes incidentes sur une structure 2D, ce qui entraîne que la réponse de la structure est la même pour toutes les sections transversales, hormis un décalage en temps qui dépend de la vitesse et la direction d'arrivée (azimut et incidence) de l'onde incidente. Ainsi, le champ diffracté peut être représenté par des sources ponctuelles en mouvement dans une structure dont on a seulement besoin de découper en segments les interfaces dans le plan 2D. La précision et la rapidité de la méthode que nous avons développée sont assurées par l'utilisation de fonctions de Green analytiques pour des sources ponctuelles en mouvement dans un milieu infini, élastique et homogène. Il existe des effets de bords dus à la troncature du modèle, mais ces effets peuvent être contrôlés en introduisant des bords absorbants ou, si nécessaire, en mettant la troncature loin de l'irrégularité que l'on étudie.

Nous avons développé le code de simulation pour trois configurations: des reliefs topographiques, des vallées sédimentaires et des structures stratifiées présentant des interfaces irrégulières. D'un point de vue expérimental, il est particulièrement intéressant d'étudier les effets de site car ces études ont une application directe pour l'évaluation du risque sismique. Par ailleurs, la taille relativement réduite des structures permet de mettre en oeuvre facilement des expériences sismologiques pour comparer données et sismogrammes synthétiques. En fait, la diffraction des ondes de haute fréquence par une petite structure équivaut à la diffraction des ondes de basse fréquence par des grandes structures puisque c'est le rapport entre la taille de l'hétérogénéité et la longueur d'onde qui gouverne la diffraction. Les reliefs topographiques étudiés dans ce travail ont été choisis parce qu'ils ont une géométrie qui localement les rapproche du cas 2D et parce que le milieu sous-jacent est quasiment homogène. Si nécessaire, la structure par exemple d'une vallée sédimentaire peut être déterminée indépendamment par des mesures géophysiques diverses.

Les expériences sur les montagnes de Sourpi et Saint Eynard ont montré un bon accord entre données et simulations numériques:

- a. L'amplification du mouvement de sol purement dû à la topographie est relativement faible.
- b. Il existe des effets de diffraction loin des topographies. Il faut ainsi éviter d'utiliser une seule station de référence pour évaluer l'amplification absolue sur les reliefs topographiques.
- c. Des ondes diffractées sont émises typiquement du sommet de la montagne.
- d. Il semble que la réponse sismique des reliefs topographiques est moyennée dans l'espace parce que les ondes incidentes sont de nature complexe.

On ne peut donc pas évaluer complètement la réponse d'un relief topographique par une simple simulation 2D avec des ondes incidentes verticalement. Il faut par contre exploiter toute la gamme de directions et de types d'ondes incidentes possible pour évaluer théoriquement la réponse d'une telle structure. Ce dernier point remet en question l'utilisation des ondes

incidentes de polarisation simple (P, SV, SH) pour étudier la réponse sismique des structures. Il apparaît néanmoins difficile de considérer des champs très complexes car du point de vue expérimental on ne connaît pas précisément la polarisation des ondes incidentes.

Nous avons également étudié la diffraction des ondes sismiques par des vallées sédimentaires en utilisant un modèle simplifié de la vallée de l'Ubaye, située dans les Alpes Françaises, dont la géométrie est connue par des travaux antérieurs. Cette étude démontre l'importance des effets 3D. Pourtant, les ondes diffractées se propagent grosso-modo perpendiculairement à la structure, mais les amplitudes de chacune de ces ondes dépendent complètement de la direction précise d'arrivée des ondes incidentes. En conséquence, il semble difficile de prédire la réponse 3D d'une vallée à partir de sa réponse 2D. Pour l'évaluation du risque sismique dans une vallée donnée, il est donc nécessaire de prendre en compte la position du foyer par rapport à la vallée. De manière qualitative, les effets de l'azimut des ondes incidentes sur l'amplitude des ondes dans la vallée par rapport à un site localisé en dehors de la vallée sont en accord avec des données obtenues antérieurement. Une comparaison directe entre données et simulations n'était guère possible parce que la structure réelle de la vallée est complexe avec une stratification interne marquée.

La prise en compte de géométries complexes est incluse dans la dernière partie de ce travail. Elle comprend la généralisation de la méthode de simulation aux modèles stratifiés avec des interfaces irrégulières excités par des ondes incidentes de type P, SV, SH, Rayleigh ou Love. De nombreuses applications sont possibles avec cette méthode, y compris la diffraction des ondes de surface de longue période à travers des structures lithosphériques. Nous étudions actuellement la zone Sorgenfrei-Tornquist, où nous avons identifié un changement majeur de structure. Une autre application prévue est celle de la modélisation des paramètres de source d'un séisme situé en domaine océanique et enregistré sur le continent.

A côté de ces applications il reste encore à poursuivre le développement théorique des méthodes de simulation. En ce qui concerne IBEM, l'extension aux problèmes 3D est un objectif évident. D'autres développements sont possibles, comme l'étude des milieux fracturés, ou encore l'étude des sources sismiques, notamment pour préciser la radiation du glissement d'une faille en présence d'hétérogénéités.

Cette thèse montre la richesse des solutions liées à la diffraction des ondes dans des milieux et configurations qui s'approchent de la réalité. Il reste néanmoins beaucoup de travail à faire et toute une compréhension à développer.

Bibliographie

- Abramowitz M. and Stegun I. A., 1972. *Handbook of Mathematical Functions*, Dover, New York.
- Aki K. et P. G. Richards, 1980. *Quantitative seismology*, W.H. Freeman, San Francisco.
- Aki K. and Larner K. L., 1970. Surface motion of a layered medium having an irregular interface due to incident plane SH waves, *J. Geophys. Res.*, **75**, 1921-1941.
- Anooshehpour, A. and Brune J. N., 1989. Foam rubber modeling of topographic and dam interaction effects at Pacoima Dam, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **79**, 1347-1360.
- Ansorge J., Blundell D., and Mueller St., 1992. *Europe's lithosphere - seismic structure*. In: D. Blundell, R. Freeman, and St. Mueller (eds.), *A Continent Revealed: The European Geotraverse*. Cambridge University Press, 33-69.
- Balling N., 1994. Heat flow and lithospheric temperature in the Baltic Shield - northern segment of the European Geotraverse. *Tectonophysics*, in press.
- Bard, P.-Y., 1982. Diffracted waves and displacement field over two-dimensional elevated topographies, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **71**, 731-760.
- Bard P.-Y. and M. Bouchon, 1980. The seismic response of sediment-filled valleys. Part 1. The case of incident SH waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **70**, 1263-1286.
- Bard P.-Y. and M. Bouchon, 1980. The seismic response of sediment-filled valleys. Part 2. The case of incident P and SV waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **70**, 1921-1941.
- Bard P.-Y. et J.-P. Mèneroud, 1987. Modification du signal sismique par la topographie. Cas de la vallée de la Roya (Alpes-Maritimes), *Bull. Liaison Labo P. et Ch.*, **150/151**, 140-151.
- Bard, P.-Y. and Tucker B. E., 1985. Underground and ridge site effects: a comparison of observation and theory, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **75**, 905-922.
- Ben Menahem A. B.-M. et S. J. Singh, 1981. *Seismic waves and sources*, Springer Verlag, Berlin.
- Berthelsen A., 1992. *From Precambrian to Variscan Europe*. In: D. Blundell, R. Freeman, and St. Mueller (eds.), *A Continent Revealed: The European Geotraverse*. Cambridge University Press, 153-164.
- Boore, D. M., 1973. The effect of simple topography on seismic waves: implications for the accelerations recorded at Pacoima Dam, San Fernando Valley, California, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **63**, 1603-1609.
- Borcherdt R. D. and G. Glassmoyer, 1992. On the characteristics of local geology and their influence on ground motions generated by the Loma Prieta earthquake in the San Francisco Bay region, California, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **82**, 603-641.

Bouchon, M., 1973. Effect of topography on surface motion, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **63**, 615-632.

Bouchon M., 1978. The importance of the surface or interface P wave in near-earthquake studies, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **68**, 1293-1311.

Bouchon, M., 1985. A simple, complete numerical solution to the problem of diffraction of SH waves by an irregular surface, *J. Acoust. Soc. Am.*, **77**, 1-5.

Bouchon M. et K. Aki, 1977. Discrete wave-number representation of seismic-source wave fields, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **67**, 259-277.

Bouchon M., M. Campillo et S. Gaffet, 1989. A boundary integral equation - discrete wavenumber representation method to study wave propagation in multilayered media having irregular interfaces, *Geophysics*, **54**, 1134-1140.

Calcagnile G., 1982. The lithosphere-asthenosphere system in Fennoscandia. *Tectonophysics*, **90**, 19-35.

Calcagnile G., 1991. Deep structure of Fennoscandia from fundamental and higher mode dispersion of Rayleigh waves. *Tectonophysics*, **195**, 139-149.

Calcagnile G., Pierri P., Del Gaudio V., and Mueller St., 1990. *A two-dimensional velocity model for the upper mantle beneath FENNOLOGRA from seismic surface waves and body waves*. In: Freeman R., Giese P., and Mueller St. (eds.), *The European Geotraverse: Integrative Studies*, European Science Foundation, Strasbourg, 49-66.

Campillo M. et M. Bouchon, 1985. Synthetic SH seismograms in a laterally varying medium by the discrete wavenumber method, *Geophys. J.R. Astr. Soc.*, **83**, 307-317.

Campillo, M., Bard P.-Y., Nicollin F., and Sánchez-Sesma F., 1988. The Mexico earthquake of September 19, 1985 - The incident wavefield in Mexico City during the Great Michoacán earthquake and its interaction with the deep basin, *Earthquake spectra*, **4**, 591-608.

Cao S. et K. J. Muirhead (1993). Finite difference modelling of Lg blockage, *Geophys. J. Int.*, **115**, 85-96.

Cassel B. R., Mykkelveit S., Kanestrøm R. and Husebye E. S. , 1983. A North Sea - southern Norway seismic crustal profile. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **72**, 733-753.

Cermák V., and Bodri L., 1994. Three-dimensional deep temperature modelling along the European Geotraverse. *Tectonophysics*, in press.

Cermák V., and Hurtig, 1979. *Heat flow map of Europe*. In: V. Cermák and L. Rybach (eds), *Terrestrial Heat Flow in Europe*. Springer-Verlag, Berlin.

Çelebi, M., 1987. Topographical and geological amplifications determined from strong-motion and aftershock records of the 3 March 1985 Chile earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **77**, 1147-1167.

Chew W. C., 1990. *Waves and fields in Inhomogeneous Media*, Van Nostrand Reinhold, New York.

Clough R. W., 1970. *Earthquake response of structures*. In: R. L. Wiegell, (ed.), *Earthquake Engineering*, Prentice-Hall.

Dainty A. M. and Toksöz M. N., 1990. Array analysis of seismic scattering, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **80**, 2242-2260.

Davis, L. L. and West L. R., 1973. Observed effects of topography on ground motion, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **63**, 283-298.

Dost B. , 1986. Preliminary results from higher-mode surface-wave measurements in western Europe using the NARS array. *Tectonophysics*, **128**, 289-301.

Dost B. , 1990. Upper mantle structure under western Europe from fundamental and higher mode surface waves using the NARS array. *Geophys. J. Int.*, **100**, 131-151.

Drake L. A. et B. A. Bolt (1980). Love waves normally incident at a continental boundary, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **70**, 1103-1123.

Dravinski M. et T. K. Mossessian, 1987. Scattering of plane harmonic P, SV, and Rayleigh waves by dipping layers of arbitrary shape, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **77**, 212-235.

Dziewonski A., Bloch S. and Landisman M. , 1969. A technique for the analysis of transient seismic signals. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **59**, 427-444.

EUGENO-S Working Group , 1988. Crustal structure and tectonic evolution of the transition between the Baltic shield and the North German Caledonides (The EUGENO-S Project). *Tectonophysics*, **150**, 253-348.

Fitas A. J. S. et L. AL Mendes-Victor (1992). Rayleigh waves normally incident at a continental boundary, *Geophys. J. Int.*, **109**, 171-182.

Frankel A. and J. Vidale, 1992. A three-dimensional simulation of seismic waves in the Santa Clara Valley, California, from a Loma Prieta aftershock, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **82**, 2045-2074.

Freire S., Ulrych L. M. and Tad J., 1988. Application of singular value decomposition to vertical seismic profiling, *Geophysics*, **53**, 778-785.

Herrmann R. B., 1987. *Computer Programs in seismology*, Saint Louis University.

Hurtig E., Cermák V., Haenel R., and Zui V. (eds.), 1992. *Geothermal Atlas of Europe*, Herman Haack Verlagsgesellschaft m.b.H., Gotha.

Husebye E. S., Hovland J., Christoffersson A., Åkstrom K., Slunga R., Lund C.-E , 1986. Tomographical mapping of the lithosphere and asthenosphere beneath southern Scandinavia and adjacent areas. *Tectonophysics*, **128**, 229-250.

Gaffet S. et M. Bouchon, 1989. Effects of two-dimensional topographies using the discrete wavenumber-boundary integral equation method in P-SV cases, *J. Acoust. Soc. Am.*, **85**, 2277-2283.

Geli, L., Bard P.-Y. and Jullien Béatrice, 1988. The effect of topography on earthquake ground motion: a review and new results, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **78**, 42-63.

Glangeaud , F. and Lacoume J. L., 1985. Correction of seismic traces by adaptative signal

- processing, *IASTED Intern. Symposium*, Paris.
- Glangeaud, F. and Latombe D., 1983. Identification of electromagnetic sources, *Annales Geophysicae*, **1-3**, 245-252.
- Glangeaud F. and Mari J. L., 1993. Wave separation - Part 1, *Revue de l'Institut Francais du Pétrole*, **48**, 467-500.
- Glangeaud F. and Mari J. L., 1994. *Wave separation.*, Editions Technip, in press.
- Gregersen S. et L. E. Alsop, 1976. Mode conversion of love waves at a continental margin, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **66**, 1855-1872.
- Griffiths, D. W. and Bollinger G. A., 1979. The effect of Appalachian mountain topography on seismic waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **69**, 1081-1105.
- Gutierrez C. and S. K. Singh, 1992. A site effect study in Acapulco, Guerrero, Mexico: comparison of results from strong-motion and microtremor data. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **82**, 642-659.
- Jongmans D. and M. Campillo, 1990. The 1983 Liège earthquake: damage distribution and site effects, *Earthquake spectra*, **6**, 713-737.
- Jongmans D., M. Campillo and D. Demanet, 1990. The use of surface wave inversion and seismic reflection methods for engineering applications, in *Proc. of the 6th Int. Congress of I.A.E.G.*, Amsterdam, 6-10 August, Vol. 2, 979-985.
- Jongmans D. and M. Campillo, 1993. The response of the Ubaye Valley (France) for incident SH and SV waves: comparison between measurements and modeling, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **83**, 907-924.
- Kawase H., 1988. Time-domain response of a semicircular canyon for incident SV, P, and Rayleigh waves calculated by the discrete wavenumber boundary element method, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **78**, 1415-1437.
- Kawase H. et K. Aki, 1989. A study on the response of a soft basin for incident S, P, and Rayleigh waves with special reference to the long duration observed in Mexico City, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **79**, 1361-1382.
- Kawase H. and Aki K., 1990. Topography effect at the critical SV wave incidence: Possible explanation of damage pattern by the Whittier Narrow, California, earthquake of 1 October 1987, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **80**, 1-22.
- Kennett B. L. N. et N. J. Kerry, 1979. Seismic waves in stratified half spaces, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **57**, 557-583.
- Kennett B. L. N., 1984. Guided-wave propagation in laterally varying media. I. Theoretical development, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **79**, 235-255.
- Kennett B. L. N. et G. Nolet, 1990. The interaction of the S-wavefield with upper mantle heterogeneity, *Geophys. J. Int.*, **101**, 751-762.
- Khair K. R., S. K. Datta et A. H. Shah, 1989. Amplification of obliquely incident seismic waves by cylindrical alluvial valleys of arbitrary cross-sectional shape. Part I. Incident P

- and SV waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **79**, 610-630.
- Khair K. R., S. K. Datta and A. H. Shah, 1991. Amplification of obliquely incident seismic waves by cylindrical alluvial valleys of arbitrary cross-sectional shape. Part II. Incident SH and Rayleigh waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **81**, 346-357.
- King J. L. and B. E. Tucker, 1984. Observed variations of earthquake motion across a sediment-filled valley, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **74**, 137-151.
- Kinck J. J., Husebye E. S. and Lund C.-E., 1991. The South Scandinavian crust: Structural complexities from seismic reflection and refraction profiling. *Tectonophysics*, **189**, 117-133.
- Knopoff L., Mueller S., and Pilant W. L., 1966. Structure of the crust and upper mantle in the Alps from the phase velocity of Rayleigh waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **56**, 1009-1044.
- Kupradze V.D., 1963. *Dynamical problems in elasticity*. In: I.N. Sneddon and R. Hill, (Editors), *Progress in Solid Mechanics*, Vol. III, North-Holland, Amsterdam, 191-255.
- Lamb H., 1904. On the propagation of tremors over the surface of an elastic solid, *Philos. Trans. R. Soc. London.*, Ser. A, **203**, 1-42.
- Lee J.-J. and C. A. Langston, 1983. Wave propagation in a three-dimensional circular basin. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **73**, 1637-1653.
- Lee V. W. et H. Cao, 1989. Diffraction of SV waves by circular canyons of various depths, *J. Eng. Mech. Am. Soc. Civil Eng.*, **115**, 2035-2056.
- Lines L. R. and Treitel S., 1984. Tutorial: a review of least-squares inversion and its application to geophysical problems, *Geophys. Prospect.*, **32**, 159-186.
- Liu S. W., S. K. Datta and M. Bouden, 1991. Scattering of obliquely incident seismic waves by a cylindrical valley in a layered half-space, *Int. J. Earthquake Eng. Struct. Dyn.*, **20**, 859-870.
- Luco J. E., H. L. Wong and F. C. P. De Barros, 1990. Three-dimensional response of a cylindrical canyon in a layered half-space. *Int. J. Earthquake Eng. Struct. Dyn.*, **19**, 799-817.
- Manolis G. D. et D. E. Beskos, 1988. *Boundary Element Methods in Elastodynamics*, Unwin Hyman, London.
- Mars J., Glangeaud F., Lacoume F., Fourmann J. L. and Spitz S., 1987. Separation of seismic waves, *57th SEG Meeting*, New Orleans, Expanded Abstracts, 489-492.
- Mateos J. L., J. Flores, O. Novaro, J. M. Alvarez-Tostado and T. H. Seligman, 1993. Generation of inhomogeneous P waves in a layered medium, *Tectonophysics*, **218**, 247-256.
- Maupin V., 1988. Surface waves across 2-D structures: a method based on coupled local modes, *Geophys. J.*, **93**, 173-185.
- Maupin V., 1992. Modelling of laterally trapped surface waves with application to Rayleigh

- waves in the Hawaiian swell, *Geophys. J. Int.*, **110**, 553-570.
- Meissner R., Wever Th., and Flüh E. R., 1987. The Moho in Europa - Implications for crustal development. *Annales Geophysicae*, **5**, 357-364.
- Mercier, J. L., Carey E., Philip H. and Sorel D., 1976. La néotectonique plio-quaternaire de l'arc égéen externe et de la mer Egée et ses relations avec la sismicité, *Bull. Soc. Géol. France*, **7**, 355-372.
- Mermoz H., 1976. Imagerie, corrélation et modèles, *Ann. des Télécommunications*, **31**, 17-36.
- Morse P. M. and Feshbach H., 1953. *Methods of Mathematical Physics, Part II*, McGraw-Hill, New York.
- Mueller St. and Panza G. F., 1984. *The lithosphere-asthenosphere system in Europe*. In: Galson D.A., Mueller St., and Munsch B. (eds.), First EGT Workshop: The Northern Segment, European Science Foundation, Strasbourg, 23-26.
- Nicollin, F., Glangeaud F., Thouvenot F. and Lambert M., 1988. The spectral matrix method applied to explosion seismology data: examples from the Western Alps, *European Geophys. Soc. Meeting*, Bologna.
- Nolet G., 1977. Upper mantle under western Europe inferred from the dispersion of Rayleigh waves. *J. Geophys.*, **43**, 265-285.
- Nolet G., 1990. Partitioned waveform inversion and two-dimensional structure under the Network of Autonomously Recording Seismographs. *J. Geophys. Res.*, **95**, 8499-8512.
- Panza G. F., Mueller ST., Calcagnile G., 1980. The gross features of the lithosphere-asthenosphere system in Europe from seismic surface waves and body waves. *PAGEOPH*, **118**, 1209-1213.
- Pao Y.-H. and Varatharajulu V., 1976. Huygens' principle, radiation conditions, and integral formulas for the scattering of elastic waves, *J. Acoust. Soc. Am.*, **59**, 1361-1371.
- Pedersen, H., Sánchez-Sesma F and Campillo M., 1994. Three-dimensional scattering by two-dimensional topographies, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **84**, 1169-1183.
- Pei D. and A. S. Papageorgiou, 1993, (abstract). Three-dimensional response of an infinitely long cylindrical canyon to obliquely incident seismic waves, *Seism. Res. Lett.*, **64**, 27.
- Pei D. and A. S. Papageorgiou, 1993. Study of the response of cylindrical alluvial valleys of arbitrary cross-section to obliquely incident seismic waves using the discrete wavenumber boundary element method, in *Soil Dynamics and Earthquake Engineering VI*, A. S. Cakmak and C. A. Brebbia, (Editors), Comp. Mech. Publications - Elsevier Appl. Sc., Southampton-London, pp. 149-161.
- Phillips W. S., S. Kinoshita and H. Fujiwara, 1993. Basin-induced Love waves observed using the strong-motion array at Fuchu, Japan, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **83**, 64-84.
- Poupinet G., Ellsworth W. L. and Frechet J., 1984. Monitoring velocity variations in the

- crust using earthquake doublets: an application to the Calaveras Fault, California. *J. Geophys. Res.*, **89**, 5719-5731.
- Rial J. A., 1989. Seismic wave resonances in 3D sedimentary basins, *Geophys. J. Int.*, **99**, 81-90.
- Rogers A. M., R. D. Borchardt, P. A. Covington and D. M. Perkins, 1984. A comparative ground response study near Los Angeles using recordings of Nevada nuclear tests and the 1971 San Fernando earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **74**, 1925-1949.
- Rogers, A. M., Katz L. J. and Bennett T. J., 1974. Topographic effects on ground motion for incident P waves: a model study, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **64**, 437-456.
- Sánchez-Sesma, F. J., 1983. Diffraction of elastic waves by three-dimensional surface irregularities, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **73**, 1621-1636.
- Sánchez-Sesma, F. J., Bravo M. A. and Herrera I., 1985. Surface motion of topographical irregularities for incident P, SV, and Rayleigh waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **75**, 263-269.
- Sánchez-Sesma F. J et M. Campillo, 1991. Diffraction of P, SV and Rayleigh waves by topographical features: a boundary integral formulation, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **81**, 2234-2253.
- Sánchez-Sesma F. J et M. Campillo, 1993. Topographic effects for incident P, SV and Rayleigh waves, *Tectonophysics*, **218**, 113-125.
- Sánchez-Sesma F. J. et J. Esquivel, 1979. Ground motion on alluvial valleys under incident plane SH waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **69**, 1107-1120.
- Sánchez-Sesma, F. J., Herrera I. and Avilés J., 1982. A boundary method for elastic wave diffraction: application to scattering of SH waves by surface irregularities, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **72**, 473-490.
- Sánchez-Sesma F. J et F. Luzón, 1994. Seismic response of three-dimensional alluvial valleys for incident P, S, and Rayleigh waves, submitted.
- Sánchez-Sesma F. J., L. E. Pérez-Rocha and S. Chávez-Pérez, 1989. Diffraction of elastic waves by three-dimensional surface irregularities. Part II., *Bull. Seism. Soc. Am.*, **79**, 101-112.
- Sánchez-Sesma F. J., L. E. Pérez-Rocha and E. Reinoso, 1993. Ground motion in Mexico City during the April 25, 1989, Guerrero earthquake, *Tectonophysics*, **218**, 127-140.
- Sánchez-Sesma F. J, J. Ramos-Martínez et M. Campillo, 1993. An Indirect boundary element method applied to simulate the seismic response of alluvial valleys for incident P, S and Rayleigh waves, *Earthq. Eng. Struct. Dyn.*, **22**, 279-295..
- Sánchez-Sesma F. J. and Rosenblueth E., 1979. Ground motion on alluvial valleys under incident plane SH waves. *Int. J. Earthquake Eng. Struct. Dyn.*, **7**, 441-450.
- Schlue J. W. et K. K. Hostettler, 1987. Rayleigh-wave phase velocity and amplitude values in the presence of lateral heterogeneities, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **77**, 244-255.

- Singh S. K., E. Mena and R. Castro, 1988. Some aspects of source characteristics of the 19 september 1985 Michoacan earthquake and ground motion amplification in and near Mexico City from strong motion data, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **78**, 451-477.
- Snieder R., 1988. Large-Scale waveform inversions of surface waves for lateral heterogeneity 2. Application to surface waves in Europe and the Mediterranean, *J. Geophys. Res.*, **93**, 12067-12080.
- Stuart G.W., 1978. The upper mantle structure of the North Sea region from Rayleigh wave dispersion. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **52**, 367-382.
- Thouvenot F. and Ménard G., 1990. Allochthony of the Chartreuse subalpine massif: explosion-seismology constraints, *J. Struct. Geol.*, **12**, 113-121.
- Thouvenot F. and Perrier G., 1980. Seismic evidence of a crustal overthrust in the Western Alps, *Pure and Appl. Geophys.*, **119**, 163-184.
- Todorovska M.I. and Lee V. W., 1990. A note on response of shallow circular valleys to Rayleigh waves: Analytical approach, *Earthquake Eng. Eng. Vibration*, **10**, 21-34.
- Todorovska M.I. and Lee V. W., 1991. Surface motion of circular valleys of variable depth for incident plane SH waves, *Soil Dyn. Earthquake Eng.*, **10**, 192-200.
- Trifunac M. D., 1971. Surface motion of a semi-cylindrical alluvial valley for incident plane SH waves. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **61**, 1755-1770.
- Trifunac M. D., 1973. Scattering of plane SH waves by a semi-cylindrical canyon. *Int. J. Earthquake Eng. Struct. Dyn.*, **1**, 267-281.
- Trifunac, M. D. and Hudson D. E., 1971. Analysis of the Pacoima Dam accelerogram - San Fernando, California, earthquake of 1971, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **61**, 1393-1141.
- Tucker B. E. and J. L. King, 1984. Dependence of sediment-filled valley response on input amplitude and valley properties, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **74**, 153-165.
- Umeda Y., Kuroiso A., Ito K. and Muramatu I., 1987. High accelerations produced by the Western Nagano Prefecture, Japan, earthquake of 1984, *Tectonophysics*, **141**, 335-343.
- Wong H. L., 1982. Effect of surface topography on the diffraction of P, SV, and Rayleigh waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **72**, 1167-1183.
- Wong H. L. et P. C. Jennings, 1975. Effect of canyon topographies on strong ground motion, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **65**, 1239-1257.
- Zhang L. et A. K. Chopra, 1991. Three-dimensional analysis of spatially varying ground motions around a uniform canyon in a homogeneous half-space; *Int. J. Earthquake Eng. Struct. Dyn.*, **20**, 911-926.
- Zielhuis A. and Nolet G., 1994. Shear wave velocity variations in the upper mantle beneath central Europe, *Geophys; J. Int.*, **117**, 695-715.

**Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier
Grenoble I**

Titre de l'ouvrage:

Etude de la diffraction tridimensionnelle des ondes sismiques dans des structures à géométrie bidimensionnelle. Développement théorique et applications.

Nom de l'auteur: Helle Anette PEDERSEN

Etablissement: LGIT

La diffraction tridimensionnelle (3D) des ondes sismiques par des structures à géométrie bidimensionnelle (2D) est étudiée par la méthode indirecte d'éléments de frontière (IBEM, pour Indirect Boundary Element Method). Les ondes incidentes peuvent arriver en dehors du plan 2D et, en conséquence, la diffraction est 3D avec couplage de tous les types d'onde.

Ce travail est divisé en trois parties. La théorie de IBEM et son extension aux problèmes de diffraction 3D par des structures 2D sont présentées dans la première partie. La deuxième est consacrée à l'application de la méthode pour l'étude de la diffraction et de l'amplification par des reliefs topographiques et des vallées sédimentaires. La dernière partie consiste en l'étude d'une suture lithosphérique et en une simulation numérique de la diffraction des ondes de surface par cette suture.

Les résultats majeurs de ce travail sont à la fois de nature théorique et pratique. IBEM s'avère être une méthode précise et rapide pour simuler la diffraction 3D par des structures 2D. Elle est numériquement stable et permet le calcul du champ d'onde complet en prenant en compte le transfert d'énergie entre différents types d'ondes. IBEM semble ainsi être un outil prometteur pour l'interprétation de données sismologiques. L'analyse de données ainsi que les simulations numériques de la propagation d'ondes au travers de reliefs topographiques et de vallées sédimentaires montrent que: 1) les effets 3D sont importants, 2) l'amplification due aux reliefs topographiques est faible, et 3) des ondes diffractées sont émises du sommet des reliefs. Enfin, nous avons mis en évidence un changement rapide de la structure lithosphérique sous la zone Sorgenfrei-Tornquist par analyse d'ondes de Rayleigh de longue période. La simulation numérique montre que les ondes de Rayleigh incidentes sur une telle suture sont transmises ou réfléchies sous la forme d'ondes de surface ou de volume.

Mots-clés: Diffraction, Risque sismique, Ondes de surface, Reliefs topographiques, Lithosphère, Vallées sédimentaires, Éléments de frontière.