



HAL
open science

Etude de la propagation des ondes sismiques dans les milieux fissurés : atténuation, anisotropie et migration de fluide induite par un séisme

Sylvie Kelner

► **To cite this version:**

Sylvie Kelner. Etude de la propagation des ondes sismiques dans les milieux fissurés : atténuation, anisotropie et migration de fluide induite par un séisme. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1997. Français. NNT : . tel-00708757

HAL Id: tel-00708757

<https://theses.hal.science/tel-00708757>

Submitted on 15 Jun 2012

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

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



OBSERVATOIRE DE GRENOBLE

et

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

présentée par

Sylvie KELNER

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 - Géochimie - Géomécanique

**Étude de la propagation des ondes sismiques dans les
milieux fissurés:
atténuation, anisotropie et migration de fluide
induite par un séisme**

Date de soutenance: 18 décembre 1997

Composition du jury:

M. M. Bouchon	Directeur de thèse	Directeur de Recherche CNRS, Grenoble
M. O. Coutant	Directeur de thèse	Physicien adjoint, Observatoire de Grenoble
M. J.-C. Gariel	Examineur	Ingénieur à l'IPSN, Fontenay-aux-Roses
M. R. Madariaga	Président-rapporteur	Professeur à l'Université Paris VII
Mme L. Nicoletis	Examineur	Ingénieur à l'IFP, Rueil-Malmaison
M. G. Wittlinger	Rapporteur	Professeur à l'Université Strasbourg I

Thèse préparée au sein du Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique
de GrenobleUniv. J. Fourier - O.S.U.G.
MAISON DES GEOSCIENCES
DOCUMENTATION
B.P. 53
F. 38041 GRENOBLE CEDEX
Tél. 04 76 69 54 27 - Fax 04 76 51 40 58
Mail : ptalour@ujf-grenoble.fr

18 AOÛT 2003

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

THÈSE

présentée par

Sylvie KELNER

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 - Géochimie - Géomécanique**

**Étude de la propagation des ondes sismiques dans les
milieux fissurés:
atténuation, anisotropie et migration de fluide
induite par un séisme**

Date de soutenance: 18 décembre 1997

Composition du jury:

M. M. Bouchon	Directeur de thèse	Directeur de Recherche CNRS, Grenoble
M. O. Coutant	Directeur de thèse	Physicien adjoint, Observatoire de Grenoble
M. J.-C. Gariel	Examineur	Ingénieur à l'IPSN, Fontenay-aux-Roses
M. R. Madariaga	Président-rapporteur	Professeur à l'Université Paris VII
Mme L. Nicoletis	Examineur	Ingénieur à l'IFP, Rueil-Malmaison
M. G. Wittlinger	Rapporteur	Professeur à l'Université Strasbourg I

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

10194889

A mes parents

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier avant tout mes deux directeurs de thèse, Michel BOUCHON et Olivier COUTANT, qui m'ont guidée au cours de ces trois années de thèse. Sans leur expérience en sciences de la Terre et leurs conseils, ce travail de thèse n'aurait pu être mené à bien. J'ai beaucoup apprécié leur gentillesse et toute l'attention qu'ils ont montrée à mon travail.

Je remercie également Raül MADARIAGA d'avoir accepté d'être à la fois président du jury et rapporteur de thèse. Je lui suis très reconnaissante d'avoir apporté un regard critique à mon travail. Un très grand merci aussi à Gérard WITTLINGER pour tout le temps qu'il a consacré en tant que second rapporteur de ma thèse, mon sujet de thèse étant très particulier en sismologie. Je n'oublierai pas non plus Laurence NICOLETIS et Jean-Christophe GARIEL que je remercie sincèrement d'avoir rempli les rôles d'examineurs dans mon jury de thèse.

Je voudrais aussi exprimer toute ma reconnaissance vis-à-vis de Georges POUPINET pour m'avoir accueillie dans son laboratoire et Guy PERRIER dans son Ecole Doctorale.

I am also very grateful to Prof. John HUDSON who helped me by giving me non-published equations concerning 2D cracked media. This really allowed me to complete my work, especially in Chapter 5.

Un très grand merci à Catherine PÉQUÉGNAT pour sa disponibilité et son aide constantes lors des problèmes informatiques que j'ai rencontrés pendant ces quatre années passées au LGIT.

Je voudrais également remercier très vivement Jocelyn, François, Corinne et Judith pour m'avoir aidée, en particulier à la fin de la thèse, dans les finitions du mémoire et la préparation de la soutenance.

Je remercie aussi tous les membres du laboratoire qui m'ont soutenue, au cours de mon séjour à Grenoble, grâce à leur gentillesse et leur bonne humeur.

Enfin, je remercie sincèrement toute ma famille qui n'a pas arrêté de me soutenir et de m'encourager tout au long de mes études. Sa présence constante m'a été d'une grande aide.

TABLE DES MATIÈRES

VI

Chapitre I

Introduction

I.1. Définition

I.2. Historique

I.3. Classification

I.4. Méthodes

I.5. Conclusion

Chapitre II

Introduction

II.1. Définition

II.2. Historique

II.3. Classification

II.4. Méthodes

II.5. Conclusion

II.6. Bibliographie

Univ. J. Fourier - O.S.U.G.
 MAISON DES GEOSCIENCES
 DOCUMENTATION
 B.P. 53
 F. 38041 GRENOBLE CEDEX
 Tél: 04.76.63.54.27 - Fax 04.76.51.40.58
 Mail: pfatour@ujf-grenoble.fr

18 AOUT 2003

Introduction 1

Chapitre I: Propagation des ondes en milieu hétérogène:

introduction 7

I Introduction 9

II Bref historique de l'étude de la propagation des ondes dans des milieux hétérogènes 9

III Application à la Terre, corps hétérogène à trois dimensions 11

IV. Classification des différents régimes de propagation..... 13

V Propagation des ondes sismiques aux grandes longueurs d'ondes dans des milieux fissurés..... 16

 1 Introduction..... 16

 2 Théorie et équations de base 17

VI Conclusion du chapitre 19

Chapitre II: Méthode indirecte d'équations intégrales aux frontières (DWBIEM) 21

I Introduction 23

II Formulation du problème..... 23

III Description de la méthode de résolution 24

IV Choix des paramètres 30

V Conclusion du chapitre 31

Chapitre III: Phénoménologie 33

I Introduction..... 35

II Rayonnement d'une ou deux fissures..... 36

 1 Introduction..... 36

 2 Champ de déplacement rayonné par une ou deux fissures 37

 a) Généralités..... 37

 b) Différents cas 40

 3 Conclusion..... 52

III Déformation d'une ou deux fissures et pression d'une ou deux fissures remplies de fluide	52
1 Introduction.....	52
2 Champ de déplacement et pression fluide sur une face de fissure.....	53
a) Généralités.....	53
b) Différents cas	54
3 Conclusion.....	62
IV Conclusion du chapitre	62
Chapitre IV: Diffraction multiple et atténuation	63
I. Introduction.....	65
II Méthode itérative approchée.....	66
1. Description de la méthode.....	66
a) Introduction	66
b) Développement de la méthode itérative	66
2. Différents tests.....	72
a) Configuration peu dense de fissures	74
b) Configuration dense de fissures	74
c) Configuration de fissures de densité intermédiaire	77
3. Conclusion.....	81
III Atténuation de l'onde directe par diffraction multiple sur des fissures.....	81
1. Quantification de l'atténuation	81
2. Résultats.....	83
a) Cas d'un faible nombre de fissures.....	83
b) Cas d'un nombre important de fissures.....	91
3. Conclusion.....	94
IV Complément : vitesse moyenne à basse fréquence	96
1. Introduction.....	96
2. Formule de la vitesse moyenne des ondes P.....	96
3. Résultats.....	97
a) Cas d'un faible nombre de fissures.....	97
b) Cas d'un nombre important de fissures.....	98
4. Conclusion.....	100
V. Conclusion du chapitre	100

Chapitre V: Modélisation de l'anisotropie superficielle observée à Garner Valley, par des milieux fissurés	103
I Introduction.....	105
II Les données.....	107
1. Le site de Garner Valley.....	107
2. Etude de l'anisotropie.....	115
III Le modèle	118
IV La mesure de l'anisotropie	120
V Résultats.....	122
1. Modèles avec deux fissures.....	122
a) Simulations numériques	122
b) Conclusion	124
2. Modèle avec deux fissures remplies de fluide	127
3. Modèles avec plus de deux fissures.....	128
a) Simulations numériques	128
b) Conclusion	137
VI Atténuation des ondes S à partir de sismogrammes synthétiques et d'accélérogrammes expérimentaux, enregistrés à Garner Valley.....	138
1. Atténuation des ondes S à partir de sismogrammes synthétiques	138
a) Introduction	138
b) Formule du facteur d'atténuation	138
c) Evaluation du facteur d'atténuation pour différents modèles de milieux fissurés.....	139
d) Conclusion.....	149
2. Atténuation des ondes S à partir de sismogrammes enregistrés à Garner Valley	150
a) Introduction	150
b) Formule du facteur d'atténuation	150
c) Tri des données expérimentales de Garner Valley	151
d) Résultats.....	152
3. Conclusion sur l'atténuation des ondes S	157
VII Conclusion du chapitre	159

Chapitre VI: Etude de la réponse hydro-mécanique d'un massif fracturé à un séisme 161

I Introduction163

II Réponse hydro-mécanique d'un massif fracturé à un séisme en champ proche164

 1. Le modèle de zone de faille164

 2. Les résultats.....166

III Variations de la pression fluide dans une fissure, à la suite d'une rupture en champ lointain171

 1. Le modèle de faille et de fissure171

 2. Les résultats.....171

IV Conclusion.....175

Conclusion 177

Annexes 183

Références bibliographiques 201

INTRODUCTION

La croûte terrestre renferme, en certains endroits, de nombreuses fissures vides ou remplies d'eau qui ont pour effet de diffracter les ondes élastiques. Il s'ensuit une atténuation et une dispersion de ces ondes. Les effets dus à des fractures sur la propagation des ondes s'observent à toutes les échelles, depuis l'échelle des microfissures jusqu'à celle des failles dans la croûte. D'autre part, des fissures ouvertes ont été rencontrées à des profondeurs allant jusqu'à quelques kilomètres, dans des régions où la contrainte effective est faible.

L'étude de la propagation des ondes élastiques dans des solides fissurés est un sujet qui présente un intérêt dans différents domaines de recherche. Elle permet avant tout de mieux connaître la structure de la croûte. D'un côté plus pratique, une meilleure connaissance de l'état de fracturation de la région d'un puits est primordiale pour une extraction optimale de pétrole, de gaz ou de chaleur géothermale. Il est aussi nécessaire de localiser et de caractériser la fracturation du sous-sol pour mener à bien des projets de stockages de déchets souterrains ou de constructions de tunnels. Les propriétés de la distribution des fissures, en un lieu bien précis, peuvent être décelées par l'atténuation et la dispersion des ondes sismiques qui sont diffractées par ces fissures. Une autre indication de la présence de fissures dans le sous-sol découle de l'observation de la biréfringence des ondes de cisaillement dans certaines régions. Ce phénomène s'explique par des alignements de fissures situées dans la croûte supérieure. En effet, la présence d'alignement d'inclusions, comme des fissures, ou d'impuretés est probablement la plus importante cause d'anisotropie des paramètres élastiques dans la Terre. Par ailleurs, les fissures jouent un rôle prépondérant dans les processus de préparation de certains gros tremblement de terre. En effet, certains séismes s'expliquent par la coalescence de fissures préexistantes.

Les fissures représentent les plus forts contrastes d'impédance qui peuvent être rencontrés dans un matériau. Elles contrôlent la résistance mécanique (étudiée dans les essais non destructifs) ainsi que les propriétés de transfert de fluides des matériaux (perméabilité). Une fissure ouverte correspond à une discontinuité du déplacement et à une continuité des contraintes dans le matériau. La méthode de base pour détecter et caractériser des fissures consiste à utiliser des ondes ultrasoniques ou des ondes sismiques élastiques. C'est pourquoi, la principale question que je me suis posée était: quels sont les effets de fissures ouvertes sur les ondes élastiques qui les rencontrent et,

inversement, comment des ondes élastiques peuvent agir sur des fissures préexistantes, comment les déforment-elles, en l'occurrence? Dans cette thèse, nous n'avons pas tenté de modéliser la fracturation de fissures préexistantes provoquée, par exemple, par une surpression du fluide contenu par les fissures.

Dans ce travail de thèse, nous avons premièrement étudié, par simulations numériques en deux dimensions, comment des milieux fissurés, présentant une orientation préférentielle de fissures, pouvaient être caractérisés sismiquement. Nous nous sommes ainsi intéressés aux phénomènes d'atténuation et d'anisotropie qui apparaissent lorsque des ondes élastiques rencontrent un milieu contenant des fissures parallèles. Le paramètre conditionnant la modélisation de l'un ou l'autre de ces deux phénomènes est le rapport entre la longueur d'onde de l'onde incidente et la longueur des fissures. Si la longueur d'onde incidente est plus grande que les fissures, c'est le phénomène d'anisotropie de vitesse qui est mis en évidence. Par contre, si la longueur d'onde est du même ordre de grandeur que la longueur des fissures, les ondes incidentes sont fortement atténuées par les fissures lesquelles jouent le rôle d'objets diffractants, c'est le domaine de la forte diffraction. En dernier lieu, nous avons brièvement étudié le comportement de fissures imperméables, remplies d'eau, situées en champ proche et en champ lointain d'une faille activée. Ces simulations numériques ont permis de mettre en évidence les déformations de fissures à proximité d'une faille en glissement, pendant et après ce séisme simulé. Par ailleurs, les variations de la pression du fluide à l'intérieur d'une fissure placée loin d'une faille en glissement ont été calculées pour différents angles d'incidence du champ d'onde sismique provenant de ce séisme lointain. Ce second axe de recherche est le point de départ de l'étude plus générale de la migration de fluides provoquée par un tremblement de terre, qu'il soit proche ou loin d'une zone fissurée contenant des fluides.

Ainsi, dans cette thèse, nous avons choisi de modéliser le caractère hétérogène de la croûte par une distribution discrète de fissures (comme Crampin, 1987, et Kaneshima, 1990) et non par une distribution continue et hétérogène de la structure en vitesse (Sato, 1984, 1990). De plus, nous avons adopté une approche déterministe, dans le sens où nous modélisons l'hétérogénéité de la croûte terrestre par des distributions particulières de fissures.

Jusqu'il y a une vingtaine d'années, les simulations numériques de propagation d'ondes dans des milieux hétérogènes en deux dimensions étaient limitées par les moyens informatiques existant à l'époque; en effet, les temps de calculs auraient été colossaux et la place mémoire disponible, insuffisante. Par contre, les progrès informatiques

augmentant continuellement, il est, de nos jours, possible de résoudre des problèmes de plus en plus complexes.

Plan de thèse:

Cette thèse s'articule autour de six chapitres. Les quatre derniers chapitres portent sur la modélisation de différents effets de la diffraction d'ondes P-SV par des distributions de fissures sur le champ d'ondes incident ou sur les fissures elles-mêmes:

- Quelles sont les ondes générées le long d'une fissure lorsque celle-ci est soumise à un champ d'ondes extérieur?

- Après avoir étudié le comportement individuel d'une fissure nous nous sommes posé la question suivante: comment une zone fracturée, caractérisée par des fissures parallèles, peut-elle atténuer un champ d'ondes extérieur qui traverse cette zone?

- Ensuite, nous nous sommes intéressés au cas particulier d'un ensemble de fissures verticales et nous avons étudié comment des distributions de fissures verticales pouvaient modéliser un milieu anisotrope comparable à un granite altéré ayant un comportement anisotrope, situé en un endroit particulier de la Californie.

- Enfin, suite à des observations de transferts de fluide après certains séismes, nous avons trouvé qu'il était important d'étudier les déformations subies par des fissures remplies d'un fluide non visqueux et situées en champ proche ou en champ lointain d'une faille en glissement.

Voici le plan un peu plus détaillé que nous avons suivi pour exposer ce travail.

Le **premier chapitre** a pour but d'introduire certaines notions concernant la propagation des ondes dans des milieux hétérogènes et de les replacer dans le cadre de la sismologie. La théorie développée par Hudson est exposée à la fin de ce chapitre: elle traite le problème de la propagation des ondes sismiques dans le cas où les longueurs d'onde excitatrices sont plus grandes que la taille moyenne des hétérogénéités, en particulier de fissures.

La méthode numérique qui a permis de réaliser des simulations numériques de propagation d'ondes élastiques dans des milieux fissurés est décrite au **chapitre deux**; c'est une technique indirecte d'équations intégrales aux frontières.

Ensuite, nous avons mené une étude phénoménologique au **chapitre trois** afin de mieux comprendre le comportement d'une ou deux fissures ouvertes, vides ou remplies d'un fluide non visqueux, lorsqu'elles étaient soumises à un champ d'ondes planes. Pour

cela, nous nous sommes placés dans le domaine de la forte diffraction et nous avons pu ainsi mettre en évidence différents types d'ondes qui étaient générés lors de la rencontre d'un champ d'ondes planes avec une (ou deux) fissure ouverte. Toutes les simulations numériques de cette thèse concernent des milieux fissurés à deux dimensions.

Au chapitre suivant, nous nous sommes intéressés aux effets de la diffraction multiple d'un champ d'onde plane incident non plus par une ou deux fissures, comme au chapitre précédent, mais par des distributions de fissures comprenant quelques dizaines de fissures. Ce **chapitre quatre** porte sur l'évaluation du pouvoir atténuant, en fonction de la longueur d'onde incidente, d'une distribution régulière de fissures vides lorsqu'elles sont soumises à une onde plane de type P. Une méthode itérative a été mise au point pour pouvoir considérer un grand nombre de fissures dans le calcul du champ de déplacement diffracté.

Au **chapitre cinq**, nous nous sommes fixés pour objectif de modéliser l'anisotropie superficielle observée sur le site de Garner Valley, dans le sud de la Californie, par des simulations numériques de propagation d'ondes P-SV dans des milieux isotropes transverses contenant des fissures vides qui présentent une orientation préférentielle. Dans cette étude, nous nous sommes placés dans le domaine des grandes longueurs d'onde grâce auquel nous avons accès aux propriétés moyennes du milieu fissuré comme la vitesse moyenne des ondes sismiques.

Enfin, le **chapitre six** concerne la modélisation, par simulations numériques, de la réponse hydro-mécanique d'un massif fracturé à un séisme, en champ proche et en champ lointain.

CHAPITRE I: PROPAGATION DES ONDES EN MILIEU HÉTÉROGÈNE: INTRODUCTION

I Introduction

Le caractère hétérogène de la croûte terrestre est à l'origine de la diffraction des ondes élastiques qui la traversent d'où l'apparition de la coda dans les sismogrammes. La coda correspond aux ondes enregistrées qui arrivent après les ondes de volume et de surface et dont l'amplitude diminue progressivement avec le temps. Ces arrivées tardives ont en effet été interprétées comme provenant de la diffraction des ondes haute fréquence par des hétérogénéités de petite échelle dans la Terre (Aki et Chouet, 1975).

La présence d'hétérogénéités dans la croûte terrestre peut également s'observer sous la forme d'une anisotropie lorsque les objets diffractants s'alignent selon des directions préférentielles ou sous la forme d'une atténuation des premières arrivées du champ d'onde sismique lorsque celui-ci a traversé une zone très hétérogène.

Dans ce chapitre introductif, après un bref historique sur l'étude de la propagation des ondes en milieu hétérogène, nous allons décrire les différentes observations de ces phénomènes à l'échelle terrestre, puis nous nous intéresserons à un cas particulier de milieux hétérogènes: les milieux fissurés.

II Bref historique de l'étude de la propagation des ondes dans des milieux hétérogènes

Au siècle dernier, en 1899, Lord Rayleigh s'est intéressé, en premier, au problème de la diffraction simple ("single scattering", en anglais), problème pour lequel les interactions entre objets diffractants peuvent être négligées. Par suite, cette théorie ne s'applique que pour de faibles densités d'objets diffractants.

Ce n'est qu'en 1945 que la théorie de la diffraction des ondes par un ensemble d'hétérogénéités a été développée pour la première fois par Foldy pour des ondes scalaires. Il a introduit le formalisme de la diffraction multiple ("multiple scattering", en anglais) des ondes en parallèle avec la diffraction multiple des particules (électrons, atomes, photons etc.) qui avait, à l'époque, déjà été étudiée dans le cadre de l'optique géométrique pour laquelle les phénomènes d'interférence, caractéristiques des ondes, sont négligés. Foldy a plus précisément considéré le problème de la diffraction d'une onde scalaire par une distribution aléatoire de points diffractants élastiques et isotropes (c'est-à-dire qui réémettent de l'énergie de façon uniforme dans toutes les directions). De là, il a introduit la notion de valeur moyenne sur un ensemble statistique de collections de

diffractions de quantités physiques comme la fonction d'onde et l'énergie transportée par cette onde.

Par la suite, Lax (1951) a suivi la démarche de Foldy en compliquant néanmoins son modèle de milieu diffractant en introduisant, entre autre, de l'anisotropie et de l'anélasticité.

Waterman (1968) propose une nouvelle formulation matricielle pour décrire la diffraction des ondes acoustiques par des objets lisses de formes quelconques ("T-matrix method" en anglais) et en 1971, il s'intéresse à la diffraction des ondes électromagnétiques. Waterman (1976) et Varadan et Pao (1976) ont ensuite étendu cette théorie aux ondes élastiques. Boström (1980) a résolu le problème d'une inclusion élastique placée dans du fluide. En 1983, Peterson *et al.* ont traité le cas d'une inclusion fluide dans un solide élastique et homogène; ils ont ainsi mis en évidence le phénomène de résonance à l'intérieur de l'inclusion fluide.

De manière générale, de nombreux modèles théoriques sur la diffraction des ondes sismiques ont été proposés : la diffraction simple -"single scattering", en anglais- en utilisant l'approximation de Born (Aki et Chouet, 1975), la diffraction multiple -"multiple scattering", en anglais- (Gao *et al.*, 1983a, 1983b; Zeng *et al.*, 1991), le flux d'énergie (Frankel et Wennerberg, 1987; Korn, 1990), la diffusion (Toksöz *et al.*, 1988) et des modèles de transport (Wu, 1985).

La plupart des modèles théoriques sur la diffraction supposent qu'intervienne uniquement un seul type d'onde, P ou S, et que la diffraction des ondes ne soit due qu'aux fluctuations de la distribution de vitesse du type d'onde considéré. Ces limitations peuvent être surmontées grâce à des solutions numériques. Des simulations numériques de la diffraction des ondes élastiques due à des perturbations de différents paramètres physiques (par exemple, vitesses, densité) n'ont été réalisées que très récemment (Frankel et Clayton, 1984; Gibson et Levander, 1988; Jannaud *et al.*, 1992; Roth et Korn, 1993; Wagner et Langston, 1992; Frankel et Clayton, 1986; Wu et Aki, 1985; Wu, 1994; Sato, 1994; Emmerich, 1992; Chang et McMechan, 1996).

Dans la plupart des cas, il est difficile de résoudre l'équation des ondes avec certaines conditions aux limites sans faire des approximations qui simplifient certains aspects du phénomène de la diffraction. Ainsi, pour des ondes se propageant dans des milieux aléatoirement hétérogènes, les solutions analytiques de l'équation des ondes ne sont valables que dans le cas d'une diffraction faible pour lequel les ondes diffractées de façon multiple ont été négligées (Chernov, 1960). Le cas de la diffraction forte ne peut être étudié que par des techniques numériques (Frankel et Clayton, 1986; Benites *et al.*,

1992, Kawahara et Yamashita, 1992; Murai *et al.*, 1995) ou par des simulations en laboratoire qui contrôlent la distribution de la taille et de la densité des diffracteurs ainsi que la source (Menke *et al.*, 1985, Matsunami, 1990).

Actuellement, le problème de la propagation des ondes dans des milieux hétérogènes est toujours à l'ordre du jour. Plus particulièrement, la sismologie trouve de nombreuses applications de la théorie de la diffraction des ondes élastiques dans des milieux hétérogènes pour étudier le corps hétérogène que représente notre planète Terre.

III Application à la Terre, corps hétérogène à trois dimensions

Le modèle classique de Terre à symétrie sphérique est trop simpliste. En réalité, la Terre s'est révélée être latéralement hétérogène depuis la croûte, le manteau jusqu'au noyau et ceci à différentes échelles, de la taille des grains des roches jusqu'à l'échelle crustale entre autre. La figure I.1 (Aki & Wu, 1988) décrit l'intensité et l'échelle de longueurs des hétérogénéités dans la croûte et le manteau terrestres en termes de \mathcal{V} , l'index de perturbation de vitesse sismique (ondes P ou S).

Ces hétérogénéités de différentes échelles ont différents effets sur les ondes sismiques. Les hétérogénéités de vitesse et de densité peuvent initier des changements de forme d'onde, de phase ou de temps de trajet, des fluctuations d'amplitude aussi bien qu'une atténuation apparente des arrivées directes. Elles peuvent aussi générer :

- des ondes de la coda, comme la coda des ondes P ou des ondes S ou encore des ondes Lg provoquées par des hétérogénéités lithosphériques,
- des précurseurs, comme les ondes diffractées des ondes PKP considérées comme étant les précurseurs des PKIKP, engendrés par des hétérogénéités situées près de la limite manteau-noyau.

Des structures emplacements près de la source sismique ou près du récepteur peuvent modifier les formes d'ondes sismiques par des effets de résonance ou d'autres phénomènes.

Une topographie ou une interface irrégulière peuvent être à l'origine de couplages entre les ondes de volume et les ondes de surface.

Des fissures orientées selon une direction privilégiée peuvent donner à la roche qui les contient un caractère anisotrope.

Les modifications subies par les ondes sismiques et dues à des hétérogénéités tridimensionnelles sont généralement définies sous l'expression anglaise de "seismic wave scattering" et de diffraction des ondes sismiques, en français.

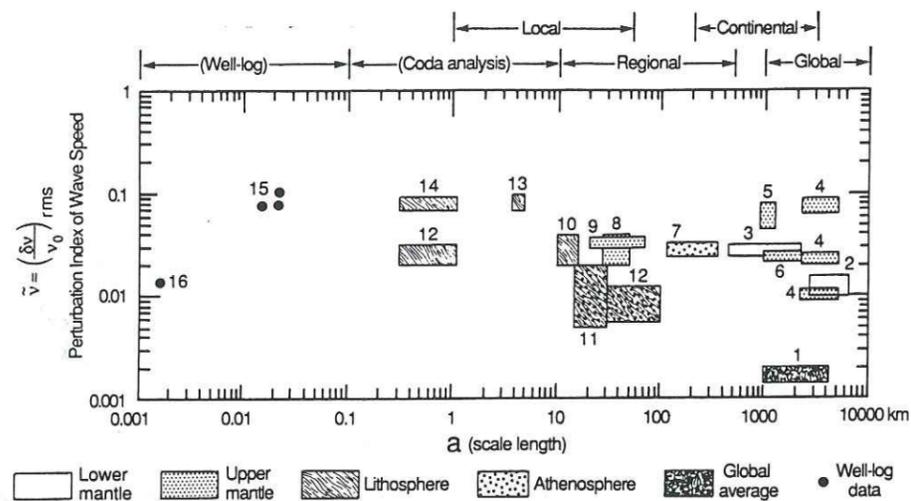


Figure 1
Strength-scale distribution of heterogeneities in the earth. a is the scale length, $\bar{v} = (\delta v/v_0)_{rms}$ is the velocity perturbation index of the heterogeneities.

Data are from:

- (1) Global average, from the analysis of mode splitting of free oscillation (SLEEP, N. H., R. J. GELLER, and S. STEIN, 1981, Bull. Seis. Soc. Amer. 71, 183-197)
- (2) Lower mantle, from body wave inversion (spherical harmonics, $K = 4, L = 6$), (DZIEWONSKI, A. M., 1984, J. Geophys. Res. 89, 5929-5952)
- (3) Lower mantle, from body wave tomography ($5^\circ \times 5^\circ$ cell) (CLAYTON, R. M. and P. COMER, 1984, Mathematical Geophysics)
- (4) Upper mantle, from surface wave waveform inversion (WOODHOUSE, J. H. and A. M. DZIEWONSKI, 1984, J. Geophys. Res. 89, 5953-5986)
- (5) Upper mantle (Pacific plate), from surface wave full-wave inversion (Rytov approximation) (YOMOGIDA, K. and K. AKI, 1987, Geophys. J. R. Astr. Soc. 88, 161-204)
- (6) Upper mantle (USA), from travel time inversion (ROMANOWICZ, B. A., 1979, Geophys. J. R. Astr. Soc. 57, 479-506)
- (7) Asthenosphere (Central USA, 125-225 km deep), from travel time inversion (COCKERHAM, U. S., and O. L. ELLSWORTH, 1979, EOS, Trans. AGU 60, 875 and RAIKES, S. A., Geophys. J. R. Astr. Soc. 63, 187-216)
- (8) Upper mantle (Southern California), from body wave tomography ($30 \times 30 \times 50$ km cell) (HUMPHREYS, E., R. W. CLAYTON and B. H. HAGER, 1984, Geophys. Res. Letters 11, 625-627)
- (9) Upper mantle, a summary, from travel time inversion (AKI, K., 1981, Tectonophysics 75, 31-40)
- (10) Lithosphere, from transmission fluctuation at LASA (AKI, K., 1973, J. Geophys. Res. 78, 1334-1346 and CAPON, J., 1974, Bull. Seis. Soc. Am. 64, 235-266)
- (11) Lithosphere, from transmission fluctuation at NORSAR (BERTEUSSEN, K. A., A. CHRISTOFFERSSON, E. S. HUSEBYE, and A. DAHLE, 1975, Geophys. J. R. Astr. Soc. 42, 403-417)
- (12) Lithosphere, from transmission fluctuation at NORSAR (FLATTÉ, S. M. and R. S. WU, 1988, J. Geophys. Res. 93, 6601-6614)
- (13) Lithosphere, from coda wave analysis (SATO, H., 1984, J. Geophys. Res. 89, 1221-1241)
- (14) Lithosphere, from coda wave analysis (WU, R. S. and K. AKI, 1985, J. Geophys. Res. 90, 10261-10273)
- (15) Crust, from acoustic well-log (SUZUKI, H., R. IKEDA, T. MIKOSHIBA, S. KINOSHITA, H. SATO, and H. TAKAHASHI, 1981, Rev. Res. Disast. Prev. 65, 1-162)
- (16) Crust, from acoustic well-log (WU, R. S., 1982, Geophys. Res. Lett. 9, 9-12)

Figure I.1: Intensité et échelle de longueurs des hétérogénéités dans la croûte et le manteau terrestres en termes d'index de perturbations des vitesses sismiques (d'après Aki et Wu, 1988).

IV. Classification des différents régimes de propagation

Il est possible de décrire les différents phénomènes de diffraction en termes de différents régimes de propagation. Le régime de propagation des ondes peut être caractérisé par trois nombres adimensionnels :

- $ka = 2\pi a/\lambda$ où a correspond à la taille des hétérogénéités et λ , la longueur d'onde dans le milieu; ka est ainsi le nombre d'onde normalisé ou l'inverse de la longueur d'onde normalisée;

- L/a où L est la distance de propagation ou l'extension de la région hétérogène;

- \bar{v} , l'index de perturbation de vitesse sismique qui rend compte de l'"intensité" des hétérogénéités.

La figure I.2 récapitule les différents régimes de propagation et les régions de validité des différentes méthodes analytiques d'approximation :

- la région quasi-homogène : quand $ka < 0.01$, les hétérogénéités sont trop petites pour avoir une influence sur les ondes. Le milieu peut être considéré comme homogène avec des paramètres effectifs.

- la diffraction de Rayleigh : quand $ka \ll 1$ (par exemple, $ka < 0.1$), l'énergie diffractée est proportionnelle à k^4 .

- la diffraction grand angle ou diffraction de Mie : quand $ka \approx 1$ (par exemple, $0.1 < ka < 10$), c'est-à-dire lorsque les dimensions des hétérogénéités sont comparables à la longueur d'onde. C'est la région de forte diffraction. L'énergie incidente est diffractée dans des directions faisant un grand angle par rapport à la direction d'incidence.

- la diffraction à faible angle ou diffraction en avant : quand $ka \gg 1$, la plupart de l'énergie diffractée est concentrée en avant. Dans ce cas, il est possible d'utiliser l'approximation parabolique de l'équation des ondes : les ondes rétro-diffractées peuvent être négligées. L'utilisation de l'approximation parabolique est souvent étendue à la région pour laquelle $ka > 1$ (figure I.2, Aki & Wu, 1988). Les zones en gris clair de la figure I.2 représentent les zones où l'approximation parabolique induit de grandes erreurs.

Pour la diffraction à faible angle, le problème de diffraction devient un problème d'interférence. Ce régime de diffraction peut être subdivisé en trois sous-régimes qui dépendent de deux paramètres (Flatté *et al*, 1979; Aki & Richards, 1980) :

$$\Lambda = L_F^2/a^2 = (L/k)a^2(L/a)(ka),$$

$$\Phi = \sqrt{\int k^2 L a_L} = \int \xi(ka) \sqrt{L/a},$$

où :

Λ est appelé paramètre de diffraction qui correspond au carré du rayon de Fresnel adimensionnel,

$L_F = \sqrt{L/k}$ est le rayon de Fresnel moyen le long du trajet de propagation de longueur L ,

Φ est appelé "scattering strength parameter" en anglais qui est approximativement la moyenne quadratique des fluctuations de phase lorsque les ondes se sont propagées sur une distance L ,

a_L correspond à l'échelle de distance le long de la direction de propagation et

$\xi = a_L/a$ est le rapport d'anisotropie des hétérogénéités.

Les 3 sous régimes sont (figure I.2) :

- le régime de l'optique géométrique ("G. O. regime") : pour lequel la théorie des rais peut être appliquée. Les longueurs d'onde sont petites par rapport aux hétérogénéités,

- le régime de la diffraction ("diffraction regime"). Pour ces deux premiers sous-régimes, l'approximation de Rytov (encore appelée approximation des faibles perturbations) peut être utilisée,

- le régime de saturation ("saturated regime") : sous ce régime, les rais se subdivisent en de nombreux micro-rais qui interfèrent les uns par rapport aux autres. Il n'existe pas de bonne méthode d'analyse déterministe. Des intégrales curvilignes et des équations de moment peuvent être utilisées pour en déduire des propriétés statistiques des ondes.

Pour la diffraction grand angle et la diffraction de Rayleigh, l'approximation de Born peut être employée dans le cas de la faible diffraction, c'est-à-dire lorsque le champ diffracté est beaucoup plus faible que le champ incident. Quand la diffraction est faible, l'approximation de Rytov se réduit à l'approximation de Born.

Dans le cas de la diffraction de Rayleigh, c'est-à-dire lorsque les dimensions des hétérogénéités sont beaucoup plus faibles que la longueur d'onde, il est possible d'appliquer une approximation qui consiste à remplacer le milieu hétérogène par un milieu

homogène équivalent. C'est ce que nous allons développer au paragraphe suivant, dans le cadre des travaux de Hudson qui concernent la caractérisation des milieux fissurés.

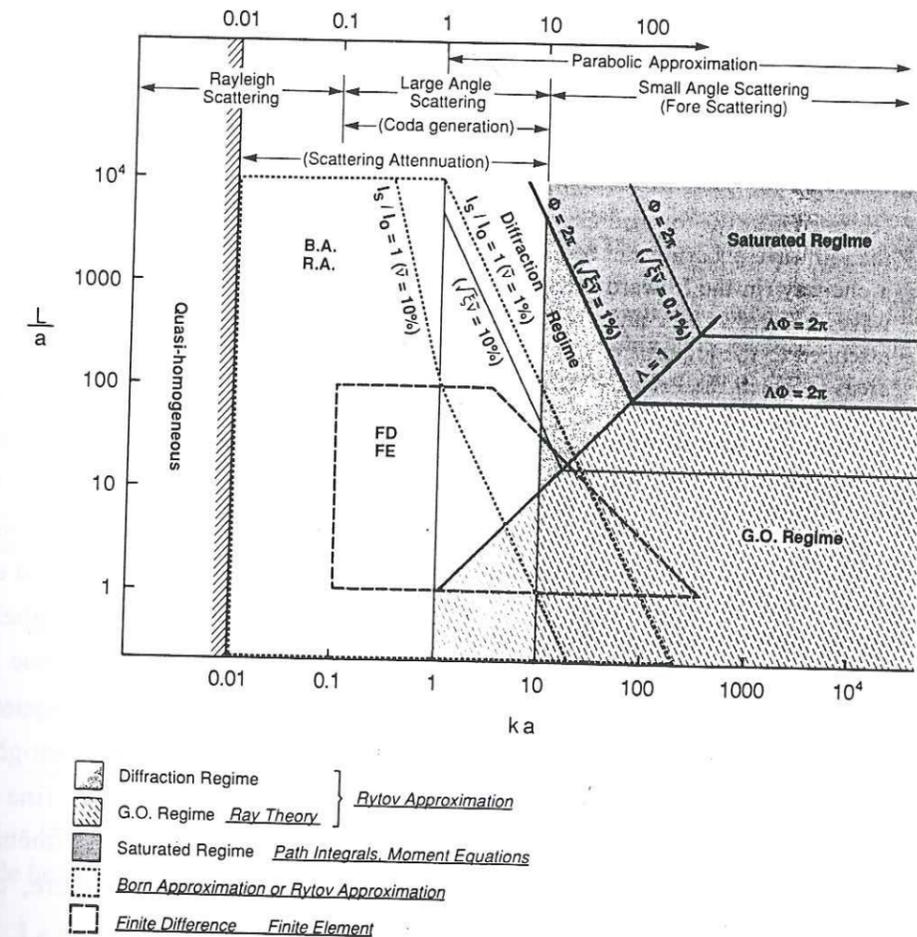


Figure I.2: Différents régimes de la diffraction et zones de validité des différentes méthodes d'approximation. a : taille moyenne des hétérogénéités; L : distance de propagation des ondes; k : nombre d'onde (d'après Aki et Wu, 1988).

V Propagation des ondes sismiques aux grandes longueurs d'ondes dans des milieux fissurés

1 Introduction

Les propriétés élastodynamiques moyennes d'un solide fissuré représentent un intérêt certain dans différents domaines. Par exemple, la croûte terrestre, près de la surface, semble renfermer, à certains endroits, différentes familles de fissures parallèles. Cette fracturation change notablement les vitesses locales de propagation des ondes sismiques (Morland, 1974). Une meilleure connaissance de l'état de fracturation d'une roche à proximité d'un puits est primordiale pour l'extraction de pétrole ou de chaleur géothermale. D'un point de vue plus théorique, la dilatation de certaines roches due à l'ouverture de fissures peut représenter un processus de préparation d'un gros tremblement de terre; c'est la théorie de la dilatance.

Si l'onde incidente a une longueur d'onde courte par rapport aux dimensions des fissures, la connaissance de l'extension de la zone fissurée et de la nature des fissures s'effectue par l'analyse des ondes diffractées par les fissures, comme dans les essais non destructifs. Par contre, si les longueurs d'ondes sont grandes par rapport à la taille des fissures, les résultats des observations porteront sur les propriétés moyennes du solide fracturé (vitesses, atténuation). En effet, un matériau contenant des inclusions ou des fissures se comporte mécaniquement comme un milieu homogène si les longueurs d'ondes excitatrices sont grandes par rapport à la taille des inclusions. Bien que les microstructures ne puissent pas être observées directement en utilisant des longueurs d'ondes excitatrices relativement grandes, les propriétés du matériau homogène équivalent qui elles, sont observables, dépendent directement de la structure fine du matériau. En particulier, les variations des propriétés mécaniques du matériau permettent d'affirmer que la microstructure du matériau subit, d'une certaine manière, des changements.

Le développement de la théorie des propriétés statiques de matériaux contenant des fissures ou des inclusions remonte aux années 60. Un article de référence est celui d'Eshelby (1957). C'est dans les années 70, que les sismologues ont commencé à trouver des applications de cette théorie. Par exemple, O'Connell et Budiansky (1974) ont calculé les propriétés de matériaux contenant des fissures de forme ellipsoïdale, vides ou remplies de fluide. En 1980, Hudson a introduit la méthode de lissage qui donne des formules de vitesse moyenne pour des matériaux comprenant des fissures vides ou

remplies de fluide. Cheng (1993) a comparé les résultats de Hudson avec ceux de Anderson *et al.* (1974) et de Cheng (1978) qui découlent directement de la théorie de Eshelby (1957). Cheng a ainsi analysé le domaine de validité du modèle de Hudson; celui-ci est en accord avec la théorie complète de Eshelby dans l'hypothèse d'un faible rapport d'aspect et d'une faible densité de fissures. Toutes ces méthodes s'accordent entre elles à condition de se placer au premier ordre en concentration. Depuis, des formules au second ordre en concentration ont été développées (par exemple, Hudson et Knopoff, en 1989, font un récapitulatif de ces formules).

Dans cette partie, nous nous référons au travail de Hudson de 1981 sur la théorie des milieux homogènes équivalents ainsi qu'à des formules qu'il nous a personnellement communiquées (1997). En effet, il a fallu adapter ses formules de 1981 à un problème à deux dimensions et pour des fissures vides à faces parallèles et non des fissures circulaires.

2 Théorie et équations de base

Les hypothèses nécessaires pour l'établissement des équations développées par Hudson sont les suivantes :

- les longueurs d'onde du champ incident sont grandes par rapport à la taille des fissures et à leurs distances de séparation;
- la densité de fissures doit être faible;
- dans notre cas précis, le problème est à deux dimensions et les fissures sont à faces parallèles et sont supposées infinies dans la troisième direction;
- la longueur des fissures est très grande par rapport à leur épaisseur;
- les fissures sont vides et sont parallèles les unes par rapport aux autres, dans un solide homogène, élastique et isotrope.

Le raisonnement qui conduit aux formules des vitesses moyennes des ondes P et S d'un milieu fissuré à deux dimensions est développé dans l'annexe A. Toutes les étapes y sont détaillées et nous ont été données par Hudson. Nous ne présentons ici que les formules finales des vitesses du milieu homogène équivalent.

Au premier ordre en densité de fissures, la vitesse moyenne des ondes P qui se propagent dans un milieu fissuré à deux dimensions où les fissures sont parallèles à l'axe x a pour expression :

$$v^2 = \alpha^2 \left(1 - va^2 \frac{\pi}{2\mu(\lambda + \mu)} \times \left(\lambda^2 \sin^4 \theta + (\lambda + 2\mu)^2 \cos^4 \theta + 2(\lambda + \mu)^2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta \right) \right) \quad (I.1)$$

où:

α est la vitesse des ondes P dans la matrice rocheuse, en dehors des fissures;
 v correspond au nombre de fissures par unité d'aire, c'est la densité de fissures;

a est la demi-longueur moyenne des fissures;

λ et μ sont les paramètres de Lamé du milieu élastique, homogène et isotrope en dehors des fissures;

θ est l'angle entre la direction de propagation de l'onde plane incidente et la vecteur normal aux faces des fissures.

L'expression intégrale, également au premier ordre en densité de fissures, de la vitesse des ondes SV se propageant dans un milieu fissuré à deux dimensions, où les fissures sont parallèles à l'axe x , est de la forme :

$$v^2 = \beta^2 \left(1 - va^2 \frac{\pi(\lambda + 2\mu)}{4(\lambda + \mu)} (1 + 4\sin^2 \theta \cos^2 \theta) \right) \quad (I.2)$$

où:

β est la vitesse des ondes S dans le milieu élastique, homogène et isotrope, en dehors des fissures;

les autres paramètres sont décrits ci-dessus pour la vitesse moyenne des ondes P.

Ces expressions de vitesses moyennes pour les ondes P et SV seront utilisées ultérieurement dans différents chapitres. L'application de ces expressions permettront de confronter leurs résultats avec les résultats obtenus à la suite de simulations numériques réalisées dans le domaine des grandes longueurs d'onde.

VI Conclusion du chapitre

Ce chapitre avait pour objectif premier de familiariser le lecteur au problème de la propagation des ondes, en général, dans des milieux hétérogènes et de lui montrer toute l'importance d'une meilleure compréhension de ces phénomènes de propagation d'ondes dans le domaine des sciences de la Terre et plus particulièrement en sismologie.

Dans tous ces problèmes de diffraction des ondes sismiques par des hétérogénéités, il est primordial d'avoir une idée sur la taille des hétérogénéités par rapport aux longueurs d'ondes considérées, d'où la classification des différents régimes de propagation, rappelée par Wu et Aki (1988). Ainsi, par exemple, la théorie de Hudson n'est valide que dans le domaine des grandes longueurs d'onde (les dimensions des fissures étant supposées petites par rapport aux longueurs d'onde prises en compte).

Le chapitre suivant décrira la méthode numérique sur laquelle repose ce travail de thèse car elle a, en effet, permis de réaliser des simulations numériques de propagation d'ondes sismiques dans des milieux fissurés, donc hétérogènes.

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

18 AOUT 2003

CHAPITRE II :
MÉTHODE INDIRECTE D'ÉQUATIONS
INTÉGRALES AUX FRONTIÈRES (DWBIEM)

1. Introduction
2. Définitions
3. Équations intégrales
4. Méthode indirecte
5. Applications
6. Conclusion

I Introduction

Dans ce chapitre, nous expliquons la méthode numérique utilisée dans les calculs de ce mémoire. C'est une méthode semi-analytique qui se réalise dans le domaine fréquentiel et qui est particulièrement bien adaptée aux problèmes de la diffraction des ondes élastiques par des hétérogénéités de forme quelconque, vides ou remplies de fluide non visqueux (Bouchon, 1987; Coutant, 1989).

II Formulation du problème

Nous avons étudié la propagation d'ondes élastiques dans des milieux à deux dimensions, contenant un ensemble de fissures toutes identiques et orientées dans la même direction. Les fissures sont, soit toutes vides, soit toutes remplies d'un même fluide non visqueux. L'épaisseur des fissures est supposée très faible par rapport à leur longueur et les deux faces de chaque fissure sont *a priori* choisies parallèles (en fait, nous expliquerons, dans le chapitre suivant, pourquoi les fissures doivent être choisies de forme elliptique, dans certains cas). En effet, la forme de la fissure n'a pas d'influence sur son rayonnement parce que l'épaisseur de la fissure est très petite par rapport aux longueurs d'onde considérées. Dans tous les cas considérés, nous supposons que les fissures sont ouvertes, sans aucun point de contact, à part aux extrémités dans le cas des fissures elliptiques. Cette hypothèse d'ouverture des fissures a son importance en ce qui concerne les conditions aux limites sur les faces des fissures, comme nous le verrons plus loin. Dans nos modèles, les milieux dans lesquels sont placées les fissures sont choisis élastiques, homogènes, isotropes et infinis. Nous avons réalisé les simulations numériques dans le plan (x,z) , le modèle de milieu fissuré étant supposé infini suivant la direction de l'axe y . Les faces des fissures sont parallèles à l'axe x ou, si les fissures sont elliptiques, leur grand axe est choisi parallèle à l'axe x .

Une résolution possible de ce problème de propagation d'ondes dans des milieux fissurés repose sur le principe d'Huygens qui stipule que les surfaces des fissures peuvent être représentées par une distribution de sources secondaires, chacune de ces sources étant reliée à un système de forces. Par conséquent, lorsqu'un champ d'ondes exciteur rencontre la zone fissurée, chaque fissure va jouer le rôle d'un objet diffractant et réémettre des ondes élastiques de type P et SV. Le champ d'onde exciteur peut simuler différents types de sources : onde plane, explosion, force, double couple, faille en glissement ...

Le phénomène de fracturation de fissures pré-existantes n'est pas modélisé dans le cadre de cette thèse; ce phénomène de propagation de crack a déjà été étudié, par exemple par Streiff (1995), Bouchon et Streiff (1997), dans le cas de modèles à 2 dimensions; Fukuyama et Madariaga (1995) ont résolu le problème de la propagation d'un crack de forme quelconque, en 3 dimensions, en utilisant également une méthode d'équations intégrales.

III Description de la méthode de résolution

La propagation des ondes élastiques dans des milieux fissurés est calculée selon une méthode indirecte d'équations intégrales aux frontières où les fonctions de Green sont calculées par la méthode des nombres d'ondes discrets (Bouchon et Aki, 1977). En abrégé, nous appelons cette méthode numérique DWBIEM (ce qui correspond, en anglais, à "Discrete Wavenumber Boundary Integral Equations Method"). La précision de cette méthode numérique a été testée par Bouchon (1987) qui a comparé ses propres résultats à ceux obtenus par Mal (1970). Il s'agissait d'évaluer l'ouverture d'un crack de Griffith placé dans un milieu élastique, homogène et infini pour différentes longueurs d'onde d'une onde plane de type P en incidence verticale sur le crack (figure II.1). J'ai moi-même refait ces calculs comme moyen de contrôle personnel. D'autres tests de cette méthode numérique en montrent la validité dans le cas de la propagation d'ondes sismiques dans des structures géologiques complexes (Bouchon, 1996). Toute une littérature sur l'utilisation de la méthode DWBIEM existe (Bouchon, 1985; Campillo et Bouchon, 1985; Campillo, 1987; Kawase, 1988; Bouchon *et al.*, 1989; Gaffet et Bouchon, 1989; etc.).

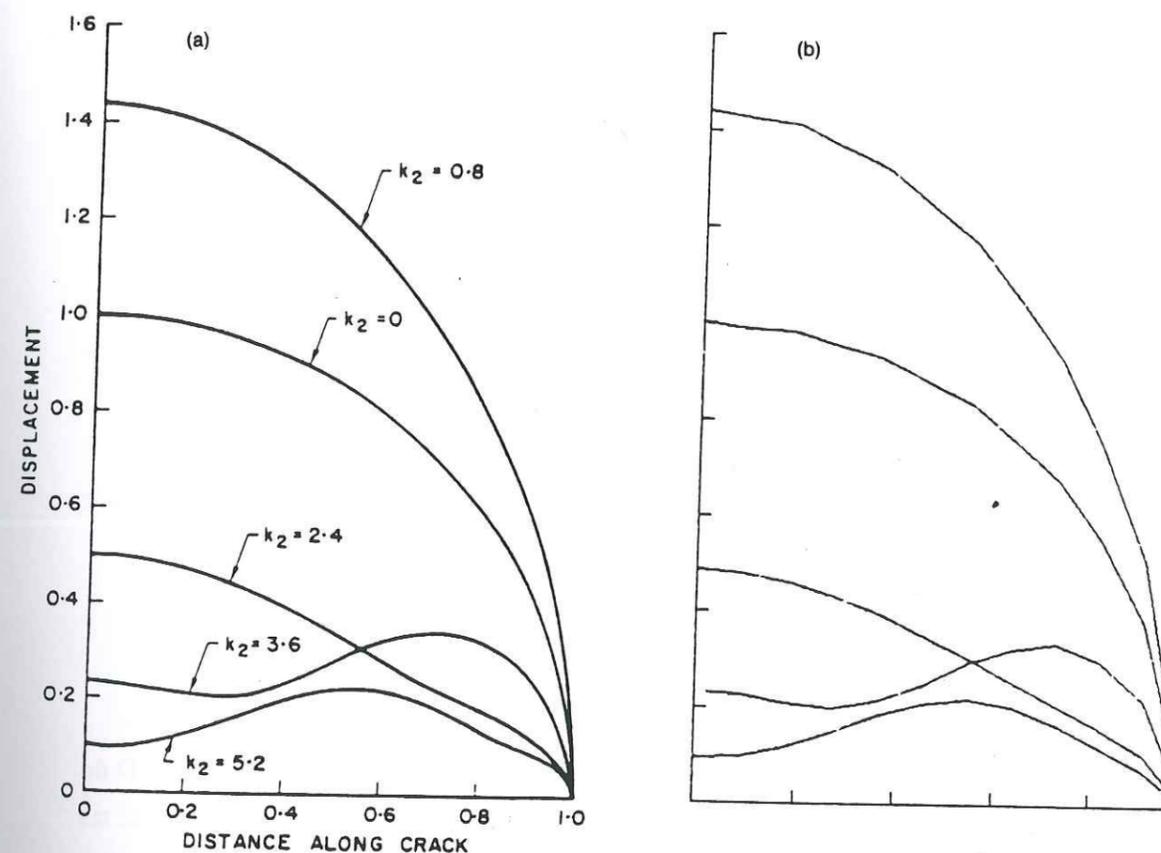


Figure II.1: (a) Amplitude du déplacement sur une face d'un crack de Griffith calculée par Mal (1970) dans le cas d'une onde plane P en incidence verticale, pour différentes fréquences excitatrices. Les résultats sont normalisés par rapport au déplacement statique au centre de la fissure. k_2 représente le nombre d'onde des ondes S. (b) Même chose que (a) mais calculé avec la méthode décrite dans ce chapitre (d'après Bouchon, 1987).

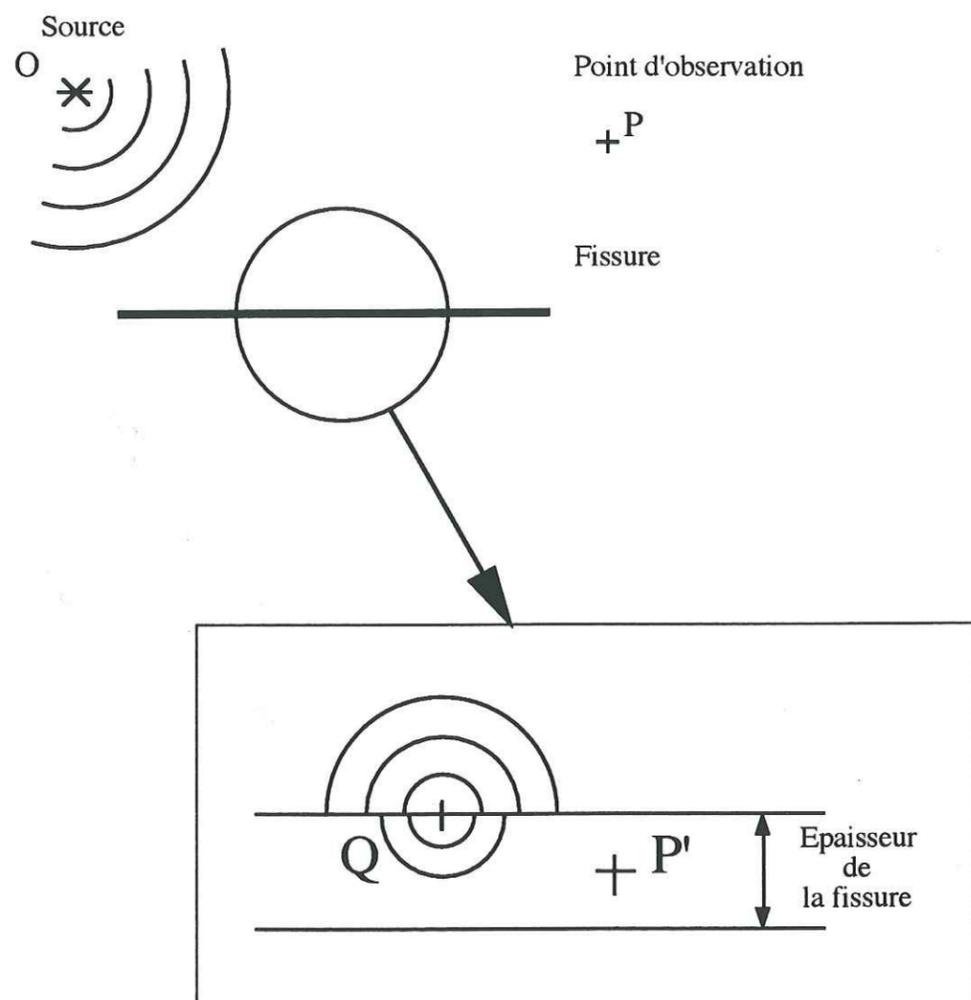


Figure II.2: Schéma de la méthode. Le point P désigne un point d'observation en dehors de la fissure, tandis que le point P' correspond à un point d'observation situé à l'intérieur de la fissure supposée ouverte. Le point Q représente un point sur l'une des faces de la fissure, ce point joue le rôle de source secondaire et réemet de l'énergie lorsque la fissure est sollicitée par un champ d'onde extérieur provenant d'une source sismique symbolisée par le point O.

Soit une fissure située dans un milieu élastique, homogène, isotrope et infini avec une source sismique placée à l'extérieur de la fissure (figure II.2). Si la fissure est vide, seule de l'énergie est réémise à l'extérieur de la fissure. Si la fissure est remplie d'un fluide non visqueux, l'énergie se propage également à l'intérieur de la fissure (figure

II.2). En appliquant le principe d'Huygens, le champ de déplacement en un point P, à l'extérieur de la fissure peut s'écrire:

$$U(P) = U_0(P) + \int_S \sigma(Q)G(P,Q)dS(Q) \quad (II.1a)$$

où Q représente un point de la surface de la fissure, σ est une fonction inconnue de densité de force qui se décompose en une composante selon x et en une composante selon z et G est la fonction de Green de l'espace infini à l'extérieur du crack. Dans l'équation (II.1a), le champ de déplacement au point P est exprimé comme étant la somme du champ de déplacement, U_0 , provenant directement de la source sismique et du champ de déplacement diffracté. Celui-ci est représenté par l'intégrale sur la surface de la fissure d'une fonction inconnue de densité de force, $\sigma(Q)$, multipliée par un terme, $G(P,Q)$, qui exprime le rayonnement au point d'observation, P, produit par une force unitaire appliquée en un point de la surface diffractante de la fissure, Q.

En un point d'observation, P', du milieu, à l'intérieur de la fissure remplie de fluide, nous avons de la même manière:

$$U(P') = \int_S \sigma'(Q)G'(P',Q)dS(Q) \quad (II.1b)$$

où G' est la fonction de Green de l'espace infini du milieu à l'intérieur de la fissure et σ' est la fonction inconnue de densité de source qui représente les sources de diffraction du milieu à l'intérieur de la fissure.

Afin d'évaluer numériquement les expressions des équations (II.1), il faut remplacer les intégrales par des sommes discrètes. Ceci est possible en supposant que la configuration des sources du milieu a une périodicité spatiale L le long de la direction selon l'axe x et en utilisant la méthode des nombres d'ondes discrets pour exprimer analytiquement les fonctions de Green (Bouchon et Aki, 1977). La périodicité spatiale selon l'axe x résulte en une discrétisation dans le domaine du nombre d'onde horizontal k. La période spatiale L est choisie suffisamment longue pour qu'il n'y ait pas d'interférences entre les rayonnements des configurations de sources des périodes adjacentes. Les fonctions de Green, exprimées dans le domaine des fréquences ω , sont représentées sous la forme de sommations sur le nombre d'onde horizontal:

$$G(P, Q) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} g(k_n, \omega, z_P - z_Q) e^{-ik_n(x_P - x_Q)} \quad (\text{II.2})$$

où g correspond à la n -ième composante de l'expansion en ondes planes de la fonction de Green et où

$$k_n = \frac{2\pi}{L} n. \quad (\text{II.3})$$

Nous n'avons pas fait apparaître le facteur temporel $e^{i\omega t}$ dans la somme de l'expression (II.2) parce qu'il intervient dans tous les termes et s'élimine ainsi dans les équations.

Discretisons maintenant, selon l'axe x , le domaine représentant une période spatiale de longueur L en N points séparés d'une distance constante Δx , d'où $\Delta x = L/N$. N doit être un nombre impair, soit $N = 2M + 1$. Ce pas de discrétisation Δx doit être choisi en fonction des longueurs d'onde des ondes élastiques considérées. Généralement, Δx est pris égal au tiers de la plus petite des longueurs d'onde qui intervient dans le calcul. La fissure est ainsi discrétisée en N_S points. Cette discrétisation spatiale implique une périodicité dans l'espace du nombre d'onde horizontal, tout comme la périodicité spatiale implique une discrétisation dans le domaine du nombre d'onde horizontal. Finalement, les équations (II.1) peuvent s'écrire sous la forme suivante :

$$U(Q_i) = U_0(Q_i) + \sum_{j=1}^{N_S} \sigma_j \sum_{n=-M}^M g(k_n, \omega, z_i - z_j) e^{-ik_n(x_i - x_j)} \quad (\text{II.4})$$

$$U(P') = \sum_{j=1}^{N_S} \sigma_j' \sum_{n=-M}^M g'(k_n, \omega, z_{P'} - z_j) e^{-ik_n(x_{P'} - x_j)}$$

Si l'on considère que les points P et P' sont des points de discrétisation de la surface de la fissure, Q_i , on obtient:

$$U(Q_i) = U_0(Q_i) + \sum_{j=1}^{N_S} \sigma_j \sum_{n=-M}^M g(k_n, \omega, z_i - z_j) e^{-ik_n(x_i - x_j)} \quad (\text{II.5})$$

$$U(Q_i) = \sum_{j=1}^{N_S} \sigma_j' \sum_{n=-M}^M g'(k_n, \omega, z_i - z_j) e^{-ik_n(x_i - x_j)}$$

Selon que la fissure est vide ou remplie de fluide non visqueux, les conditions aux limites sur la surface de la fissure ne sont pas les mêmes (rappelons que la fissure est, dans tous les cas, supposée ouverte, c'est-à-dire que les deux faces de la fissure ne sont pas confondues):

- Si la fissure est vide, nous sommes dans le cas où les faces de la fissure sont équivalentes à une surface libre. Par conséquent, les contraintes sont nulles sur la surface de la fissure. Nous obtenons ainsi un système de $2N_S$ équations linéaires (puisque $j=1, N_S$) où les inconnues sont les deux composantes des forces σ_j , le système d'équations comporte ainsi autant d'équations que d'inconnues.

- Si la fissure est remplie d'un fluide non visqueux, il y a trois conditions aux limites en chaque point de discrétisation de la fissure, de part et d'autre de la surface de la fissure:

- continuité de la composante normale du vecteur contrainte,
- nullité de la composante tangentielle du vecteur contrainte parce qu'il n'y a pas de cisaillement dans un fluide non visqueux,
- continuité de la composante normale du déplacement.

Dans le fluide non visqueux, les grandeurs scalaires inconnues σ_j' représentent des sources de dilatation. Dans ce cas, le système d'équations qui traduit ces trois conditions aux limites en chaque point de la fissure est encore constitué d'autant d'équations que d'inconnues, soit $3N_S$. Les expressions des fonctions de Green g et g' sont développées dans l'annexe B.

De manière générale, le système d'équations linéaires à résoudre pour déterminer le champ d'ondes diffracté par une fissure peut se mettre sous la forme :

$$G\sigma = V_0 \quad (\text{II.6})$$

où:

G est la matrice dont les éléments sont les fonctions de Green qui font intervenir les coordonnées de chaque point de discrétisation de la fissure. Plus précisément, ce sont toutes les différences de coordonnées de toutes les combinaisons possibles de paires de points de discrétisation de la fissure, tout comme les termes de la sommation sur l'indice n dans les deux équations (II.5);

σ est le vecteur des inconnues du système à résoudre et représente les deux composantes des forces de diffraction (ainsi que les sources de dilatation, si la fissure est remplie de fluide);

V_0 représente le champ d'onde incident provenant directement de la source sismique extérieure à la fissure et évalué en chaque point de la fissure. Si la fissure est vide, les éléments du vecteur V_0 correspondent alternativement à la composante normale et à la composante tangentielle du vecteur contrainte, calculées en chaque point de la fissure, ce vecteur comprend ainsi effectivement $2N_S$ éléments.

La résolution de ce système d'équations aux limites permet d'évaluer les forces de diffraction appliquées en chaque point de discrétisation de la fissure puis de calculer les champs de déplacement ou de contrainte dans tout le milieu, à l'intérieur ou à l'extérieur de la fissure. Ces grandeurs sont exprimées dans le domaine des fréquences. Pour les exprimer en fonction du temps, il suffit de leur appliquer une transformée de Fourier inverse.

IV Choix des paramètres

Pour réaliser une simulation numérique de propagation d'ondes dans un milieu fissuré, il faut se fixer:

- le nombre de fissures, leurs dimensions et leurs positions spatiales;
- la nature du milieu à l'intérieur des fissures (le vide ou un fluide non visqueux);
- les vitesses des ondes élastiques et la masse volumique du milieu à l'intérieur et à l'extérieur des fissures;
- le type de source du champ d'ondes direct (onde plane ou explosion, dipôle, faille en glissement...) et la position spatiale de cette source sismique.

A ce stade, il est nécessaire de réfléchir à la fréquence maximale jusqu'à laquelle nous voulons mener nos calculs. Pour cela, nous nous imposons une fenêtre en temps de longueur t_l en secondes qui correspond à la durée temporelle des sismogrammes synthétiques que nous voulons obtenir, le pas en fréquence Δf est alors tel que $\Delta f = 1/t_l$. Le nombre de fréquences à calculer, nf , est la puissance de 2 telle que $nf \cdot \Delta f$ soit le plus proche possible de la fréquence maximale imposée (nf doit être une puissance de 2 pour rendre le calcul de la transformée de Fourier discrète inverse possible). Le nombre de pas en temps nt est tel que $nt = 2 \cdot nf$. Il convient maintenant de déterminer la longueur d'une période spatiale notée L dans la partie III, pour cela, nous suivons la règle suivante:

$$L > t_l \cdot V_{\max} + R_{\max} \quad (\text{II.7})$$

où V_{\max} désigne la vitesse sismique la plus élevée dans le modèle de milieu fissuré, en l'occurrence la vitesse des ondes P à l'extérieur des fissures et R_{\max} , la plus grande distance entre la source sismique depuis laquelle se propage le champ d'onde direct et les points d'observation (ou récepteurs) que nous choisissons. De là, nous pouvons déterminer le pas de discrétisation selon la direction x , Δx , qui doit être inférieur ou égal au tiers de la plus petite des longueurs d'onde qui intervient dans les calculs :

$$\Delta x < V_{\min} / (3 \cdot f_{\max}) \quad (\text{II.8})$$

où V_{\min} correspond à la vitesse sismique la plus faible dans le modèle (si les fissures sont vides, c'est la vitesse des ondes S de la matrice rocheuse) et où $f_{\max} = nf \cdot \Delta f$. Il est ensuite facile d'en déduire les entiers N et M qui suivent les relations suivantes:

$$L = N \cdot \Delta x \text{ et } N = 2M + 1$$

où nous avons adapté la valeur de la période spatiale L pour qu'elle soit un nombre entier impair de fois le pas de discrétisation en x , Δx .

V Conclusion du chapitre

La méthode numérique utilisée dans ce travail permet de calculer le champ diffracté par une ou plusieurs fissures vides ou remplies de fluide non visqueux, de forme quelconque, placées dans une matrice rocheuse homogène et isotrope et à n'importe

quelle fréquence. Dans ce chapitre, nous avons expliqué la méthode pour une seule fissure, il est bien entendu possible de considérer plusieurs fissures et, dans ce cas, le nombre de points sources que sont les points de discrétisation des fissures (N_s , dans notre notation) augmente. Chaque élément de la matrice G à inverser pour résoudre le système d'équations linéaires (II.6) fait appel à la différence de coordonnées d'une paire de points de discrétisation de fissures parmi toutes les combinaisons possibles de paires de points de discrétisation de toutes les fissures présentes dans le milieu modélisant un milieu fracturé.

La méthode numérique d'équations intégrales aux frontières qui fait appel à la méthode des nombres d'ondes discrets (méthode DWBIEM) est particulièrement bien adaptée au problème du calcul du champ de déplacement diffracté par des fissures. En effet, contrairement aux méthodes de différences finies, il s'agit uniquement de discrétiser les surfaces diffractantes et non tout le milieu de propagation des ondes sismiques. Ceci a pour effet de réduire considérablement la durée des calculs et la place mémoire nécessaire à ces calculs. Le développement analytique des fonctions de Green obtenues grâce à la méthode des nombres d'ondes discrets (les fonctions g et g' dans notre notation) se trouve dans l'annexe B.

Par ailleurs, les méthodes de différences finies sont plutôt propices aux problèmes de diffraction des ondes élastiques par des milieux où les hétérogénéités (en vitesse, par exemple) sont des fonctions continues, aléatoires ou non, des variables spatiales (Frankel, 1989).

CHAPITRE III : PHÉNOMÉNOLOGIE

I Introduction

Les interactions entre une fissure et des ondes élastiques ne présentent pas un intérêt uniquement pour les sismologues qui cherchent à localiser des failles dans des structures géologiques et à connaître leur extension, mais aussi pour ceux qui travaillent dans les essais non destructifs et qui tentent de prévenir des ruptures dues à des fissures, dans des ouvrages d'ingénierie. Dans le domaine de la métallurgie, il est également primordial de connaître le degré de fissuration de certaines pièces métalliques.

Les modélisations les plus simples de ces interactions entre fissures et ondes élastiques reviennent à considérer des ondes planes harmoniques et des fissures possédant un faible facteur de forme (en anglais "aspect ratio"). Les faces des fissures sont modélisées par la condition de continuité du champ de contrainte et par une discontinuité possible du champ de déplacement. La plupart des solutions analytiques ne sont valables que pour des formes très simples de fissures, comme des cavités circulaires de faible épaisseur ("penny-shaped cracks", en anglais) ou des fissures bidimensionnelles, à faces parallèles. Par contre, les méthodes numériques permettent de considérer des modèles de fissures plus complexes, mais elles sont limitées par la place mémoire des ordinateurs. Par conséquent, la plupart des études numériques portent sur des modèles de fissures à deux dimensions.

La méthode numérique DWBIEM, que nous utilisons et qui a été présentée au chapitre II, permet de prendre en compte toutes les interactions entre points diffractants. Cette méthode fait apparaître toutes les conversions d'onde qui ont lieu quand un champ d'ondes élastiques traverse une zone hétérogène fissurée.

De nombreuses études numériques sur la diffraction des ondes élastiques par une fissure isolée ont été menées depuis ces trente dernières années (par exemple, Loeber et Sih, 1968; Sih et Loeber, 1969a,b; Mal, 1970a,b; Tan, 1977; Weaver et Pao, 1979; Martin et Wickham, 1983; Van Der Hijden et Neerhoff, 1984; Keogh, 1985, 1986; Coutant, 1989; Margerin, 1995). Certaines de ces études ne se restreignent pas uniquement au domaine des faibles nombres d'ondes (c'est-à-dire dans le cas où les longueurs d'onde du champ d'ondes incident sont plus grandes que la taille des fissures) mais se placent également dans le domaine des nombres d'onde élevés.

Pyrak-Nolte et Cook (1987), Pyrak-Nolte *et al.* (1992) et, plus récemment, Gu *et al.* (1996) se sont intéressés aux ondes d'interface se propageant le long d'une fissure en utilisant également une méthode numérique d'éléments aux frontières ou en réalisant des

expériences de laboratoire avec certains matériaux fracturés. Ils ont ainsi mis en évidence que les contrastes d'impédances entre les milieux extérieur et intérieur à la fissure contrôlaient la vitesse et la nature des différents types d'ondes se propageant le long des faces de la fissure.

Le principal objectif de ce chapitre consiste à étudier les phénomènes de propagation d'ondes générées lorsqu'une fissure de faible facteur de forme est soumise à un champ d'onde plane excitateur. Nous pensons que l'étude des interactions entre une fissure, considérée de manière individuelle, et un champ d'onde élastique est une étape nécessaire pour une meilleure compréhension des phénomènes qui apparaissent lorsque des distributions de fissures sont prises en compte. Nous allons étudier, dans un premier temps, le champ de déplacement en champ proche, rayonné par une ou deux fissures vides ou remplies d'un fluide non visqueux et, dans un second temps, le champ de déplacement le long des faces d'une fissure ainsi que le champ de pression lorsque la fissure est remplie d'un fluide non visqueux. Toutes les simulations numériques de ce chapitre concernent la diffraction des ondes élastiques, de type P-SV, par une ou deux fissures placées dans un milieu infini (sans surface libre), élastique, homogène et isotrope.

II Rayonnement d'une ou deux fissures

1 Introduction

Margerin (1995) a étudié la diffraction dans toutes les directions (dans le plan orthogonal à la direction où la fissure est supposée infinie) d'une onde plane de type SH par une fissure de faible facteur de forme pour différents angles d'incidence de cette onde SH. Il a ainsi pu vérifier que la diffraction était la plus forte dans la direction d'incidence.

De notre côté, nous nous sommes intéressés au cas plan (ondes P-SV) avec une onde plane en incidence orthogonale par rapport à la (ou aux) fissure(s) et nous avons placé les récepteurs en transmission et non selon tous les azimuts comme l'a fait Margerin (1995). Benites et al. (1992) ont réalisé une étude analogue à la nôtre dans le sens où ils ont étudié le champ diffracté par une seule fissure, enregistré en différents récepteurs en transmission placés en ligne; par contre ils se sont placés dans le cas SH comme Margerin (1995) et leur fissure est circulaire.

La forme de la fissure a été prise à faces parallèles et non elliptique parce que le champ de déplacement à l'extérieur de la fissure ne change pas lorsque la forme des fissures est rectangulaire ou elliptique, ceci uniquement dans la mesure où le facteur de forme de la fissure est faible (figure III.1). Les différences entre le champ rayonné par une fissure elliptique et celui rayonné par une fissure à faces parallèles sont faibles (figure III.1) et s'expliquent par les différences de définition des extrémités de ces deux types de fissures. Par contre, la forme de la fissure a une influence notable sur le champ de déplacement évalué sur la surface même de la fissure (figure III.2). Ainsi, sur la figure du bas de la figure III.2, les deux arrivées en pointillés, qui sont inexistantes sur la courbe en trait plein pour le cas de la fissure elliptique, correspondent à des ondes générées aux extrémités de la fissure rectangulaire et non à celles de la fissure elliptique. C'est pourquoi, dans la partie III de ce chapitre qui portera sur l'évaluation du champ de déplacement sur les faces de la fissure, nous ne considérerons que des fissures elliptiques alors que dans la partie II qui concernera le champ de déplacement rayonné par une fissure, les fissures seront représentées avec des faces parallèles. Nous avons choisi un faible facteur de forme pour modéliser les fissures parce que, selon Eshelby (1957), cette forme correspond au cas où les contraintes à l'intérieur de la fissure sont uniformes.

2 Champ de déplacement rayonné par une ou deux fissures

a) Généralités

Nous allons étudier le champ de déplacement total lorsqu'une onde plane rencontre une ou plusieurs fissures vides ou remplies d'un fluide non visqueux. Dans toutes les simulations numériques (y compris celles des chapitres suivants), le coefficient de Poisson est égal à 1/4. La vitesse des ondes S, β , vaut alors : $\beta = \alpha / \sqrt{3}$, où α est la vitesse des ondes P. Dans les simulations numériques de ce chapitre, la vitesse des ondes P, α , et la densité, ρ , du milieu en dehors des fissures qui est élastique, homogène, isotrope et infini sont respectivement égales à 5000 m/s et à 2,7. La vitesse des ondes P, α_f , et la densité, ρ_f , du fluide non visqueux à l'intérieur des fissures, sont respectivement égales à 1500 m/s et à 1. La fenêtre en temps, t_l , est de 0,1 seconde, elle est discrétisée en $nt=128$ points. Dans cette partie, chaque fissure a une longueur de 40 m et une épaisseur de 0,01 m, soit un facteur de forme de 0,025 %. Les sismogrammes synthétiques en déplacement au niveau des récepteurs sont calculés en fonction de la fréquence puisque la méthode numérique utilisée se réalise dans le domaine fréquentiel.

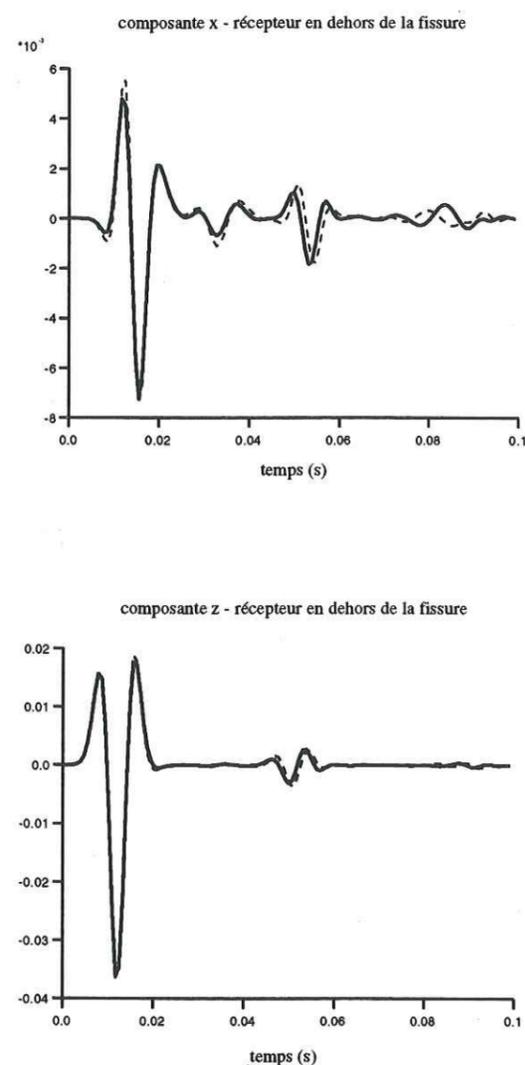


Figure III.1: Composantes horizontale et verticale du déplacement total (somme du déplacement incident et du déplacement diffracté) en un point extérieur à une fissure elliptique, horizontale (trait épais) et à une fissure à faces parallèles, horizontale (trait en pointillés), soumises toutes deux à une onde plane P en incidence verticale. Les différences entre les deux cas sont très faibles, surtout sur la composante verticale.

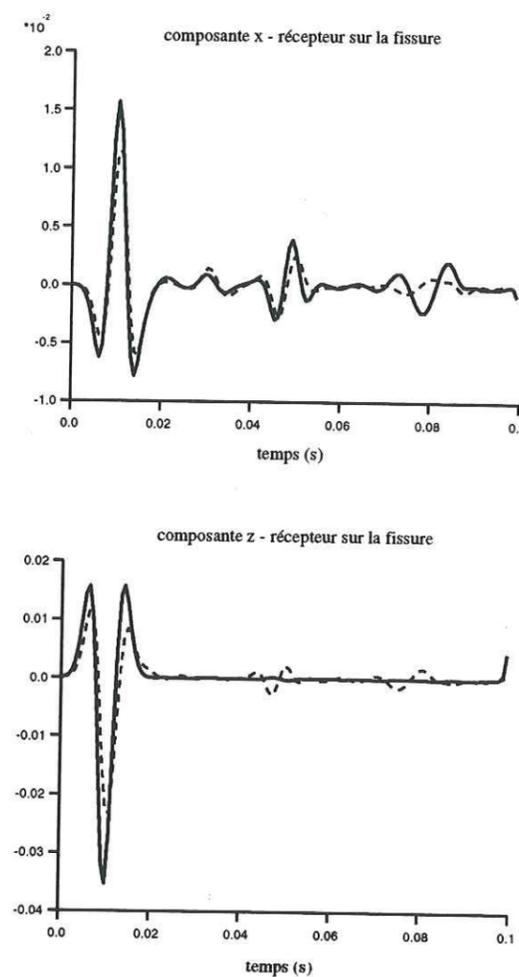


Figure III.2: Composantes horizontale et verticale du déplacement total à une des deux extrémités d'une fissure elliptique, horizontale (trait épais) et d'une fissures à faces parallèles, horizontale (trait en pointillés), soumises toutes deux à une onde plane P en incidence verticale. Les différences entre les deux cas ne sont pas négligeables, surtout sur la composante verticale, et il faudra considérer une fissure de forme elliptique lorsque l'on voudra étudier le déplacement (ou la pression) sur les faces-mêmes de la fissure.

Nous multiplions ces spectres en déplacement par le spectre d'un Ricker de fréquence centrale $f_c=100$ Hz, cette fréquence correspond au maximum du spectre du Ricker. Le spectre du Ricker est de la forme suivante :

$$S(f) = \frac{f^2}{f_c^2} \exp\left(-\frac{f^2}{f_c^2}\right) \quad (\text{III.1})$$

Comme la longueur d'onde incidente est de $\alpha/f_c=5000/100=50$ m (ou $\beta/f_c=5000/(1,732*100)=29$ m si l'onde plane incidente est de type S) et que les fissures ont une longueur de 40 m, donc du même ordre de grandeur que la longueur d'onde incidente, nous nous situons dans le domaine fréquentiel où la diffraction du champ d'onde incident par les fissures est forte.

Nous allons présenter différents cas pour lesquels le type de l'onde incidente (onde P ou onde S), la nature du milieu à l'intérieur de la fissure (le vide ou un fluide non visqueux) et le nombre de fissures considéré (une ou deux) changent d'un cas à l'autre. Il sera alors possible d'analyser les changements qui apparaissent au niveau du signal du champ de déplacement transmis entre ces différents cas.

b) Différents cas

Cas d'une fissure vide et d'une onde plane P

Ce cas est le plus simple qui puisse être envisagé et servira de référence par la suite.

Pour cela, nous considérons une fissure vide de 40 m de long, dont le centre est placé en (80, 30) et une onde plane de type P en incidence verticale par rapport à la fissure. 97 récepteurs sont placés en champ proche et en transmission, à une profondeur de 60 m et de 0 à 160 m en abscisse (voir la figure III.3). La figure III.4 représente, de haut en bas, la composante verticale du champ total du déplacement, la composante verticale du champ diffracté (le champ diffracté correspond au champ total auquel nous avons retranché le champ incident qui est aussi appelé champ primaire) et la composante horizontale du champ diffracté qui est aussi la composante horizontale du champ total puisque le champ incident est nul sur la composante horizontale. Les arches positives ont été noircies et nous avons effectué une normalisation trace par trace pour mieux visualiser les différentes arrivées. Le champ total correspond au champ "physique", c'est-à-dire au champ qui est réellement enregistré par les récepteurs.

Comme nous sommes en champ proche, le champ primaire et les premières arrivées du champ diffracté ne sont pas séparés dans le temps et donc il faut considérer le champ total.

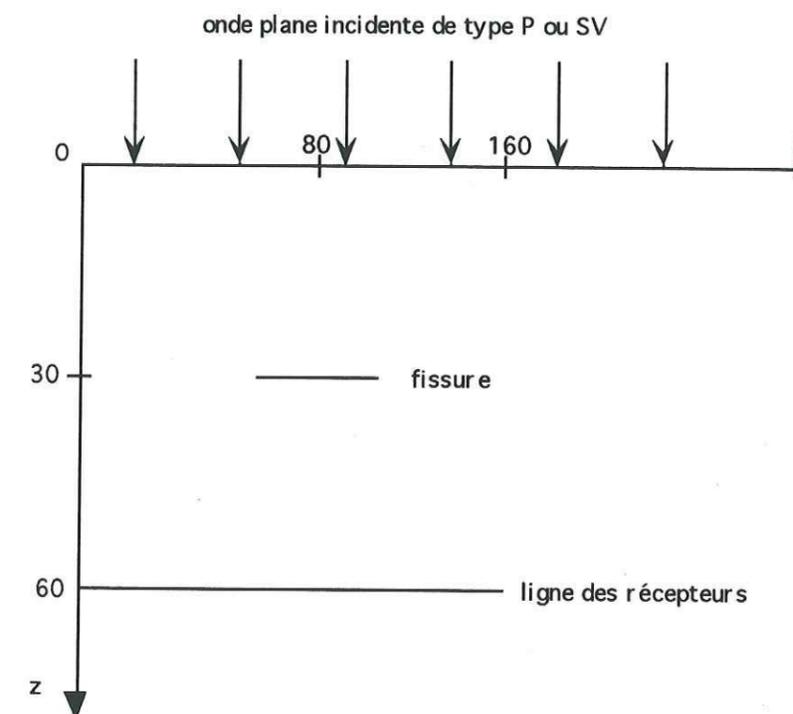


Figure III.3 : Configuration source-fissure-récepteurs.

Au niveau des récepteurs centraux qui se situent derrière la fissure, nous pouvons voir que l'onde incidente directe est perturbée, plus exactement retardée. Les arrivées plus tardives proviennent de la diffraction de l'onde plane incidente par les deux extrémités de la fissure. Les effets de bord sont effectivement importants dans le domaine fréquentiel considéré ici, pour lequel la diffraction est forte. Pour certaines arrivées, il y a eu conversion des ondes P en ondes S au niveau des extrémités de la fissure. Nous avons également pu mettre en évidence des conversions d'ondes de volume en ondes de surface et *vice versa*.

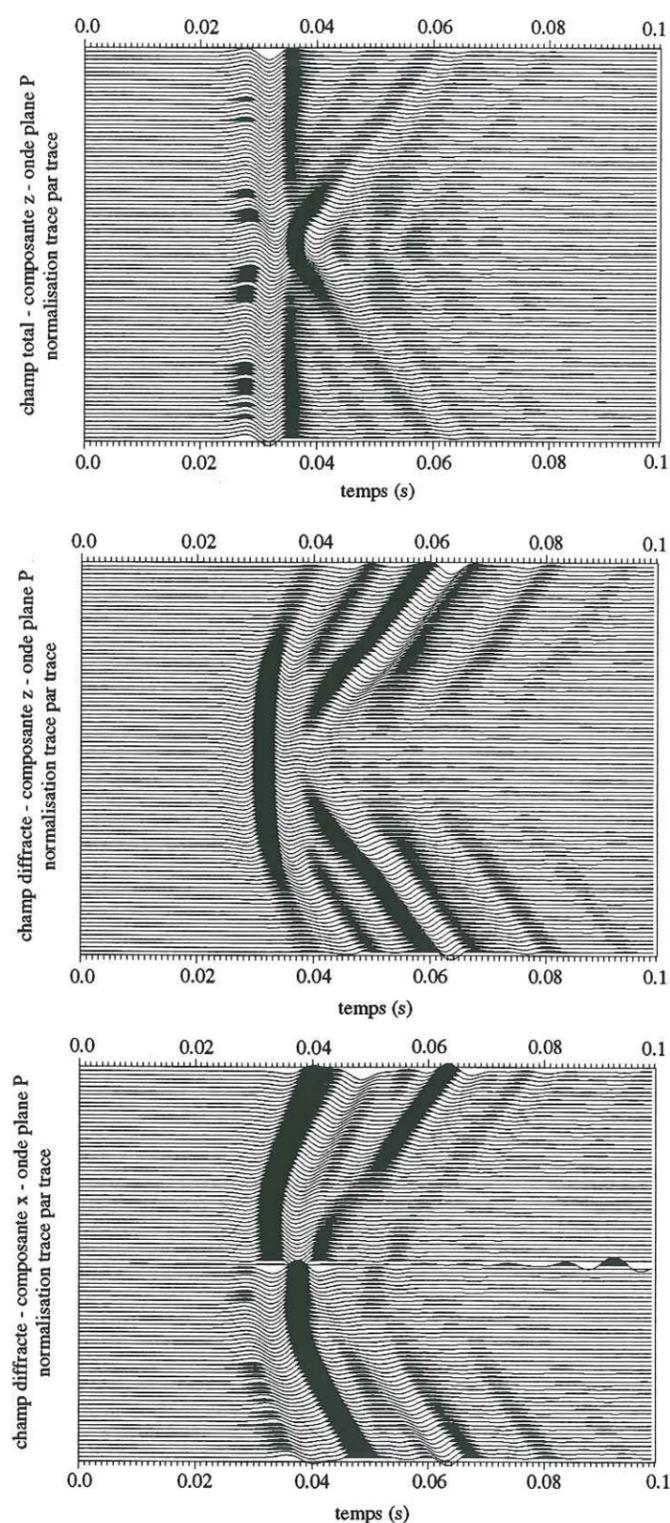


Figure III.4

L'identification des différentes arrivées se fait assez facilement lorsque l'on considère soit la première trace, à l'abscisse 0 m, soit à la dernière trace, à l'abscisse 160 m. Nous allons interpréter les principales arrivées enregistrées au niveau de la première trace (voir figure III.4):

- ainsi, l'arrivée enregistrée à la première trace aux alentours de 0,04 s correspond à une onde P qui a été diffractée par le bout de la fissure le plus proche du premier récepteur;

- l'arrivée vers 0,047 s représente l'onde P qui a été diffractée par le bout de la fissure le plus lointain du premier récepteur;

- l'arrivée vers 0,062 s modélise la diffraction de l'onde P incidente sur le bout de la fissure le plus lointain du premier récepteur et qui s'est convertie en une onde S;

- l'arrivée vers 0,069 s correspond à la conversion de l'onde P incidente en une onde de Rayleigh qui est une onde de surface qui se propage le long de l'une des faces de la fissure (qui agit comme une surface libre parce que, dans ce cas, la fissure est vide) en faisant un aller-retour le long d'une des faces de la fissure et qui se reconvertit en une onde P à l'extrémité de la fissure la plus proche du premier récepteur. Rappelons que les ondes de Rayleigh se propagent à une vitesse égale à $0,92 * \beta$ où β correspond à la vitesse des ondes S, soit à une vitesse de 2656 m/s environ;

- l'arrivée enregistrée vers 0,08 s représente la conversion de l'onde P en une onde de Rayleigh qui fait un aller-retour le long de l'une des faces de la fissure et qui se convertit en une onde S à l'extrémité de la fissure la plus proche du premier récepteur;

- l'arrivée vers 0.1 S correspond à une conversion de l'onde P en une onde de Rayleigh qui fait deux aller-retour sur l'une des faces de la fissures et qui se transforme en une onde P au niveau du bout de la fissure le plus proche du premier récepteur.

Nous pouvons également noter l'antisymétrie de la composante horizontale du déplacement qui provient de la géométrie du système. La trace centrale est donc théoriquement nulle mais la normalisation trace par trace a pour effet de faire apparaître du bruit numérique. Dans le cas d'une fissure vide, le champ diffracté est de l'ordre de grandeur du champ incident (ici de l'ordre de 0,1 mm).

Figure III.4: Déplacements pour une fissure vide horizontale (voir figure III.4) et une onde plane P en incidence verticale. De haut en bas, sont représentées, avec une normalisation trace par trace: la composante z du champ total, la composante z du champ diffracté et la composante x du champ diffracté, enregistrées par les récepteurs en transmission.

La figure III.5 ne diffère de la figure III.4 que par le type de normalisation appliquée aux sismogrammes synthétiques. D'une normalisation trace par trace, nous sommes passés à une normalisation par rapport au maximum des traces. Grâce à la figure III.5, nous pouvons remarquer que, juste derrière la fissure, le champ total est faible alors que le champ diffracté est fort sur les deux composantes. Par conséquent, derrière la fissure, les ondes du champ diffracté interfèrent destructivement avec les ondes du champ incident.

Figure III.5: La seule différence par rapport à la figure III.4 réside dans le type de normalisation. Ici, il s'agit d'une normalisation par rapport au maximum des traces au lieu d'une normalisation trace par trace.

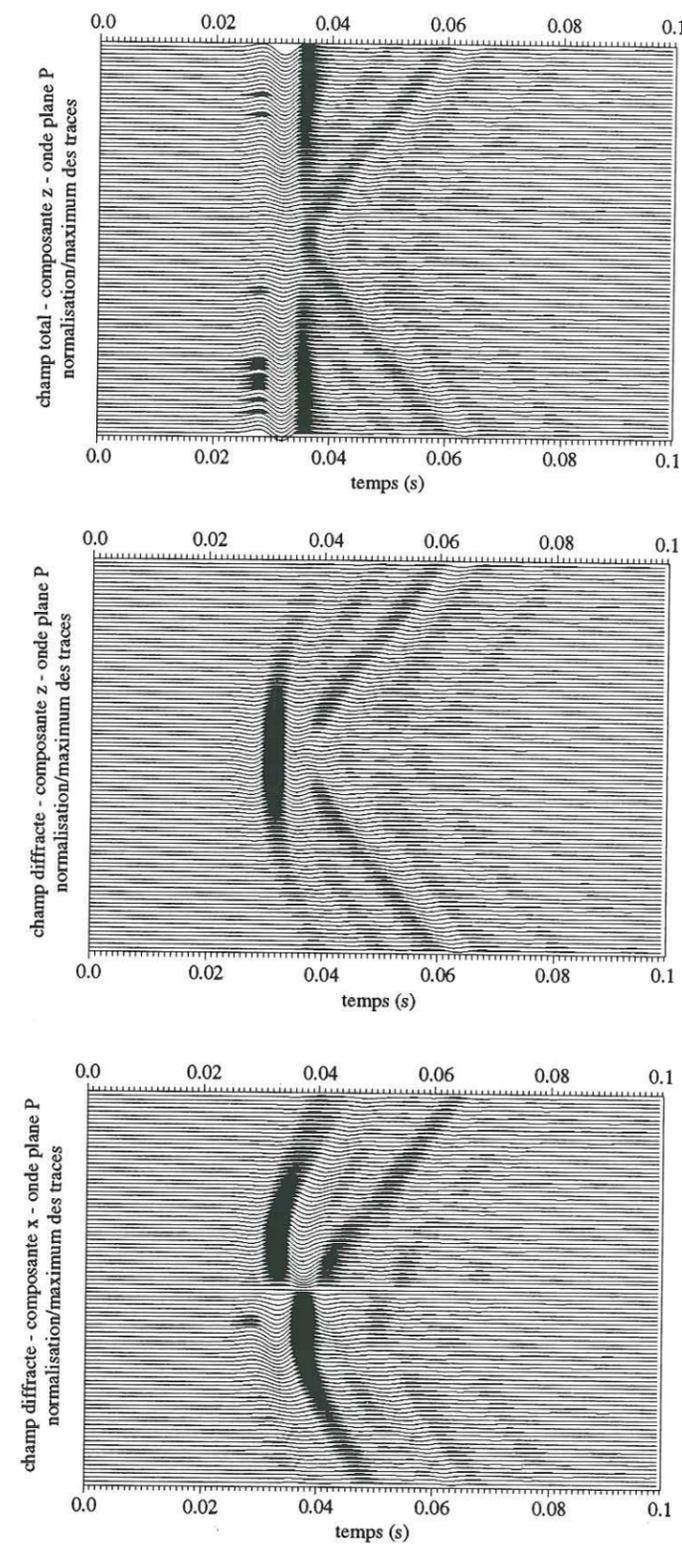


Figure III.5

Cas d'une fissure remplie d'un fluide non visqueux et d'une onde plane P

La seule différence avec le cas précédent réside dans le fait que la fissure est remplie d'un fluide non visqueux. Ce cas est intéressant parce qu'il traite le problème d'une fissure dont les faces ne jouent plus le rôle de surfaces libres. Nous pouvons nous attendre à ce qu'il apparaisse des ondes se propageant dans le fluide contenu par la fissure.

La figure III.6 est le pendant de la figure III.4. Dans le cas d'une fissure remplie de fluide, les amplitudes du champ diffracté sont cent fois plus faibles que celles du champ incident, ce qui explique que la composante verticale du champ total ne mette pas en évidence le champ diffracté et que seul le champ incident reste visible.

Nous ne donnerons pas d'explications détaillées pour l'interprétation des différentes arrivées, la démarche étant la même que dans le cas précédent d'une fissure vide. Les deux composantes du champ diffracté révèlent à nouveau des conversions d'ondes P en ondes S (arrivée vers 0,05 s sur la première trace), des conversions d'ondes de volume en ondes de surface (arrivée vers 0,06 s sur la première trace). Les arrivées plus tardives (vers 0,09 s sur la première trace) traduisent effectivement la propagation d'une onde P dans le fluide à l'intérieur de la fissure et qui se diffracte ensuite en une onde P ou S par l'une des extrémités de la fissure et se propage à l'extérieur de la fissure.

Figure III.6: La seule différence par rapport à la figure III.4 réside dans le fait que la fissure n'est plus vide mais qu'elle est remplie d'un fluide non visqueux.

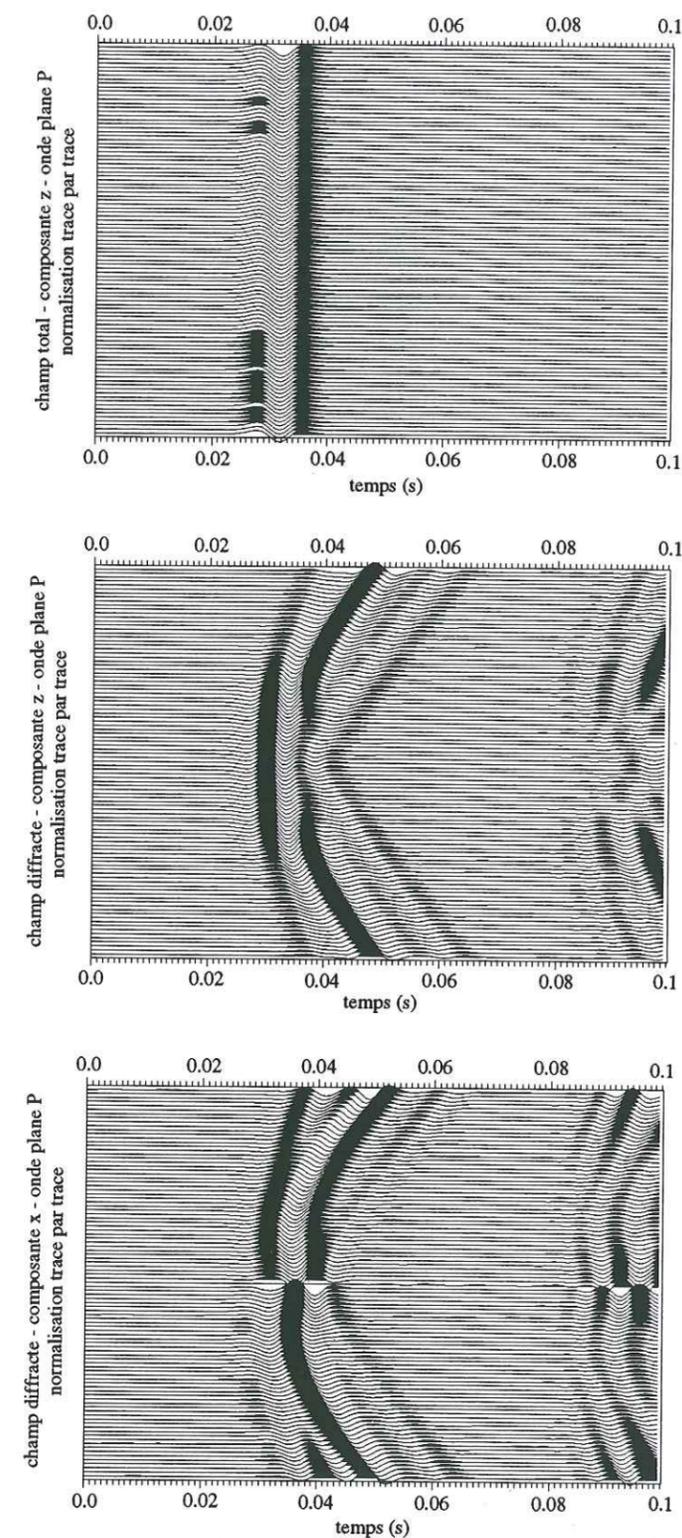


Figure III.6

Cas d'une fissure vide et d'une onde plane S

Ce cas ne diffère du premier cas considéré que par le type d'onde en incidence verticale sur la fissure; ici, il s'agit d'une onde plane de type SV. Nous allons pouvoir étudier comment le premier train d'onde est déformé derrière la fissure vide, dans ce cas.

La figure III.7 représente, de haut en bas, la composante horizontale du champ total du déplacement, la composante horizontale du champ diffracté et la composante verticale du champ diffracté qui est aussi la composante verticale du champ total puisque le champ incident n'a pas de composante selon la direction verticale.

Au niveau des récepteurs centraux, juste derrière la fissure, la composante horizontale du champ total est notablement retardée.

La géométrie du dispositif explique la symétrie de la composante horizontale du champ diffracté par rapport à la droite verticale qui passe au milieu de la fissure et l'antisymétrie de la composante verticale du champ diffracté par rapport à cette même droite. Là encore, des conversions d'ondes S en ondes P, des conversions d'ondes de volume en ondes de surface (arrivée vers 0,08 s sur la première trace de la composante verticale du champ diffracté) peuvent être mises en évidence.

Figure III.7: Déplacements pour une fissure vide horizontale et une onde plane S en incidence verticale. De haut en bas, sont représentées, avec une normalisation trace par trace: la composante x du champ total, la composante x du champ diffracté et la composante z du champ diffracté, enregistrées par des récepteurs en transmission.

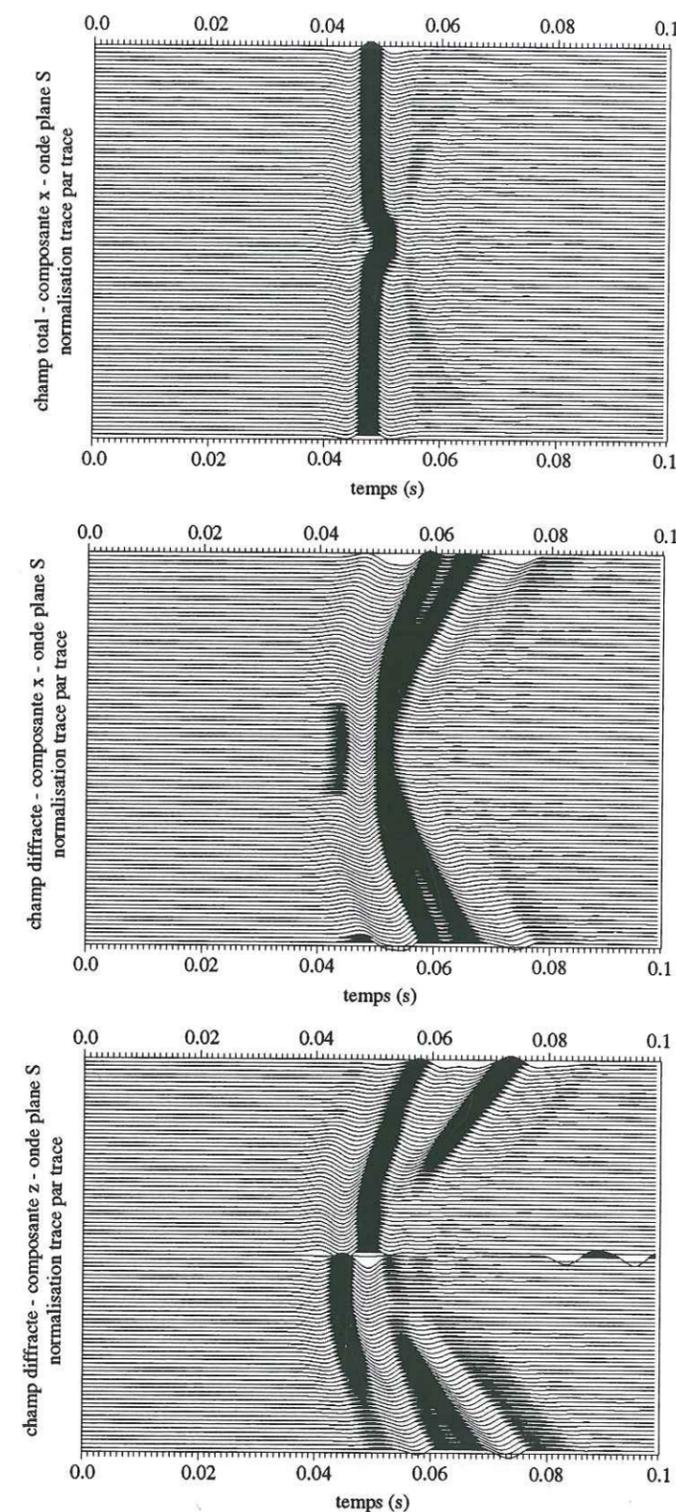


Figure III.7

Cas de deux fissures vides et d'une onde plane P

Le dernier cas que nous traitons dans cette partie fait intervenir deux fissures vides que rencontre une onde plane P. Il sera intéressant de comparer le champ de déplacement transmis dans ce cas avec celui du premier cas considéré correspondant à une seule fissure vide.

Nous examinons le cas de deux fissures de 40 m de long, horizontales, placées à la même profondeur, centrées en (20; 30) et (100; 30) et soumises à une onde plane de type P en incidence verticale. 97 récepteurs sont placés en transmission, à une profondeur de 60 m et régulièrement positionnés de -20 à 140 m en abscisse. Nous aurions très bien pu considérer deux fissures l'une en-dessous de l'autre ou encore placées de manière quelconque; pour cette étude, nous avons fait un choix arbitraire en les plaçant à la même profondeur.

Le champ diffracté est du même ordre de grandeur que le champ incident, comme dans le cas d'une seule fissure vide (figure III.8). Cette figure met en évidence le champ d'ondes rayonné par chacune des deux fissures, dont l'interprétation est, dans le principe, identique à celle présentée dans le cas d'une seule fissure vide, mais rendue plus complexe du fait de l'interaction entre les champs d'onde rayonnés.

Figure III.8: Déplacements pour deux fissures vides, horizontales, placées à la même profondeur, et une onde plane P en incidence verticale. De haut en bas, sont représentées, avec une normalisation trace par trace: la composante z du champ total, la composante z du champ diffracté et la composante x du champ diffracté, enregistrées par des récepteurs en transmission.

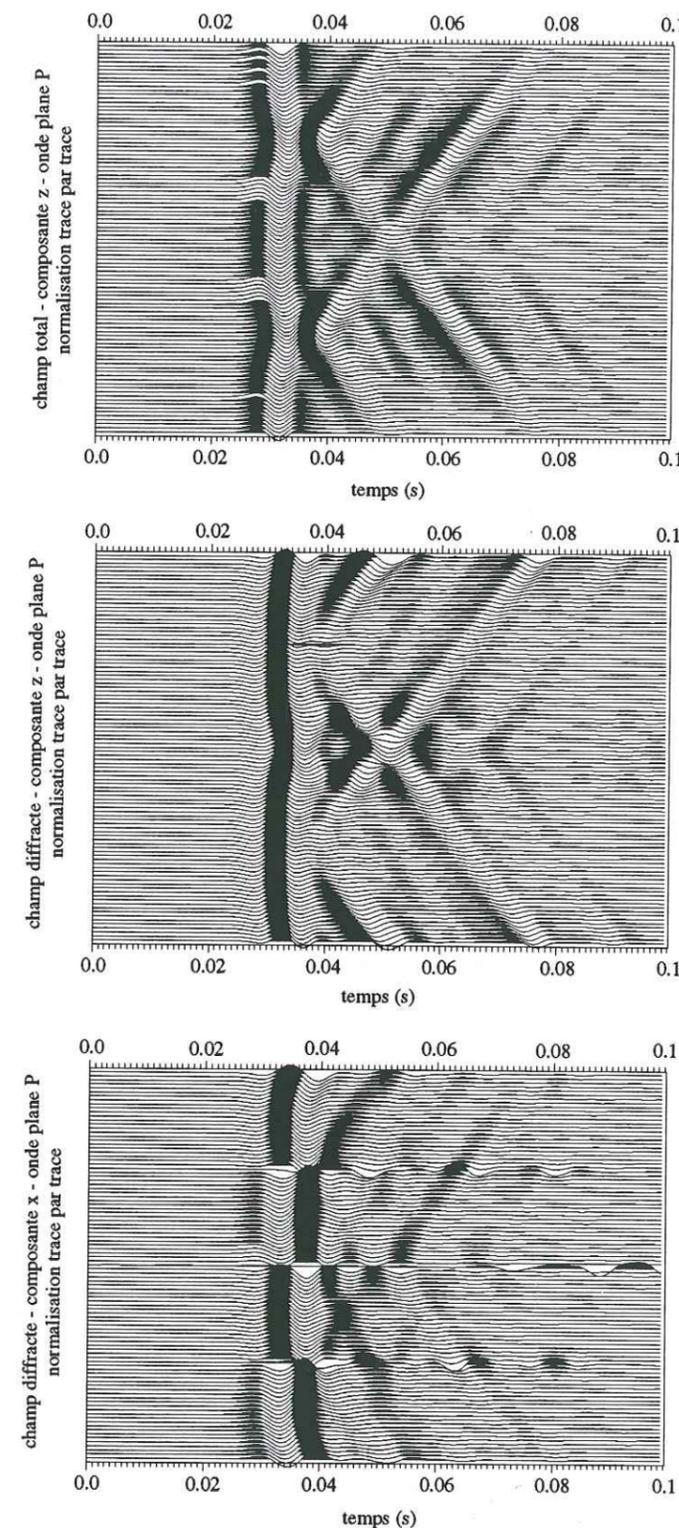


Figure III.8

3 Conclusion

Les simulations numériques de diffraction d'ondes P-SV par une ou deux fissures qui ont été réalisées dans cette partie montrent à quel point la méthode numérique DWBIEM employée est bien adaptée à ce genre de problèmes. En effet, elle prend en compte toutes les conversions d'ondes: conversions d'ondes P en ondes S et *vice versa*, conversions d'ondes de volume en ondes de surface et *vice versa*.

Ainsi, lorsque la fissure est vide, une onde de Rayleigh se propage le long des faces de la fissure lesquelles se comportent comme deux surfaces libres. Ceci a déjà été mis en évidence par Gu et al. (1996). Lorsque la fissure est remplie d'un fluide non visqueux (les ondes de cisaillement ne peuvent se propager dans un tel milieu), nous avons pu mettre en évidence une onde P qui se propageait dans le fluide non visqueux, à l'intérieur de la fissure, et qui était diffractée par les extrémités de la fissure. Dans le domaine de forte diffraction qui est atteint lorsque la dimension des hétérogénéités et la longueur d'onde sont du même ordre de grandeur, les extrémités des fissures représentent des sources de diffraction importantes. C'est effectivement ce que nous avons pu observer en champ proche, à l'extérieur des fissures.

III Déformation d'une ou deux fissures et pression d'une ou deux fissures remplies de fluide

1 Introduction

Dans cette partie, les points d'observation ou récepteurs sont placés sur les surfaces des fissures et non plus en champ proche, à l'extérieur des fissures, comme dans la précédente partie. De plus, les fissures sont maintenant prises de forme elliptique et non plus de forme rectangulaire, comme auparavant, parce que les grandeurs physiques comme le déplacement ou la pression (dans le cas où la fissure est remplie de fluide) qui sont enregistrées sur la surface de la fissure, n'ont pas la même évolution temporelle selon que la fissure est rectangulaire ou elliptique. Ceci provient du fait que les extrémités de la fissure ne sont pas définies de la même manière quand la forme est soit rectangulaire, soit elliptique. Or, nous nous plaçons à nouveau dans le cas où les effets des extrémités des fissures sont prédominants, à savoir dans le cas où les longueurs d'onde considérées sont du même ordre de grandeur que la dimension des fissures. Par

suite, la représentation des extrémités des fissures joue un rôle déterminant dans l'évolution temporelle du déplacement évalué en un point de la surface d'une des fissures comme l'a montré la figure III.2.

Dans le cas où la fissure est remplie de fluide, les faces de la fissure ne se comportent pas comme des surfaces libres comme dans le cas de la fissure vide et il s'exerce une pression sur la surface de la fissure qui est continue de part et d'autre des parois de la fissure, supposées imperméables. La pression qui s'exerce dans le fluide à l'intérieur de la fissure est donnée par l'expression (B15) dans l'annexe B.

2 Champ de déplacement et pression fluide sur une face de fissure

a) Généralités

Dans cette partie, nous considérons des fissures elliptiques ayant encore un faible facteur de forme que nous fixons à 2% (la longueur de fissure est de 100 m et l'ouverture maximale en leur centre de 2 m). Nous avons pu, par ailleurs, constater que l'ouverture initiale de la fissure n'avait pas une grande influence sur les résultats des simulations numériques à condition que le facteur de forme de la fissure soit faible. Le pas de discrétisation selon x est de 5 m, par suite, chaque face de fissure est représentée par 21 points de discrétisation. La fréquence centrale de la fonction source qui est, là encore, un Ricker est de 100 Hz. Les valeurs des vitesses et densités sont les mêmes que dans la partie précédente. La fenêtre en temps, t_l , est de 0,1 seconde, elle est discrétisée en $nt=128$ points.

Comme dans la précédente partie, nous allons présenter différents cas pour lesquels la nature du milieu à l'intérieur de la fissure (le vide ou un fluide non visqueux) et le nombre de fissures considéré (une ou deux) changent d'un cas à l'autre. L'identification des différentes ondes qui apparaissent dans ces différents cas permettra de mieux comprendre les mécanismes de déformations des fissures.

b) Différents cas

Cas d'une fissure vide et d'une onde plane P

Le cas d'une fissure vide soumise à une onde plane de type P représente à nouveau le cas le plus simple qui puisse être traité.

Nous considérons une seule fissure vide, horizontale et une onde plane P en incidence verticale. La figure III.9 représente, de haut en bas, la composante verticale et la composante horizontale du champ total du déplacement au niveau des 21 points de discrétisation de la face inférieure de la fissure. Nous mettons en évidence la propagation d'une onde de Rayleigh qui fait des aller-retours entre les deux extrémités de la fissure. Il s'agit des arrivées vers 0,05 s et 0,08 s aux deux extrémités de la fissure qui correspondent respectivement à un aller et à un aller-retour d'une onde de Rayleigh. Dans ce cas, les faces de la fissure jouent le rôle d'une surface libre. Nous avons aussi représenté la forme de la fissure à différents instants (figure III.10). Nous pouvons aisément constater la déformation des faces de la fissure sous l'action de la propagation de ces ondes de surface qui font des aller-retour d'une extrémité à l'autre de la fissure.

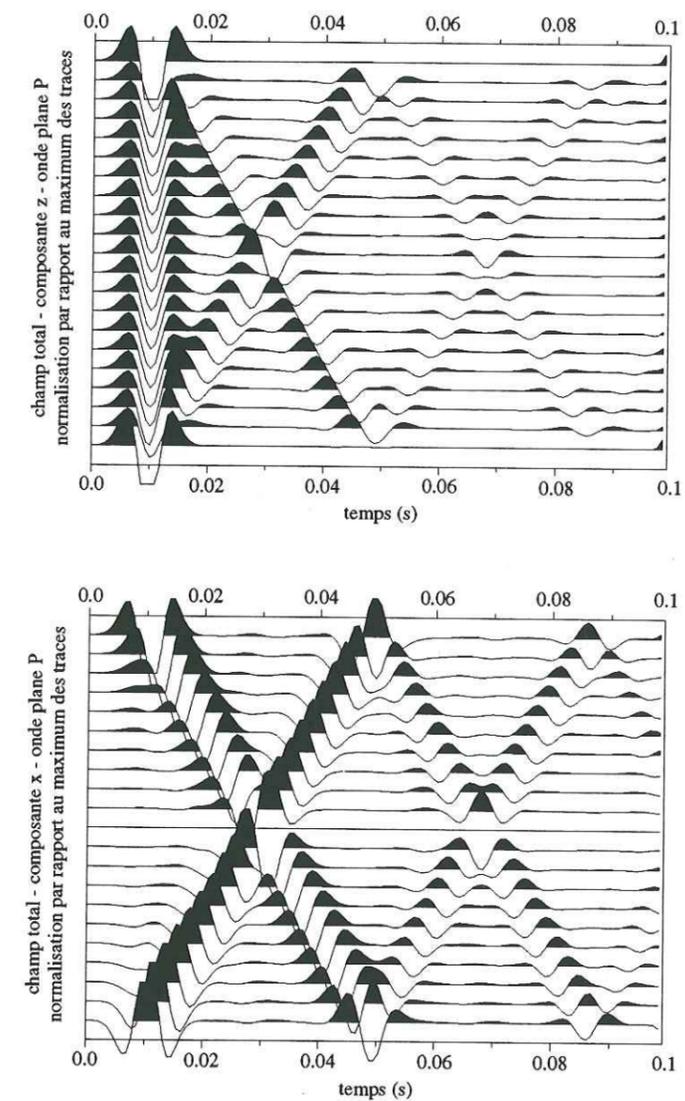


Figure III.9: Déplacements sur l'une des faces d'une fissure elliptique, horizontale, vide, pour une onde plane P en incidence verticale. Sont représentées, avec une normalisation par rapport au maximum des traces, la composante z du champ total (figure du haut) et la composante x du champ total (figure du bas).

Les faces de la fissure subissent d'abord des mouvements verticaux dus au passage de l'onde P en incidence verticale sur la fissure horizontale (instant $t=10,9375$ ms, sur la figure III.10). Ces mouvements d'ouverture de la fissure sont ensuite suivis de la propagation des ondes de Rayleigh le long des faces de la fissure.

Figure III.10: Instantanés de déformation, en différents temps de propagation des ondes, d'une fissure elliptique, horizontale, vide, soumise à une onde plane P en incidence verticale (comme dans la figure précédente). La fissure est représentée en blanc sur fond noir pour bien rendre compte des variations de forme de la fissure. L'ouverture de la fissure a été exagérée dans la direction verticale.

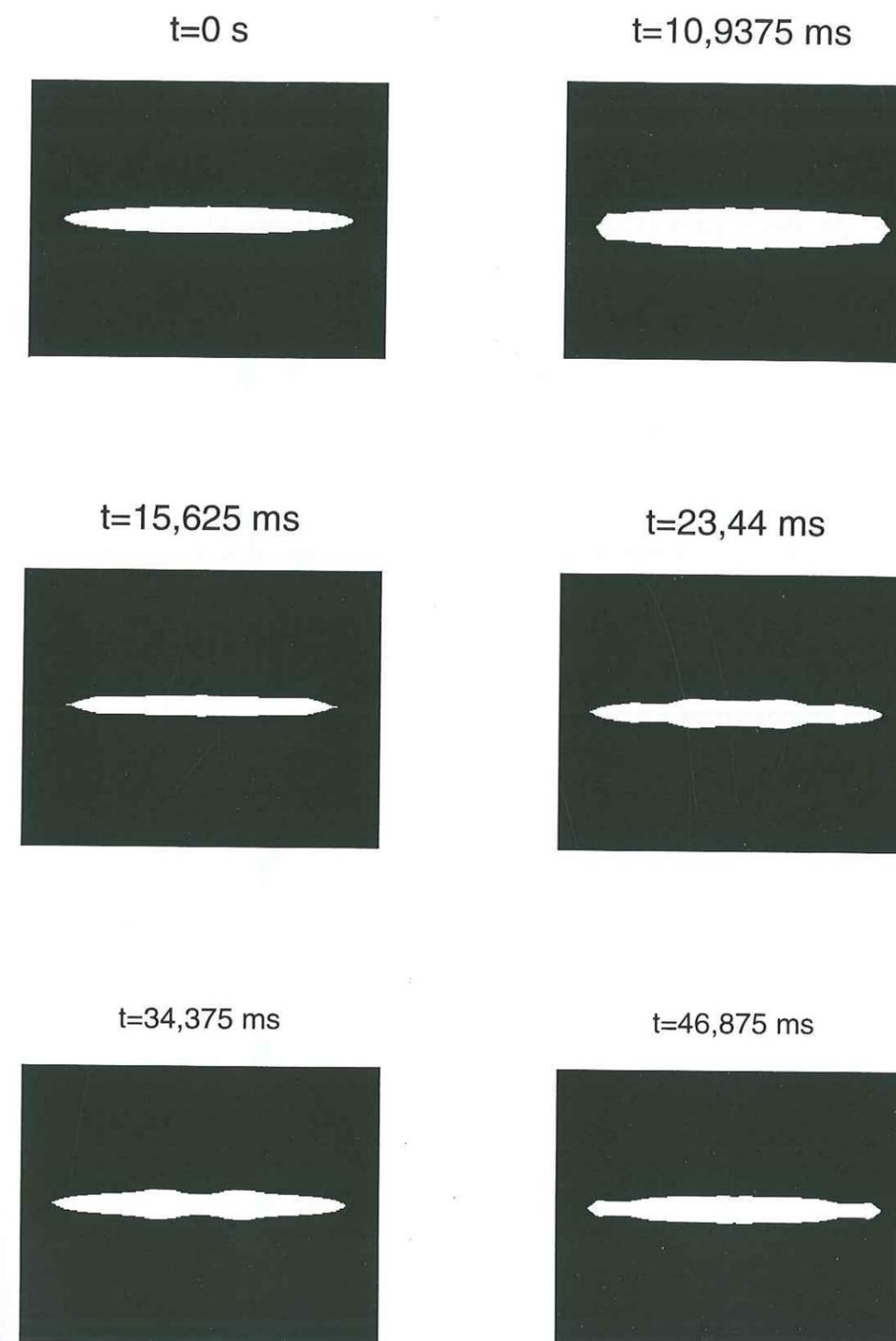


Figure III.10

Cas d'une fissure remplie d'un fluide non visqueux et d'une onde plane P

Le deuxième cas envisagé dans cette partie concerne une fissure horizontale, remplie d'un fluide non visqueux qui est soumise à une onde plane P en incidence verticale. En nous référant aux résultats de la précédente partie, nous pensons mettre en évidence une onde P qui se propage le long des faces de la fissure à la vitesse des ondes P dans le fluide. La figure III.11 visualise, de haut en bas, la composante verticale du champ de déplacement total, la composante horizontale de ce même champ et enfin la pression fluide au niveau des 21 points de discrétisation de la face inférieure de la fissure. Comme précédemment, c'est essentiellement aux extrémités de la fissure que l'identification des différentes arrivées énergétiques se fait le plus facilement. Ainsi, nous pouvons constater une arrivée vers 0,04 s qui se propage à la vitesse des ondes S et une autre arrivée vers 0,075 s qui se propage à peu près à la vitesse des ondes P dans le fluide. En réalité, cette onde est une onde d'interface, appelée onde de Stoneley; elle se propage à une vitesse inférieure à la fois à la vitesse des ondes S du milieu solide et de l'onde P dans le milieu fluide, ceci dans le cas d'une interface solide/fluide. Il existe toujours une telle onde d'interface à une interface solide/fluide (cf ouvrage de Hudson, 1980). Les sismogrammes synthétiques de pression mettent surtout en évidence la propagation de cette onde de Stoneley.

Figure III.11: Déplacements et pression sur l'une des faces d'une fissure elliptique, horizontale, remplie d'un fluide non visqueux, pour une onde plane P en incidence verticale. Sont représentées de haut en bas, avec une normalisation par rapport au maximum des traces, la composante z du champ total en déplacement, la composante x du champ total en déplacement et la pression fluide.

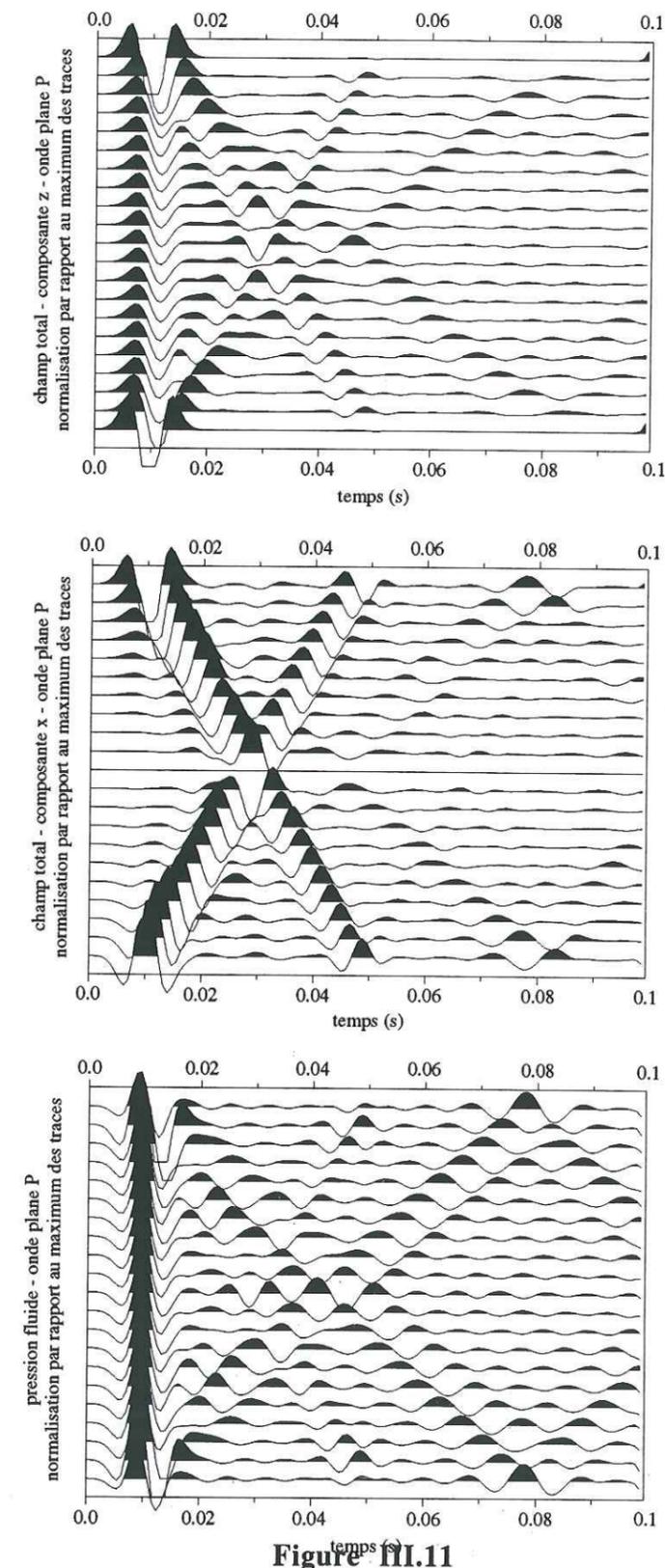


Figure III.11

Cas de deux fissures remplies d'un fluide non visqueux et d'une onde plane P

Enfin, le dernier cas considéré fait intervenir 2 fissures remplies d'un même fluide non visqueux et soumises à une onde plane P en incidence verticale; les deux fissures sont placées à la même profondeur, comme dans la précédente partie, et espacées de 20 m l'une de l'autre. Comme le montre la figure III.12 (même disposition que la figure III.11), l'identification des différentes arrivées s'avère très difficile.

Figure III.12: Déplacements et pression sur l'une des faces d'une des deux fissures elliptiques, horizontales, remplies d'un même fluide visqueux et placées à la même profondeur, pour une onde plane P en incidence verticale. Sont représentées de haut en bas, avec une normalisation par rapport au maximum des traces, la composante z du champ total en déplacement, la composante x du champ total en déplacement et la pression fluide.

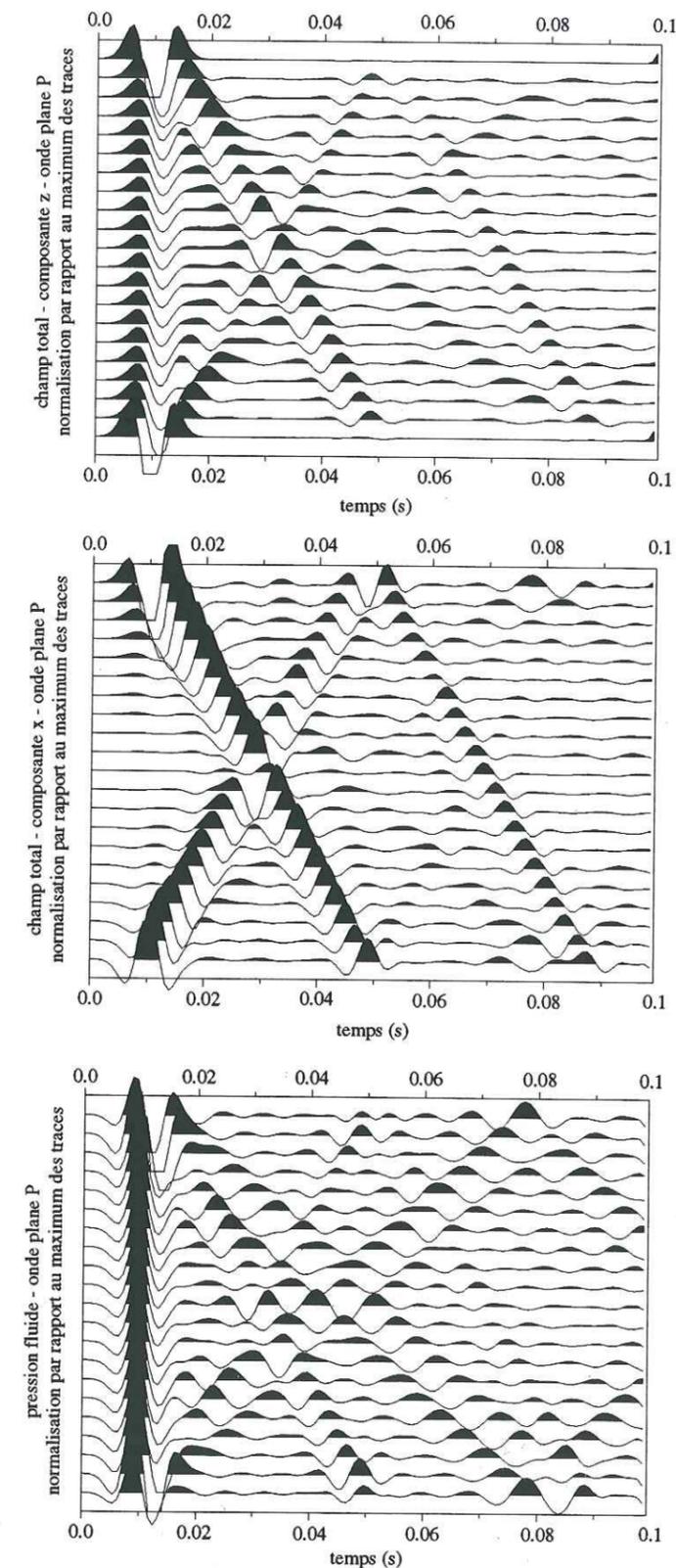


Figure III.12

3 Conclusion

Lorsqu'une fissure elliptique, vide est soumise à une onde plane P, il apparaît des ondes de Rayleigh qui se propagent le long des faces de la fissure en faisant des aller-retour entre les deux extrémités de la fissure.

Si la fissure est remplie d'un fluide non visqueux, le champ d'ondes P incident provoque l'apparition d'une onde S qui se propage le long des faces de la fissure ainsi que d'une onde d'interface, appelée onde de Stoneley, qui se propage à une vitesse très proche de celle des ondes P dans le fluide contenu par la fissure. Nous observons ainsi une onde guidée, à savoir une onde de Stoneley, comme cela a été mis en évidence par Cheng et Toksöz (1978) le long d'un puits rempli de fluide.

IV Conclusion du chapitre

L'étude phénoménologique que nous avons menée au cours de ce chapitre avait pour but de quantifier la réponse d'une ou de deux fissures à un champ d'ondes planes incident, dans le domaine de fréquence pour lequel la diffraction multiple était forte. Nous avons pu ainsi constater toute l'importance des extrémités de la fissure dans la diffraction des ondes par cette même fissure.

Dans le cas de fissures vides, nous avons observé une onde de Rayleigh faisant des aller-retour d'une extrémité à l'autre des fissures. Si les fissures sont remplies d'un fluide non visqueux, une onde S apparaît le long des faces de fissures, ainsi qu'une onde de Stoneley qui est une onde d'interface, c'est-à-dire dont l'amplitude diminue au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'interface en question. Cette étude montre également les déformations des premières arrivées du front d'onde transmis en amplitude et en temps lorsqu'il rencontre une fissure.

La méthode numérique DWBIEM utilisée, décrite au chapitre précédent, est extrêmement bien adaptée aux problèmes de diffraction d'ondes sismiques par des fissures vides ou remplies de fluide.

Dans le prochain chapitre, nous allons nous intéresser à l'atténuation du champ d'onde incident par une zone fissurée contenant un ensemble de fissures vides.

CHAPITRE IV: DIFFRACTION MULTIPLE ET ATTÉNUATION

I. Introduction

Dans ce chapitre, nous allons considérer le phénomène de la diffraction multiple d'une onde rencontrant un ensemble de fissures. L'intérêt d'étudier le champ d'ondes diffracté par une zone fissurée réside dans le fait que la croûte terrestre contient, à certains endroits, de nombreuses fissures et qu'une étude plus poussée de ce phénomène de diffraction multiple des ondes élastiques par des fissures devrait permettre de mieux connaître la structure de la croûte terrestre. Les ondes élastiques représentent, en effet, l'instrument le plus puissant que les géophysiciens ont à leur disposition pour étudier les propriétés *in situ* de l'intérieur de la Terre. En particulier, nous allons étudier, dans ce chapitre, comment l'atténuation d'un champ d'onde élastique qui se propage dans une zone fissurée peut caractériser cette zone fissurée.

Ce n'est que tout récemment que des simulations numériques de diffraction d'ondes élastiques par des distributions de fissures dans des milieux homogènes à deux dimensions ont été réalisées. Benites *et al.* (1992) ont calculé des sismogrammes synthétiques de diffraction d'ondes SH par une distribution aléatoire de fissures à sections circulaires. Pour cela, ils ont utilisé une méthode d'équations intégrales aux frontières différente de la nôtre, dans le fait qu'ils ont exprimé les conditions aux limites au sens des moindres carrés. Kawahara et Yamashita (1992) et Kawahara (1992) ont étudié la diffraction d'ondes P, SV et SH par une zone fissurée en appliquant le formalisme de Hudson (1980) et de Yamashita (1990), ce formalisme représentant le moyen le plus efficace de traiter le cas d'un grand nombre d'objets diffractants, répartis de manière discrète et aléatoire (c'est une analyse stochastique qui se base sur l'approximation de Foldy de 1945). Murai *et al.* (1995) ont réalisé des simulations numériques de diffraction d'ondes SH par des distributions aléatoires de fissures en appliquant un formalisme déterministe qui tient compte de toutes les interactions entre les fissures.

Toutes ces récentes études de diffraction multiple des ondes élastiques par des distributions discrètes de fissures s'intéressent à l'atténuation des premières arrivées du champ d'ondes total (somme du champ incident et du champ diffracté). Nous avons suivi la même démarche mais en appliquant la méthode numérique DWBIEM, expliquée au chapitre II de ce mémoire pour le calcul du champ d'ondes diffracté. Nous avons traité le cas P-SV pour des distributions régulières et non aléatoires de fissures à faces parallèles horizontales et pour une onde plane de type P en incidence verticale. L'incidence verticale de l'onde plane sur des fissures horizontales correspond au cas où l'atténuation des

premières arrivées diffractées est la plus forte (Murai *et al.*, 1995). Par ailleurs, étant donné que le pouvoir atténuant d'une zone fissurée dépend directement de la dimension et de la densité des fissures, la mesure de l'atténuation du front d'onde transmis a l'intérêt de donner des informations sur la zone fissurée, traversée par les ondes.

Nous avons développé un algorithme de calcul du champ de déplacement diffracté qui procède de manière itérative et qui permet ainsi de considérer un grand nombre de fissures.

II Méthode itérative approchée

1. Description de la méthode

a) Introduction

La méthode itérative employée ici repose également sur la méthode DWBIEM.

Cette méthode numérique calcule de manière itérative les forces de diffraction appliquées aux points de discrétisation des fissures. A chaque itération supplémentaire, le nombre d'interactions entre fissures augmente. Par conséquent, la solution obtenue grâce à cette méthode itérative converge, de proche en proche, vers la solution exacte de la diffraction multiple qui prend en compte toutes les interactions possibles entre fissures et qui est obtenue grâce à la méthode DWBIEM. Cette méthode itérative a l'intérêt de réduire la taille des matrices intervenant dans les équations de conditions aux limites, au niveau des fissures et ainsi le temps de calcul est notablement diminué (les inversions matricielles se font plus rapidement parce que la dimension des matrices est réduite).

Hudson et Heritage (1981) ont également décrit, de manière théorique, une méthode itérative permettant d'approcher le signal du champ diffracté par des hétérogénéités.

b) Développement de la méthode itérative

La méthode itérative que nous allons exposer permet un calcul plus rapide du champ de déplacement diffracté par des fissures que la méthode exacte, présentée au chapitre II, du fait qu'elle a pour effet de réduire notablement la dimension des systèmes d'équations à résoudre.

Pour réduire encore plus le temps de calcul, toutes les fissures sont identiques et orientées selon la même direction, à savoir selon la direction de l'axe horizontal des x qui correspond à la direction de périodisation du milieu (se référer au chapitre II). Les fissures sont à faces parallèles et sont de plus placées en réseau (plus précisément en quinconces), c'est-à-dire qu'elles sont régulièrement espacées les unes des autres selon les directions horizontale et verticale, afin de réduire le temps de calcul et la place mémoire nécessaire pour effectuer ces calculs. Cette disposition spatiale régulière des fissures nous permettra par la suite de considérer un assez grand nombre de fissures. Les fissures se trouvent dans un milieu élastique, homogène et isotrope et sont, soit toutes vides, soit toutes remplies d'un fluide non visqueux.

Nous appelons N_f le nombre de fissures, et N_s le nombre de points de discrétisation de chaque fissure représentant les sources secondaires (il est le même pour chaque fissure puisque les fissures sont toutes identiques et orientées de la même manière et qu'elles sont de plus espacées régulièrement dans les deux directions de l'espace x et z et, impérativement, d'un nombre entier de pas, Δx , dans la direction horizontale, ceci dans le but de bien périodiser le milieu fissuré selon la direction des x ; pour de plus amples explications, se référer au chapitre II). Nous notons N_c le nombre de conditions aux limites en chaque point de discrétisation de fissure, il est égal à deux si les fissures sont vides et à trois si les fissures sont remplies d'un fluide non visqueux (voir chapitre II).

Soit U_0 le champ d'ondes incident provenant directement d'une source d'ondes extérieure à la zone fissurée qui, en traversant cette zone, va subir la diffraction multiple et donner lieu à un champ d'ondes diffracté U_d . Soit U le champ d'ondes complet qui est tel que : $U = U_0 + U_d$. Dans notre raisonnement, U correspond au champ total de déplacement des ondes sismiques dans le plan (x, z) , U pourrait également représenter le champ de contrainte.

La méthode itérative consiste à isoler chaque fissure des $(N_f - 1)$ autres fissures. Ainsi, au lieu de résoudre un unique système d'équations linéaires de dimensions $(N_f * N_s * N_c)$ au carré, comme dans le cas du calcul exact, nous ne sommes plus qu'amenés à résoudre N_f systèmes d'équations linéaires de dimensions $(N_s * N_c)$ au carré.

Considérons une fissure quelconque parmi les N_f fissures que nous appellerons fissure numéro i . Le champ d'ondes extérieur, U_e^i , qui sollicite cette fissure se décompose en deux termes : le champ d'ondes incident, U_0^i , et le champ d'ondes

diffraqué par toutes les autres fissures excepté la fissure numéro i. De là, nous avons en tout point de discrétisation, P, de la ième fissure:

$$U_e^i(P) = U_0^i(P) + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{N_f} U_d^{ij}(P) \quad (IV.1)$$

où $U_d^{ij}(P)$ représente le champ diffracté par la fissure numéro j (j différent de i) en un point P de la fissure i. Il faut noter que la fissure j est également prise isolément parmi les (Nf-1) autres fissures. $U_d^{ij}(P)$ correspond donc aux interactions entre les fissures i et j uniquement, les contributions des autres fissures n'étant pas prises en compte dans le terme $U_d^{ij}(P)$. La sommation sur les (Nf-1) autres fissures (toutes sauf la fissure i) des champs diffractés permet de considérer toutes les sollicitations extérieures en interaction avec la fissure i.

La méthode numérique mise au point procède de manière itérative au niveau du calcul des forces de diffraction appliquées en chaque point de discrétisation des Nf fissures; la méthode en question s'effectue également fréquence par fréquence de la même manière que la méthode numérique exacte, décrite au chapitre II. Pour expliquer le processus itératif de cette méthode, considérons à nouveau une fissure que nous appelons "fissure i", quelconque parmi les Nf fissures du modèle de milieu fissuré. Le raisonnement exposé ci-dessous s'applique donc pour chacune des (Nf-1) autres fissures. L'organigramme de la figure IV.1 permet de mieux comprendre le processus de cette méthode itérative.

A la première itération, la sollicitation extérieure à la fissure i ne comprend que le champ d'ondes provenant directement de la source d'ondes sismiques extérieure à toutes les fissures; c'est le cas de la diffraction simple ("single scattering") parce que nous ne prenons pas en compte, à ce stade de l'algorithme, des interactions entre fissures. Les Nf systèmes à résoudre pour évaluer les forces de diffraction sont de la forme, pour i=1, Nf (dans les notations ci-dessous, il n'y a pas de sommation sur l'indice i) :

$$G^{ii} \sigma_{(1)}^i = V_0^i \quad (IV.2)$$

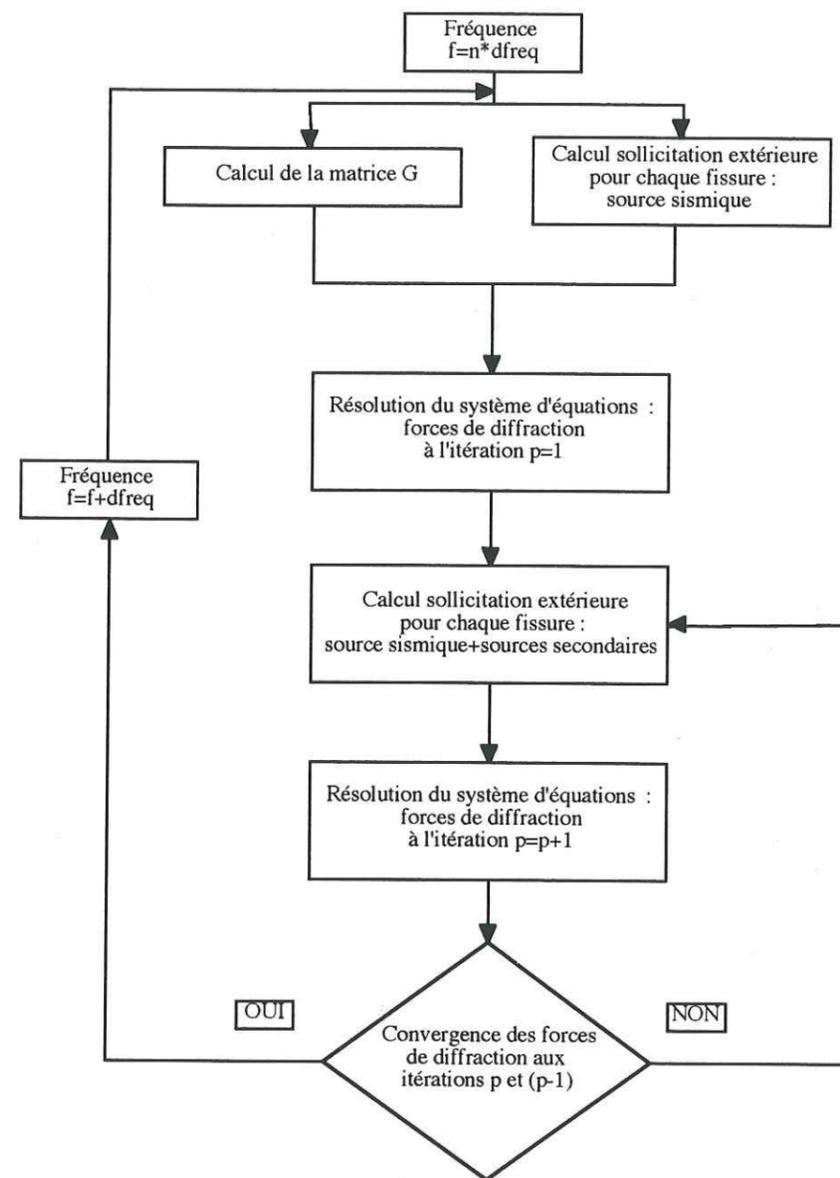


Figure IV.1: Organigramme de la méthode itérative qui permet de calculer le champ de déplacement diffracté pour un grand nombre de fissures.

Les notations sont les mêmes que celles utilisées au chapitre II (se référer à l'équation (II.6)) :

G^{ii} est la matrice des fonctions de Green qui ne font intervenir que les coordonnées des points de discrétisation de la fissure i . En fait, cette matrice est la même pour toutes les N_f fissures parce qu'elle ne fait intervenir que les différences de coordonnées de toutes les combinaisons possibles de paires de points de discrétisation de chaque fissure prise à part et parce que toutes les fissures sont identiques, orientées selon la même direction par rapport à l'axe des x et discrétisées de la même manière. C'est pourquoi, nous appellerons, par la suite, cette matrice, G ;

$\sigma_{(1)}^i$ correspond au vecteur des forces de diffraction appliquées en tous les points de la fissure i et calculées à la première itération. Ce vecteur comprend l'ensemble des inconnues du système d'équations à résoudre;

V_0^i représente le champ d'onde incident provenant directement de la source sismique extérieure à la fissure (la source du champ d'ondes primaire) et évalué en chaque point de la fissure i .

Une fois que les forces de diffraction ont été calculées après inversion des N_f systèmes d'équations de la forme (IV.2), il est possible de calculer, par exemple, le champ de déplacement diffracté en tout point du milieu (se référer à l'annexe B, en fin de rapport). Cette première itération correspond à la diffraction simple; en effet, le champ d'ondes incident, issu de la source d'ondes sismiques, n'est diffracté que par une seule fissure à la fois.

A la deuxième itération, le champ de sollicitation extérieure à la fissure i comprend le terme du champ incident, V_0^i , et le terme du champ diffracté par toutes les autres fissures et dont les forces de diffraction ont été calculées à l'itération précédente (à savoir dans ce cas, la première itération). Les N_f systèmes d'équations à résoudre, à cette étape, se mettent tous sous la forme suivante :

$$G\sigma_{(2)}^i = V_0^i + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{N_f} g^{ij} \sigma_{(1)}^j \quad (IV.3)$$

pour $i=1$ à N_f et où :

$\sigma_{(2)}^i$ correspond au vecteur des forces de diffraction appliquées en tous les points de la fissure i et calculées à la deuxième itération.

g^{ij} représente la matrice des fonctions de Green concernant les fissures i et j . Cette matrice ainsi que la matrice G ne sont pas modifiées d'une itération à une autre.

Cette deuxième itération simule la diffraction double pour laquelle le champ d'ondes dû à la source primaire est diffracté par seulement deux fissures.

A la p -ième itération, les N_f systèmes d'équations, d'inconnues $\sigma_{(p)}^i$, s'écrivent chacun de la manière suivante:

$$G\sigma_{(p)}^i = V_0^i + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{N_f} g^{ij} \sigma_{(p-1)}^j \quad (IV.4)$$

où :

$\sigma_{(p-1)}^j$ correspond aux forces de diffraction appliquées en tous les points de la fissure j , calculées à l'étape $(p-1)$.

Ce processus itératif peut se dérouler à l'infini pour approcher la diffraction multiple du champ d'ondes primaire par les N_f fissures considérées. Pour simuler au mieux le champ d'ondes dû à la diffraction multiple, nous nous sommes fixés un critère de convergence qui porte sur la valeur des composantes des forces de diffraction. Supposons, pour simplifier, que les fissures soient vides; en chaque point de discrétisation des fissures s'applique une force de diffraction de composantes Q_x^j et Q_z^j où l'indice j représente la numérotation des points de discrétisation des fissures (pour rester cohérent avec les notations de l'annexe B). Le critère de convergence doit être robuste et, de plus, son application doit être rapide. Nous l'avons fixé de la manière suivante :

$$\frac{\|Q_x^j\|_{(p)} + \|Q_z^j\|_{(p)} - (\|Q_x^j\|_{(p-1)} + \|Q_z^j\|_{(p-1)})}{\|Q_x^j\|_{(p)} + \|Q_z^j\|_{(p)}} < \epsilon \quad (IV.5)$$

où :

$\|\cdot\|$ représente le module d'un nombre complexe. Rappelons ici que les calculs sont effectués dans le domaine fréquentiel et que donc les grandeurs physiques, comme les forces de diffraction, sont des nombres complexes;

ε est très inférieur à 1.

Ce critère de convergence est robuste parce qu'il est très peu probable que les deux termes du dénominateur soient nuls simultanément. Ce critère est rapide d'exécution parce qu'il n'est testé que pour un seul point quelconque par fissure et non pour tous les points de discrétisation de toutes les fissures. Si jamais un certain nombre d'itérations est dépassé, le calcul est interrompu en considérant que la convergence n'est pas atteinte.

A la fin d'une simulation numérique utilisant cette méthode itérative et pour une configuration de fissures donnée, nous disposons des forces de diffraction en tous les points de discrétisation de fissures (sources secondaires) et à toutes les fréquences, ceci s'il y a eu convergence à toutes les fréquences bien entendu. Il est ainsi possible de calculer le champ de déplacement en tout point du milieu à partir de la connaissance des forces de diffraction au niveau des sources secondaires.

2. Différents tests

Nous avons effectué différents tests pour vérifier la validité de la méthode numérique itérative expliquée au paragraphe précédent. Pour cela, nous avons comparé le champ de déplacement diffracté obtenu en utilisant la méthode numérique exacte appliquée au chapitre précédent avec le champ de déplacement diffracté résultant de la méthode itérative approchée. Les fissures sont toutes orientées selon l'axe x , perpendiculairement à la direction de propagation du champ d'onde incident qui est, dans tout ce chapitre, une onde plane de type P en incidence verticale (selon l'axe z , figure IV 2.).

Dans un premier temps, nous n'avons considéré que deux ou trois fissures vides pour tester la méthode approchée et ensuite nous avons augmenté le nombre de fissures; ci-dessous, seront exposés 3 tests avec 3 configurations distinctes de 23 fissures vides.

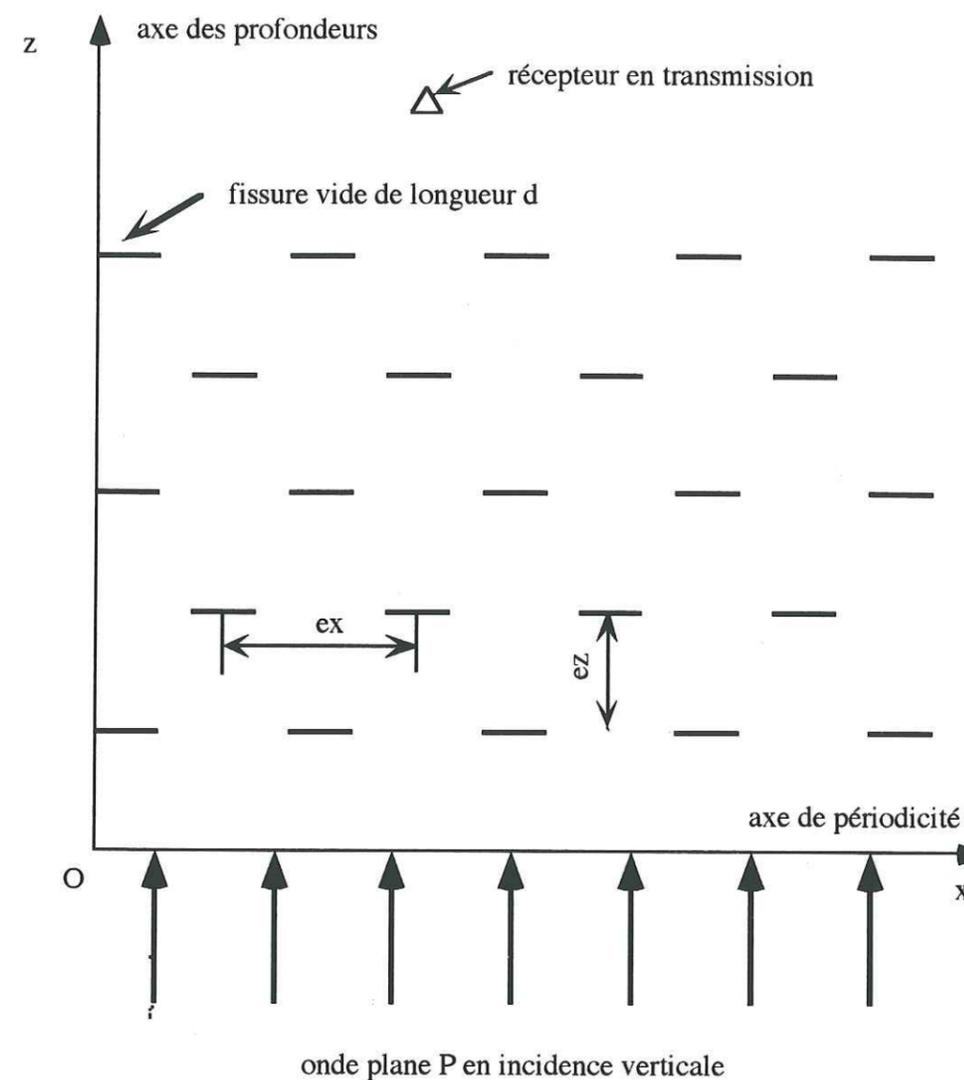


Figure IV.2: Distribution régulière de 23 fissures vides, horizontales et à faces parallèles. Définition des paramètres "ex" et "ez" qui représentent respectivement la distance de séparation de deux centres de fissures adjacentes sur une même ligne horizontale et la distance de séparation verticale entre deux lignes horizontales adjacentes de fissures.

a) Configuration peu dense de fissures

La densité de fissure se calcule en exprimant le rapport du nombre de fissures sur la surface à l'intérieur de laquelle sont réparties les fissures parce que le modèle de milieu fissuré est à deux dimensions.

Dans ce premier cas, nous considérons une distribution en quinconces de 23 fissures de 40 m de long, de 0.01 m d'épaisseur et espacées les unes des autres de $e_z=200$ m selon l'axe z et de $e_x=400$ m selon l'axe x (voir figure IV.2). La densité est donc, dans ce cas, de $1,75 \cdot 10^{-5}$ fissures/ m^2 . Sur la figure IV.3, le récepteur considéré est placé en transmission et est symbolisé par un triangle. Les trois graphiques correspondent au champ de déplacement diffracté enregistré à ce récepteur, calculé d'une part avec la méthode exacte (courbes en rouge) et d'autre part avec la méthode approchée (courbes en noir). La fréquence centrale du Ricker est de 5 Hz. La vitesse des ondes P dans le milieu extérieur aux fissures est de 5000 m/s et la densité est de 2,7.

Nous pouvons constater que la solution exacte est pratiquement atteinte à la deuxième itération et que les deux courbes se superposent exactement à la troisième itération. Dans ce cas, la convergence vers la solution exacte est rapide parce que la densité de fissure est faible et donc les interactions entre fissures ne sont pas importantes.

b) Configuration dense de fissures

L'espacement entre les fissures est plus faible que dans le précédent cas; ici, $e_z=40$ m selon l'axe z et $e_x=80$ m selon l'axe x (voir figure IV.2). La densité est donc de $4 \cdot 10^{-4}$ fissures/ m^2 . La distribution est par conséquent plus dense que la précédente. Les dimensions des fissures, la fréquence centrale du Ricker, la vitesse des ondes P, ainsi que la densité, sont identiques à celles de la précédente modélisation. La figure IV.4 est l'équivalent de la figure IV.3.

Dans ce cas, la solution exacte n'est pas encore atteinte à la dixième itération et à la vingtième itération, la solution approchée se superpose avec la solution exacte mais elle comporte, en plus du signal exact, des arrivées plus tardives qui n'étaient pas apparues dans le cas de la configuration précédente.

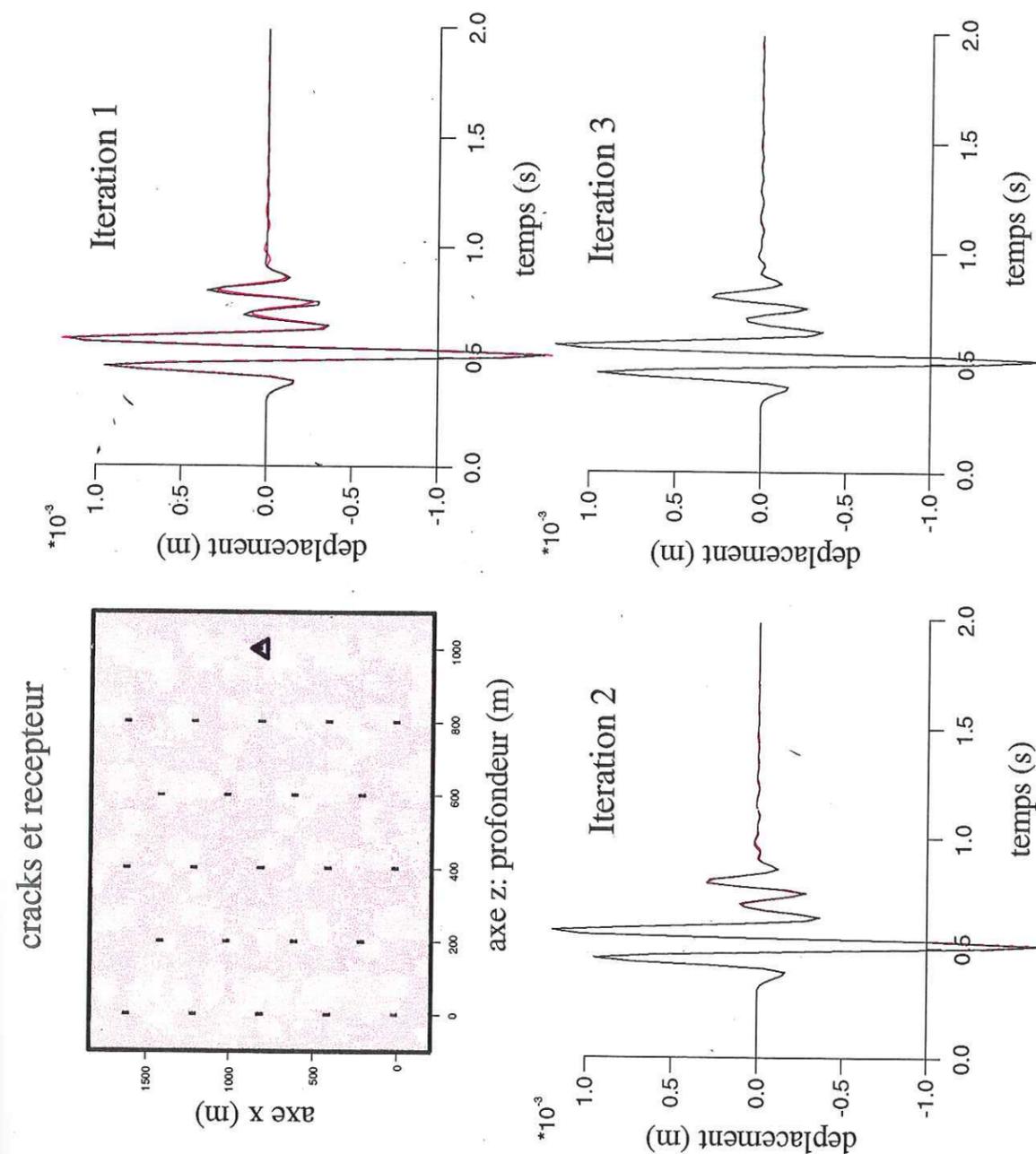


Figure IV.3: Configuration de fissures de faible densité. 23 fissures de longueur $d=40$ m, $e_x=400$ m, $e_z=200$ m, avec un récepteur en transmission (triangle). Champ de déplacement diffracté avec la méthode exacte (en rouge) et avec la méthode itérative (en noir) à 3 itérations distinctes pour une fréquence centrale du Ricker de 5 Hz et une vitesse des ondes P de 5000 m/s.

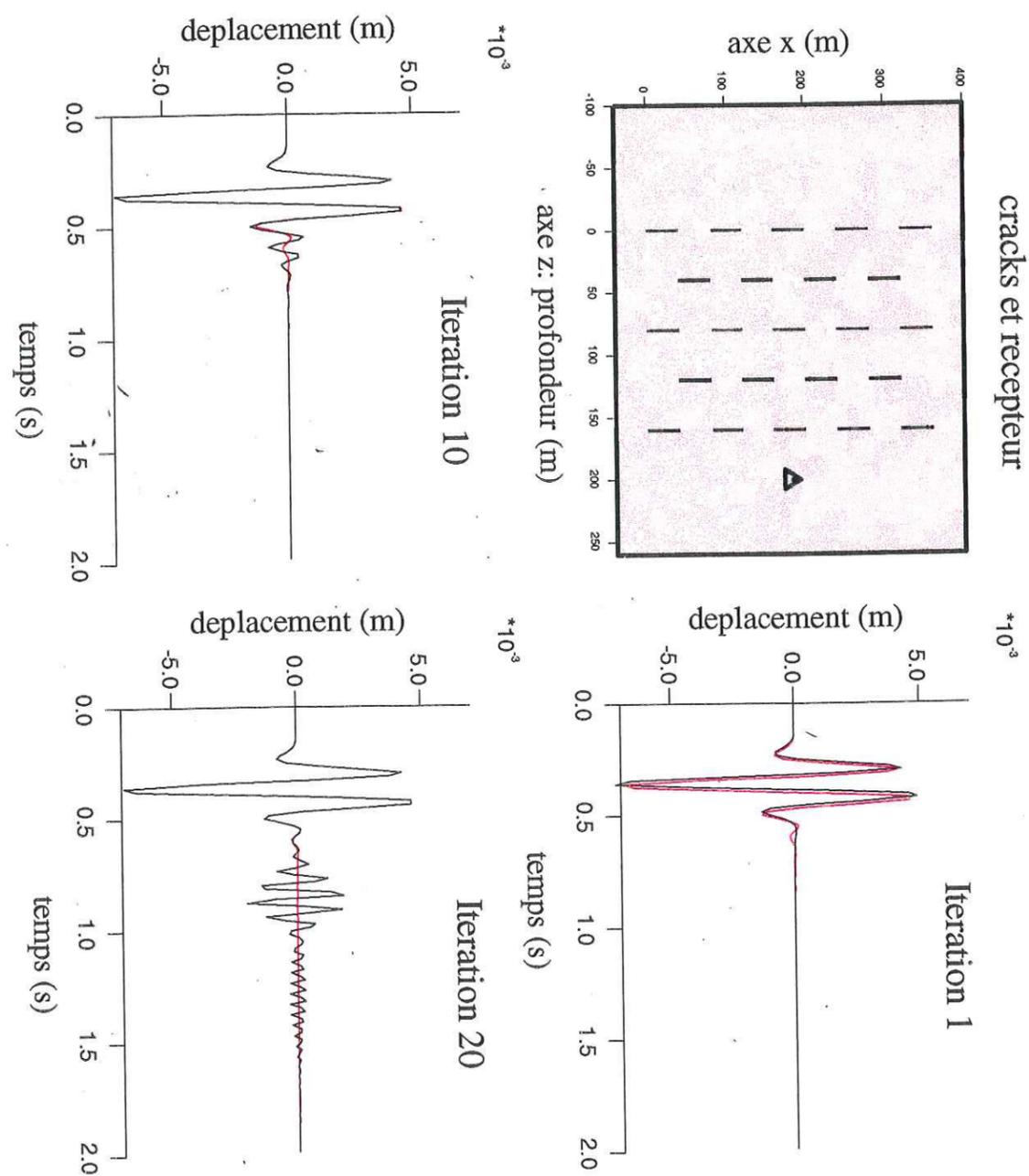


Figure IV.4: Configuration de fissures de densité élevée. 23 fissures de longueur $d=40$ m, $e_x=80$ m, $e_z=40$ m, avec un récepteur en transmission (triangle). Champ de déplacement diffracté avec la méthode exacte (en rouge) et avec la méthode itérative (en noir) à 3 itérations distinctes pour une fréquence centrale du Ricker de 5 Hz et une vitesse des ondes P de 5000 m/s.

Ceci pourrait être dû au fait que les interactions entre les fissures sont fortes, dans ce cas, parce qu'elles sont plus rapprochées les unes des autres que dans le précédent cas; de plus, comme la méthode itérative tronque les interactions entre fissures, elle ne prend pas en compte toutes les interactions possibles entre les différentes fissures et des phénomènes d'interactions destructives ne peuvent donc pas être modélisés par la méthode approchée. Nous avons pu observer que ces oscillations se décalaient vers les temps croissants au fur et à mesure que l'on augmentait le nombre d'itérations. Ainsi, il suffit d'augmenter le nombre d'itérations pour atteindre la solution exacte.

Du fait de ce problème de convergence, nous allons considérer une configuration de fissures de densité intermédiaire qui fera l'objet, plus loin, de l'étude de l'atténuation des ondes directes, entre autre.

c) Configuration de fissures de densité intermédiaire

La configuration de 23 fissures que nous utiliserons par la suite comporte des fissures de 100 m de long, de 0.01 m d'épaisseur et espacées de $e_z=150$ m selon l'axe z et de $e_x=300$ m selon l'axe x. Dans ce cas, la densité de fissure est de $3 \cdot 10^{-5}$ fissures/ m^2 . La fréquence centrale du Ricker est de 15 Hz, la vitesse des ondes P et la densité sont respectivement de 3000 m/s et de 2,7. Nous sommes ainsi dans le domaine de fréquence où la diffraction multiple est forte. Les figures IV.5, IV.6 et IV.7 représentent la position des fissures et du récepteur ainsi que le déplacement du champ diffracté exact (en rouge) et approché (en noir), seule la position du récepteur est modifiée d'une figure à l'autre. En réflexion (figure IV.5) la solution est pratiquement atteinte à la quatrième itération alors que dans la zone fissurée et en transmission (figure IV.6 et IV.7), il faut monter jusqu'à la huitième itération pour que la solution approchée soit satisfaisante. En fait, lorsque l'on se place en réflexion, seule la première ligne de fissures intervient réellement dans le calcul du champ diffracté parce qu'elle joue, en quelque sorte, le rôle d'un miroir, les fissures étant vides.

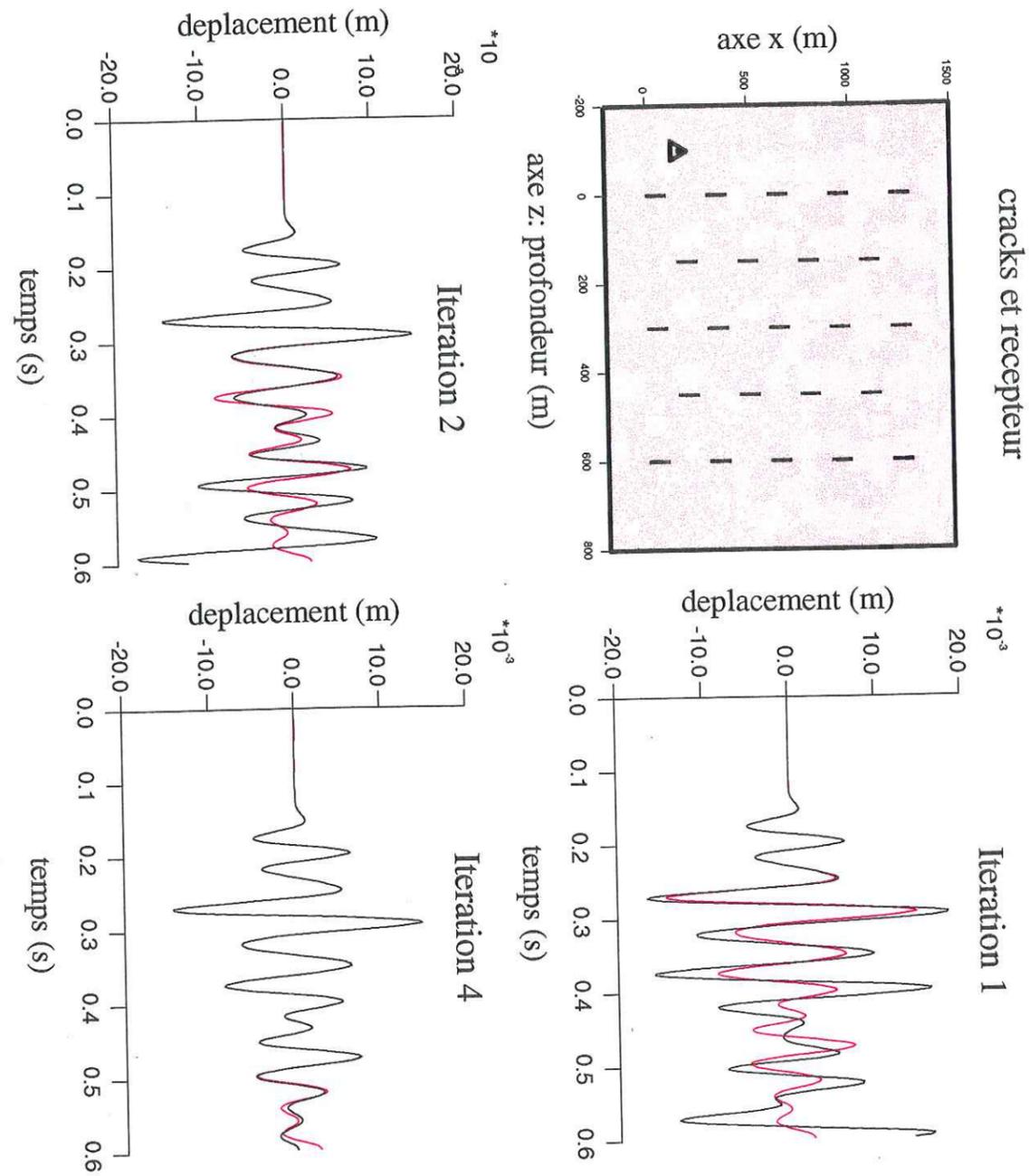


Figure IV.5: Configuration de fissures de densité intermédiaire. 23 fissures de longueur $d=100$ m, $ex=300$ m, $ez=150$ m, avec un récepteur en réflexion (triangle). Champ de déplacement diffracté avec la méthode exacte (en rouge) et avec la méthode itérative (en noir) à 3 itérations distinctes pour une fréquence centrale du Ricker de 15 Hz et une vitesse des ondes P de 3000 m/s.

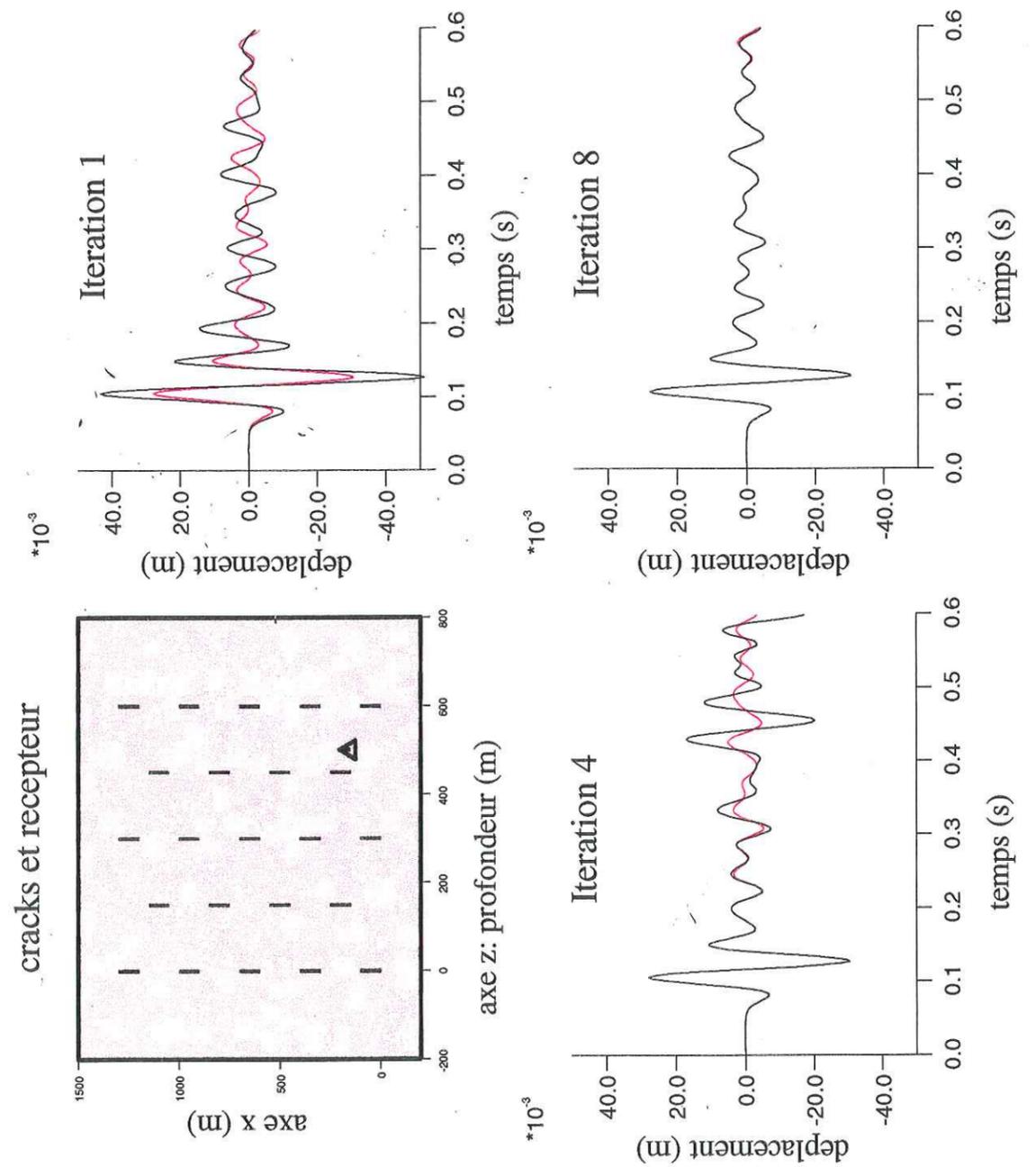


Figure IV.6: Configuration de fissures de densité intermédiaire. 23 fissures de longueur $d=100$ m, $ex=300$ m, $ez=150$ m, avec un récepteur placé à l'intérieur de la zone fissurée (triangle). Champ de déplacement diffracté avec la méthode exacte (en rouge) et avec la méthode itérative (en noir) à 3 itérations distinctes pour une fréquence centrale du Ricker de 15 Hz et une vitesse des ondes P de 3000 m/s.

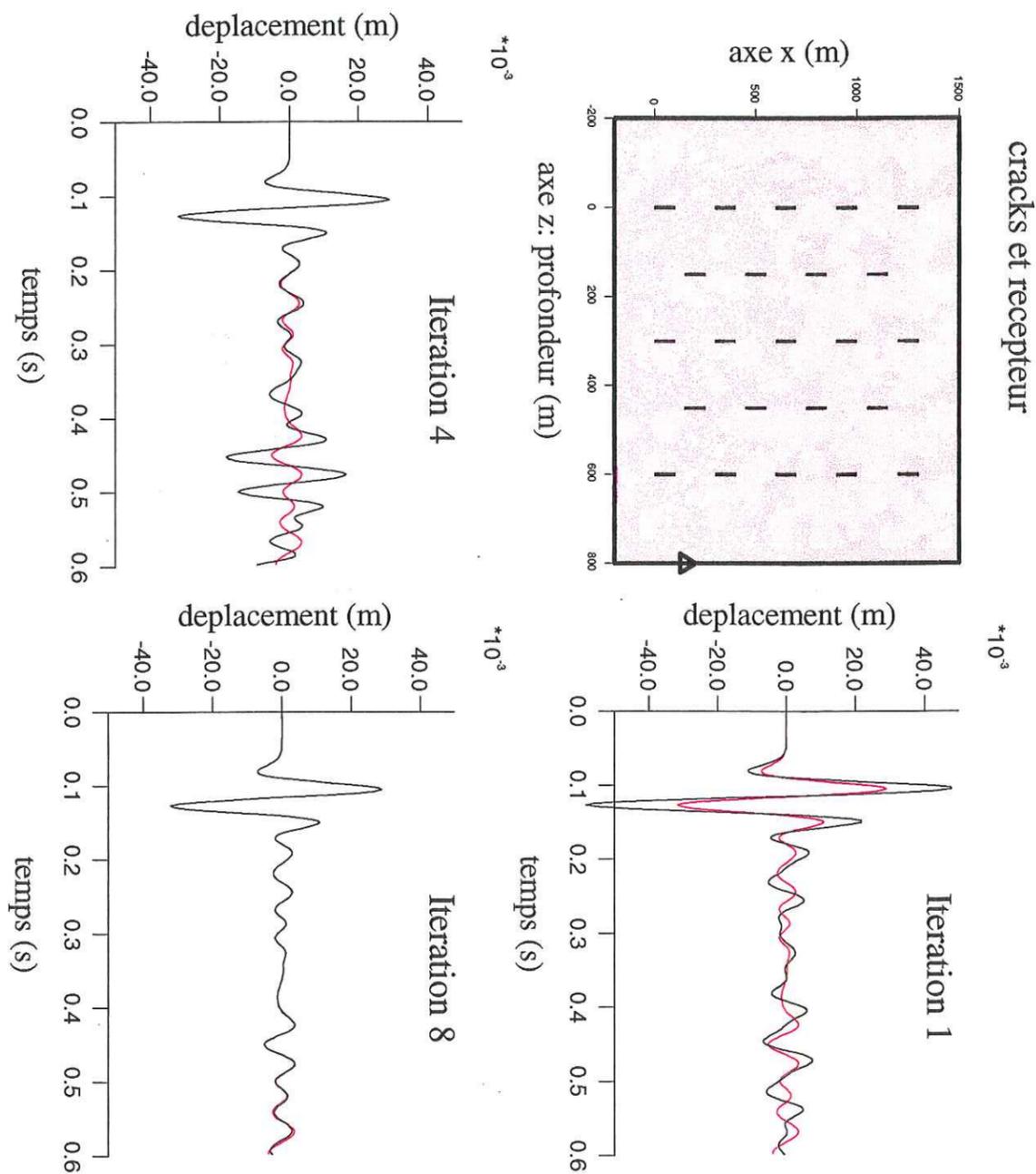


Figure IV.7: Configuration de fissures de densité intermédiaire. 23 fissures de longueur $d=100$ m, $e_x=300$ m, $e_z=150$ m, avec un récepteur en transmission (triangle). Champ de déplacement diffracté avec la méthode exacte (en rouge) et avec la méthode itérative (en noir) à 3 itérations distinctes pour une fréquence centrale du Ricker de 15 Hz et une vitesse des ondes P de 3000 m/s.

3. Conclusion

La méthode numérique, itérative, mise au point pour approcher la solution exacte de la diffraction multiple, permettra de calculer plus rapidement le champ de déplacement diffracté par un grand nombre de fissures disposées régulièrement les unes par rapport aux autres. C'est cette disposition régulière de fissures qui permet de réduire l'espace mémoire et la durée que prennent les calculs.

Cette méthode itérative présente néanmoins l'inconvénient de ne pas converger rapidement vers la solution exacte dans les cas où la densité de fissure est élevée. En effet, lorsque les fissures sont proches les unes des autres, les interactions entre fissures sont fortes et pour calculer le champ diffracté par ces fissures, il est nécessaire de prendre en compte toutes les interactions possibles entre les fissures que la méthode exacte réalise. Par conséquent, nous n'allons employer la méthode itérative que pour des configurations de fissures de densités modérées.

III Atténuation de l'onde directe par diffraction multiple sur des fissures

1. Quantification de l'atténuation

La diffraction des ondes élastiques qui se propagent dans un milieu hétérogène a pour effet d'atténuer ces ondes. L'atténuation par la diffraction n'est pas un mécanisme de dissipation d'énergie mais est uniquement un mécanisme de redistribution d'énergie dans l'espace et dans le temps. Il s'agit donc un effet géométrique, contrairement à l'atténuation des ondes élastiques due à l'anélasticité du milieu traversé qui est un mécanisme de dissipation d'énergie. Le facteur de qualité total Q_t suit la relation suivante:

$$1/Q_t = 1/Q_a + 1/Q_s \tag{IV.6}$$

où:

Q_a est le facteur de qualité dû à l'anélasticité du milieu,

Q_s est le facteur de qualité dû à la diffraction des ondes par les hétérogénéités du milieu.

Nous avons utilisé la formule employée par Benites *et al.* (1992) et qui fait intervenir uniquement le facteur de qualité Q de diffraction. En effet, dans leurs modèles de milieux fissurés (tout comme dans nos simulations numériques), le phénomène d'anélasticité n'est pas pris en compte. Comme il n'y a pas d'expansion géométrique dans le cas des ondes planes, l'amplitude maximale en fréquence $A(\omega)$ des arrivées directes qui ont traversé une zone diffractante d'épaisseur h suit la relation suivante :

$$A(\omega) = A_0 \exp\left(-\frac{\omega h}{2\alpha Q}\right) \quad (\text{IV.7})$$

où A_0 est l'amplitude maximale en fréquence de l'onde plane incidente qui n'a pas été perturbée par la zone fissurée, $\omega=2\pi f$ la pulsation, α la vitesse des ondes P dans le milieu en dehors des fissures et Q le facteur qualité (l'inverse du facteur de qualité est appelé facteur d'atténuation).

Pour évaluer l'atténuation des ondes à différentes fréquences, nous avons suivi la procédure de Benites *et al.* (1992). Tout d'abord, nous appliquons un filtre passe-bande de Butterworth au spectre correspondant à la première arrivée du champ total de déplacement ainsi qu'au spectre correspondant au champ de déplacement incident. La gamme de fréquences du filtre passe-bande appliqué à nos sismogrammes synthétiques en fréquence est centrée sur la fréquence centrale du Ricker considérée et correspond à une octave (c'est-à-dire que la fréquence limite supérieure de la gamme de fréquences du filtre passe-bande est égale au double de la fréquence limite inférieure). Ensuite, nous mesurons l'amplitude maximale du spectre ainsi filtré du champ incident primaire A_0 et des premières arrivées du champ total $A(\omega)$. De là, nous en déduisons le facteur de qualité Q en appliquant la formule (IV.7). Finalement, nous retenons la moyenne du facteur de qualité obtenue à partir d'un certain nombre de traces centrales en transmission.

2. Résultats

a) Cas d'un faible nombre de fissures

Nous considérons la configuration de 23 fissures vides décrite au paragraphe II 2. c) de ce chapitre et nous calculons des instantanés en déplacement total à différents temps de propagation des ondes afin d'étudier la propagation de l'onde plane P en incidence verticale dans la zone diffractante contenant des fissures horizontales, disposées en quinconces.

Les figures IV.8 et IV.9 représentent respectivement les composantes z et x du champ de déplacement total à différents temps. Comme le champ incident est une onde plane de type P qui se propage selon l'axe des z croissants, il est normal que la composante verticale du champ de déplacement total soit plus énergétique (figure IV.8) que la composante horizontale du champ de déplacement total (figure IV.9). A $t=0.11$ s, l'onde plane P intercepte la première ligne de fissures (figure IV.8), à $t=0.138$ s, nous pouvons remarquer que le champ d'onde se reconstitue derrière chaque fissure de la première ligne et que de l'énergie est retro-diffractée par chacune d'entre elles (il en est de même, par exemple, pour la troisième ligne de fissures à $t=0.23$ s). A $t=0.35$ s, le champ d'onde plane incident a traversé toute la zone fissurée et nous pouvons constater que les ondes transmises sont fortement atténuées par rapport au champ d'onde incident resté intact aux bords (figure IV.8). La figure IV.9, qui concerne la composante horizontale du champ total en déplacement, montre à quel point les extrémités des fissures sont des sources secondaires diffractantes.

A partir de cette simulation et en nous basant sur ce que nous venons de décrire concernant l'estimation de Q , nous appliquons la formule (IV.7) aux premières arrivées de sismogrammes synthétiques enregistrés par des récepteurs placés en transmission par rapport à l'onde plane P incidente et à la zone fissurée contenant les 23 fissures. La figure IV.10 représente (figure du haut) le champ de déplacement incident (en pointillés) et le champ total en déplacement enregistrés par un récepteur placé à 150 m de la dernière ligne de fissures et placé au milieu de la gamme des abscisses correspondant à la zone fissurée (en trait plein). La figure du bas de la figure IV.10 représente un ensemble de sismogrammes synthétiques de champ total en déplacement enregistrés par 131 récepteurs placés régulièrement en une ligne, à une distance en profondeur de 150 m de la dernière ligne de fissures. La fréquence centrale du Ricker est, dans ce cas particulier, de 65 Hz et donc la longueur d'onde incidente est nettement plus faible que la taille des fissures et

leurs distances de séparation, nous sommes donc dans le domaine de la forte diffraction. Les arrivées énergétiques correspondent à des ondes piégées entre les différentes lignes de fissures diffractantes. Les effets de bords sont bien visibles d'une trace à l'autre. La figure du haut de la figure IV.10 montre à quel point l'arrivée directe est atténuée par rapport à l'onde incidente qui se propagerait en l'absence de fissures. Les arrivées plus tardives qui modélisent les diffractions multiples entre les différentes fissures ont des amplitudes du même ordre de grandeur que celles des toutes premières arrivées.

Figure IV.8: Instantanés, à 4 temps différents, de la composante z du champ total de déplacement dans la zone fracturée contenant 23 fissures vides de longueur $d=100$ m, telles que $x=300$ m et $z=150$ m. La fréquence centrale du Ricker est de 65 Hz et la vitesse des ondes P de 3000 m/s. L'onde plane P incidente est très atténuée au cours de sa propagation dans la zone fissurée.

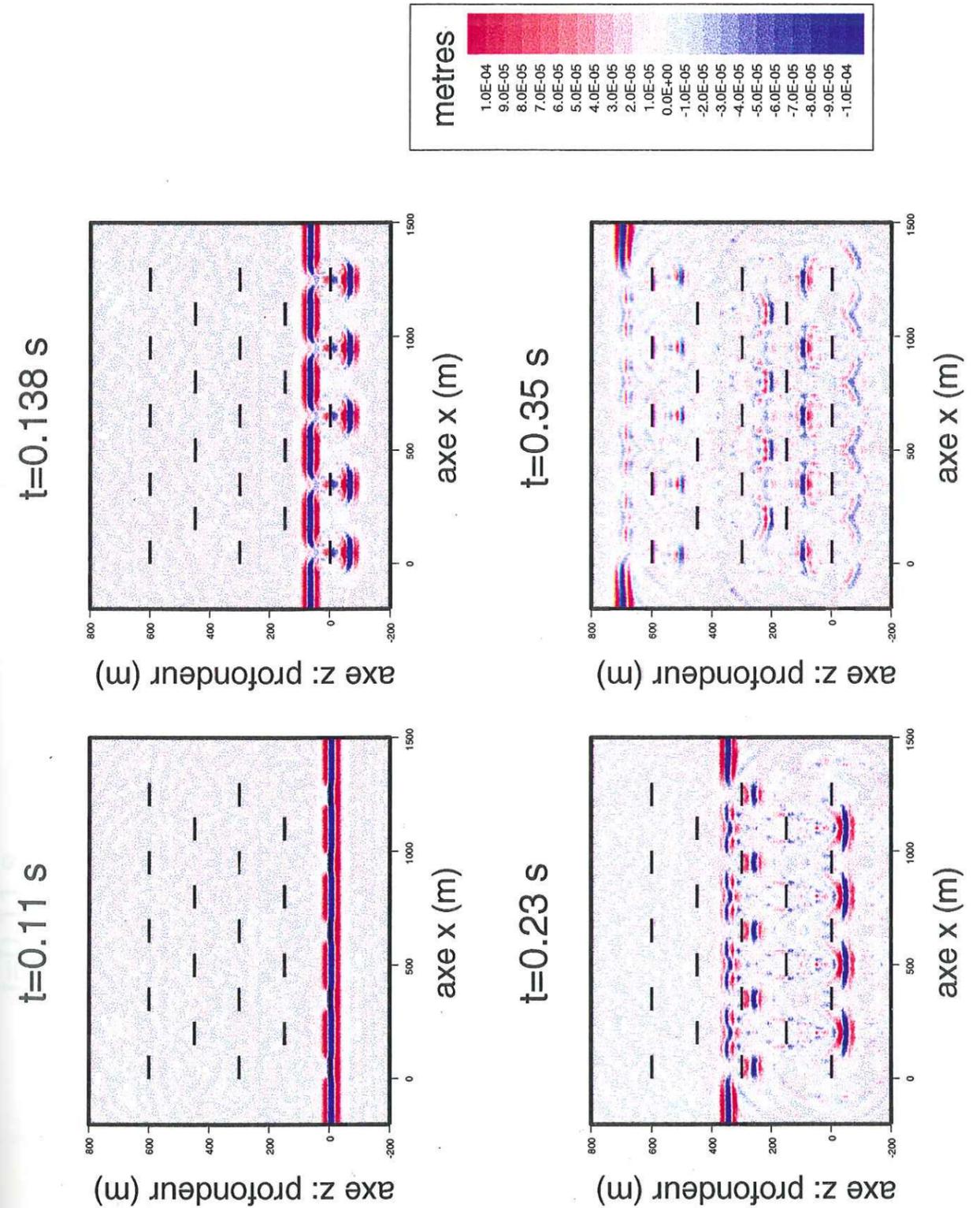


Figure IV.8

Figure IV.9: Instantanés, à 4 temps différents, de la composante x du champ total de déplacement dans la zone fracturée contenant 23 fissures vides de longueur $d=100$ m, telles que $e_x=300$ m et $e_z=150$ m. La fréquence centrale du Ricker de l'onde P incidente est de 65 Hz et la vitesse des ondes P de 3000 m/s.

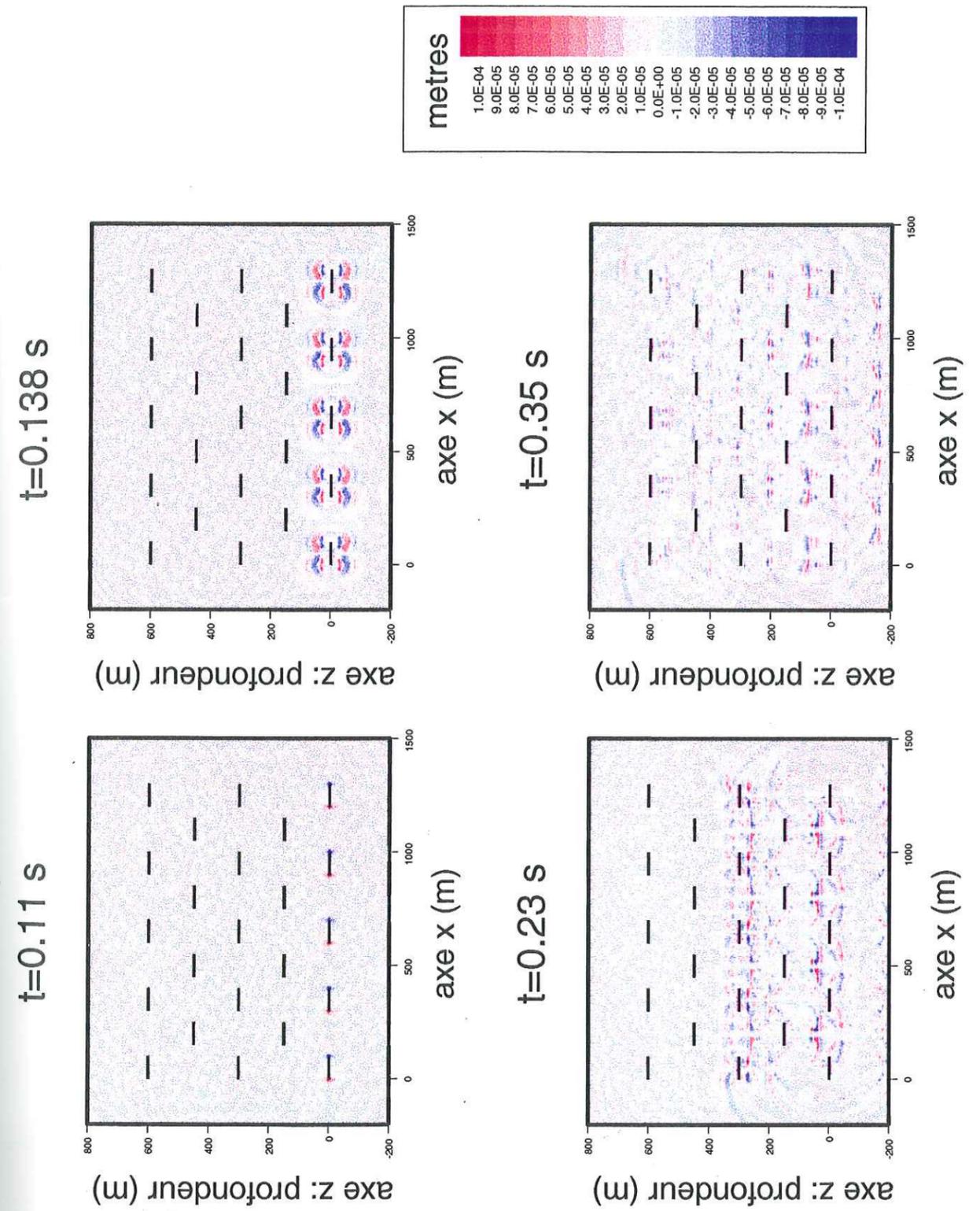


Figure IV.9

Figure IV.10: Sismogrammes synthétiques des composantes z du champ de déplacement incident qui est une onde plane P (en pointillés) et du champ de déplacement total (en trait plein), exprimées en mètres, enregistrées par un récepteur en transmission, placé à 150 m de la dernière ligne de fissures de la distribution des 23 fissures représentée sur les figures IV.8 et IV.9 (figure du haut). La figure du bas correspond à la composante z du champ de déplacement total enregistrée par 131 récepteurs en transmission, placés sur une ligne à 150 de la dernière ligne de fissures (distribution de fissures sur les figures IV.8 et IV.9). Pour ces deux figures, la fréquence centrale du Ricker est de 65 Hz.

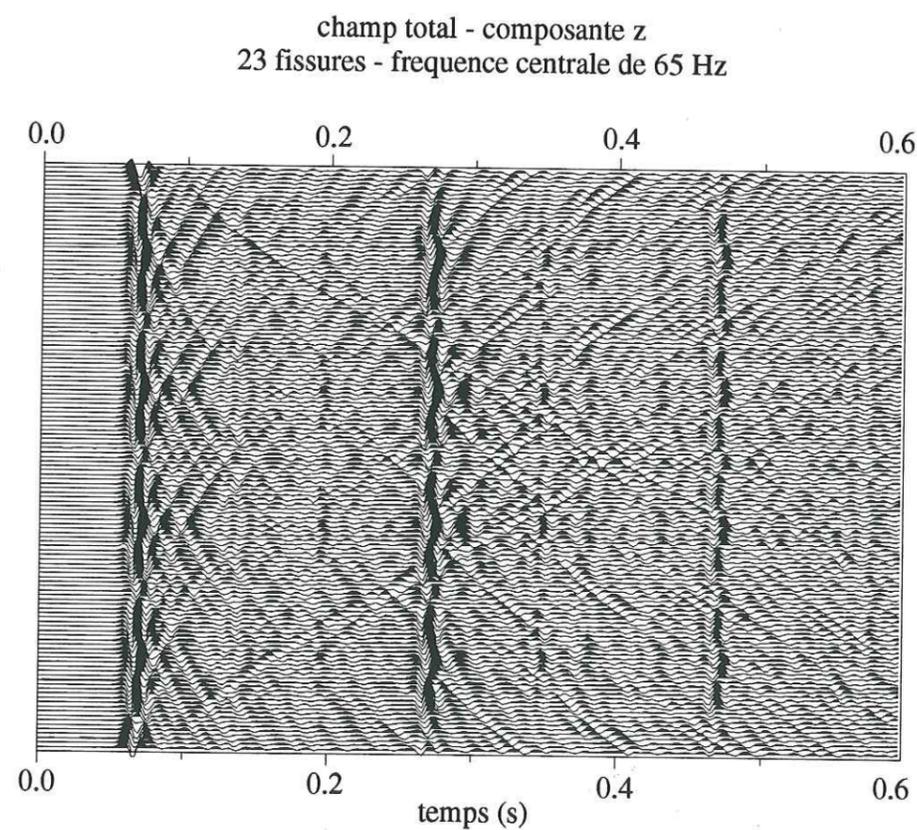
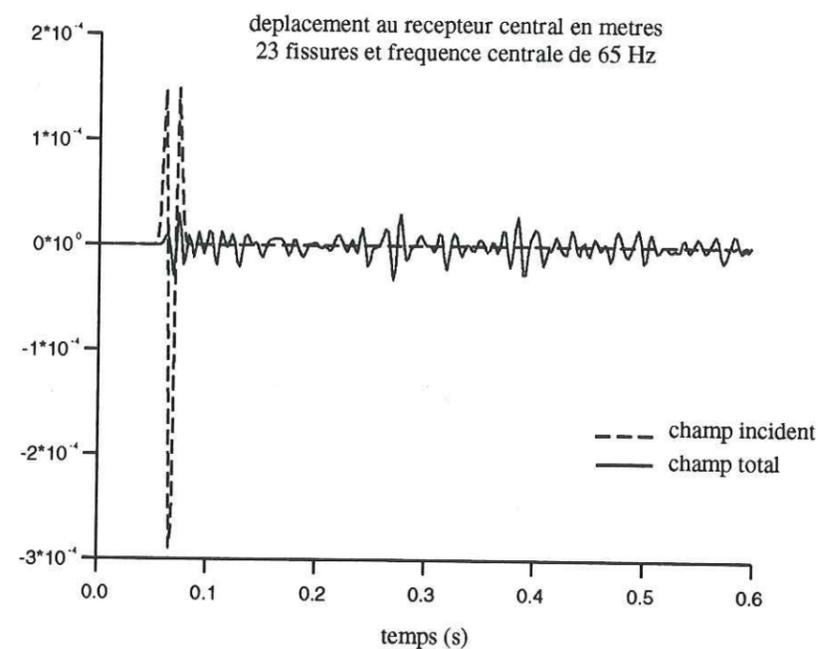


Figure IV.10

Le facteur d'atténuation moyen s'obtient à partir d'un certain nombre de traces centrales pour éviter les effets de bord. Nous faisons varier la fréquence centrale du Ricker et donc également la gamme de fréquences du filtre passe-bande appliqué aux premières arrivées des différentes traces sismiques choisies. Nous représentons (figure IV.11) le facteur d'atténuation moyen en fonction de la quantité $\log(kd)$ où k est le nombre d'onde de l'onde P ($k=\omega/\alpha$) et d est la longueur de fissure (ici égale à 100 m). Les barres au niveau de chaque point de mesure correspondent aux déviations standards. Nous mettons en évidence, tout comme Benites *et al.* (1992), Kawahara et Yamashita (1992) et Murai *et al.* (1995), une forte augmentation du facteur d'atténuation Q^{-1} jusqu'à un maximum en $kd=2$ environ pour lequel la longueur d'onde incidente est comparable aux dimensions des objets diffractants et ensuite une décroissance pour $kd>2$, domaine où les hétérogénéités sont plus grandes que la longueur d'onde incidente et pour lequel le problème peut être analysé en termes de rais. Le domaine où $kd\ll 2$ correspond au régime de la diffraction de Rayleigh pour lequel les objets diffractants sont beaucoup plus petits que la longueur d'onde incidente.

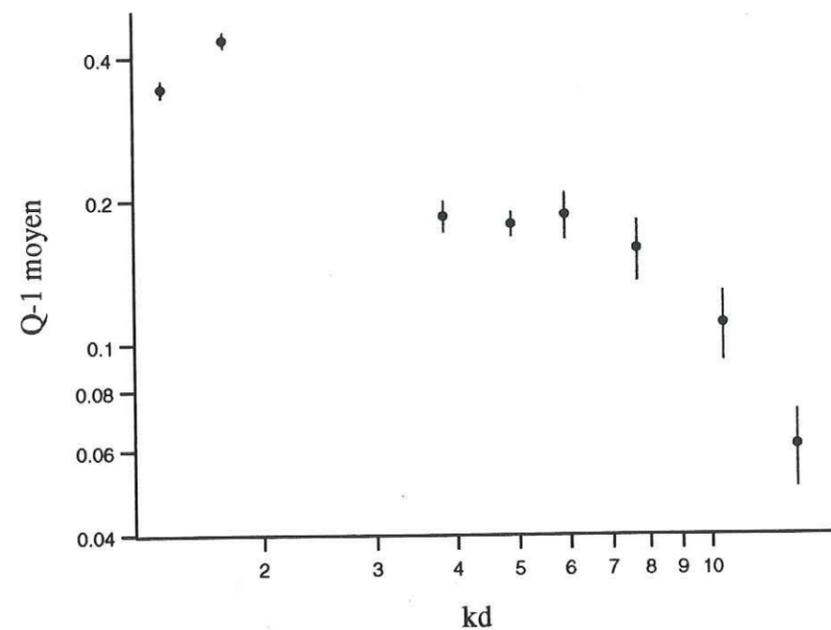


Figure IV.11: Facteur d'atténuation moyenné sur 30 traces centrales (voir figure IV.10) en fonction du paramètre $k*d$ où $d=100$ m. La barre en chaque point correspond aux déviations standards. $1/Q$ atteint son maximum pour $k*d=2$.

Les seules différences entre notre modèle de milieu fissuré et celui de Benites *et al.* résident dans le fait que les fissures ne sont pas circulaires mais à faces parallèles et ne sont pas disposées aléatoirement dans un espace homogène et infini mais placées en réseau et que nous ne considérons pas des ondes SH (problème anti-plan) mais des ondes P-SV. Contrairement à Benites *et al.* (1992), Kawahara et Yamashita (1992) et à Murai *et al.* (1995) et à d'autres études (Herraiz et Espinoza, 1987), nous ne trouvons pas une décroissance en $(kd)^{-1}$ au-delà de $kd=2$. Ceci nous amène donc logiquement à considérer le cas d'un milieu contenant un plus grand nombre de fissures, par exemple 10 fois plus.

b) Cas d'un nombre important de fissures

Nous avons été confrontés à des problèmes de convergence numérique liés à une densité de fissures trop élevée. Ce problème a déjà été rencontré lorsque nous avons testé la méthode itérative que nous avons mise au point (§ II.2.b). Ainsi, par exemple, pour 234 fissures de 80 m de long et placées en quinconces telles que $ex=320$ m et $ez=160$ m (mêmes définitions de ex et de ez que pour 23 fissures, figure IV.2), le calcul des forces de diffraction par la méthode itérative ne converge pas pour un nombre extrêmement important d'itérations, à une certaine fréquence. Par contre, si les 234 fissures sont plus espacées en fixant $ex=320$ m et $ez=320$ m au lieu de $ez=160$ m, la convergence des forces de diffraction est atteinte rapidement, dans toute la gamme de fréquences choisie. Finalement, la densité retenue pour le cas d'un grand nombre de fissures est très proche de celle que nous avons considérée dans le paragraphe précédent, pour le cas d'un faible nombre de fissures.

La figure IV.12 pour un grand nombre de fissures est le pendant de la figure IV.10 pour peu de fissures. Dans le cas d'un grand nombre de fissures, soit 234 fissures, la fréquence centrale du Ricker a été fixée à 30 Hz et 386 récepteurs ont été placés en transmission. Nous avons ensuite réalisé la même étude sur le facteur d'atténuation que dans le cas précédent avec peu de fissures. La figure IV.13 est donc l'équivalent de la figure IV.11. La représentation de $\log(Q^{-1})$ en fonction de $\log(kd)$ pour 234 fissures met aussi en évidence une forte augmentation de Q^{-1} jusqu'à $kd=2$ et au-delà, une forte décroissance. Cette décroissance de l'atténuation ne suit pas non plus une loi en $(kd)^{-1}$, contrairement aux résultats d'autres expériences numériques récentes, mentionnées dans la partie introductive de ce chapitre. Il est possible que cette loi de décroissance ne soit pas observée parce que les fissures sont placées en réseau et non de manière aléatoire.

Figure IV.12: Cette figure est l'équivalent de la figure IV.10 excepté qu'il s'agit ici de l'étude concernant un grand nombre de fissures vides (soit 234 fissures) de longueur $d=80$ m. La fréquence centrale du Ricker est, dans ce cas, de 30 Hz et la figure du bas correspond à des sismogrammes synthétiques de la composante z du déplacement total enregistrés par 386 récepteurs en transmission placés à la même profondeur.

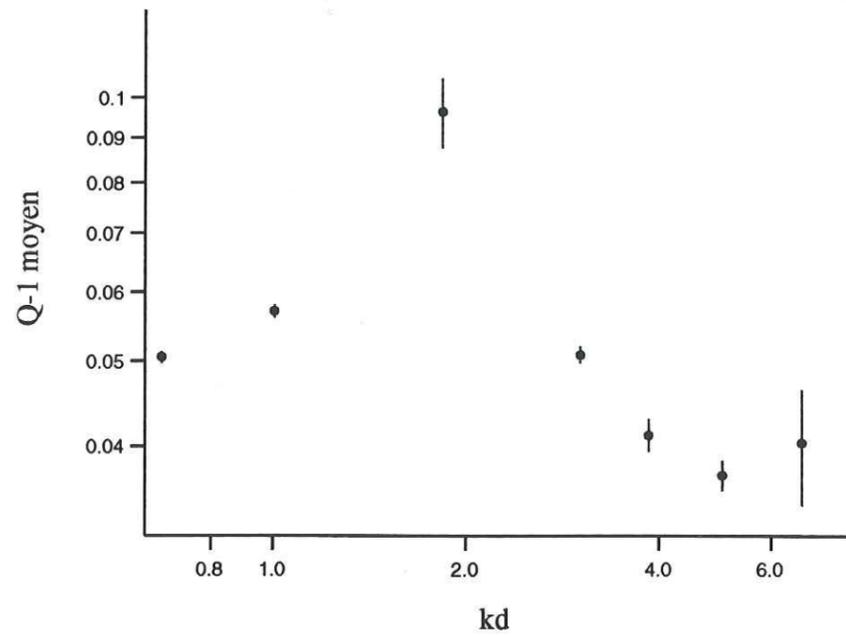


Figure IV.13: Cette figure est l'équivalent de la figure IV.11 excepté qu'il s'agit ici de l'étude de l'atténuation par la zone fracturée contenant 234 fissures vides de longueur $d=80$ m. Le facteur d'atténuation a été moyenné sur 31 traces centrales (voir figure IV.12); $1/Q$ est représenté en fonction du paramètre $k*d$. La barre en chaque point correspond aux déviations standards. $1/Q$ atteint son maximum pour $k*d=2$.

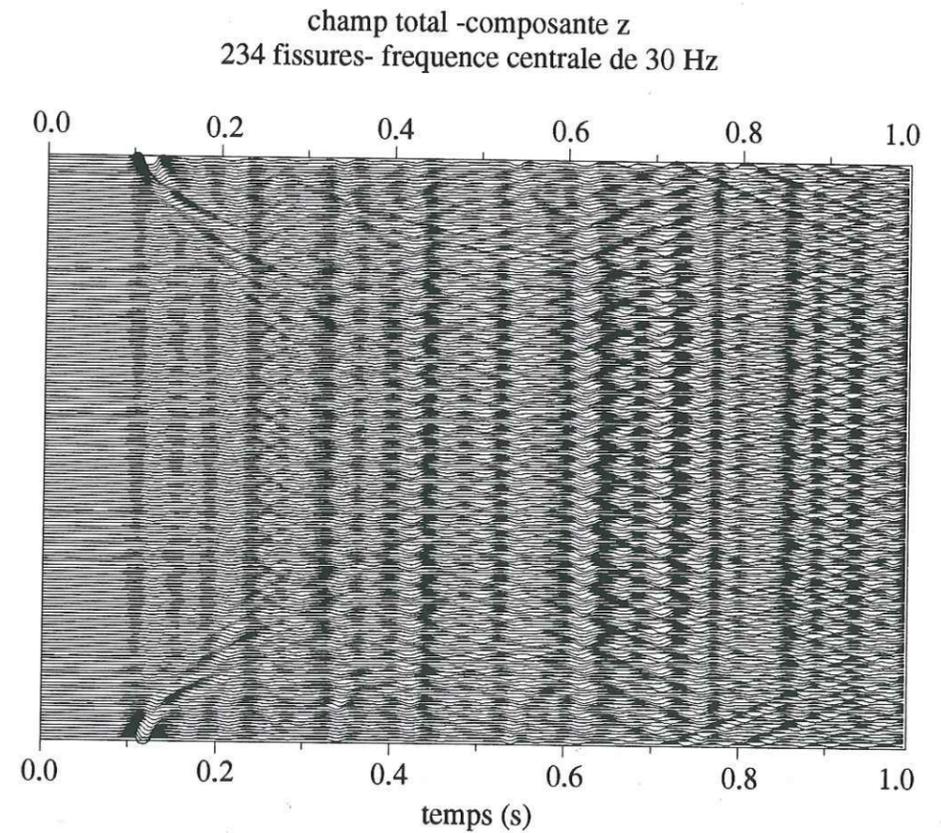
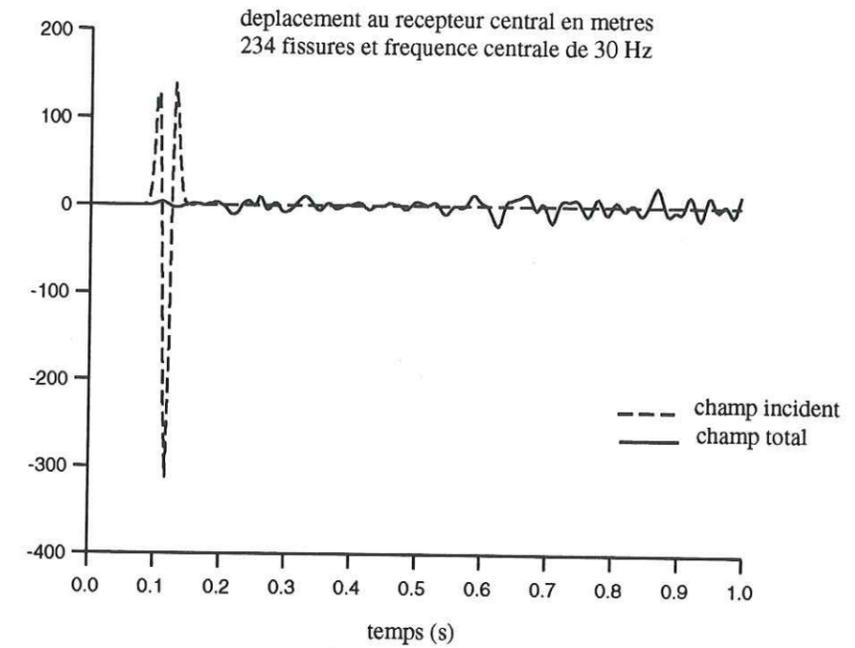


Figure IV.12

3. Conclusion

Nos simulations numériques présentent un résultat qui est en accord avec celui d'études antérieures: l'atténuation de l'onde primaire résultant de la diffraction multiple des ondes par des fissures vides, de longueur d , atteint son maximum lorsque la longueur d'onde du champ d'onde incident est du même ordre de grandeur que les dimensions des fissures, c'est-à-dire lorsque le paramètre kd est tel que $kd=2$, où k est le nombre d'onde du champ incident. Ceci a également été mis en évidence par Benites *et al.* (1992), dans le cas de la diffraction d'ondes SH par des distributions de fissures circulaires, et par Kawahara et Yamashita (1992), quel que soit le type d'onde envisagé (P, SV ou SH) et pour des distributions aléatoires, à deux dimensions, de fissures parallèles, de faible rapport d'aspect. Au-delà de ce maximum atteint pour $kd=2$, la forte décroissance du facteur d'atténuation, Q^{-1} , ne suit pas une loi en $(kd)^{-1}$, précédemment observé par Benites *et al.* (1992) et Kawahara et Yamashita (1992), entre autre. Si tel était le cas, les pertes d'amplitude dues à la diffraction par unité de distance seraient indépendantes de la fréquence. En effet, Q^{-1} est proportionnel à k^{-1} , donc aussi à f^{-1} (voir formule (IV.7)). Ainsi, si l'on se place dans une zone où la croûte est très fortement fissurée, des mesures expérimentales du facteur d'atténuation en fonction de la fréquence permettraient d'obtenir une estimation de la longueur moyenne des fissures, d .

De la même manière, les problèmes de diffraction dans des milieux hétérogènes et aléatoires peuvent être décrits en fonction du paramètre ka où k est le nombre d'onde de l'onde sismique incidente et a est la distance de corrélation du milieu. En fait, la distance de corrélation, a , est le paramètre équivalent à la demie-longueur moyenne des fissures, $(d/2)$, lorsque l'on considère le problème de la diffraction par une distribution de fissures. Frankel et Clayton (1986) ont mesuré, dans le cadre de simulations numériques, le facteur d'atténuation dû à la diffraction par des milieux hétérogènes aléatoires pour lesquels la fonction de corrélation était soit gaussienne, soit exponentielle ou soit encore self-similaire. Ils ont trouvé que pour le premier type de milieux aléatoires, le facteur d'atténuation présentait un maximum lorsque le paramètre ka était proche de 1. Par contre, pour les milieux exponentiels et self-similaires, le facteur d'atténuation reste constant dans la gamme de fréquences $1 < ka < 6$ (figure IV.14). Ainsi, une meilleure connaissance du facteur d'atténuation de la croûte terrestre en fonction de la fréquence permettrait de discriminer entre ces différents modèles de milieux hétérogènes et aléatoires en supposant que la diffraction soit la cause première du phénomène d'atténuation des ondes sismiques dans la croûte. Par ailleurs, Matsunami (1990) a réalisé des expériences de laboratoire sur des matériaux à deux dimensions présentant un caractère aléatoirement

hétérogène en vitesse et en densité, en utilisant une technique d'ultrasons. Son principal objectif était d'étudier, expérimentalement, les effets de la diffraction forte sur les ondes élastiques en s'affranchissant des approximations incontournables dans les études théoriques sur la diffraction multiple. Dans ses travaux, Matsunami a entre autre mesuré l'atténuation d'ondes P ayant traversé de tels matériaux. La gamme de fréquence choisie est large: $2 < ka < 33$ (où k est là encore le nombre d'onde incident et a , la distance de corrélation des hétérogénéités). Matsunami a observé que l'atténuation due à la diffraction, Q^{-1} , était maximale lorsque $ka \approx 3$ à 5. Ainsi, ce résultat n'est pas en contradiction avec celui de Frankel et Clayton (1986) concernant les milieux exponentiels et self-similaires.

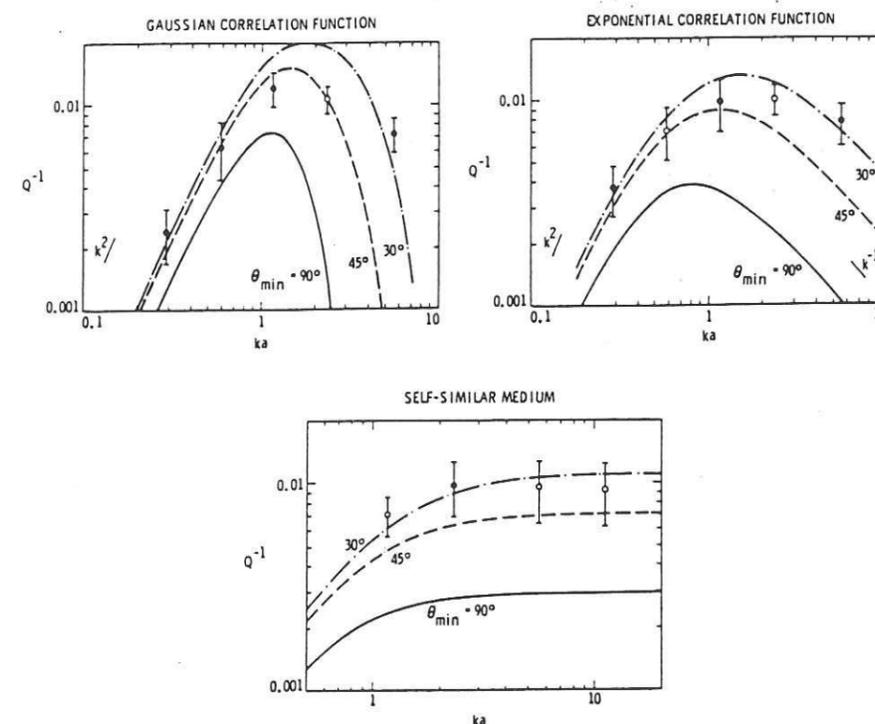


Figure IV.14: Facteurs d'atténuation des ondes S pour différents milieux aléatoires déterminés à partir de simulations numériques par différences finies et représentés en fonction de la fréquence normalisée $k*a$ (d'après Frankel et Clayton, 1986). Les barres d'erreur correspondent aux déviations standards. Les cercles pleins correspondent à plusieurs essais de milieux aléatoires tandis que les cercles vides correspondent à un unique essai de milieu aléatoire. θ_{min} représente l'angle minimum de diffraction utilisé pour déterminer les courbes théoriques, basées sur la théorie de la faible diffraction.

IV Complément : vitesse moyenne à basse fréquence

1. Introduction

Dans cette partie, nous allons vérifier si la vitesse moyenne de l'onde P qui se propage à travers l'une des deux zones fissurées considérées dans le calcul de l'atténuation (comportant, soit 23 fissures, soit 234 fissures), a une valeur proche de la vitesse du modèle homogène équivalent donnée par la formule de Hudson (voir au chapitre I).

2. Formule de la vitesse moyenne des ondes P

Il existe des expressions de vitesses moyennes des ondes P et S dans des milieux fissurés lorsque les longueurs d'ondes impliquées dans la propagation de ces ondes sont grandes par rapport à la taille des fissures et à leurs distances de séparation. Hudson (communication personnelle, voir au chapitre I) a développé la formule de la vitesse moyenne des ondes P du milieu homogène équivalent, v , au premier ordre par rapport à va^2 (où v est la densité de fissures, et a , la demi-longueur moyenne des fissures), pour un milieu fissuré à deux dimensions où les fissures sont à faces parallèles et sont toutes orientées selon la même direction (perpendiculairement à l'axe z) :

$$v^2 = \alpha^2 \left(1 - va^2 \frac{\pi}{2\mu(\lambda + \mu)} \left(\frac{\lambda^2 \sin^4 \theta + (\lambda + 2\mu)^2 \cos^4 \theta}{2(\lambda + \mu)^2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta} \right) \right) \quad (\text{IV.8})$$

où :

α , λ et μ sont respectivement la vitesse de propagation des ondes P et les deux paramètres de Lamé du milieu homogène extérieur aux fissures;

dans notre cas, $\alpha=3000$ m/s et $\lambda=\mu$;

a est la demi-longueur de fissures;

v est la densité de fissures, c'est-à-dire le nombre de fissures par unité d'aire puisque nous sommes en deux dimensions;

θ est l'angle entre la direction de propagation de l'onde P incidente (selon z , dans notre cas) et la direction de la normale aux faces des fissures (selon z dans notre cas, figure IV.2), d'où $\theta=0^\circ$.

D'où la formule simplifiée de la vitesse moyenne des ondes P, v :

$$v^2 = \alpha^2 \left(1 - va^2 \frac{9\pi}{4} \right) \quad (\text{IV.9})$$

Nous allons comparer les résultats donnés par cette formule aux résultats obtenus à partir de la mesure des temps de propagation de l'onde P à travers la zone fissurée contenant, soit 23 fissures, soit 234 fissures.

3. Résultats

a) Cas d'un faible nombre de fissures

Dans notre exemple de 23 fissures, $a=50$ m, $v=N/(h*H)=23/(600*1300)$ où $h=600$ m représente l'épaisseur selon l'axe z de la zone fissurée, $H=1300$ m désigne l'extension horizontale de cette même zone fissurée et $N=23$ correspond au nombre de fissures qui se trouvent dans la zone fissurée considérée. En prenant $\alpha=3000$ m/s, nous obtenons : $v=2076$ m/s.

La figure IV.15 représente le champ de déplacement incident et le champ de déplacement total, enregistrés en transmission par rapport à la zone fissurée contenant 23 fissures (figure IV.2). La fréquence centrale du Ricker est prise égale à 7 Hz; la longueur d'onde incidente est ainsi de $3000/7=430$ m et est donc plus grande que la taille des fissures mais inférieure aux dimensions de la zone fissurée considérée. Le retard temporel (t_2-t_1) (figure IV.15) pris par l'onde P qui se propage dans la zone fissurée en question par rapport à l'onde incidente qui se propage en l'absence de fissures est directement lié à la vitesse des ondes P dans le milieu extérieur aux fissures, α , à la vitesse moyenne des ondes P dans le milieu fissuré, v (qui correspond à la vitesse du milieu homogène équivalent), et à l'épaisseur h de la zone fissurée selon la direction de propagation de l'onde P incidente. Nous avons la relation suivante :

$$t_2 - t_1 = \frac{h}{v} - \frac{h}{\alpha} \quad (\text{IV.10})$$

La mesure du délai temporel (t_2-t_1) à partir de la figure IV.15 et la connaissance de h et α permettent d'en déduire la vitesse moyenne des ondes P dans le milieu fissuré, nous obtenons $v=2140$ m/s qui est très proche de la valeur de 2076 m/s résultant de la formule de Hudson (avec un écart de 3 % environ).

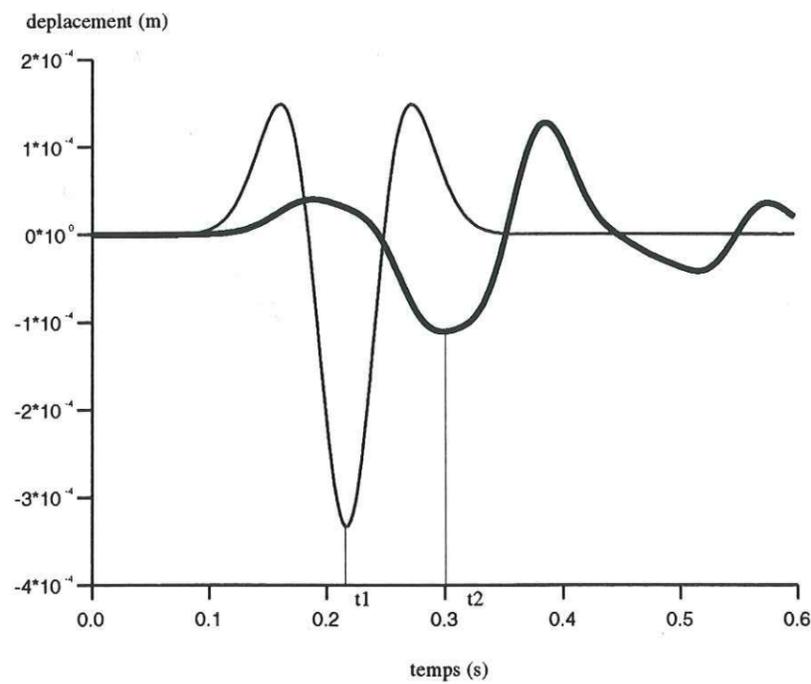


Figure IV.15: Déplacement incident (trait fin) et déplacement total (trait épais) pour un récepteur en transmission dans le cas de 23 fissures vides de longueur $d=100$ m. La fréquence centrale du Ricker est fixée à 7 Hz. L'onde transmise est retardée de façon notable lorsque l'on se place aux grandes longueurs d'onde (cf théorie de Hudson).

b) Cas d'un nombre important de fissures

Dans l'exemple des 234 fissures, $a=40$ m, $v=N/(h \cdot H)=234/(3520 \cdot 6160)$ où $h=3520$ m représente l'épaisseur selon l'axe z de la zone fissurée, $H=6160$ m désigne l'extension horizontale de cette même zone fissurée et $N=234$ correspond au nombre de

fissures qui se trouvent dans la zone fissurée considérée, $\alpha=3000$ m/s d'où, en appliquant la formule (IV.9), nous obtenons : $v=2811$ m/s.

La figure IV.16 est l'équivalent de la figure IV.15 sauf qu'ici la fréquence centrale du Ricker est de 3,75 Hz. La longueur d'onde incidente est donc de $3000/3.75=800$ m. Elle est donc largement plus grande que la taille des fissures (80 m de long) mais elle est inférieure aux dimensions de la zone fissurée contenant les 234 fissures. La mesure de (t_2-t_1) à partir de la figure IV.16 donne $v=2770$ m/s.

Là encore, les deux approches de l'estimation de la vitesse moyenne des ondes P d'un tel milieu fissuré aboutissent à deux valeurs de vitesse très proches (avec un écart de 1,5 % environ).

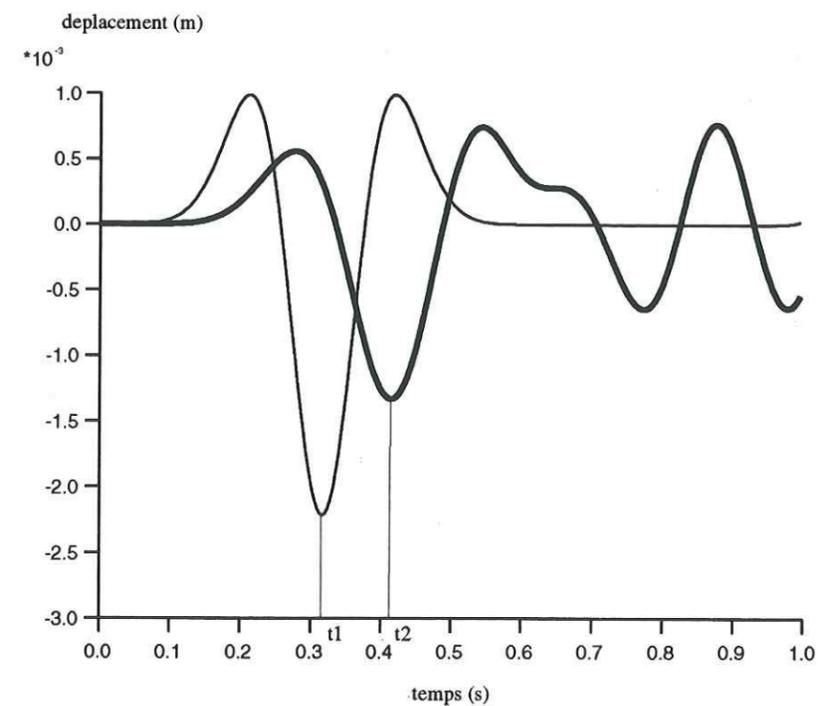


Figure IV.16: Déplacement incident (trait fin) et déplacement total (trait épais) pour un récepteur en transmission dans le cas de 234 fissures vides de longueur $d=80$ m. La fréquence centrale du Ricker est fixée à 3,75 Hz. L'onde transmise est, là encore, retardée de façon notable.

4. Conclusion

Aux grandes longueurs d'ondes, la valeur de la vitesse moyenne du milieu fissuré obtenue par nos simulations numériques de propagation d'ondes en milieu hétérogène est proche de la valeur de la vitesse du milieu homogène équivalent, donnée par la formule de Hudson.

Ces deux approches- simulations numériques dans des milieux fissurés par la méthode DWBIEM et théorie sur les milieux homogènes équivalents, développée par Hudson- qui permettent d'étudier les propriétés mécaniques des milieux fissurés donnent ainsi les mêmes résultats dans le cas où nous nous plaçons dans le domaine des grandes longueurs d'onde par rapport aux dimensions des fissures. Par ailleurs, les dimensions de la zone fissurée doivent être plus élevées ou du même ordre de grandeur que la longueur d'onde incidente.

V. Conclusion du chapitre

L'étude théorique de l'atténuation due à la diffraction d'une onde plane P en incidence verticale sur un réseau de fissures, toutes identiques entre elles, à faces parallèles et horizontales, permet de retrouver la longueur des fissures. En effet, la fréquence pour laquelle l'atténuation des premières arrivées des ondes P est la plus forte, est directement liée à la longueur des fissures.

Nous avons ainsi résolu le problème direct, à savoir que nous nous sommes donnés un réseau de fissures ayant toutes une même longueur que nous nous sommes fixée et que nous avons calculé le champ d'ondes transmis en faisant varier la longueur d'onde de l'onde plane incidente de type P. A partir de là, nous avons mesuré l'atténuation de la première arrivée de l'onde P transmise. Nous n'avons pas introduit de l'anélasticité dans nos modèles de milieux fissurés; l'atténuation observée a donc pour seule origine, la diffraction multiple des ondes élastiques par les fissures modélisées. Nous avons retrouvé un résultat déjà obtenu lors d'études antérieures à la nôtre: le facteur d'atténuation, Q^{-1} , est maximum lorsque le paramètre $k*d$ est de l'ordre de 2 (où k est le nombre d'onde, dépendant de la fréquence, du champ d'onde incident, et d est la longueur moyenne des fissures), c'est le domaine de la forte diffraction, lorsque la longueur d'onde excitatrice est du même ordre de grandeur que la taille des fissures. Cette propriété stable que présente l'atténuation due à la diffraction d'ondes élastiques par des

distributions de fissures identiques les unes par rapport aux autres ne dépend pas du type d'onde considéré (P, SV ou SH), d'après l'étude de Kawahara et Yamashita (1992).

Il apparaît donc que le problème inverse qui consiste à mesurer l'atténuation d'un champ d'ondes ayant traversé une zone fissurée de la croûte, par exemple, devrait permettre d'en déduire des caractéristiques intéressantes du milieu fracturé qui est la longueur moyenne des fissures (en supposant qu'il n'existe pas de trop grandes variations dans la longueur des fissures et qu'en plus la roche fissurée ne soit pas fortement anélastique). Des observations sismologiques, rappelées par Kawahara et Yamashita, en 1992, donnent une longueur maximale de 4 km aux fissures de la croûte terrestre car le facteur d'atténuation des ondes S, Q_S^{-1} , atteint son maximum vers 0,5 Hz.

CHAPITRE V :
MODÉLISATION DE L'ANISOTROPIE
SUPERFICIELLE OBSERVÉE À GARNER
VALLEY, PAR DES MILIEUX FISSURÉS

I Introduction

L'anisotropie des paramètres élastiques est un phénomène physique qui a fait l'objet de nombreux articles scientifiques depuis ces trente dernières années, cette littérature concernant tout particulièrement les sismologues. En effet, Hess (1964) a expliqué le comportement des ondes Pn observées en domaine océanique par Raitt et Shor (1962) comme résultant de l'existence d'un manteau supérieur anisotrope. Cette anisotropie serait due à un arrangement de cristaux d'olivine qui est le principal constituant du manteau supérieur.

L'anisotropie a également été mise en évidence à l'échelle de la croûte continentale grâce à l'observation d'une biréfringence des ondes de cisaillement. Ainsi, l'anisotropie est observable à la fois à l'échelle crustale et à l'échelle minérale (Verma, 1960).

La biréfringence des ondes S (en anglais, "shear wave splitting") apparaît lorsqu'une onde S polarisée linéairement avant de s'être propagée dans le milieu anisotrope considéré se sépare en deux trains d'onde polarisés perpendiculairement après avoir traversé le milieu anisotrope. Ces deux trains d'onde se propagent à des vitesses distinctes (figure V.1). Un moyen de quantifier l'anisotropie du milieu traversé par les ondes consiste à mesurer le délai temporel entre ces deux trains d'onde émergeant du milieu anisotrope.

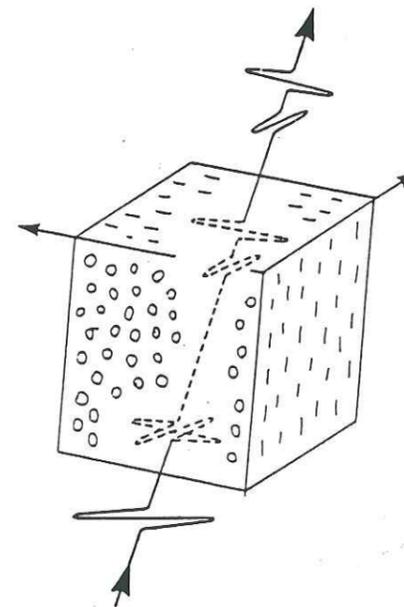


Figure V.1: Schématisation de la biréfringence des ondes S, lors de leur passage dans un milieu fissuré anisotrope (Peacock et al.,).

Trois domaines d'investigation existent pour étudier le phénomène d'anisotropie: les observations expérimentales sur le terrain, les expériences en laboratoire sur des minéraux et sur des roches et enfin les simulations numériques de propagation d'ondes dans des modèles de milieux anisotropes. Nous nous intéresserons plus particulièrement à ce dernier domaine d'étude.

L'anisotropie a pour origine divers mécanismes agissant dans le milieu traversé par les ondes sismiques: une orientation préférentielle de minéraux, une fine stratification présentant des séquences périodiques, un alignement de systèmes de fractures sous contraintes ou encore une répartition de fissures ayant la même orientation. Ces mécanismes et d'autres encore peuvent générer de l'anisotropie dans la Terre mais également dans des matériaux fabriqués par l'homme. Par exemple, Jean (1989) a étudié, au moyen de simulations numériques, deux types de milieux engendrant de l'isotropie transverse: des milieux caractérisés par une variation verticale des vitesses et des milieux contenant des fissures présentant une orientation préférentielle. Par ailleurs, Crampin (1981) a fait une synthèse des travaux ayant été réalisés dans le domaine de la propagation des ondes dans des milieux élastiques, anisotropes et fissurés.

En effet, la cause majeure d'anisotropie sismique, dans la croûte terrestre, est probablement due à des fissures qui ne sont pas orientées aléatoirement mais qui traduisent une déformation liée au champ de contrainte local (Nur, 1971, Crampin, 1984b). Ainsi, les ondes sismiques sont diffractées par des distributions de fissures et de pores remplis de fluide et tous orientés selon la même direction, c'est le modèle d'anisotropie appelé "EDA" ("extensive-dilatancy anisotropy") par Crampin (1978). Le modèle d'anisotropie sismique due à des fissures le plus couramment utilisé est celui de Hudson (1980, 1981). Son approche se base sur une formulation en termes de diffraction par des distributions peu denses de fissures dont l'épaisseur est extrêmement faible par rapport à la longueur (rapport d'aspect très faible). L'approche de Hudson est développée dans le premier chapitre de ce mémoire de thèse.

Pour expliquer l'anisotropie du manteau, d'autres mécanismes sont invoqués (Ansel, 1989) : successions de couches horizontales (isotropie transverse à axe vertical) ou dykes orientés (anisotropie azimutale).

Dans notre étude, nous allons tenter d'expliquer l'anisotropie superficielle, observée sur le site de Garner Valley, par des modèles en 2D de milieux fissurés dans lesquels les fissures sont toutes orientées verticalement. Nous avons choisi de considérer des fissures verticales parce que, dans la Terre, les fissures sont orientées perpendiculairement à la contrainte minimale en compression qui est, en général,

horizontale (Hubbert & Willis, 1957; Zoback & Zoback, 1980). Peacock *et al.* (1988) expliquent également que la biréfringence des ondes S qu'ils observent, grâce au réseau sismologique de l'Université de San Diego et de l'USGS, placé non loin de la faille de San Jacinto comme le réseau de Garner Valley, pourrait provenir de micro-fissures verticales, remplies de fluide. Ainsi, nous privilégions une orientation préférentielle (selon la verticale) de fissures plutôt qu'une orientation préférentielle de minéraux pour expliquer l'anisotropie superficielle observée à Garner Valley, d'autant plus que des observations réalisées avec une caméra ont permis de découvrir un degré de fissuration élevé du granite aux profondeurs qui nous intéressent (J.-C. Gariel, communication personnelle, 1997).

II Les données

1. Le site de Garner Valley

Les données sismologiques qui serviront de bases à nos modélisations proviennent de l'expérience, toujours en cours, réalisée à Garner Valley, dans le sud de la Californie. Plus précisément, le site expérimental se trouve dans la région d'Anza, non loin de la faille de San Jacinto (< 7 km) qui est l'une des failles les plus actives du système de failles de San Andreas. Cette expérience, qui a débuté en 1989, avait pour objectif premier d'étudier les effets d'amplification et d'atténuation de mouvements forts dans des couches de subsurface pour lesquelles les vitesses de propagation des ondes sismiques sont faibles (Archuleta *et al.*, 1992, 1993). Le réseau de stations sismologiques de ce site appelé "Garner Valley Downhole Seismological Array" (en abrégé, GVDSA) se trouve dans une vallée peu profonde, à l'intérieur du batholite du sud de la Californie (figure V.2). Ce site d'expérimentation présente, de par sa situation géographique, l'avantage d'être soumis à une forte activité sismique locale et régionale (figure V.3).

Le sous-sol, à cet endroit, est constitué d'environ 20 m de sédiments en surface, reposant sur un substratum de roche granitique qui est désagrégée dans les 50 premiers mètres en profondeur. La figure V.4 représente les profils détaillés de vitesse et de densité en fonction de la profondeur, jusqu'à 87 m de profondeur; un seul point de mesure plus profond se trouve vers 200 m; entre 87 et 200 m de profondeur, les valeurs sont interpolées linéairement.

Le dispositif comprend sept accéléromètres placés à différentes profondeurs (0m, 6m, 15m, 22m, 50m, 220m et 500m) (figure V.5) ainsi qu'un réseau en surface (figure

V.6). La station à 500 m de profondeur a été installée en 1995 et sert de référence dans les études d'effets de site.

Les données enregistrées à ces différentes profondeurs sur le site de Garner Valley montrent à quel point les enregistrements en surface peuvent être influencés par la présence d'une anisotropie superficielle dans la gamme de fréquences de 1 à 30 Hz en sismologie courte période.

Lefevre *et al.* (1992) ont également utilisé des données enregistrées à différentes profondeurs sur un site du Bassin Parisien pour valider une méthode originale qu'ils ont développée et qui permet de mesurer la biréfringence des ondes de cisaillement à n'importe quelle profondeur.

Figure V.2: Situation géographique du réseau sismologique du site de Garner Valley, appelé "Garner Valley Downhole Seismological Array", GVDSA, en abrégé (d'après Volant, 1996).

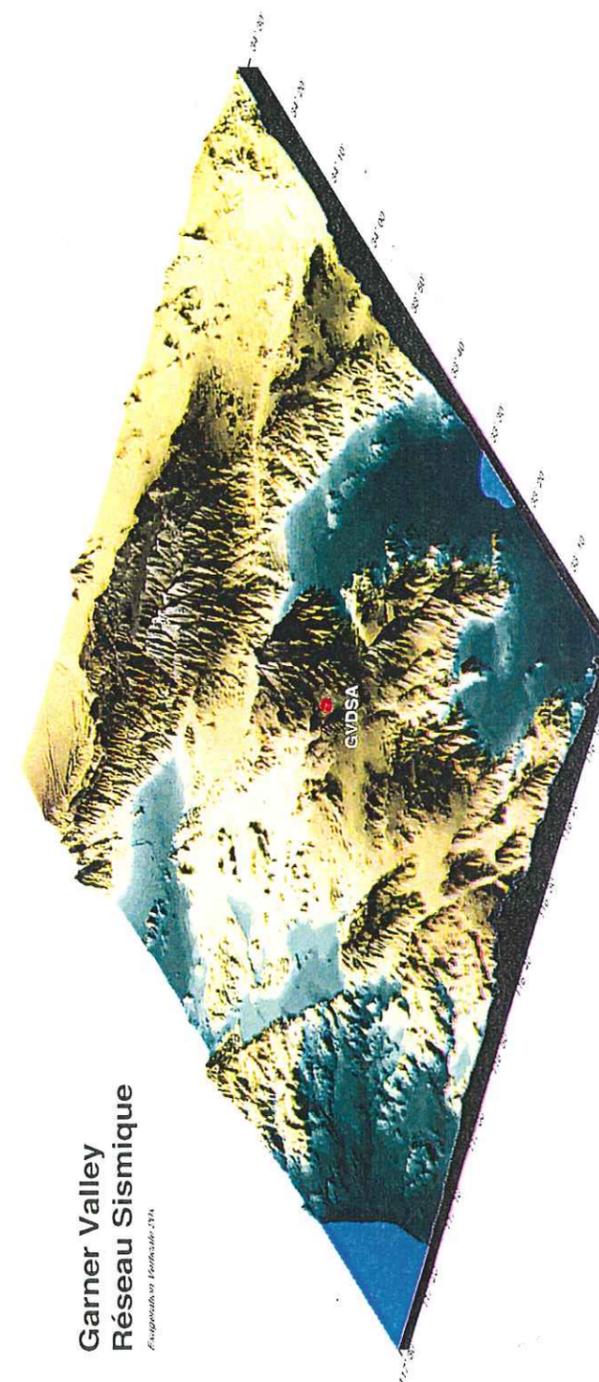


Figure V.2

Figure V.3. Activité sismique de 1989 à 1996, dans la région du réseau sismologique de Garner Valley, répertoriée par l'IPSN et le BERSSIN (d'après Volant, 1996).

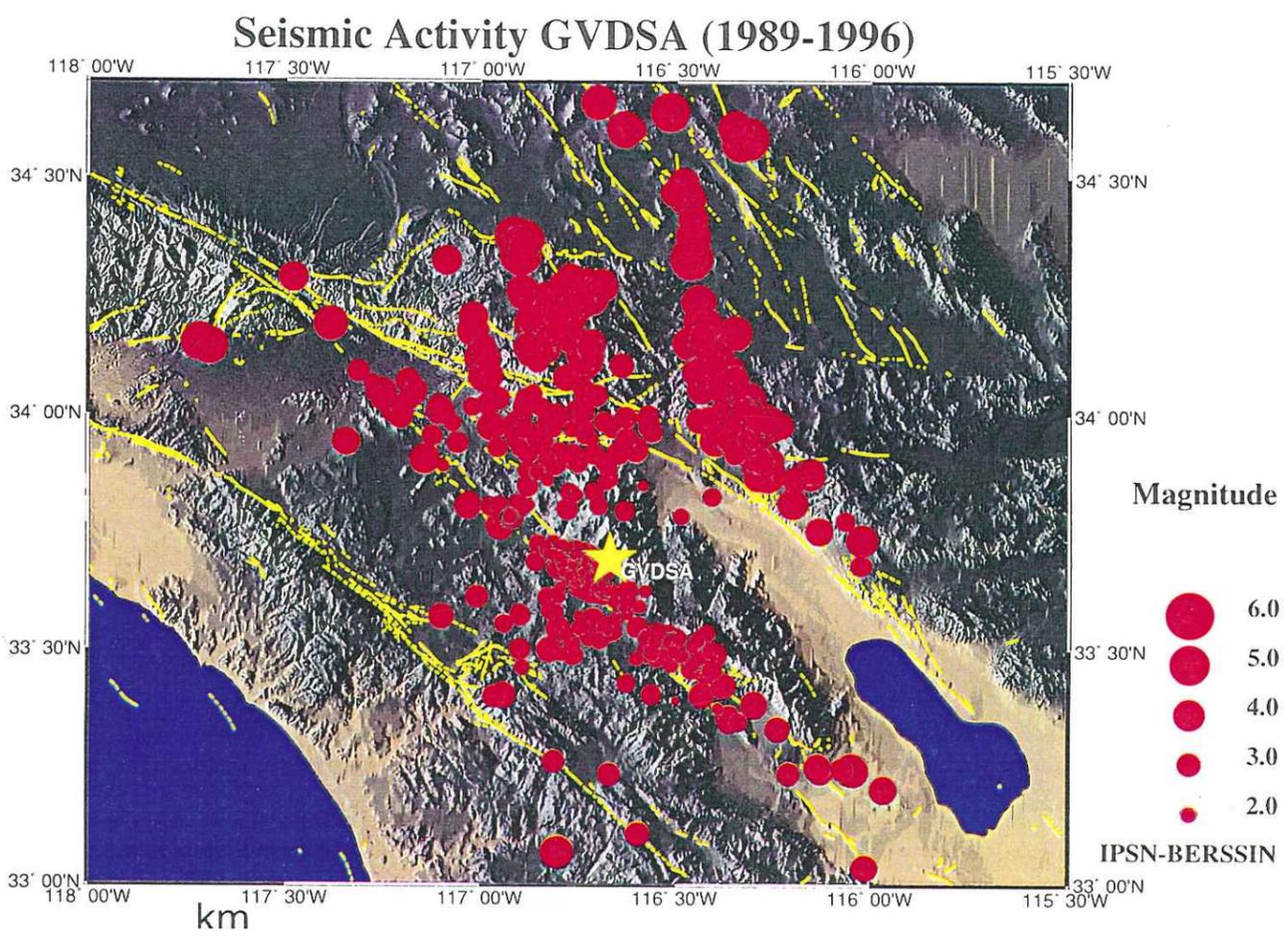


Figure V.3

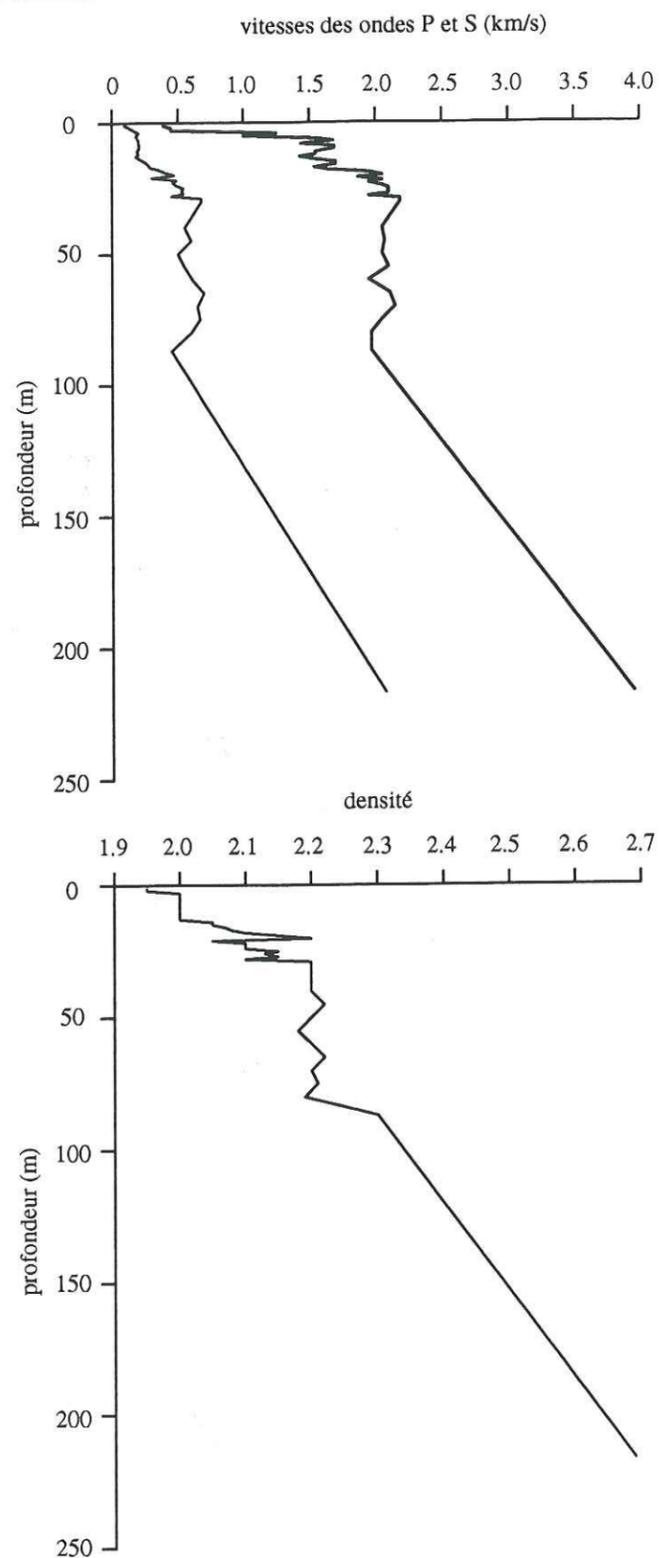


Figure V.4: Modèles de vitesse et de densité en fonction de la profondeur, sur le site de Garner Valley, suite à des mesures récentes réalisées par l'IPSN (Cotton, 1997).

GARNER VALLEY DOWNHOLE ACCELEROMETER ARRAY

■ Dual-Gain Three-Component Accelerometer

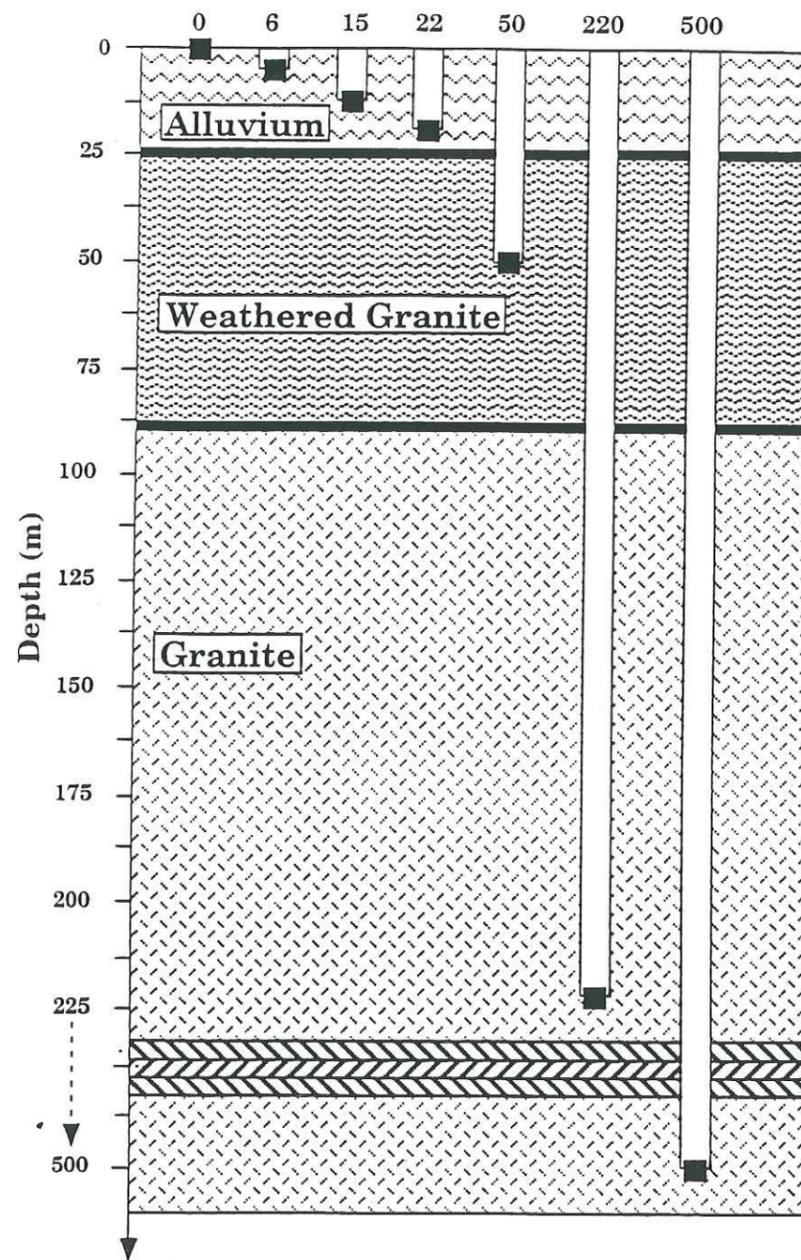


Figure V.5: Réseau des 7 stations sismologiques à différentes profondeurs du réseau GVDA et géologie du site (tiré du rapport intitulé: "Enregistrements accélérométriques et mesures de pression hydraulique dans un forage profond (520 m) sur le site de Garner Valley. Phase I: Mise en place de l'expérimentation", Institute for Crustal Studies, University of California, Santa Barbara, printemps 1996).

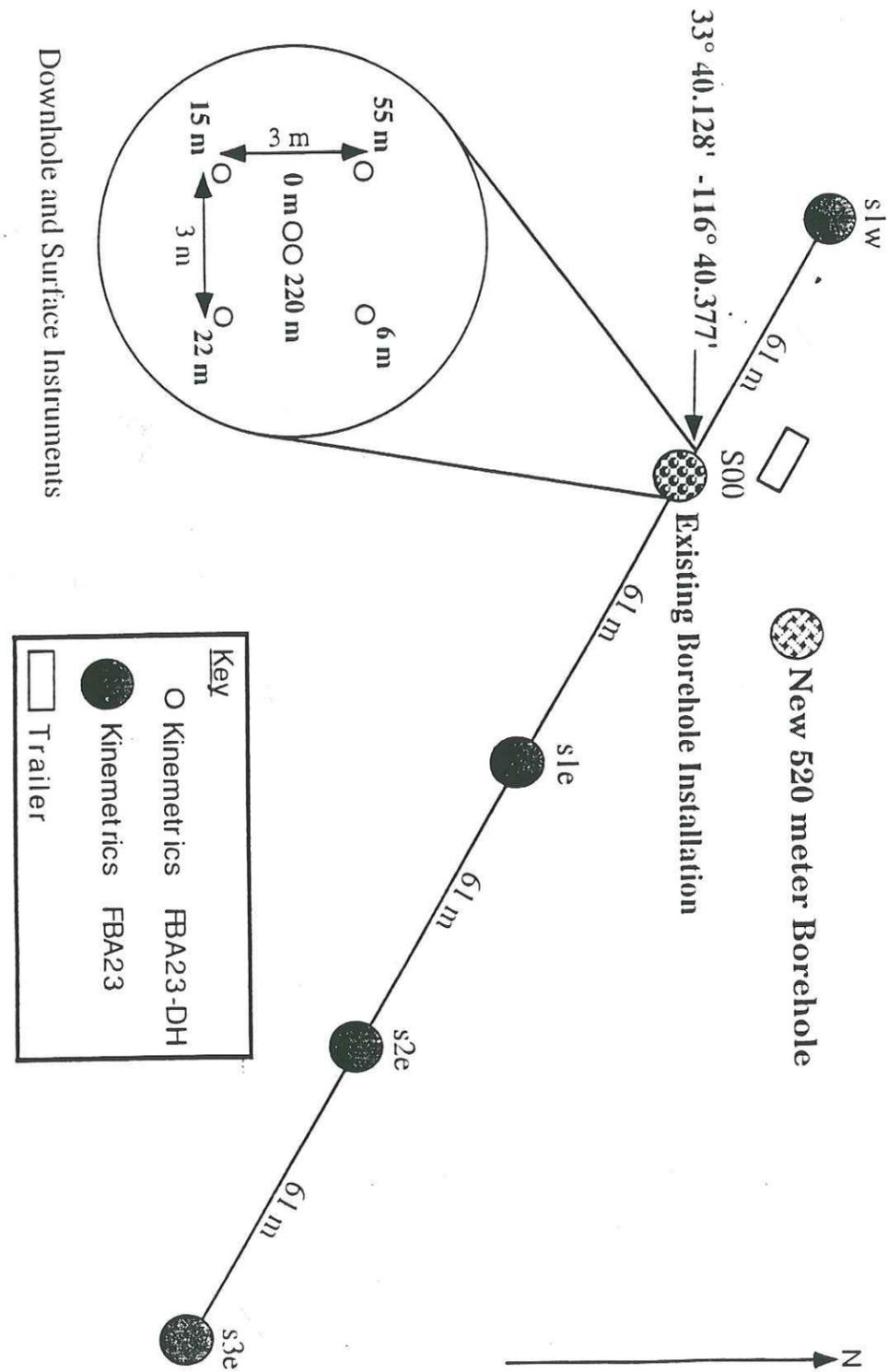


Figure V.6: Réseau sismologique en surface du site de Garner Valley (mêmes références que la figure V.5).

2. Etude de l'anisotropie

Coutant (1996) a observé une anisotropie superficielle, au niveau du site de Garner Valley en analysant les temps de propagation et les polarisations des ondes de cisaillement de séismes locaux. Il a ainsi mesuré la direction de l'axe rapide de propagation des ondes S ($N0^\circ \pm 20^\circ$) et la magnitude de cette anisotropie ($8\% \pm 2\%$) entre 220 m et 22 m de profondeur. Cet axe rapide de cisaillement coïncide avec la direction de contrainte de compression maximale, horizontale, associée au système de failles de San Andreas qui s'oriente globalement selon la direction Nord-Sud (Crampin *et al.* (1985)) associent également l'axe rapide des ondes S, qu'ils observent à proximité de la faille Nord Anatolienne, à la direction de contrainte de compression maximale, horizontale). L'anisotropie superficielle observée par Coutant (1996) sous forme de biréfringence des ondes S est associée à la couche de granite fortement altéré du site de Garner Valley. *A priori*, cette anisotropie pourrait provenir soit de l'état de contrainte du site qui provoquerait la formation de fissures ou de pores dans un milieu fortement altéré, soit de la présence d'un réseau cristallin présentant une direction de linéation de $N0^\circ$. La figure V.7 schématise le modèle de fissures, soumises à un certain régime de contrainte, qui pourrait expliquer la biréfringence des ondes S, observée dans le Bassin Parisien. Dans notre cas, la direction de la contrainte maximale, horizontale, est parallèle à la direction Nord-Sud.

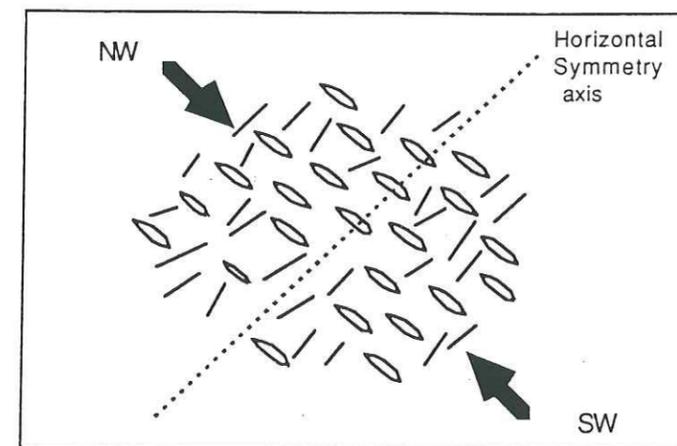


Figure V.7: Mécanisme de l'alignement des fissures dû à l'état de contrainte, dans le Bassin Parisien, cet alignement expliquant la biréfringence des ondes S, observée dans cette région. Les grosses flèches indiquent la direction de compression maximale. Les fissures pré-existantes qui sont approximativement parallèles à la direction de la contrainte de compression maximale et horizontale seraient ouvertes alors que les autres fissures seraient fermées. La polarisation des ondes S "rapides", se propageant verticalement, est parallèle à la direction préférentielle des fissures (d'après Babuska et Cara, 1991).

La figure V.8 met en évidence cette anisotropie de 8% environ, évaluée entre les stations à 22 et à 220 m de profondeur.

En-dessous de 220 m de profondeur, Coutant a observé une autre direction d'anisotropie de N320° qui s'expliquerait par un alignement de minéraux ou de microfissures; cette anisotropie profonde a également été mise en évidence à 7 km du réseau de Garner Valley, par l'USGS (Aster *et al.*, 1990, Aster et Shearer, 1991).

Notre objectif consiste à démontrer si oui ou non des fissures verticales peuvent produire cette magnitude de 8% \pm 2% d'anisotropie, observée entre 22 m et 220 m de profondeur au niveau du site de Garner Valley. Nous considérons uniquement des fissures verticales parce que nous nous plaçons dans un contexte de coulissage horizontal puisque le site de Garner Valley appartient au système de failles de la faille de San Andreas.

Figure V.8: Mesures du taux d'anisotropie à partir d'un ensemble d'évènements, enregistrés aux stations à 220 et 22 m de profondeur du réseau GVDA (d'après Coutant, 1996).

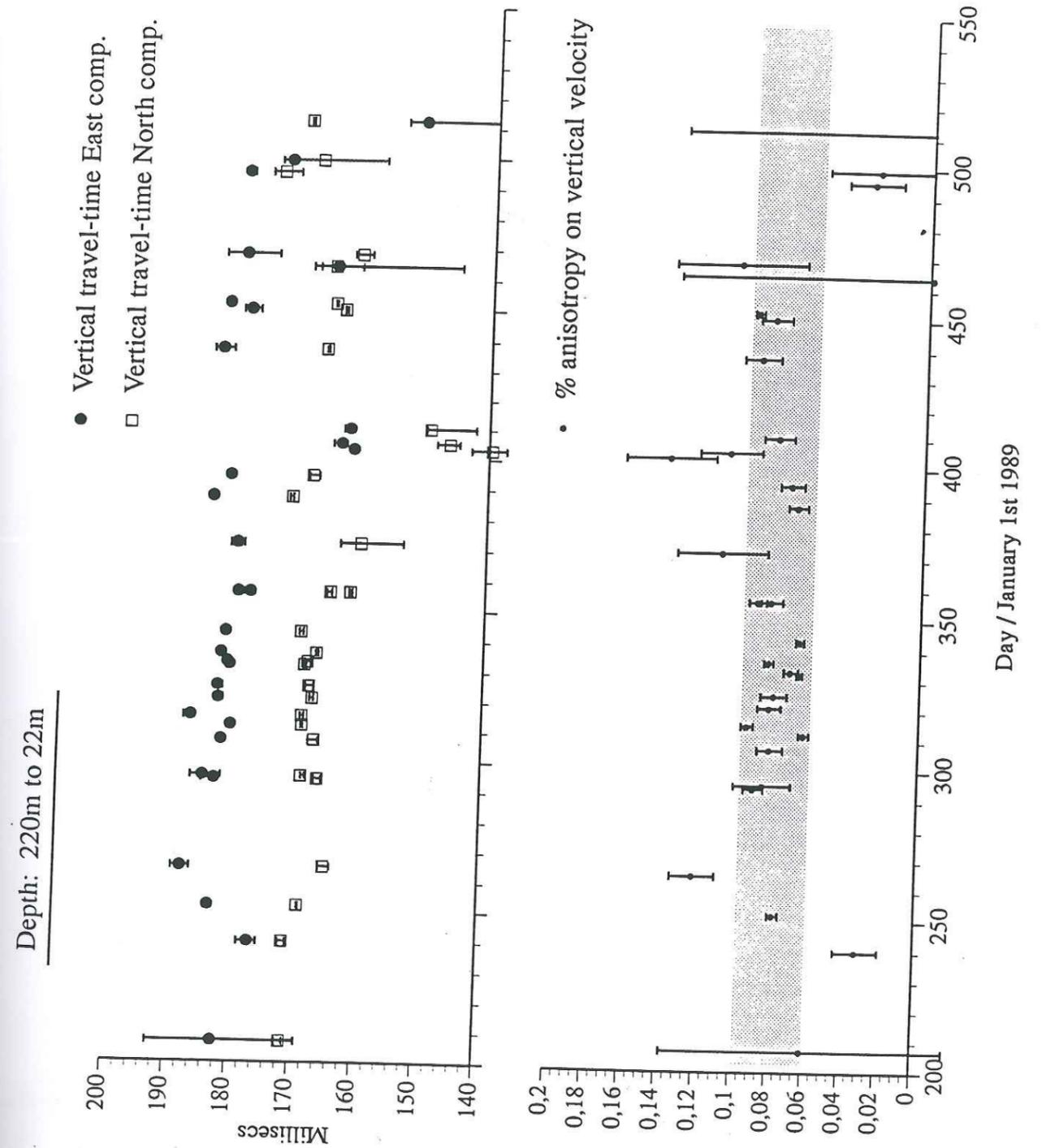


Figure V.8

III Le modèle

Le modèle utilisé est à deux dimensions, les simulations numériques sont ainsi réalisées dans le plan (x,z) . Le milieu en dehors des fissures est supposé infini (pas de surface libre), homogène, élastique et isotrope.

Les fissures sont représentées par deux faces parallèles, séparées d'une très faible distance par rapport à leur longueur. L'axe z est parallèle aux faces des fissures, c'est-à-dire la plus grande dimension des fissures dans le plan (x,z) . Les fissures sont infinies selon la direction y et sont donc toutes orientées selon la direction z .

Nous prendrons comme champ incident excitateur une onde plane de type onde S se propageant selon la direction z , et polarisée selon la direction x , pour simuler une onde SV en incidence verticale, ceci dans le souci de simplification du modèle. En fait, la direction z du modèle correspond à la verticale en réalité (figure V.9), la direction x du modèle représente la direction Est-Ouest qui correspond à l'axe lent de l'anisotropie superficielle du site de Garner Valley, c'est la direction de polarisation de l'onde plane SV modélisée dans nos simulations numériques; la troisième direction, la direction y , correspondrait à la direction Nord-Sud, l'axe rapide de l'anisotropie observée à Garner Valley. Comme les simulations numériques sont réalisées dans le plan (x,z) et que nous ne faisons pas intervenir l'axe y , nous modélisons l'onde S rapide de cette anisotropie par l'onde SV directe, en incidence verticale, qui se propagerait en l'absence des fissures.

La vitesse des ondes S en dehors des fissures est prise égale à 1520 m/s, vitesse moyenne estimée entre 45 m et 220 m de profondeur sur le site de Garner Valley (Coutant, 1996). La masse volumique est prise égale à 2400 kg/m³.

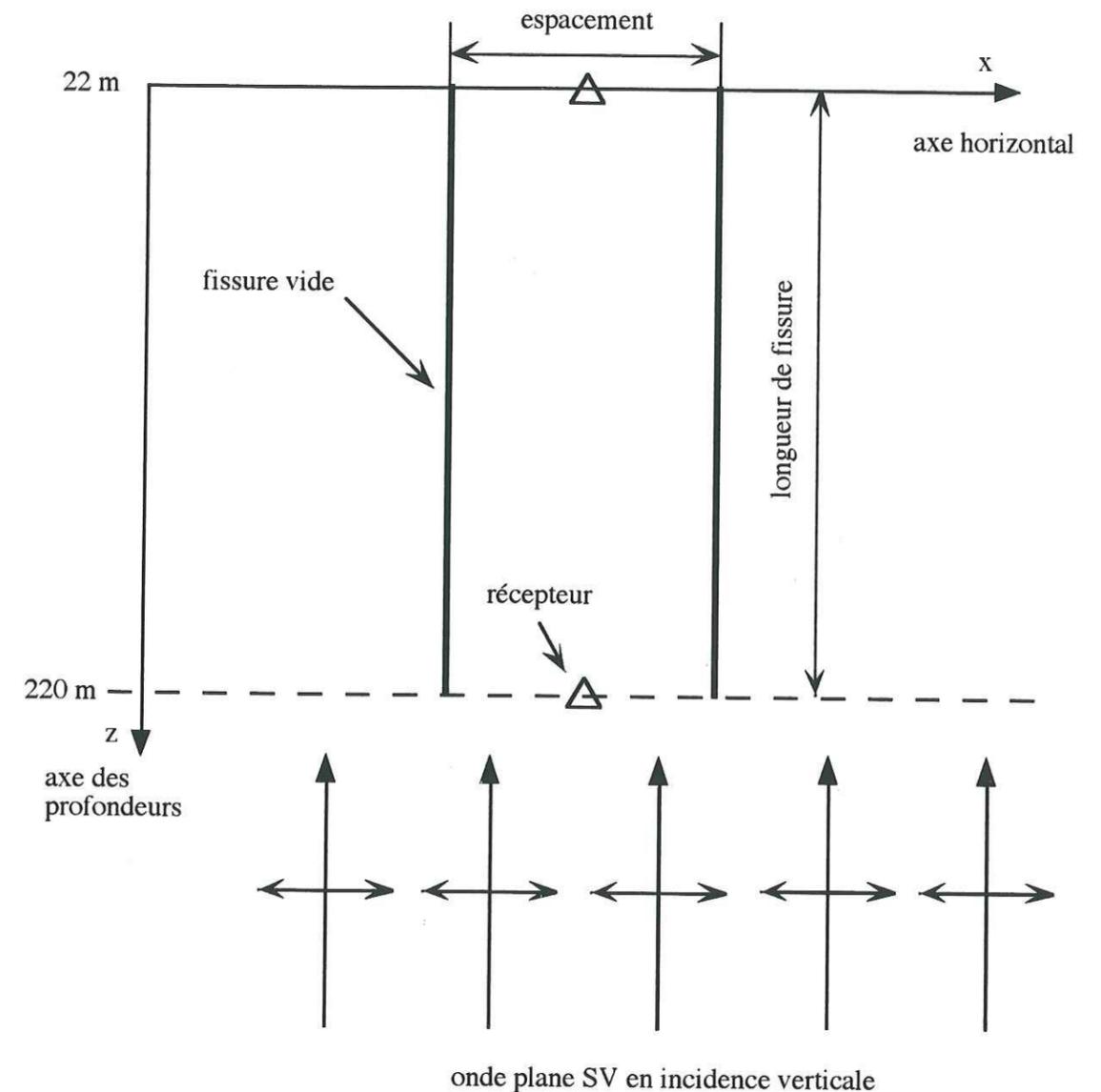


Figure V.9: Configuration des fissures verticales et des récepteurs, dans les simulations numériques où nous ne faisons intervenir que 2 fissures. L'épaisseur des fissures est infime, soit de 0.01 m. Le champ excitateur est une onde plane SV en incidence verticale sur le milieu fissuré.

IV La mesure de l'anisotropie

Le pourcentage d'anisotropie, A , entre la composante rapide et la composante lente des ondes S est calculé de la façon suivante :

$$A = \frac{t_L - t_R}{t_L} \quad (V.1)$$

où t_L désigne la durée de propagation de l'onde S lente et t_R celle de l'onde S rapide.

Dans notre modèle à deux dimensions, l'onde S rapide correspond à l'onde SV qui se propage lorsque le milieu n'est pas fissuré, par contre l'onde S lente est représentée par l'onde qui se propage à travers le milieu fissuré.

La figure V.10 explique comment le pourcentage d'anisotropie est calculé à partir des sismogrammes synthétiques obtenus grâce à la méthode DWBIEM (voir chapitre II). Dans cet exemple, nous avons considéré deux fissures vides de 198 m de long, de 0.01 m d'épaisseur et séparées de 100 m l'une de l'autre. Le premier signal, représenté en trait pointillé et qui détermine le temps origine, correspond au déplacement de l'onde SV incidente à 220 m de profondeur (voir la figure V.10), c'est une onde plane convoluée avec un Ricker dont la fréquence dominante a été choisie égale à 20 Hz dans ce cas précis. Le signal représenté en trait fin et qui symbolise l'onde S rapide n'est rien d'autre que l'onde plane de type SV incidente, à 22 m de profondeur. Enfin le dernier signal représenté en trait épais correspond au champ total à 22 m de profondeur (somme du champ incident et du champ diffracté) qui tient compte de la diffraction des ondes par les fissures, c'est l'onde S lente.

Déplacements: espacement de 100 m à 20 Hz

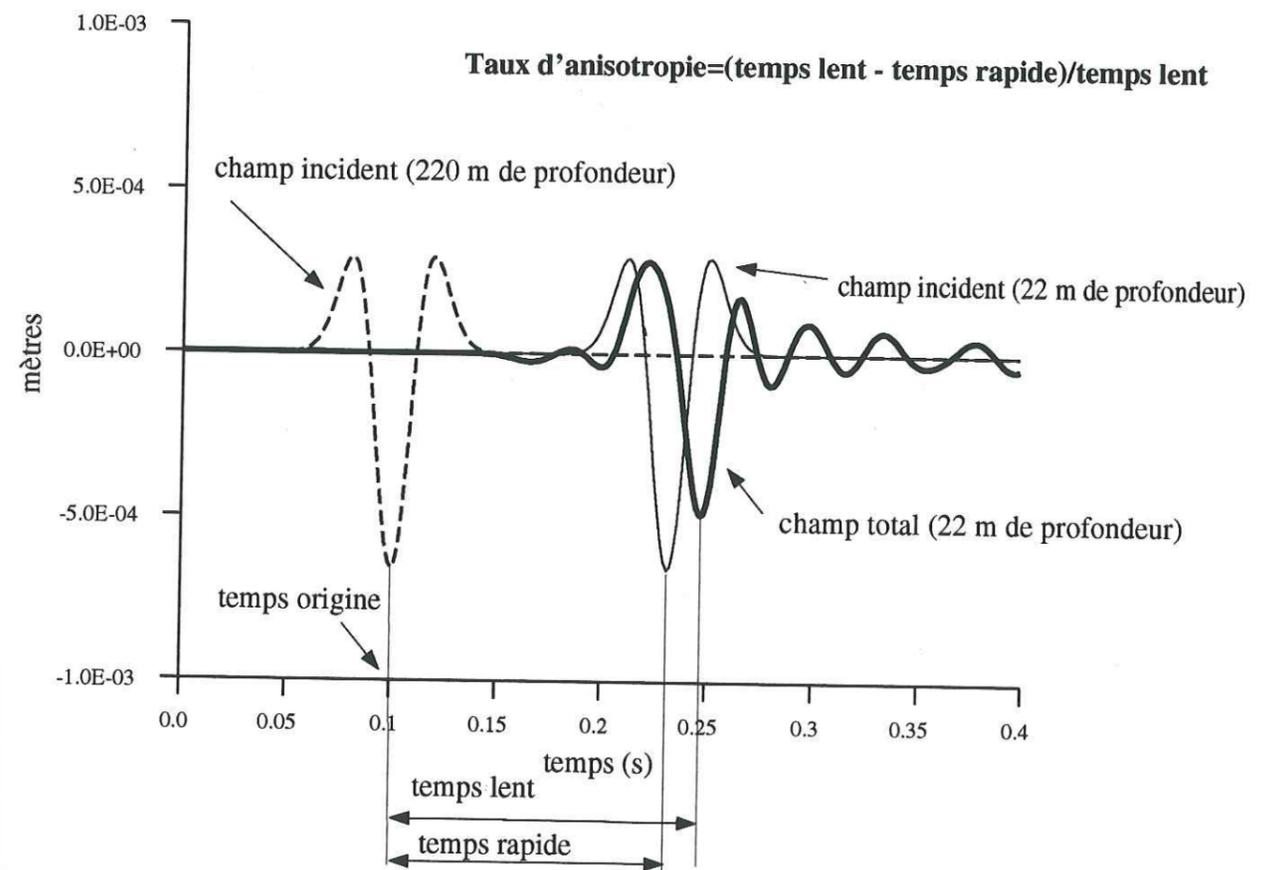


Figure V.10: Exemple de sismogrammes synthétiques qui mettent en évidence le retard de l'onde (courbe en gras) qui se propage dans le milieu contenant 2 fissures verticales et vides de 198 m de long, de 0.01 m d'épaisseur et espacées de 100 m (voir figure V.9), par rapport à l'onde "rapide", se propageant en l'absence de fissures (courbe en trait fin). La courbe en pointillés représente l'onde incidente à l'entrée du milieu fissuré (qui correspond à la profondeur de 220 m, dans la réalité). La fréquence centrale du Ricker est de 20 Hz.

V Résultats

1. Modèles avec deux fissures

a) Simulations numériques

Dans un premier temps, nous avons considéré deux fissures vides de 198 mètres de long, de 0.01 m d'épaisseur et parallèles à la verticale (figure V.9); cette configuration revient en fait à modéliser le granite situé entre 22 et 220 m de profondeur comme étant fissuré de part en part. Cette disposition de deux fissures vides verticales équivaut à un guide d'ondes parce que les faces des fissures jouent le rôle de surfaces libres. Par conséquent, il suffit de considérer deux longues fissures vides parce que les ondes qui se propagent entre ces deux fissures sont comme piégées par ces deux fissures. Nous avons toutefois fait le test qui consiste à mesurer le taux d'anisotropie entre deux longues fissures vides, verticales en plaçant à égale distance et de part et d'autre de ces deux fissures d'autres fissures identiques, parallèles et nous avons trouvé que le taux d'anisotropie entre les deux fissures initiales n'était pas influencé par la présence d'autres longues fissures vides, parallèles. Nous avons ensuite fait varier la distance selon x entre ces deux fissures ainsi que la fréquence centrale du Ricker afin de trouver les conditions qui permettaient d'obtenir un taux d'anisotropie de l'ordre de celui qui a été observé sur le site de Garner Valley entre les récepteurs situés à 220 m et à 22 m de profondeur, ceci en considérant deux longues fissures vides et verticales. Les figures V.11 à V.13 présentent les résultats de ces calculs.

Quand la fréquence centrale du Ricker est de 10 Hz, la longueur d'onde de l'onde incidente est de $1520/10=152$ m, donc du même ordre de grandeur que la longueur des deux fissures mais supérieure ou égale à la distance imposée entre les deux fissures. A cette longueur d'onde fixée à 152 m, plus on augmente l'espacement entre les deux fissures, plus la densité de fissures diminue et donc aussi l'anisotropie, ceci est vérifié dans nos simulations numériques (figure V.11). Le taux d'anisotropie mesuré pour ces espacements de 50 à 150 m et pour une fréquence centrale de 10 Hz est trop élevé par rapport aux 8 % escomptés.

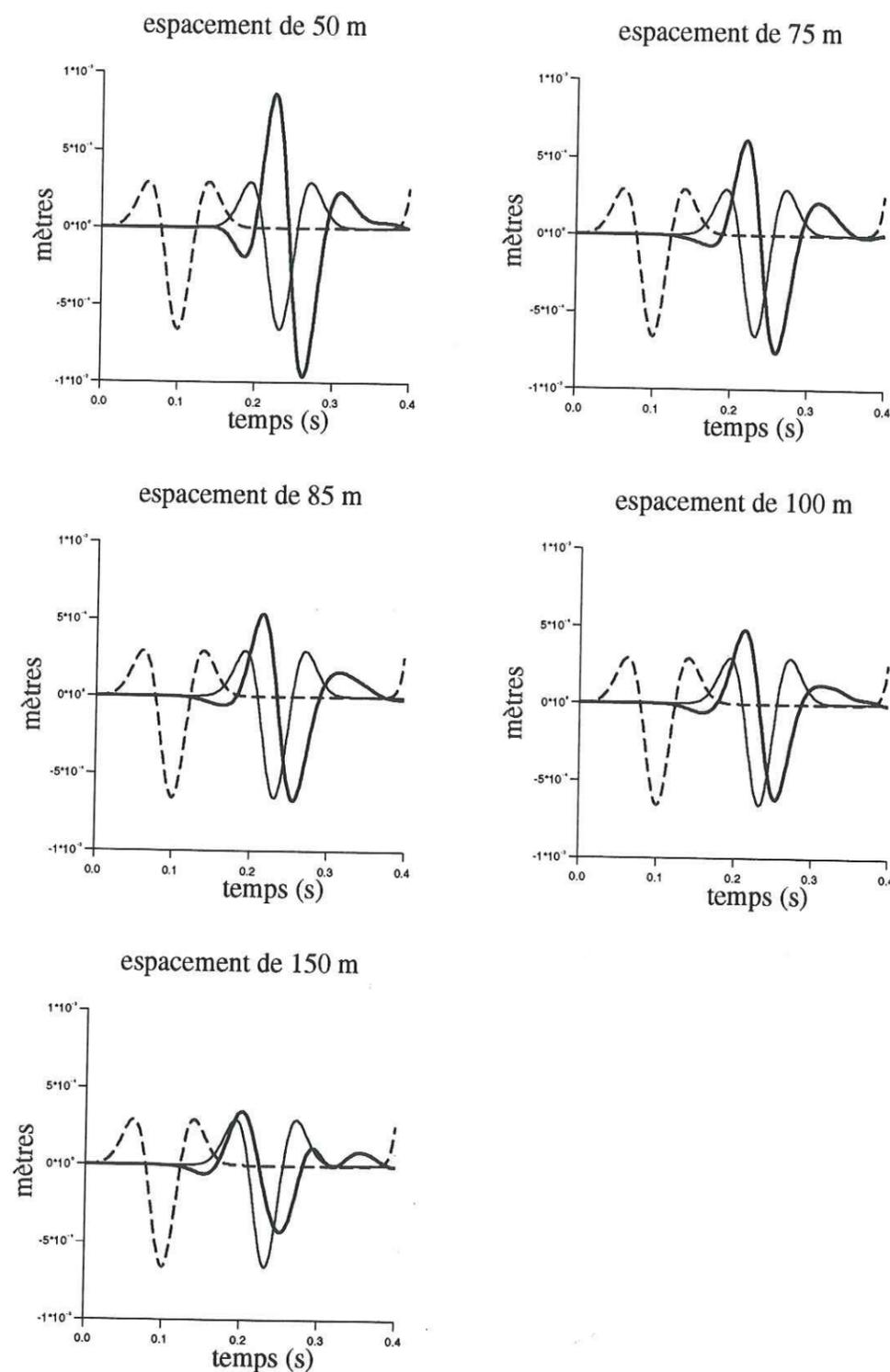


Figure V.11: Sismogrammes synthétiques avec une fréquence centrale du Ricker de 10 Hz pour 2 fissures vides (voir figure V.9) dont on a fait varier l'espacement de 50 à 150 m. La mesure du taux d'anisotropie est expliquée dans la figure V.10.

A 20 Hz, la longueur d'onde de l'onde plane incidente a diminué de moitié, elle est égale à 76 m; dans ce cas, sauf pour l'espacement de 150 m, pour les quatre autres valeurs d'espacement entre fissures choisies, la longueur d'onde incidente est de l'ordre de l'espacement entre les deux fissures. Aussi, pour un espacement de 150 m, le champ d'onde primaire n'est plus retardé parce qu'il n'est plus ralenti par les deux fissures qui sont trop éloignées l'une de l'autre (figure V.12). Par contre, pour un espacement de 85 m, le premier pulse du champ total obtenu à la sortie du milieu fissuré est décalé en temps par rapport au champ incident qui se propage en l'absence de fissures, on peut, dans ce cas, encore mesurer l'anisotropie du milieu, elle est de 10% environ et donc cette configuration modélise bien l'anisotropie observée au niveau du site de Garner Valley.

A 30 Hz, la longueur d'onde incidente est de 50,7 m et donc elle est inférieure ou égale à l'espacement entre les deux longues fissures que l'on a choisi. Le phénomène d'anisotropie n'est plus décelable (figure V.13). Par exemple, pour un espacement de 150 m, les premières arrivées du champ total à 22 m de profondeur se superposent quasiment avec celles du champ incident, ainsi le champ d'onde incident ne "voit" pas les deux fissures et n'est donc pas retardé par celles-ci. Pour les espacements de l'ordre de la longueur d'onde incidente, la première impulsion du champ total à 22 m de profondeur est trop déformée pour pouvoir évaluer un retard temporel entre le champ total et le champ incident enregistrés à 22 m de profondeur et qui modéliseraient respectivement l'onde "lente" et l'onde "rapide".

b) Conclusion

Nous retiendrons donc que le taux d'anisotropie superficielle, mesuré à Garner Valley, est atteint pour une fréquence de 20 Hz et pour deux fissures vides et verticales, de 198 m de long, séparées de 85 m et lorsque le champ incident est une onde plane de type SV en incidence verticale.

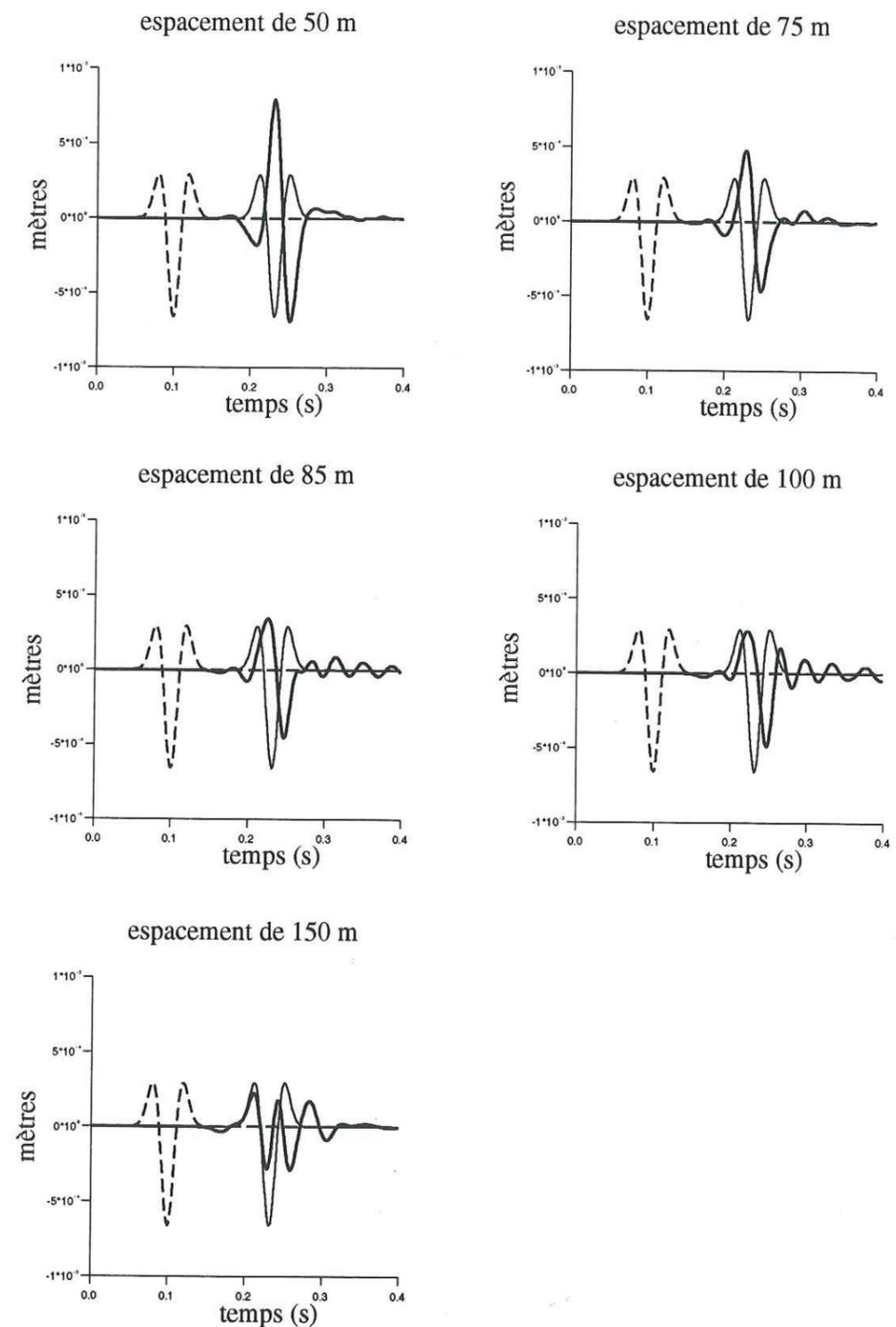


Figure V.12: Même chose que la figure V.11, excepté que la fréquence centrale est ici de 20 Hz et non plus de 10 Hz.

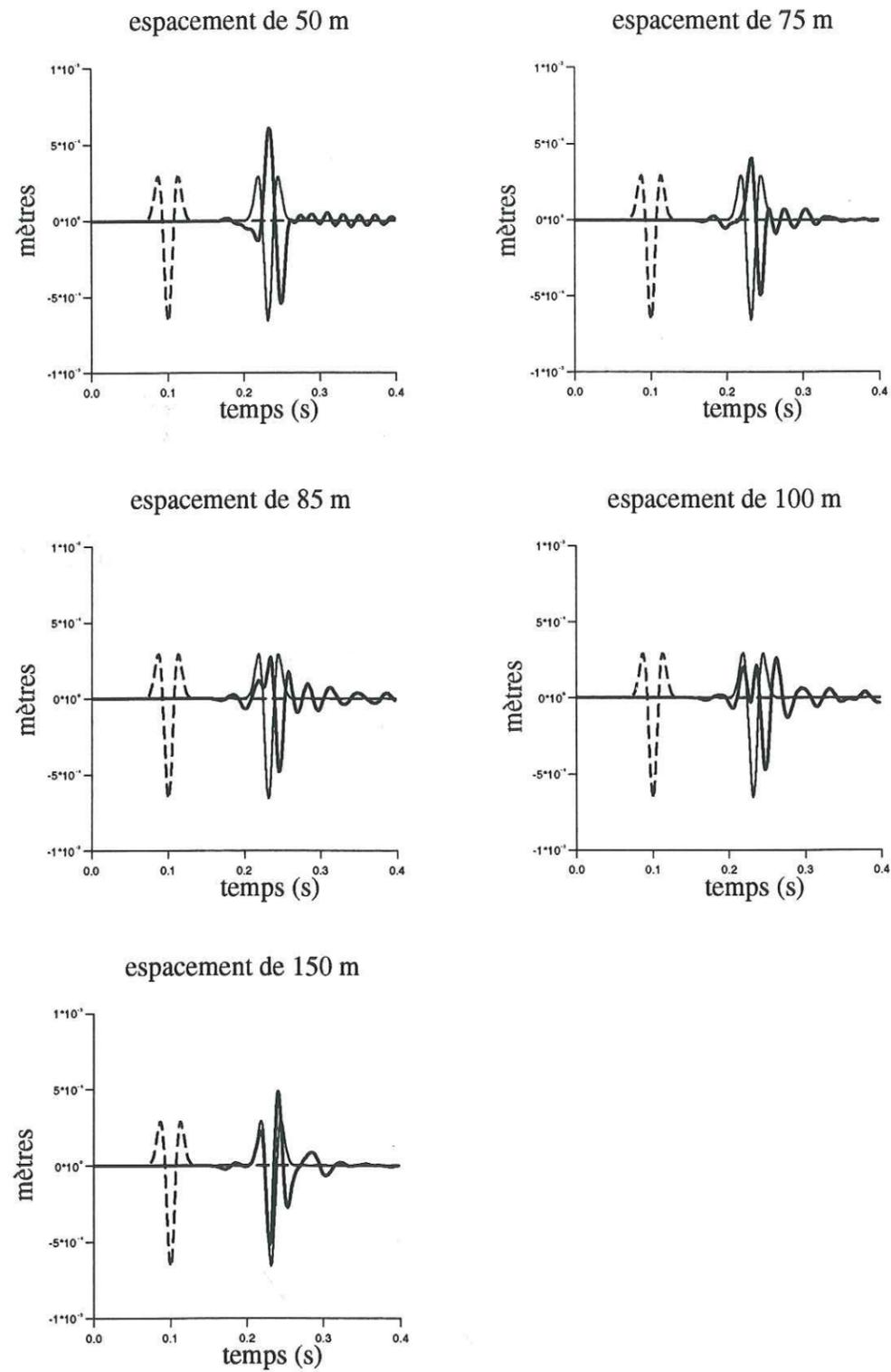


Figure V.13: Même chose que la figure V.11, excepté que la fréquence centrale est ici de 30 Hz et non plus de 10 Hz.

2. Modèle avec deux fissures remplies de fluide

Nous avons aussi fait des tests en ajoutant du fluide dans les fissures. La configuration choisie comprend deux fissures de 198 m de long remplies d'un fluide non visqueux, caractérisé par une vitesse de 1500 m/s pour les ondes P et par une masse volumique de 1000 kg/m^3 . Nous avons fait varier la distance de séparation entre les deux fissures.

Nous constatons que le fait de remplir les fissures d'un fluide non visqueux ne change pas la magnitude de l'anisotropie par rapport au cas où les fissures étaient vides (figure V.14). Ceci peut s'expliquer par le fait que les ondes S ne se propagent ni dans les fluides non visqueux, ni dans le vide et donc que les fissures soient vides ou remplies d'un fluide non visqueux, l'onde S directe n'est pas influencée par le contenu des fissures.

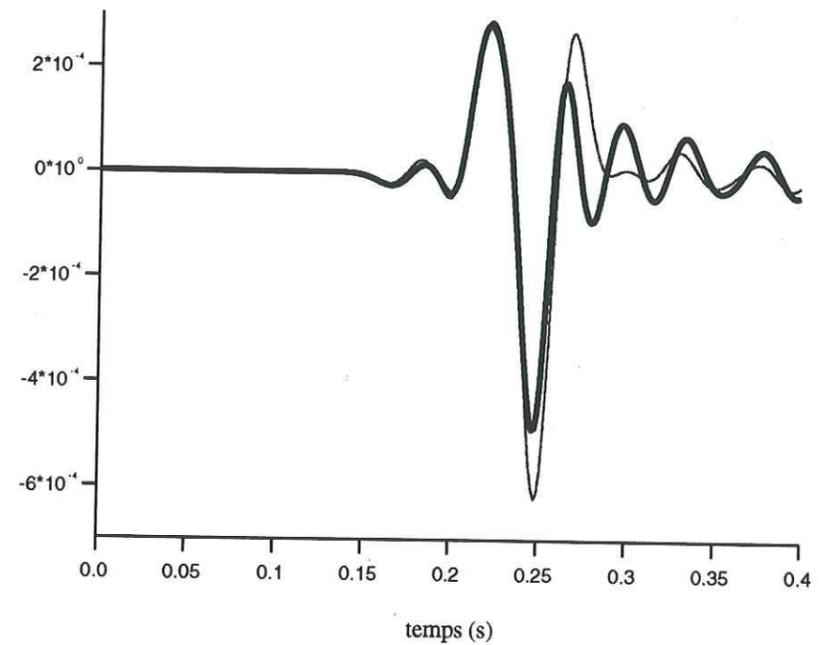


Figure V.14: Déplacement total, en mètres, à 22 m de profondeur et pour une fréquence centrale de Ricker de 20 Hz. Trait épais: 2 fissures vides, de 198 m de long et espacées de 100m (voir figure V.9). Trait fin: 2 fissures remplies d'un fluide non visqueux, de 198 m de long et espacées de 100 m. Dans les deux cas, les fissures ont une épaisseur de 0.01 m.

3. Modèles avec plus de deux fissures

a) Simulations numériques

Contrairement aux simulations numériques des paragraphes précédents, ici nous avons trouvé un moyen efficace pour trouver les meilleures configurations de fissures possibles qui pourraient expliquer la magnitude d'anisotropie observée à Garner Valley qui est de 8 % \pm 2%. En effet, dans cette étude, nous nous appuyons sur la formule de vitesse moyenne de Hudson qui est valable pour des longueurs d'onde incidentes grandes par rapport aux dimensions des fissures et à leurs distances de séparation, et qui, nous le verrons par la suite, permet de mieux contraindre les paramètres du modèle de milieu fissuré. Ainsi, nous avons fait varier la longueur des fissures de 10 à 40 m, de manière arbitraire, sachant que, pour une fréquence centrale de l'ondelette de Ricker de l'onde SV incidente de 20 Hz au maximum et pour une vitesse de propagation des ondes SV dans le matrice rocheuse de 1520 m/s, la longueur d'onde incidente est de 76 m au minimum; la longueur d'onde incidente sera donc toujours plus importante que la longueur des fissures et l'espacement entre fissures, condition nécessaire pour pouvoir appliquer la théorie développée par Hudson. Dans toute cette étude, les fissures ont une épaisseur infime de 0.01 m par rapport à leur longueur.

Hudson a développé l'expression de la vitesse moyenne pour des ondes SV se propageant dans un milieu fissuré à deux dimensions pour lequel les fissures sont vides et parallèles et où la densité de fissures, ν , n'est pas trop élevée (chapitre I). L'expression de cette vitesse moyenne des ondes S en milieu fissuré, v , et au premier ordre en νa^2 (où a correspond à la demi-longueur moyenne de fissures) et pour des longueurs d'onde incidentes plus grandes que la taille des fissures et que leurs distances de séparation, est de la forme (communication personnelle) :

$$v^2 = \beta^2 \left(1 - \nu a^2 \frac{\pi(\lambda + 2\mu)}{4(\lambda + \mu)} (1 + 4\sin^2 \theta \cos^2 \theta) \right) \quad (V.2)$$

où :

β , λ et μ sont respectivement la vitesse de propagation des ondes S et les deux paramètres de Lamé du milieu homogène en dehors des fissures, dans notre cas, $\beta=1520$ m/s et $\lambda=\mu$;

a est la demi-longueur de fissure;

ν est la densité de fissures, à savoir le nombre de fissures par unité d'aire puisque nous sommes dans un milieu à deux dimensions;

θ est l'angle entre la direction de propagation de l'onde SV incidente (selon z , dans notre cas) et la direction de la normale aux faces des fissures (selon x , dans notre cas). Dans notre cas, $\theta=90^\circ$ et $\lambda=\mu$. D'où la formule simplifiée de la vitesse v :

$$v^2 = \beta^2 \left(1 - \nu a^2 \frac{3\pi}{8} \right) \quad (V.3)$$

Etant donné que nous voulons atteindre une magnitude d'anisotropie de 8 % , la vitesse v doit suivre l'équation suivante qui se déduit de l'équation (V.1) :

$$1 - \frac{v}{\beta} = 0.08 \quad (V.4)$$

sachant que $\beta=1520$ m/s, on a $v=1398.4$ m/s.

Dans l'équation (V.3), seuls ν et a n'ont pas de valeurs fixées *a priori*. Par suite, nous allons faire varier a et le nombre de fissures N . Dans cette étude, les fissures vides sont disposées de manière aléatoire mais restent parallèles à l'axe vertical des profondeurs. L'aire de la zone fissurée, $A=L_x * L_z$, est telle que l'extension horizontale de la zone fissurée, L_x , soit de l'ordre de la longueur d'onde incidente que nous choisissons égale à 1520/20, soit 76 m, ceci pour que le champ d'onde plane incident couvre toute la zone fissurée selon la direction x , nous fixons $L_x=80$ m. L'extension verticale de la zone fissurée L_z est fixée à 200 m afin de respecter la différence de profondeurs entre les deux récepteurs de l'expérience de Garner Valley. Or $\nu=N/(L_x * L_z)$, ayant fixé L_x et L_z , nous obtenons N à partir de la valeur de ν déduite de l'équation (V.3) après avoir également donné une valeur au paramètre a qui correspond à la demi-longueur des fissures. Nous avons ainsi toutes les données nécessaires concernant la configuration de fissures pour lancer le calcul du champ de déplacement et en déduire ensuite le taux d'anisotropie réellement atteint dans nos simulations numériques.

Nous avons successivement fixé la demi-longueur de fissure, a , à 5, 10 et 20 m, ce qui a imposé le nombre de fissures, N ; dans ces trois cas, N a respectivement pour valeur

: 94, 23 et 6. Nous avons considéré 6 récepteurs, dont 5 en transmission (figures V.15 à V.17). Le taux d'anisotropie atteint pour ces trois modèles de milieux fissurés est de l'ordre de 8,5 % lorsque l'on mesure les décalages temporels entre les récepteurs centraux 1 et 6 (figures V.18 à V.20). Les taux d'anisotropie mesurés au niveau des autres récepteurs en transmission ne rendent pas compte de toutes les fissures du modèle. Ainsi, le récepteur numéro 2 qui est situé au bord de la zone fissurée n'est pas uniquement influencé par la zone fissurée mais aussi par l'espace non fissuré, adjacent à la zone fissurée; le taux d'anisotropie y est quasiment nul (figures V.18 à V.20).

Par ailleurs, il est important de noter que le champ total au niveau du récepteur n°6, et parfois des récepteurs n°4 et 5 (figures V.18 à V.20), n'est pas atténué par rapport au champ incident qui se propage en l'absence des fissures; dans le cas des 94 fissures de 10 m de long et des 23 fissures de 20 m de long, le champ total transmis est même légèrement amplifié par rapport au champ incident.

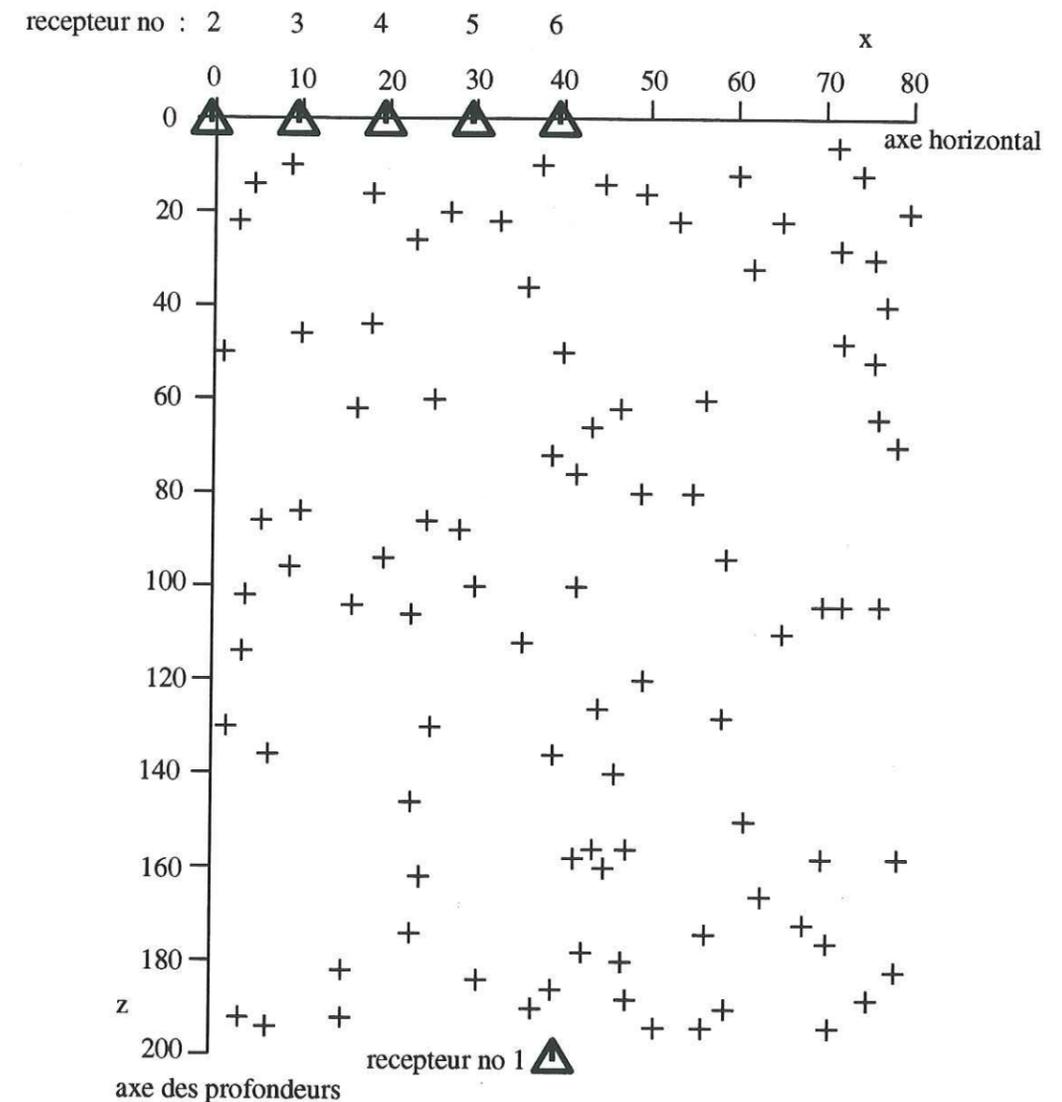


Figure V.15: Distribution aléatoire de centres de fissures (croix), 94 fissures verticales (selon l'axe des profondeurs), de 10 m de long et de 0.01 m d'épaisseur. Les triangles représentent 6 récepteurs. Nous n'avons pas introduit de surface libre dans notre modèle de milieu fissuré, ni dans les modèles suivants.

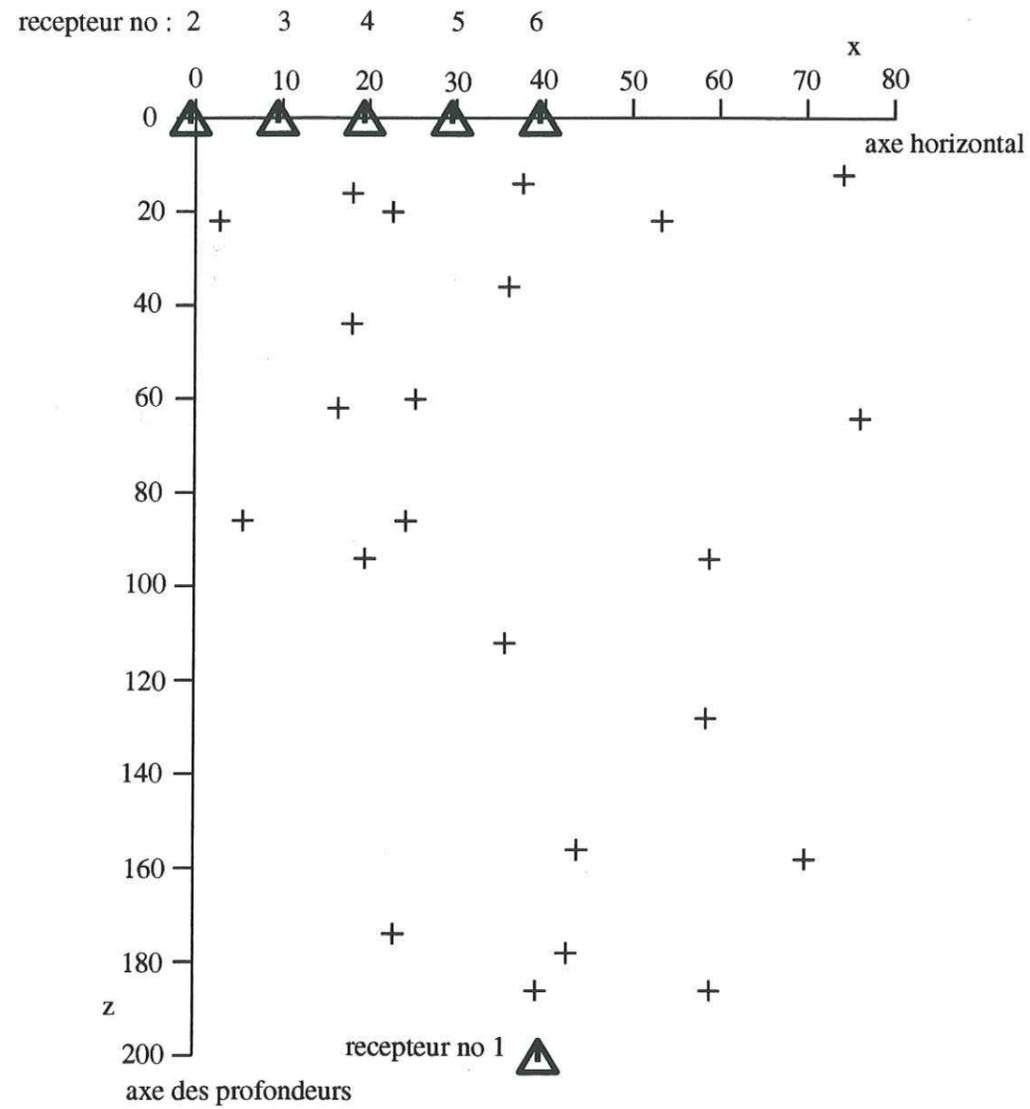


Figure V.16: Distribution aléatoire de centres de fissures (croix), 23 fissures verticales (selon l'axe des profondeurs), de 20 m de long et de 0.01 m d'épaisseur. Les triangles représentent 6 récepteurs.

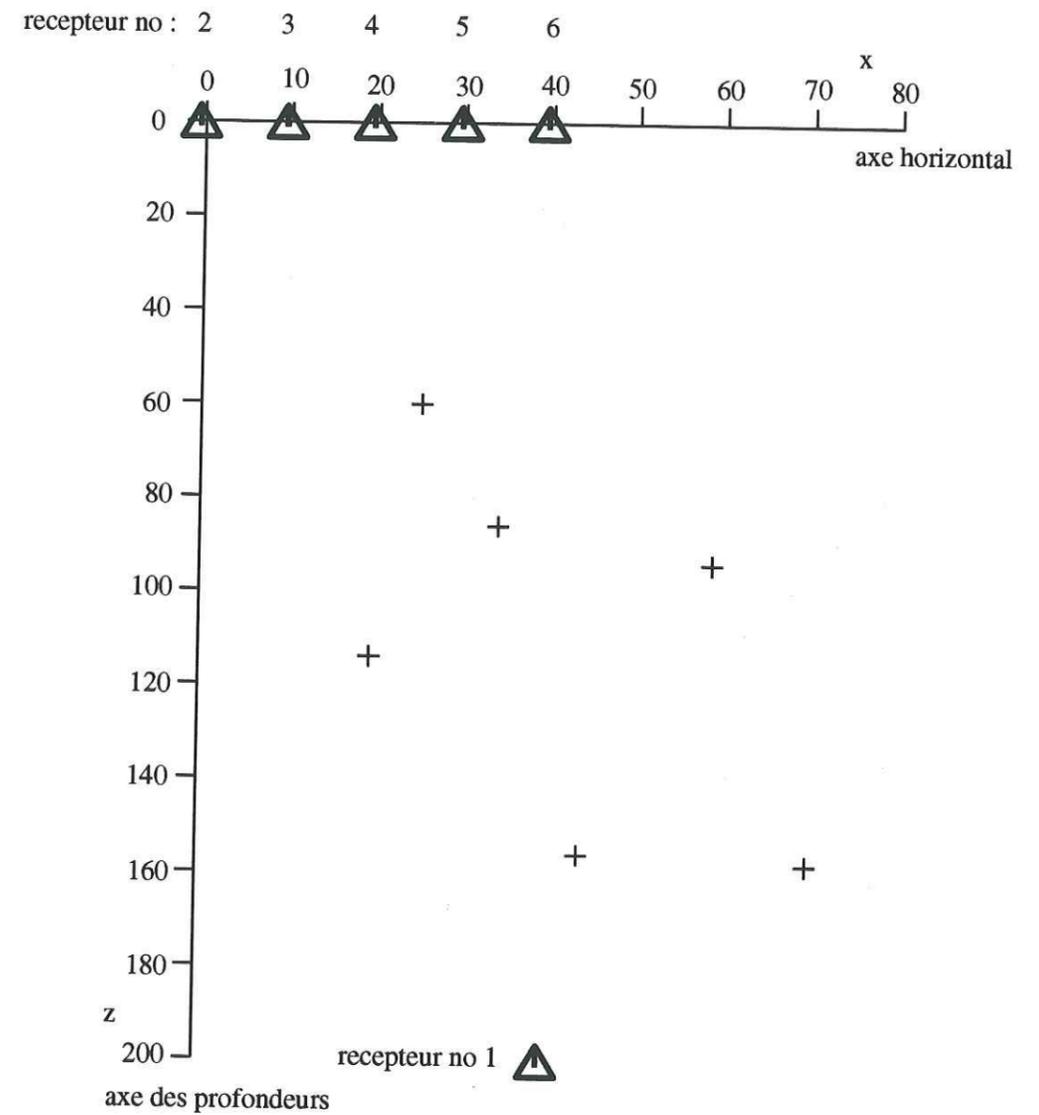


Figure V.17: Distribution aléatoire de centres de fissures (croix), 6 fissures verticales (selon l'axe des profondeurs), de 40 m de long et de 0.01 m d'épaisseur. Les triangles représentent 6 récepteurs.

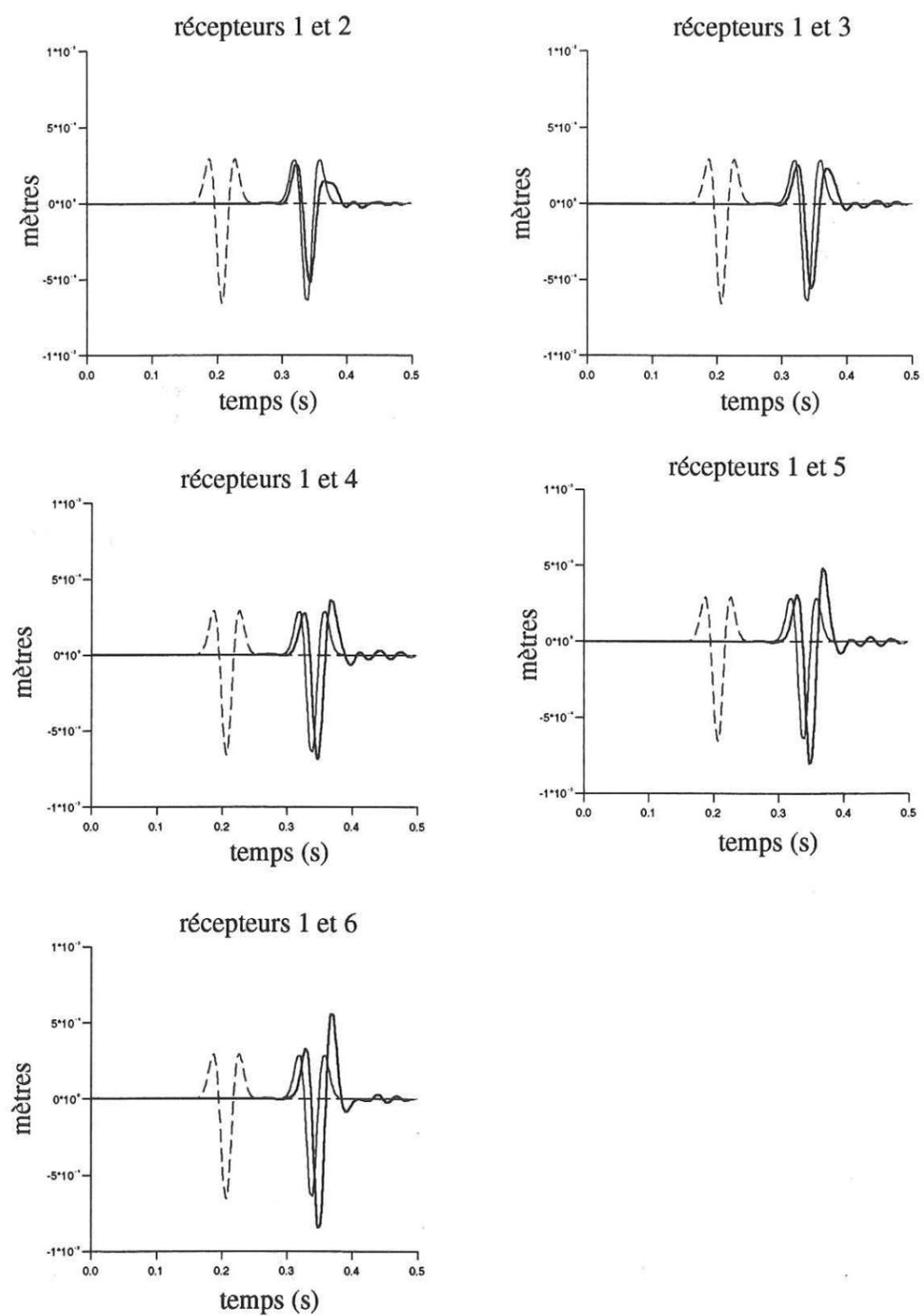


Figure V.18: Sismogrammes synthétiques au niveau des 6 récepteurs pour le milieu contenant 94 fissures de 10 m de long (voir figure V.15). La fréquence centrale du Ricker est de 20 Hz ainsi que dans les deux figures suivantes.

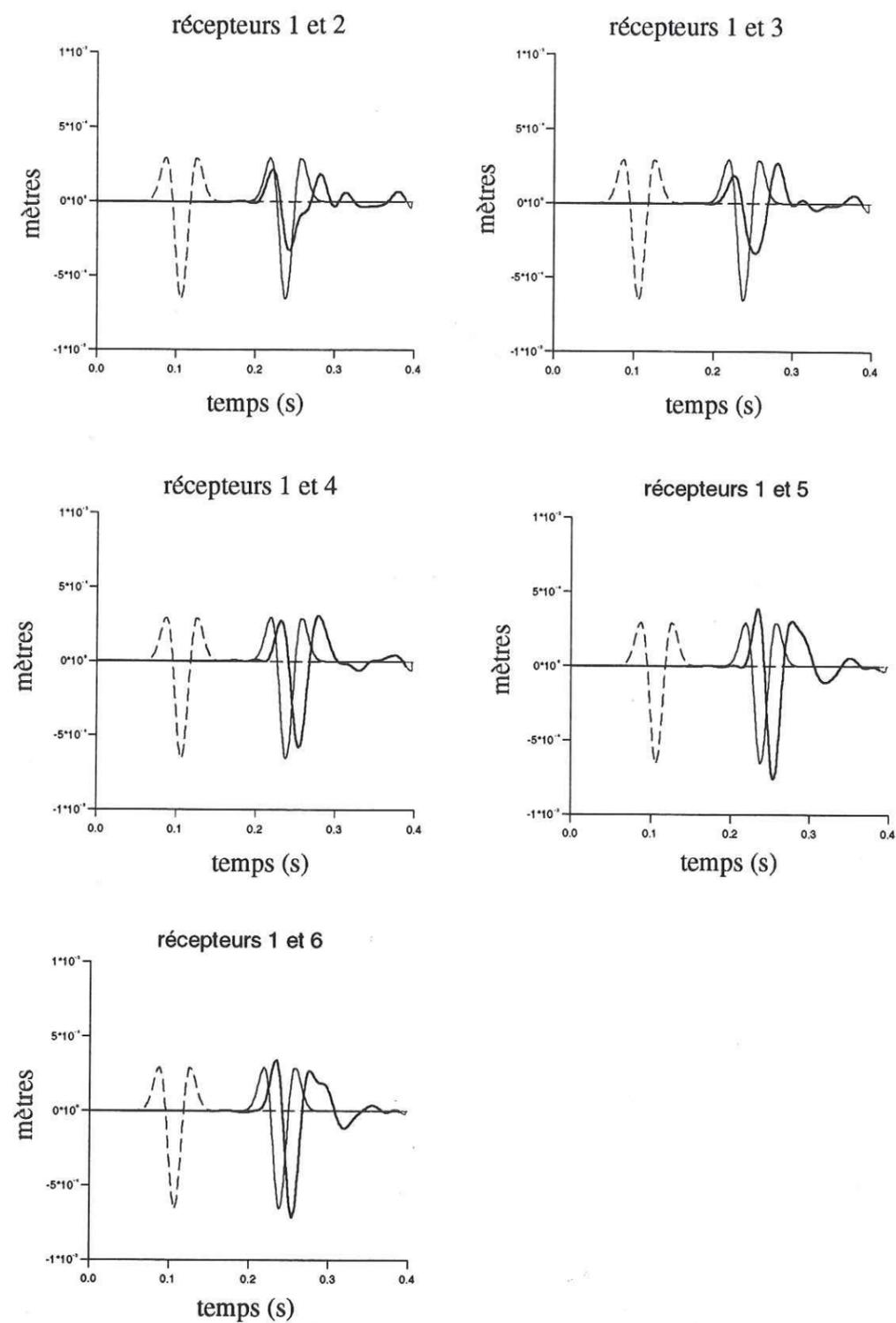


Figure V.19: Sismogrammes synthétiques au niveau des 6 récepteurs pour le milieu contenant 23 fissures de 20 m de long (voir figure V.16).

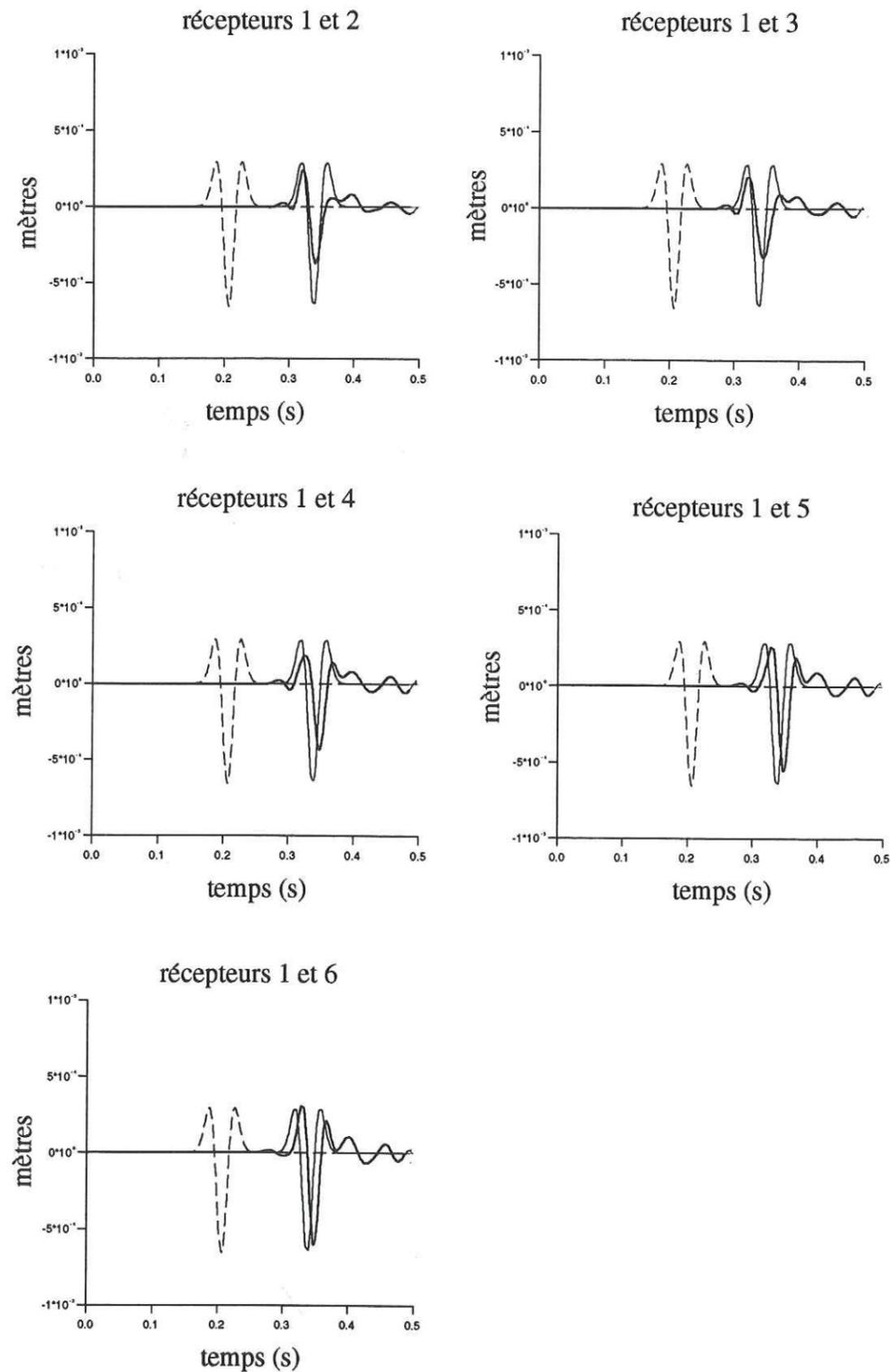


Figure V.20: Sismogrammes synthétiques au niveau des 6 récepteurs pour le milieu contenant 6 fissures de 40 m de long (voir figure V.17).

b) Conclusion

En conclusion, le taux d'anisotropie observé à Garner Valley peut être atteint dans le cas de plusieurs modèles de milieux fissurés pour lesquels nous avons conjointement fait varier la longueur et la densité de fissure, en appliquant la formule de vitesse moyenne de Hudson, valable aux grandes longueurs d'onde. Les simulations numériques, aux grandes longueurs d'onde, de propagation d'ondes SV dans un milieu fissuré semblent montrer que les premières arrivées de ces ondes ne sont pas atténuées quand on se place au milieu de l'extension horizontale de la zone fissurée (récepteur n°6 sur les figures V.15 à V.17). Par contre, les premières arrivées sont atténuées au niveau des récepteurs en transmission qui s'écartent du milieu de l'extension horizontale de la zone fissurée. Par conséquent, nous nous attendons à ce qu'une étude sur l'atténuation des ondes S transmises qui ont traversé une zone très étendue et contenant des fissures verticales n'apporte pas d'informations sur la région fissurée en question, lorsque l'on se place dans le domaine des grandes longueurs d'onde. Nous verrons, dans la suite, si l'étude du facteur d'atténuation en fonction de la longueur d'onde est plus concluante.

Par conséquent, dans la partie suivante, nous allons voir si nous pouvons avoir une idée sur la longueur moyenne des fissures verticales qui pourraient être à l'origine de l'anisotropie observée à Garner Valley par le biais de la mesure de l'atténuation, en fonction de la fréquence, des premières arrivées des ondes S sur des enregistrements expérimentaux. En effet, nous avons vu, au chapitre précédent, que l'atténuation des ondes était maximale lorsque le paramètre $k*d$ était de l'ordre de 2 (où k est le nombre d'onde du champ d'onde incident et d , la longueur moyenne de fissure), c'est-à-dire lorsque la longueur d'onde incidente était du même ordre de grandeur que la taille des fissures.

Cependant, avant de réaliser des mesures d'atténuation sur des données expérimentales, nous allons tout d'abord nous intéresser aux variations du facteur d'atténuation avec la fréquence, à partir de simulations numériques, effectuées dans le cas d'une onde plane SV en incidence verticale sur une zone fissurée. Rappelons qu'au chapitre précédent, l'étude de l'atténuation du champ d'onde transmis avait été menée dans le cas d'une onde plane P en incidence verticale sur un réseau de fissures vides et horizontales.

VI Atténuation des ondes S à partir de sismogrammes synthétiques et d'accélérogrammes expérimentaux, enregistrés à Garner Valley

1. Atténuation des ondes S à partir de sismogrammes synthétiques

a) Introduction

Dans la précédente partie, nous avons trouvé différents modèles de milieux fissurés qui induisaient un taux d'anisotropie très proche de celui observé sur le site de Garner Valley. Nous allons maintenant étudier, pour certains de ces modèles, l'atténuation des premières arrivées des ondes S enregistrées au niveau de récepteurs en transmission, placés juste à la limite supérieure de la zone modélisant le granite fissuré du site de Garner Valley (comme les récepteurs n° 2 à 6, représentés sur les figures V.15 à V.17).

Cette étude permettra de voir s'il est possible de relier l'atténuation des premières arrivées des ondes S transmises à la longueur des fissures, comme cela avait été possible au chapitre précédent, pour des ondes P transmises.

b) Formule du facteur d'atténuation

Le facteur d'atténuation, Q^{-1} , suit la formule suivante, déjà utilisée au chapitre précédent:

$$Q^{-1} = -\frac{2\beta}{\omega h} \ln \left(\frac{A(\omega)}{A_0(\omega)} \right) \quad (V.5)$$

où :

β est la vitesse moyenne des ondes S;

ω est la pulsation;

h est l'épaisseur du milieu traversé par les ondes S;

$A_0(\omega)$ et $A(\omega)$ sont respectivement les amplitudes spectrales du champ d'ondes S à l'entrée du milieu et à la sortie du milieu dont on veut évaluer le facteur d'atténuation moyen.

c) Evaluation du facteur d'atténuation pour différents modèles de milieux fissurés

Les figures V.18 à V.20 mettent en évidence une absence d'atténuation, voire une certaine amplification, des premières arrivées du champ d'onde transmis au niveau du récepteur central en transmission (récepteur n°6). Ce phénomène est bien visible sur la figure V.21.a qui correspond à quatre instantanés de la composante x du champ total en déplacement, calculés pour quatre différents temps de la propagation verticale de l'onde plane SV à travers la zone fissurée consistant en 23 fissures verticales, de 20 m de long (configuration représentée par la figure V.16). La fréquence centrale de la fonction source, qui est toujours un Ricker, est de 20 Hz et nous garderons cette valeur pour les simulations numériques ultérieures, la longueur d'onde incidence est ainsi de 80 m environ. Nous pouvons remarquer que les amplitudes du champ de déplacement transmis sont plus fortes au centre de la zone fissurée qu'au niveau des bords de cette zone, ceci lorsque le train d'ondes direct atteint la limite supérieure de la zone fissurée. De même, les instantanés de la composante x en déplacement (figure V.21.b) pour la configuration des 6 fissures verticales, de 40 m de long (figure V.17), rendent compte de ce phénomène. La figure V.21.b montre également le retard notable que prend le premier train d'onde transmis, au-dessus de la zone fissurée; l'anisotropie due à la présence des fissures est ainsi bien mise en évidence.

Nous avons réalisé ensuite des calculs d'instantanés en déplacement pour des configurations de fissures pour lesquelles les densités de fissures étaient conservées. Plus précisément, nous avons reproduit de part et d'autre de la configuration des 23 fissures de 20 m de long, par exemple, cette même configuration, pour tripler l'extension horizontale de la zone fissurée (figure V.22.a). Nous avons vérifié que le taux d'anisotropie n'était pas modifié avec le triplement du nombre de fissures. Le retard du premier train d'onde transmis, visible au centre de la zone fissurée, apparaît sur la figure V.22.a. Celui-ci s'observe aussi sur la figure V.22.b, laquelle correspond au triplement de la configuration des 6 fissures de 40 m de long (figure V.17). Nous n'avons pas réalisé de simulations numériques pour la configuration des 94 fissures de 10 m de long (figure V.15), ceci par manque de temps.

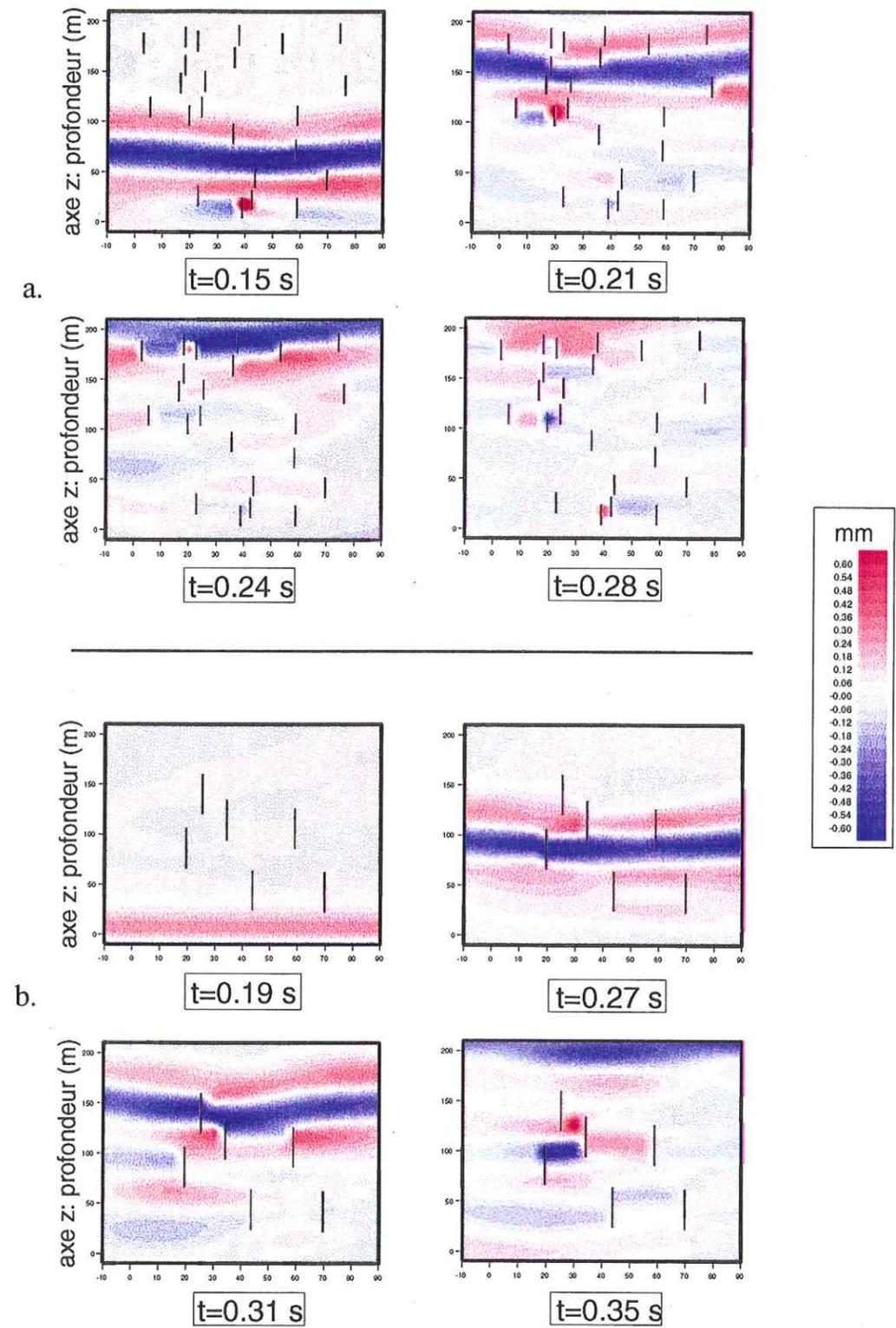


Figure V.21: Figure V.21.a: Instantanés de la composante x du champ total en déplacement pour le cas des 23 fissures de 20 m de long (voir figure V.16), à 4 différents temps. Figure V.21.b: Instantanés de la composante x du champ total en déplacement pour le cas des 6 fissures de 40 m de long (voir figure V.17), à 4 différents temps.

Figure V.21

Figure V.22: Figure V.22.a: Instantanés de la composante x du champ total en déplacement pour le cas des 69 fissures, verticales, de 20 m de long (soit 3 fois la configuration des 23 fissures de la figure V.16), à 4 différents temps. Figure V.22.b: Instantanés de la composante x du champ total en déplacement pour le cas de 18 fissures verticales de 40 m de long (soit 3 fois la configuration des 6 fissures de la figure V.17), à 4 différents temps.

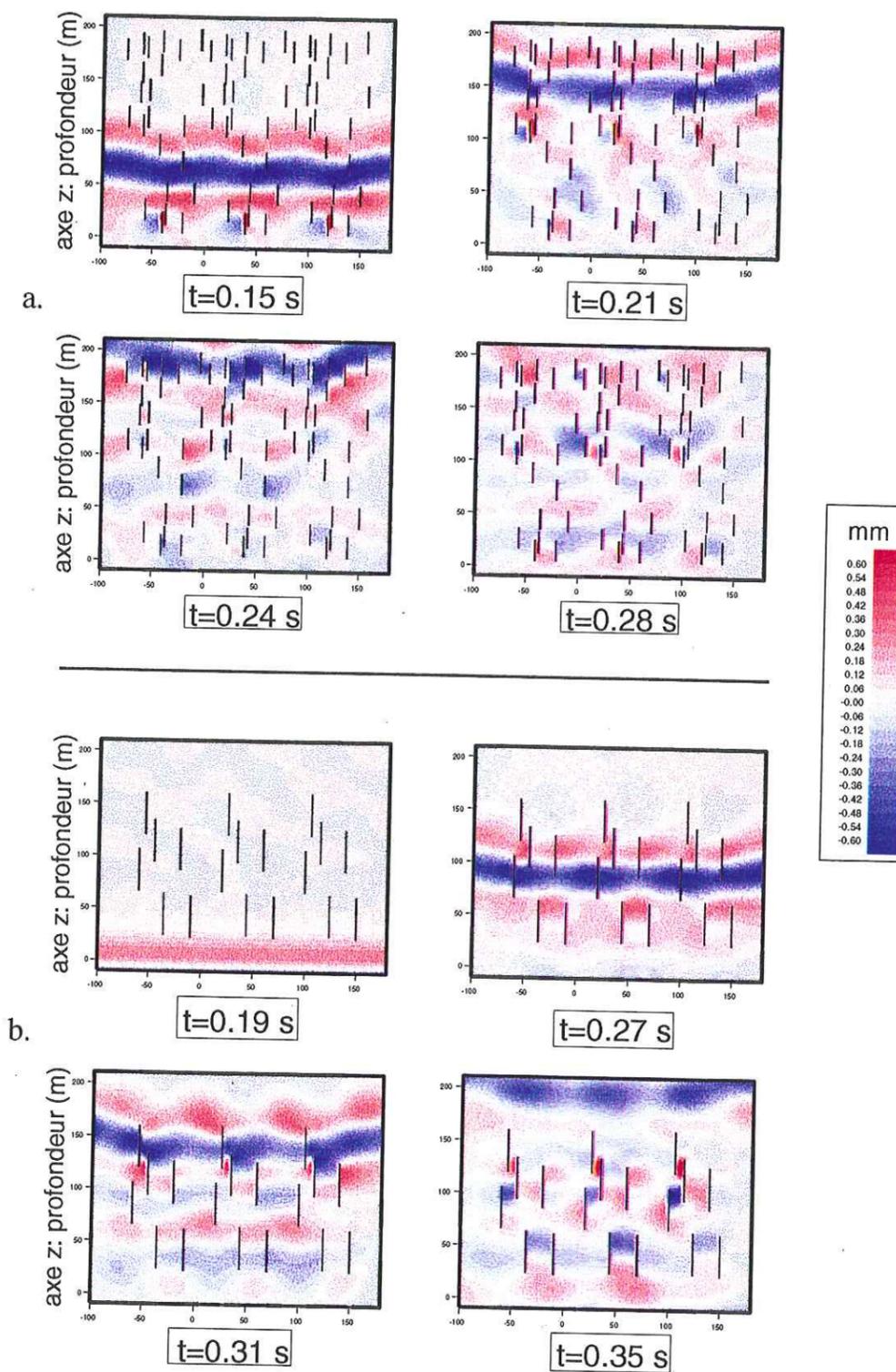


Figure V.22

Finalement, nous avons calculé le facteur d'atténuation moyenné sur un certain nombre de sismogrammes synthétiques, en appliquant la formule V.5. Pour cela, nous avons suivi la démarche décrite au chapitre IV. En premier lieu, nous avons filtré, à l'aide d'un filtre passe-bande, le premier pulse des ondes S transmises et des ondes S incidentes, puis nous avons calculé le spectre du champ transmis et du champ incident et enfin nous avons calculé le facteur d'atténuation et les déviations standards. Nous avons répété cette démarche pour différentes fréquences centrales du Ricker. Les résultats de ces calculs sont représentés sur les figures V.23 et V.24 qui correspondent, respectivement, au cas des 69 fissures de 20 m de long et des 18 fissures de 40 m de long. Le facteur d'atténuation moyen y est reporté en fonction du paramètre adimensionnel, $k*d$, où k est le nombre d'onde des ondes S et d , la longueur des fissures. La gamme de fréquences considérée s'étend de 10 à 40 Hz, dans les deux cas. Pour les fissures de 20 m de long (figure V.23), le facteur d'atténuation augmente jusqu'à une valeur du paramètre $k*d$ de l'ordre de 2,5 puis diminue. Par contre, le facteur d'atténuation, dans le cas des 18 fissures de 40 m de long (figure V.24), se stabilise au-delà d'une valeur de l'ordre de 2,5 pour le paramètre $k*d$. Il est clair que, contrairement au facteur d'atténuation des ondes P, en incidence verticale sur des fissures horizontales, évalué au chapitre IV, le facteur d'atténuation des ondes S, en incidence verticale sur des fissures verticales, ne présente pas de maximum marqué vers $k*d=2$.

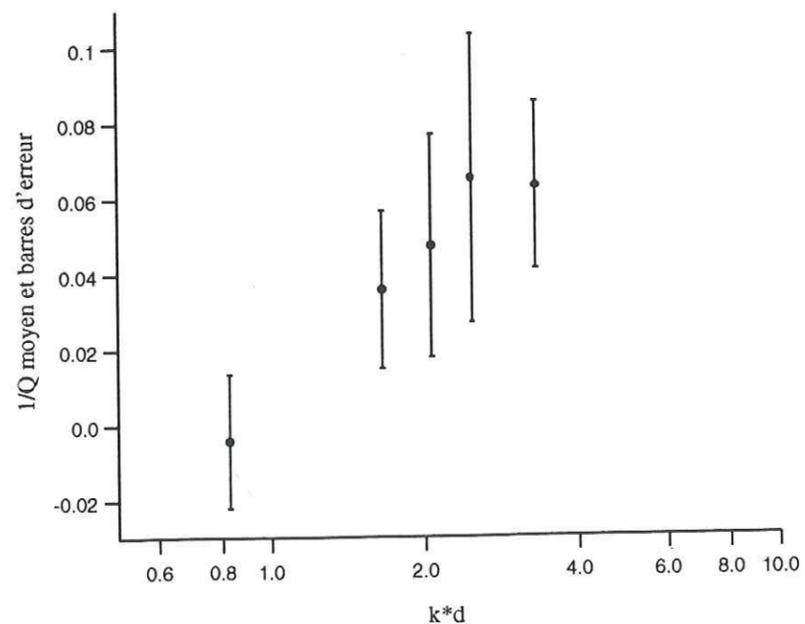


Figure V.23: Facteur d'atténuation moyenné sur 49 traces centrales, enregistrées en transmission, dans le cas des 69 fissures de longueur $d=20$ m (voir figure V.22.a).

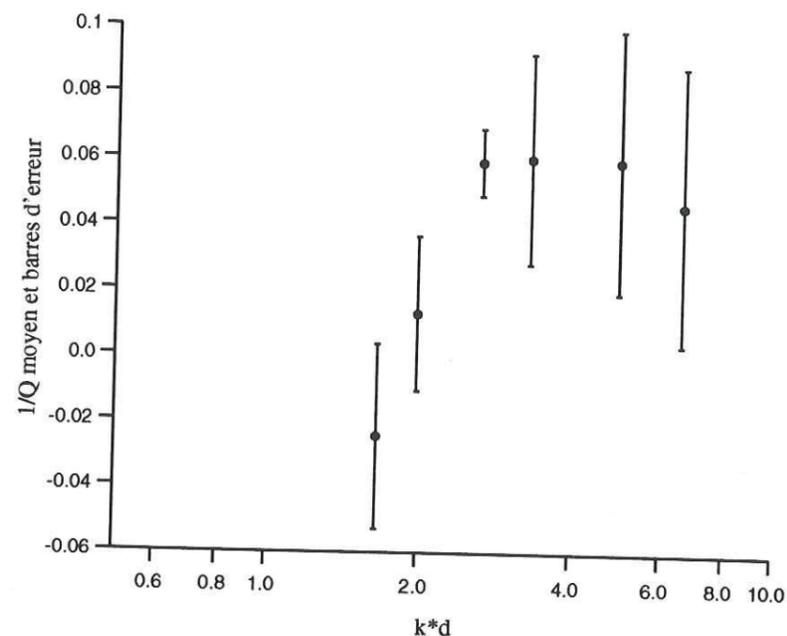


Figure V.24: Facteur d'atténuation moyenné sur 49 traces centrales, enregistrées en transmission, dans le cas des 18 fissures de longueur $d=40$ m (voir figure V.22.b).

De là nous est venue l'idée d'effectuer des simulations numériques de propagation d'ondes SV en incidence verticale sur des fissures horizontales. Nous avons ainsi considéré la même distribution aléatoire de centres de fissures que celle des 18 fissures verticales, de 40 m de long (figure V.22.b) mais les fissures ont été orientées selon l'axe horizontal (figure V.25.a). Les variations du facteur d'atténuation, pour cette configuration de fissures horizontales, en fonction du paramètre $k*d$, se trouvent sur la figure V.26. Le facteur d'atténuation montre un maximum pour $k*d$ de l'ordre de 5. Il nous a semblé nécessaire de réaliser des calculs analogues mais pour une configuration régulière de 18 fissures de 40 m de long parce que certaines fissures, trop proches les unes des autres, pouvaient avoir une influence sur la longueur moyenne effective de fissures (figure V.25.a). La figure V.25.b est l'équivalent de la figure V.25.a. La figure V.27 représente le facteur d'atténuation moyen pour cette configuration régulière de fissures horizontales. Là encore, le facteur d'atténuation est maximal en $k*d$ de l'ordre de 5. Les déviations standards sont moins élevées que pour la configuration aléatoire de fissures horizontales parce que le système de fissures régulièrement espacées comporte de nombreuses symétries, comme le montre la figure V.25.b.

Univ. J. Fourier - O.S.U.G.
 MAISON DES GEOSCIENCES
 DOCUMENTATION
 B.P. 53

F. 38041 GRENOBLE CEDEX
 Tél. 04 76 63 54 27 - Fax 04 76 51 40 58
 Mail: ptalour@ujf-grenoble.fr

18 AOÛT 2003

Figure V.25: Figure V.25.a: Instantanés de la composante x du champ total en déplacement, à 4 temps différents, pour le cas de 18 fissures horizontales, de 40 m de long, dont les centres sont disposés comme sur la figure V.22.b. Figure V.25.b: Instantanés de la composante x du champ total en déplacement, à 4 temps différents, pour le cas de 18 fissures horizontales, de 40 m de long et régulièrement espacées les unes des autres. La densité de fissure est identique à celle de la figure V.25.a.

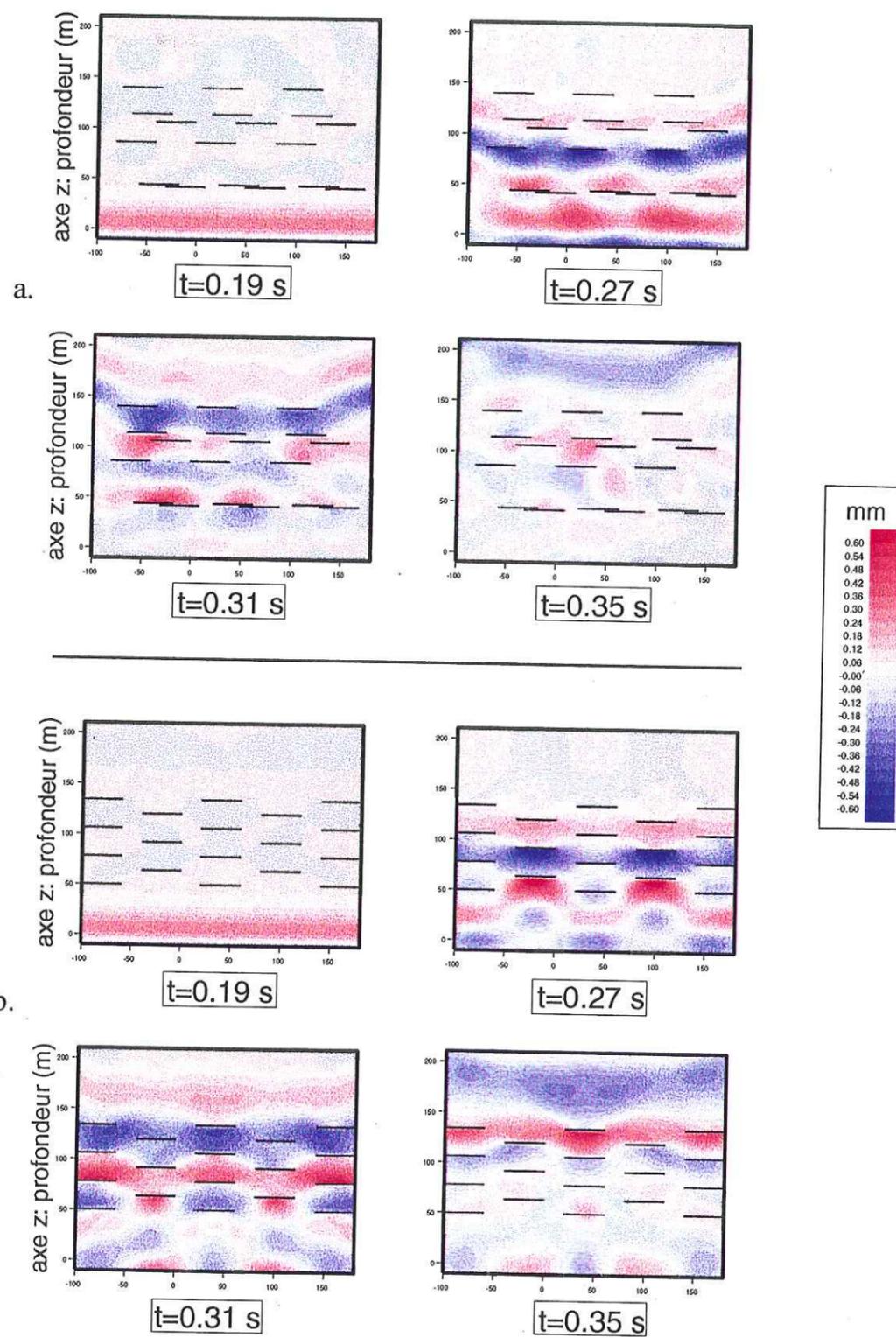


Figure V.25

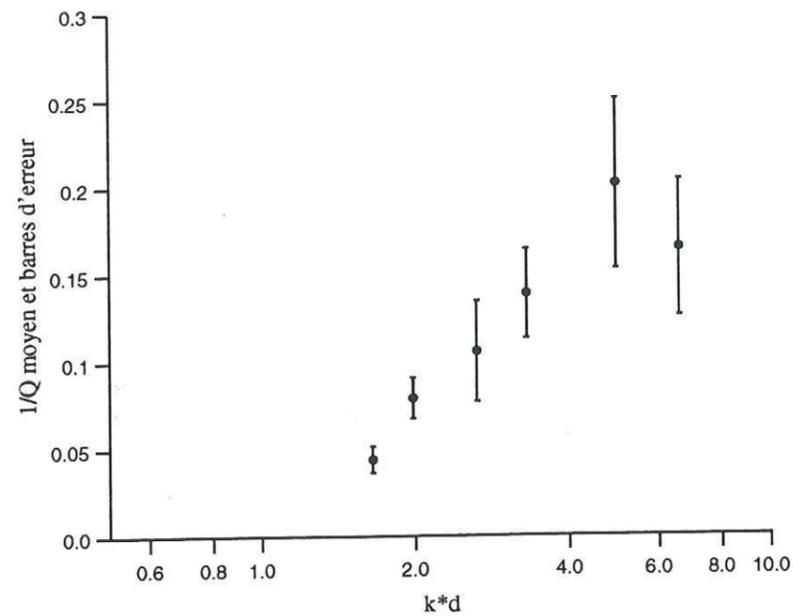


Figure V.26: Facteur d'atténuation moyenné sur 31 traces centrales, enregistrées en transmission, dans le cas des 18 fissures horizontales, de longueur $d=40$ m (voir figure V.25.a).

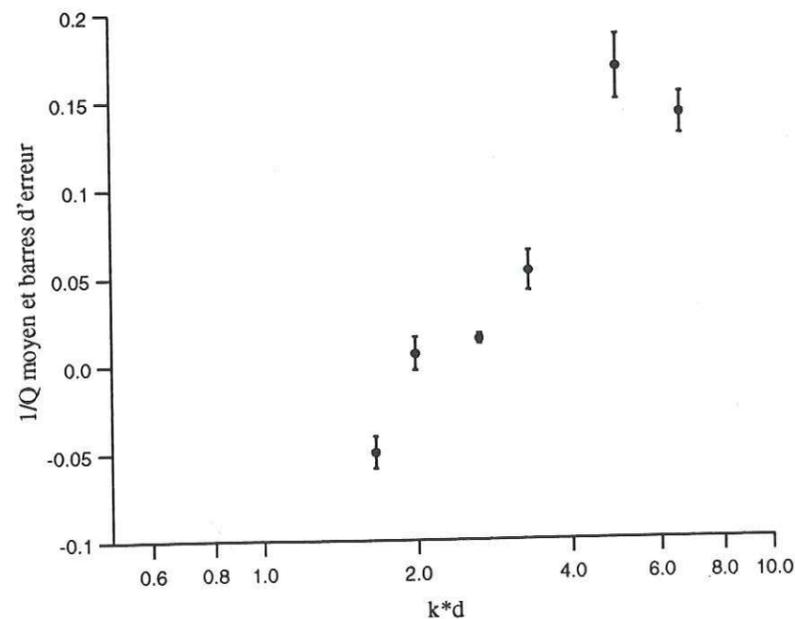


Figure V.27: Facteur d'atténuation moyenné sur 31 traces centrales, enregistrées en transmission, dans le cas des 18 fissures horizontales, de longueur $d=40$ m et régulièrement espacées les unes des autres (voir figure V.25.b).

d) Conclusion

Les variations du facteur d'atténuation, entre 10 et 40 Hz, des premières arrivées des ondes S, en incidence verticale sur une zone contenant des fissures verticales, ne présentent pas de maximum marqué pour une valeur du paramètre $k*d$ de l'ordre de 2, comme cela avait été mis en évidence au chapitre précédent et dans d'autres études. Ceci est particulièrement visible dans le cas de fissures verticales de 40 m de long (figure V.24), pour lequel le facteur d'atténuation se stabilise à partir de 15 Hz environ ou à partir d'une valeur d'environ 2,5 pour le paramètre $k*d$. La figure V.23, pour le cas de fissures verticales de 20 m de long, ne nous est pas d'une grande utilité parce que les mesures d'atténuation n'ont pu être effectuées au-delà d'une valeur du paramètre $k*d$ égale à 3,5 environ.

Par contre, l'atténuation des ondes S, en incidence verticale, est maximale vers 30 Hz, dans le cas de fissures horizontales de 40 m de long. Ce maximum est atteint pour une valeur du paramètre $k*d$ de 5 environ, que les fissures horizontales, de 40 m de long, soient distribuées aléatoirement ou selon une disposition régulière (figures V.26 et V.27), la densité de fissure n'ayant pas été modifiée. Il semble donc que les variations d'atténuation soient essentiellement contrôlées par la longueur, la densité et l'orientation des fissures, et non par leur répartition spatiale. D'après l'étude sur l'atténuation des ondes P, menée au chapitre précédent, le maximum d'atténuation devrait être atteint pour une valeur proche de 2 du paramètre $k*d$ et non de 5. Nous n'avons pas trouvé d'explications à ce résultat. Néanmoins, il est clair que l'atténuation est plus importante dans le cas de fissures horizontales que dans le cas de fissures verticales, lorsque le champ d'ondes planes exciteur est en incidence verticale sur la zone fissurée (figures V.23, V.24, V.26 et V.27).

En conclusion, les variations du facteur d'atténuation avec la fréquence (ou, de manière équivalente, avec le paramètre $k*d$) des premières arrivées des ondes S, en incidence verticale sur un ensemble de fissures verticales, ne font pas apparaître de maximum mais une stabilisation à partir d'une certaine fréquence. De ce fait, l'absence de maximum d'atténuation pour les ondes S, en incidence verticale sur des fissures verticales, ne nous permet pas de relier la longueur des fissures au maximum d'atténuation, attendu d'après les résultats du chapitre précédent.

Nous allons maintenant tenter de quantifier l'atténuation, à différentes fréquences, des premières arrivées des ondes S de séismes enregistrés sur le site expérimental de

Garner Valley afin de mieux connaître l'état de fracturation du granite entre 22 et 220 m de profondeur.

2. Atténuation des ondes S à partir de sismogrammes enregistrés à Garner Valley

a) Introduction

Dans cette partie, nous allons étudier l'atténuation des premières arrivées des ondes S sur les deux composantes horizontales d'enregistrements de séismes par le réseau accélérométrique GVDA de Garner Valley. Nous allons nous concentrer sur l'atténuation des ondes S entre 220 et 22 m de profondeur, profondeurs où sont placées respectivement les stations GVD5 et GVD4 du réseau GVDA (voir figure V.5). Cette tranche de croûte, qui correspond à du granite fracturé, est le siège de l'anisotropie superficielle d'axe rapide Nord 0°.

Nous nous attendons à ce que les ondes S sur la composante Nord-Sud soient moins atténuées que sur la composante Est-Ouest parce que les fractures sont orientées selon l'axe Nord-Sud (ceci est dû au contexte de coulissage de direction Nord-Sud du système de failles de San Andreas) qui est, par conséquent, l'axe rapide de l'anisotropie superficielle.

b) Formule du facteur d'atténuation

La formule du facteur d'atténuation a été rappelée dans la précédente partie portant sur l'étude de l'atténuation des premières arrivées des ondes S de sismogrammes synthétiques (formule V.5).

Dans l'évaluation de l'atténuation des ondes S, nous ne tenons pas compte de l'anélasticité du milieu parcouru par ces ondes, nous nous intéressons uniquement à l'atténuation due à la diffraction des ondes par les fissures qui est un effet purement géométrique.

Or, sur le site de Garner Valley, le milieu entre 220 m et 22 m de profondeur se caractérise par des contrastes d'impédances qui s'avèrent importants à certaines profondeurs (voir figure V.4). Cette inhomogénéité de la matrice rocheuse induit des effets d'amplification qui perturbent l'évaluation du facteur d'atténuation moyen entre les profondeurs de 220 et 22 m. Pour cela, il est nécessaire d'introduire un facteur correctif à l'amplitude spectrale mesurée à 22 m de profondeur; ce facteur correctif varie en fonction

de la fréquence. La démarche pour obtenir le coefficient d'amplification est exposée dans l'annexe C, à la fin de ce mémoire, ce coefficient y est noté " B_n ". Les modèles de vitesse et de densité utilisés sont représentés par la figure V.4. Dans la gamme de fréquences allant de 10 à 40 Hz, le facteur correctif oscille autour de 2,5 en utilisant le modèle d'impédance donné par la figure V.4, entre 220 m de profondeur et la surface.

Finalement, la formule réellement employée pour évaluer le facteur d'atténuation moyen entre la station GVD5, à 220 m de profondeur, et la station GVD4, à 22 m de profondeur, sur le site de Garner Valley, s'écrit comme suit:

$$Q^{-1} = -\frac{2\beta}{\omega h} \ln \left(\frac{A_{GVD4}(\omega)}{\text{Corr}(\omega) * A_{GVD5}(\omega)} \right) \quad (V.6)$$

où Corr est le facteur correctif qui varie avec la fréquence.

Nous appliquerons cette formule à des séismes enregistrés par ces deux stations GVD4 et GVD5 du site de Garner Valley. Nous prenons $h=220-22=198$ m et $\beta=1200$ m/s pour la vitesse moyenne des ondes S et nous mesurons le rapport spectral à différentes fréquences.

Dans la partie suivante, nous allons exposer la manière dont nous avons trié les enregistrements, avant de calculer le facteur d'atténuation et les barres d'erreur correspondantes.

c) Tri des données expérimentales de Garner Valley

Nous avons sélectionné des enregistrements de séismes, plus précisément des accélérogrammes, à partir d'un jeu de données datant des années 1989 jusqu'à début 1991. Avant tout, nous n'avons considéré que les séismes dont l'incidence était quasi-verticale à la station placée à 220 m de profondeur, ceci afin que les ondes S n'aient pas d'énergie sur la composante verticale mais qu'elles soient purement horizontales. Si la condition d'incidence verticale est vérifiée à 220 m de profondeur, elle le sera d'autant plus à 22 m de profondeur, parce que les rais se verticalisent quand ils se propagent vers la surface terrestre. Enfin, nous n'avons retenu, parmi ces séismes, que les séismes dont la cohérence entre les signaux enregistrés aux stations à 220 et à 22 m de profondeur était élevée et dont les intervalles de confiance sur les rapports spectraux étaient faibles.

La figure V.28 montre un exemple de pointé des premières arrivées des ondes S d'un évènement particulier ainsi que la fenêtre d'apodisation de 0.128 seconde qui

représente l'extraction des premières arrivées des ondes S. Cet exemple d'enregistrement, sur la composante Nord-Sud, aux stations GVD5 et GVD4 correspond à un évènement pour lequel la cohérence entre les signaux enregistrés à ces deux stations est élevée. La tranche de signal extraite étant courte (0.1 s environ), nous avons été obligés d'utiliser des outils élaborés de traitement du signal.

Rappelons la définition de la cohérence $\hat{C}(f)$, en fonction de la fréquence f , des signaux $X(f)$ et $Y(f)$:

$$\hat{C}(f) = \frac{|\gamma_{XY}(f)|}{\sqrt{\gamma_{XX}(f)\gamma_{YY}(f)}} \quad (\text{V.7})$$

où:

$\gamma_{XY}(f)$ est l'interspectre lissé des signaux $X(f)$ et $Y(f)$;

$\gamma_{XX}(f)$ et $\gamma_{YY}(f)$ sont respectivement l'autospectre lissé du signal $X(f)$ et $Y(f)$.

La formule de l'intervalle de confiance, σ , pour le rapport spectral, $G(f)$, entre deux signaux, $X(f)$ et $Y(f)$, est donnée par (Got, 1987):

$$\sigma = \sqrt{\text{Var}(G(f))} = \sqrt{\frac{1}{BT-2} |G(f)| \frac{1-\hat{C}^2(f)}{\hat{C}^2(f)}} \quad (\text{V.8})$$

où:

B représente la "bande passante statistiquement équivalente" de la fonction de lissage;

T est la durée de la fenêtre de signal utilisée.

d) Résultats

Nous avons utilisé la méthode interspectrale (Poupinet *et al.*, 1984) pour calculer la cohérence des signaux des premières arrivées des ondes S, enregistrées aux stations GVD4 et GVD5 du site de Garner Valley, donnée par la formule (V.7), et les intervalles de confiance à 90% pour le rapport spectral de ces signaux, données par l'expression (V.8).

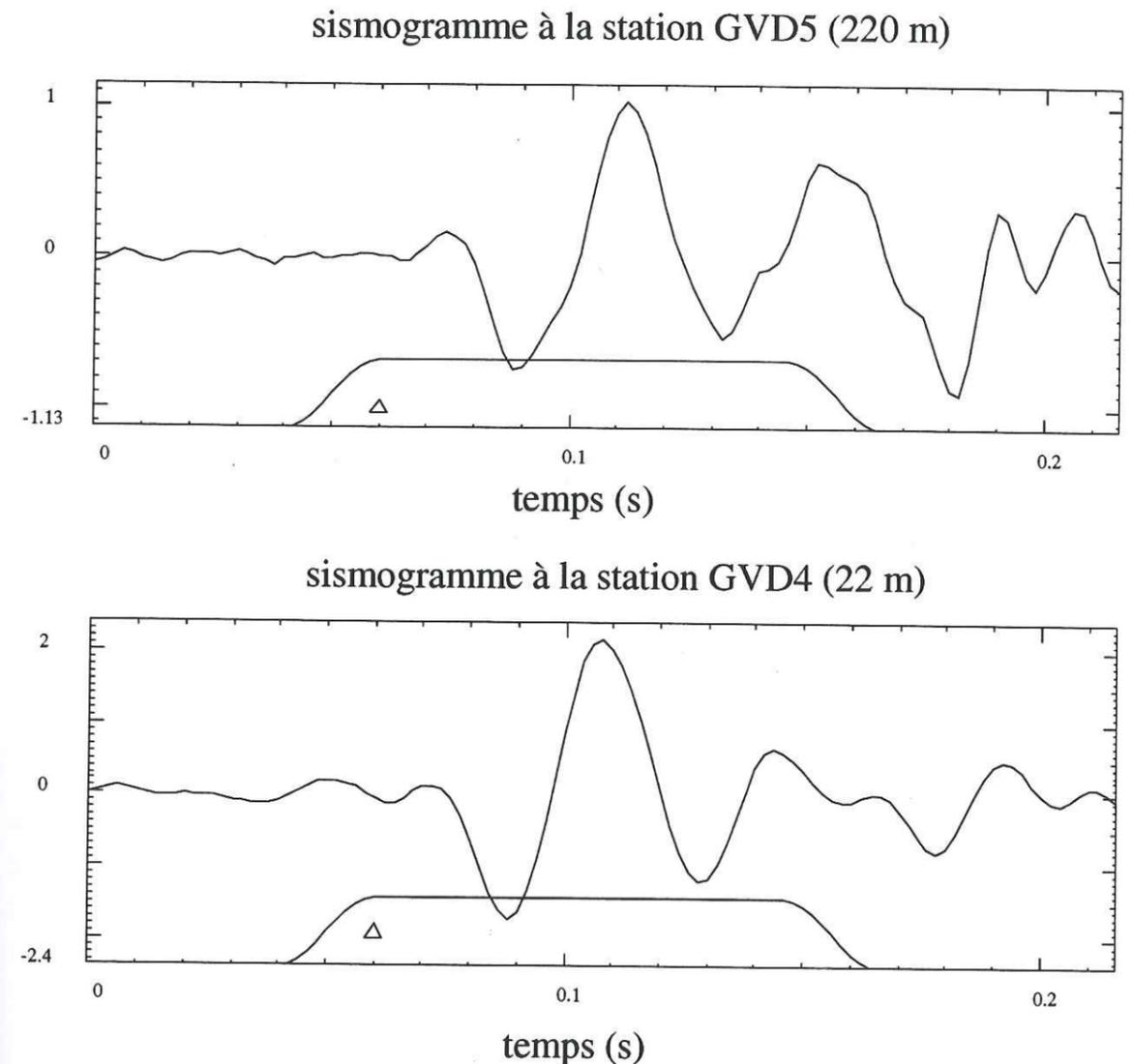


Figure V.28: Accélérogrammes sur la composante Nord-Sud, au niveau du début de l'arrivée des ondes S à la station à 220 m de profondeur et à la station à 22 m de profondeur pour l'évènement "90087231128". Pour ces deux enregistrements, la fenêtre d'apodisation (soit 64 points en temps) a également été représentée pour montrer comment le pointé des ondes S a été réalisé. Pour ce séisme en particulier, ces signaux montrent une bonne cohérence.

La figure V.29 représente, pour 7 séismes différents, le rapport spectral des ondes S sur la composante Nord-Sud (en bleu), enregistrées aux stations GVD4 et GVD5, les intervalles de confiance à 90% pour ce rapport spectral (en vert) et également la cohérence entre les signaux enregistrés à ces deux stations (en rouge). Il s'agit, ici, des meilleurs signaux, pour les composantes Nord-Sud, qui serviront plus loin à l'évaluation du facteur d'atténuation. La figure V.30 est l'équivalent de la figure V.29, pour les composantes Est-Ouest; dans ce cas, seuls 4 séismes ont été sélectionnés.

A ce stade, il est maintenant possible de calculer le facteur d'atténuation fréquence par fréquence (formule (V.6) ci-dessus), pour chaque séisme sélectionné. Le calcul d'erreur sur le facteur d'atténuation porte sur l'évaluation du logarithme du rapport des amplitudes spectrales aux stations GVD4 et GVD5. Got (1987) a établi la variance du logarithme du rapport spectral, $\ln(G(f))$, où $G(f)$ est le rapport spectral:

$$\text{Var}(\ln(G(f))) \approx \frac{\text{Var}(G(f))}{G^2(f)} \quad (\text{V.9})$$

C'est une approximation qui n'est valable que pour les bandes de fréquence pour lesquelles la cohérence $\hat{C}(f) > 0.9$.

Nous avons appliqué cette formule à chaque mesure du facteur d'atténuation et la figure V.31 représente les variations du facteur d'atténuation à certaines fréquences ainsi que les barres d'erreur déduites de cette formule (V.9), à un facteur multiplicatif près, pour les composantes Nord-Sud et Est-Ouest. A chaque couleur correspond un séisme parmi les 7 séismes sélectionnés pour la composante Nord-Sud et les 4 séismes pour la composante Est-Ouest. Pour le calcul du facteur d'atténuation et des barres d'erreur, nous n'avons pas filtré en fréquence les enregistrements afin d'éviter les effets de filtre qui pourraient modifier les amplitudes spectrales des signaux.

Il apparaît directement que le facteur d'atténuation, aussi bien sur la composante Nord-Sud que sur la composante Est-Ouest, ne présente pas de maximum marqué à une fréquence particulière. Il ne nous est donc pas possible d'avoir une idée sur la longueur moyenne des fissures verticales qui pourraient être à l'origine de l'anisotropie Nord 0° , observée entre les stations à 220 et 22 m de profondeur du site de Garner Valley.

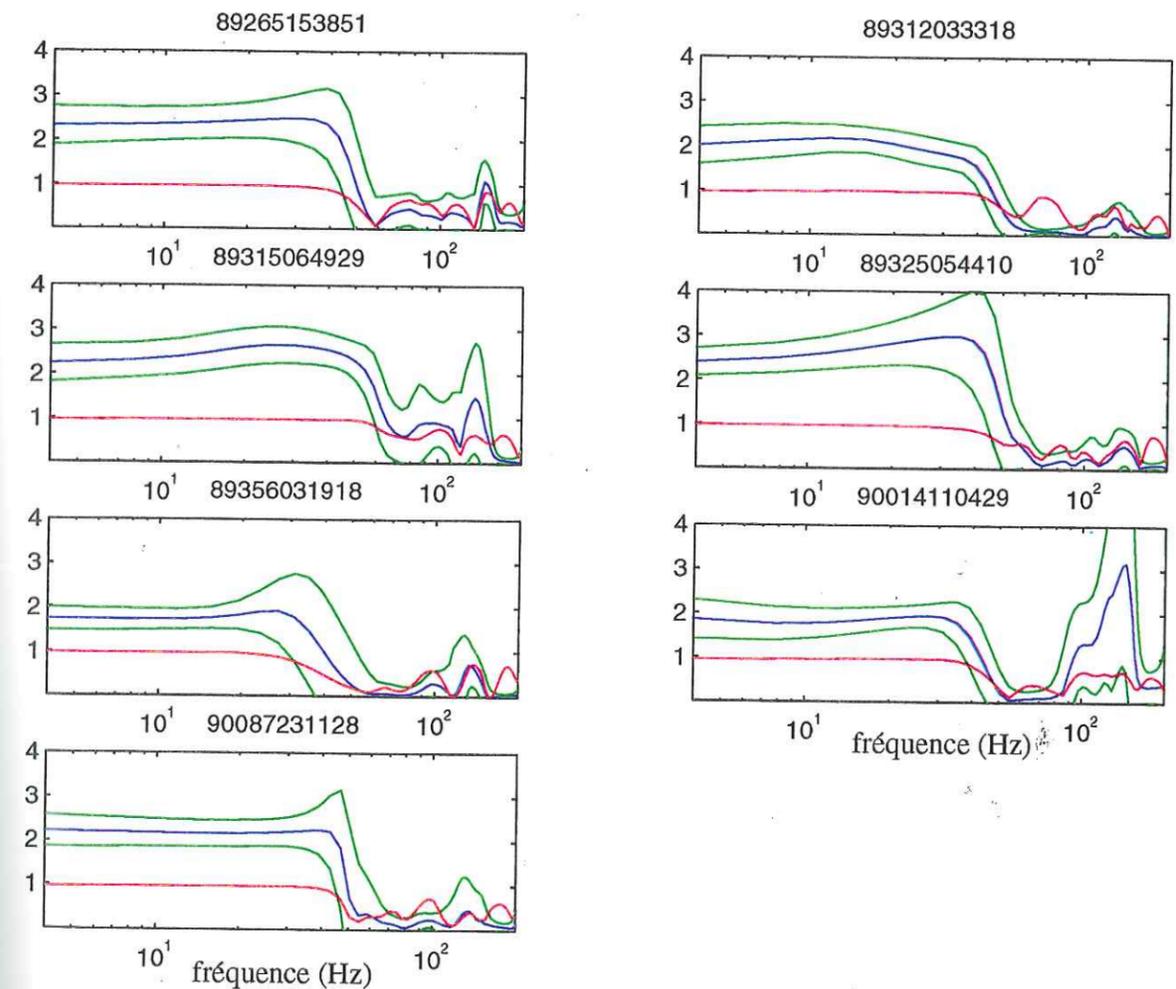


Figure V.29: Rapport spectral du signal correspondant au début du signal des ondes S sur la composante Nord-Sud, enregistré à 22 et 220 m de profondeur (courbe bleue), intervalles de confiance à 90% pour ce rapport spectral (courbes vertes) et cohérence des signaux enregistrés à 22 et 220 m de profondeur (courbe rouge) pour 7 événements pour lesquels l'intervalle de confiance à 90% pour le rapport spectral n'est pas trop grand et la cohérence est proche de 1 entre 10 et 40 Hz environ. La série de chiffres au-dessus de chaque graphe indique l'année, le jour et l'heure où a eu lieu le séisme en question.

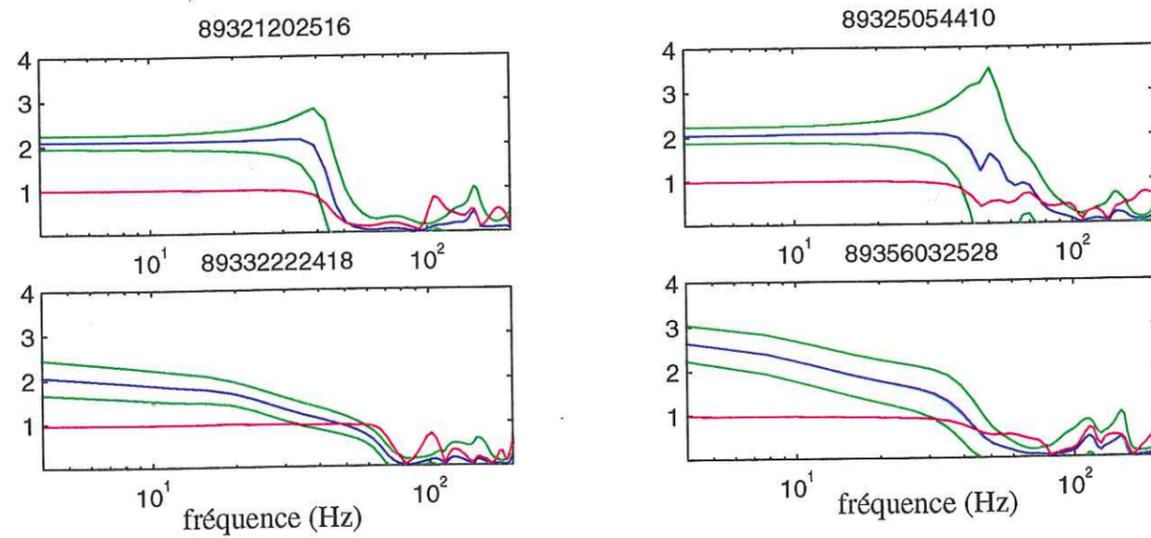


Figure V.30: Même chose que la figure V.29, excepté qu'il s'agit ici d'enregistrements sur la composante Est-Ouest des stations à 220 m et 22 m de profondeur. Seuls 4 évènements ont été sélectionnés.

Les valeurs du facteur d'atténuation sont faibles pour les deux composantes et atteignent même des valeurs négatives pour la composante Nord-Sud (figure V.31). La moyenne du facteur d'atténuation sur la composante Nord-Sud avoisine le zéro, ce qui signifierait que sur l'axe rapide de l'anisotropie, il n'y a pas d'atténuation, comme l'on pouvait s'y attendre. Par contre, sur la composante Est-Ouest, bien qu'il y ait moins de séismes sélectionnés que sur la composante Nord-Sud, il semble que le facteur d'atténuation soit plus élevé que sur la composante Nord-Sud. Nous pouvons noter la présence d'un doublet sismique en ce qui concerne les séismes sélectionnés sur la composante Est-Ouest (événements 89321202516 et 89325054410, sur la figure V.30) pour lequel les valeurs du facteur d'atténuation sont extrêmement proches (couleurs bleue et rouge, sur la figure concernant la composante Est-Ouest de la figure V.31).

3. Conclusion sur l'atténuation des ondes S

Finalement, il semble que l'anisotropie superficielle Nord 0°, observée par Coutant (1996), dans le granite, entre 22 et 220 m de profondeur, sur le site de Garner Valley, peut s'expliquer par la présence de fissures verticales et non horizontales. En effet, l'étude de l'atténuation, dans la gamme de fréquences allant de 10 à 40 Hz, donne des résultats similaires, à la fois à partir de données synthétiques et de données expérimentales. Dans les deux cas, les variations du facteur d'atténuation de l'onde S "lente" (onde S, transmise, simulée numériquement, et onde S enregistrée sur la composante Est-Ouest, à Garner Valley) sont faibles et les valeurs d'atténuation sont du même ordre de grandeur, soit inférieures à 0,1 (figure V.24 et figure du bas de la figure V.31).

Enfin, du fait de l'absence d'un maximum marqué du facteur d'atténuation des ondes S, Q^{-1} , à une certaine fréquence, notre étude sur l'atténuation des ondes S ne nous permet pas d'avoir une idée sur la longueur moyenne des fissures verticales qui pourraient être à l'origine de l'anisotropie superficielle, observée à Garner Valley.

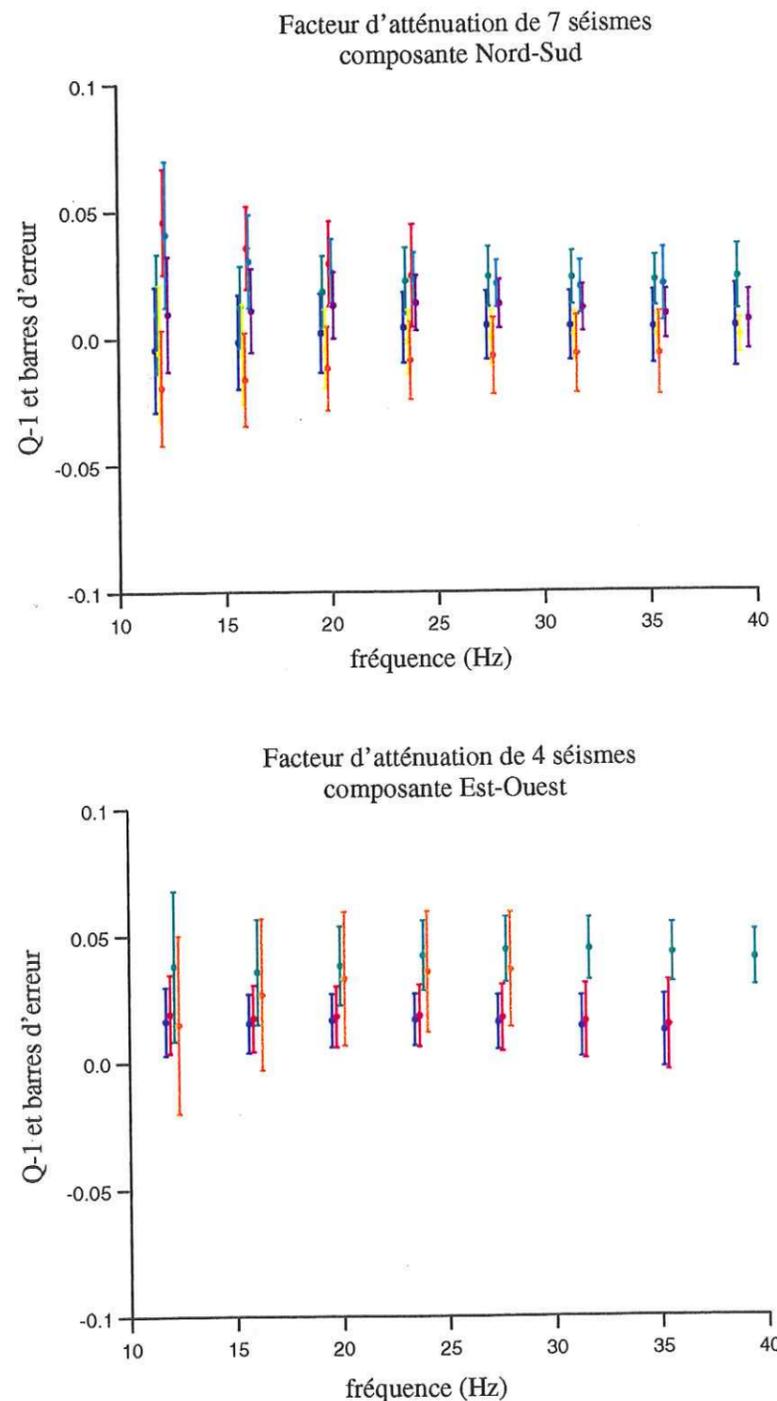


Figure V.31: Facteur d'atténuation et barres d'erreur, à certaines fréquences, pour la composante Nord-Sud entre 220 et 22 m de profondeur, pour 7 séismes sélectionnés (figure du haut). Facteur d'atténuation et barres d'erreur, à certaines fréquences, pour la composante Est-Ouest entre 220 et 22 m de profondeur, pour 4 séismes sélectionnés (figure du bas).

VII Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, la modélisation de l'anisotropie superficielle, du site de Garner Valley, qui est de 8 % environ, a abouti à plusieurs modèles de milieux fissurés, bidimensionnels, qui restituent bien ce taux d'anisotropie (la propagation des ondes dans des milieux fissurés est encore réalisée par simulations numériques en appliquant la méthode DWBIEM, expliquée au chapitre II).

Dans un premier temps, nous avons vu que deux longues fissures, vides, verticales, de 200 m de long et espacées de 85 m, et à une fréquence centrale de Ricker de 20 Hz, provoquent le retard recherché du champ d'onde transmis par rapport à une onde plane S en incidence verticale sur ces deux fissures.

Puis, nous avons considéré des milieux fissurés constitués de fissures vides, verticales, réparties de manière aléatoire et traversés par un champ d'onde plane, de type SV, en incidence verticale. Nous avons appliqué une relation donnée par Hudson (communication personnelle) entre vitesse des ondes S du milieu homogène équivalent, densité de fissure et longueur moyenne de fissure (formule V.2). Nous avons ainsi trouvé différents modèles de milieux fissurés contenant des fissures verticales de 10, 20 ou 40 m de long, successivement (pour chaque modèle de milieu fissuré, toutes les fissures ont la même longueur), donnant un bon taux d'anisotropie, pourvu que la densité de fissures suive la formule donnée par Hudson. Les longueurs de fissures ont été arbitrairement fixées à 10, 20 ou 40 m. En fait, la longueur moyenne de fissures est très certainement plus faible dans la réalité mais nous l'avons choisie au moins égale à 10 m dans nos modélisations de milieux fissurés pour réduire la densité de fissures et donc aussi le temps de calcul. Dans nos simulations numériques, les dimensions de la zone fissurée sont de 200 m selon l'axe des profondeurs (pour respecter la distance séparant les deux stations à 220 et 22 m de profondeur, sur le site de Garner Valley) et supérieure ou égale à 80 m selon l'axe horizontal parce que la longueur d'onde incidente a été choisie de l'ordre de 80 m.

L'étude de l'atténuation des premières arrivées des ondes S, que nous avons à la fois menée sur des données synthétiques et expérimentales, permet de conclure que l'anisotropie superficielle, observée à Garner Valley, peut s'expliquer par la présence de fissures verticales, et non horizontales; nous n'avons pas d'informations sur la longueur moyenne de fissures parce que le facteur d'atténuation, aussi bien des données expérimentales que des données synthétiques, ne présente pas de maximum marqué lorsque le paramètre $k \cdot d$ est de l'ordre de 2 (où k est le nombre d'onde du champ d'onde

incident et d est la longueur moyenne de fissures), comme cela a été mis en évidence au chapitre IV pour des ondes P en incidence verticale sur des fissures vides et horizontales. Nous ne pouvons, par conséquent, pas estimer la longueur moyenne de fissures à partir de l'atténuation des ondes qui se sont propagées dans le granite fissuré du site de Garner Valley. Il semble logique que les ondes S des données expérimentales de l'expérience de Garner Valley sur l'axe rapide, horizontal, Nord 0°, de l'anisotropie superficielle, soient moins atténuées que sur l'axe lent, horizontal, Est-Ouest, parce que l'orientation des fissures, dans le plan horizontal, s'organise selon l'axe de compression horizontal majeur, soit la direction Nord-Sud, dans notre cas. Zollo et Bernard (1989) et Kaneshima (1990), expliquent également leurs observations de biréfringence des ondes S par la présence de fissures, orientées selon la contrainte de compression horizontale, maximale. Herquel et Wittlinger (1994) déduisent également de l'observation d'une biréfringence des ondes S sur le site de Lacq, la présence de fissures alignées selon la direction de la contrainte horizontale, maximale, effective à l'ère tertiaire.

Fukushima, Gariel et Tanaka (1995) ont réalisé des estimations du facteur d'atténuation à différentes profondeurs sur un site japonais pour tenter de mieux connaître les caractéristiques du sous-sol, dont l'état de fracturation.

CHAPITRE VI: ÉTUDE DE LA RÉPONSE HYDRO- MÉCANIQUE D'UN MASSIF FRACTURÉ À UN SÉISME

I Introduction

Des observations de séismes dans un puits situé sur la faille normale de Cleveland Hill, en Californie, ont permis à Malin *et al.* (1988) de conclure que la zone de faille de Cleveland Hill renfermait une distribution dense de fissures. Une zone de faille typique se caractérise par des vitesses de propagation des ondes élastiques très faibles (Cormier et Beroza, 1987), un facteur de qualité également faible et des propriétés anisotropes (Malin *et al.*, 1988). De tels résultats sont systématiquement interprétés comme provenant de la présence de fissures parallèles dans la zone de faille.

Certaines études (Yamashita et Knopoff, 1989, 1992) montrent que, dans certains cas, les gros séismes sont provoqués par une brusque coalescence de fissures pré-existantes et que la distribution des fissures évolue pendant le processus de préparation des tremblements de terre. Ainsi, la surveillance de l'état de fracturation d'une zone de faille, par des observations sismologiques, pourrait contribuer à la prédiction de gros séismes. Cependant, toutes les ruptures ne suivent pas ce processus de coalescence de fissures parce qu'il dépend du type de roche dans lequel s'initie le séisme. Cornet et Jianmin (1995) ont étudié la micro-sismicité induite dans une zone de faille après y avoir injecté de l'eau.

La présence de fluide dans une zone de faille jouerait donc un grand rôle dans l'évolution de l'état de fracturation de cette zone. Ainsi, des migrations de fluide pourraient avoir lieu, avant, pendant et après les séismes. Muir Wood et King (1993) et King et Muir Wood (1994) ont observé des changements du niveau d'eau de nappes phréatiques et de puits, et du débit de rivières et de sources, après que des séismes aient eu lieu dans l'Ouest des Etats Unis. Plus particulièrement, à la suite d'un séisme sur une faille normale, le niveau d'eau dans les puits et le débit des rivières augmentent parfois de façon notable quelques jours après le séisme et l'excès de débit persiste pendant six à douze mois après le séisme. Au contraire, les effets d'un glissement le long d'un plan de faille inverse sont beaucoup moins marqués et il s'ensuit une faible diminution du niveau d'eau dans les puits et les rivières.

Notre étude porte, dans un premier temps, sur les déformations co-sismiques et post-sismiques de fissures parallèles, remplies de fluide et situées à proximité d'une faille en glissement. Dans un second temps, nous avons étudié les variations de pression du fluide dans une fissure imperméable, située en champ lointain d'une faille en glissement.

II Réponse hydro-mécanique d'un massif fracturé à un séisme en champ proche

1. Le modèle de zone de faille

Dans cette partie, nous allons nous intéresser aux déformations que subissent des fissures remplies de fluide, situées à proximité d'une faille en glissement. De là, il est possible d'étudier les variations de la porosité de la zone de faille modélisée, pendant et après la rupture le long du plan de faille.

Les simulations numériques de diffraction par les fissures soumises au champ d'onde rayonné par une faille en glissement font encore appel à la méthode semi-analytique, DWBIEM, qui a été exposée au chapitre II.

Nous considérons, pour nos simulations numériques, un milieu fissuré en deux dimensions dans lequel les fissures sont identiques, parallèles, placées en quinconces et remplies d'un fluide non visqueux. De plus, la surface des fissures est imperméable et ne permet donc aucun échappement de fluide à travers les fissures. La matrice rocheuse est supposée élastique, homogène, isotrope et infinie (sans surface libre). Au milieu de cette zone, un glissement se produit sur un plan de faille qui fait un angle de 45° par rapport à l'orientation des fissures (voir figure VI.1). En effet, dans le cas du cisaillement simple et pour une déformation progressive, les axes de déformation sont à 45° du plan de cisaillement (cf A. Nicolas, 1989). Dans notre modèle, les fissures sont prises de forme elliptique et non à faces parallèles parce que nous allons étudier leurs déformations pendant et après un glissement sur le plan de faille (cf chapitre III). Nous supposons, de plus, que les déformations sont purement élastiques.

Les équations du champ d'onde rayonné lors d'un glissement sur un plan de faille sont données par Bouchon et Aki (1977). Ajoutons une précision concernant le calcul de la déformation des fissures par une faille en glissement. L'axe de périodicité selon lequel la discrétisation des fissures est réalisée (voir chapitre II) n'est pas le même que l'axe de périodicité de la source sismique étendue qu'est la faille en glissement. Cette démarche permet une discrétisation des fissures et de la faille respectivement selon la direction du grand axe de chaque fissure et selon le plan de la faille. Un simple changement de repère des composantes du déplacement et du tenseur des contraintes liées à la faille suffit à exprimer déplacements et contraintes dans le repère des fissures. La méthode numérique utilisée rend possible un tel changement d'axe de périodicité suivi d'un changement de repère.

Les valeurs des différents paramètres du problème ont été fixées de la manière suivante: la vitesse des ondes P, le coefficient de Poisson et la densité sont respectivement de 5 km/s, 0.25 et 2.7, dans la matrice rocheuse; la vitesse des ondes P et la densité sont respectivement de 1.5 km/s et 1.0, dans le fluide, à l'intérieur des fissures; les fissures ont une longueur de 100 m et une ouverture au centre de 1 m; les centres de deux fissures adjacentes sur une même ligne sont espacés de 150 m et les lignes de fissures sont séparées de 75 m selon la verticale; la longueur de la faille est de 200 m et le déplacement sur cette faille est de 1 m, la vitesse de rupture est celle des ondes de Rayleigh, à savoir de $0.92 \cdot \beta$, soit 2650 m/s environ, le temps de montée de la fonction rampe qui modélise l'évolution temporelle du glissement sur le plan de faille est de 0.1 s. La longueur totale de la fenêtre temporelle est de 2 s.

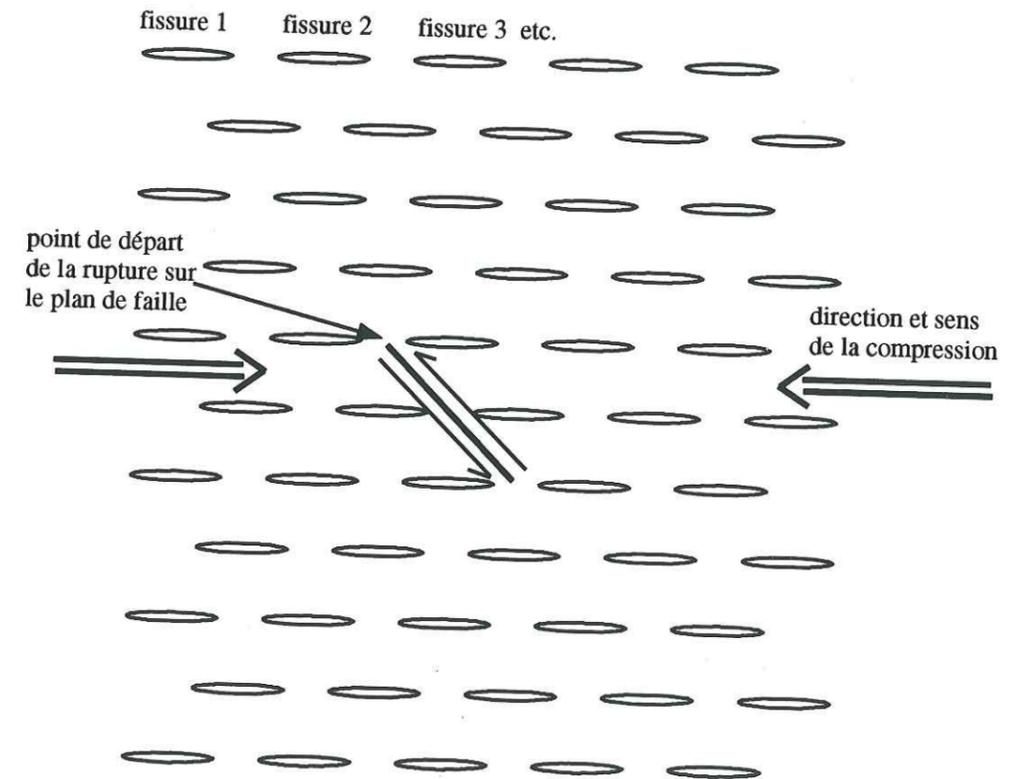


Figure VI.1: Modèle d'une zone de faille. Les fissures sont elliptiques et remplies d'un fluide non visqueux. Les flèches de part et d'autre du plan de faille indiquent le sens du glissement. Le point où débute la rupture correspond à l'extrémité supérieure du plan de faille.

2. Les résultats

Les figures VI.2 et VI.3 représentent des instantanés de déformation des fissures à différents temps de propagation pendant et après le glissement sur la faille. Seul le champ de déplacement diffracté est pris en compte dans la déformation des fissures pour que chaque fissure ne soit pas translatée, dans son ensemble, par le champ de déplacement rayonné par la faille en mouvement.

Il apparaît clairement que les déformations des fissures sont en accord avec les quadrants de compression-dilatation liés au glissement sur le plan de faille. Ainsi, les quadrants de compression correspondent bien aux zones dans lesquelles les fissures se ferment alors que les quadrants de dilatation correspondent aux zones dans lesquelles les fissures se distendent. Le dernier instantané de déformation, représenté sur la figure VI.3, correspond à l'état final de déformation de la zone de fracture après que le glissement se soit produit sur la faille. La figure VI.4 représente les variations temporelles de la surface (normalisée par rapport à la surface initiale) de chacune des fissures considérées. Les fissures pour lesquelles la surface est supérieure à 1 se dilatent alors que celles pour lesquelles la surface est inférieure à 1 diminuent de surface. Les résultats de la figure VI.4 sont en accord avec ceux des deux figures précédentes. Nous pouvons noter une antisymétrie par rapport au plan de faille. Par exemple, l'équivalent de la fissure 23 est la fissure 33, l'équivalent de la fissure 22 est la fissure 34 etc. Les variations temporelles des surfaces de ces paires de fissures se superposent quasiment et donc nous ne constatons pas d'influence notable de la localisation du point d'initiation de la rupture sur le plan de faille.

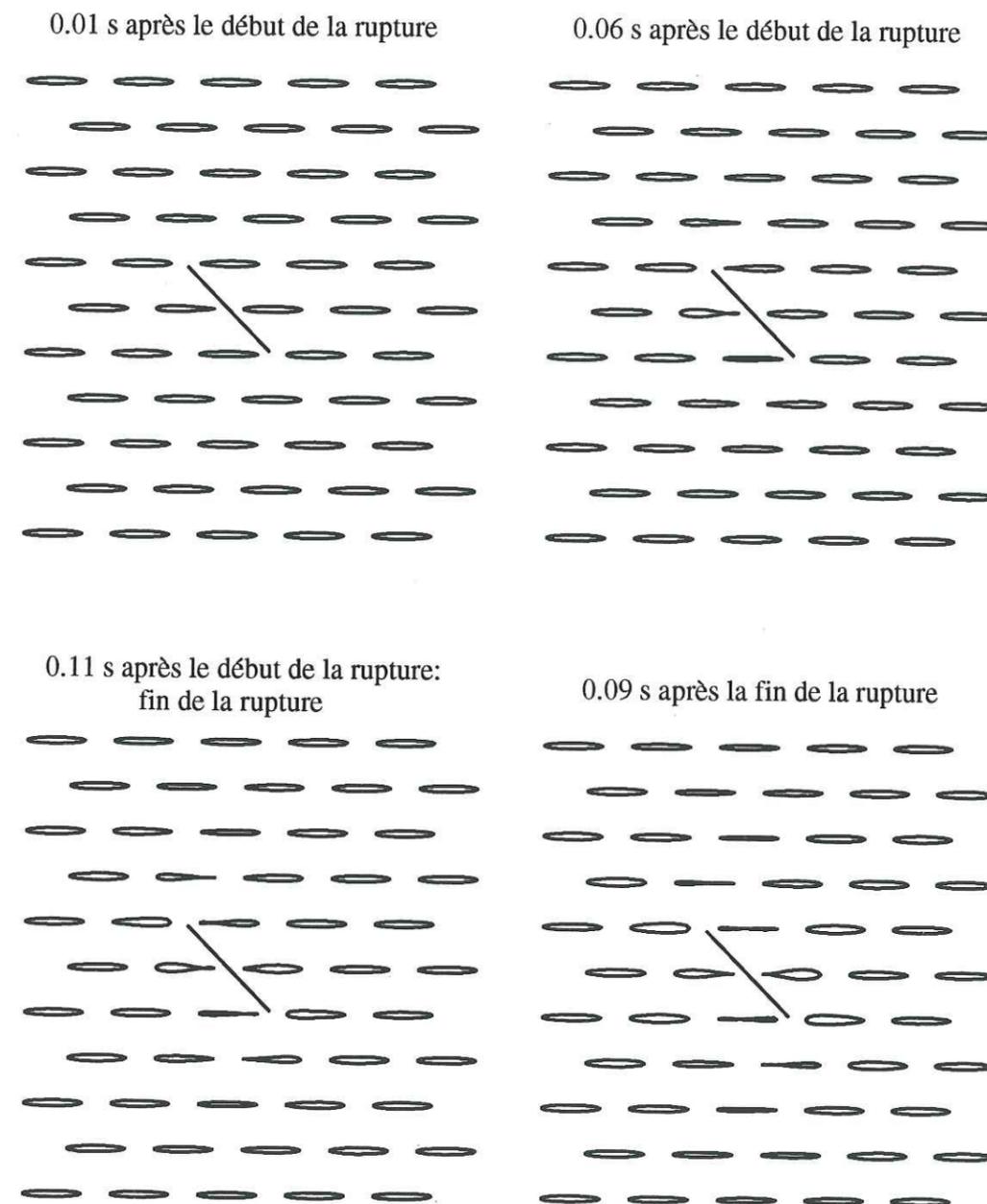


Figure VI.2: Instantanés de l'état de déformation des fissures à quatre différents temps de propagation des ondes. L'ouverture des fissures a été exagérée selon la verticale d'un facteur 10 et il se rajoute encore à cette exagération les déformations des fissures qui sont multipliées par un facteur 15.

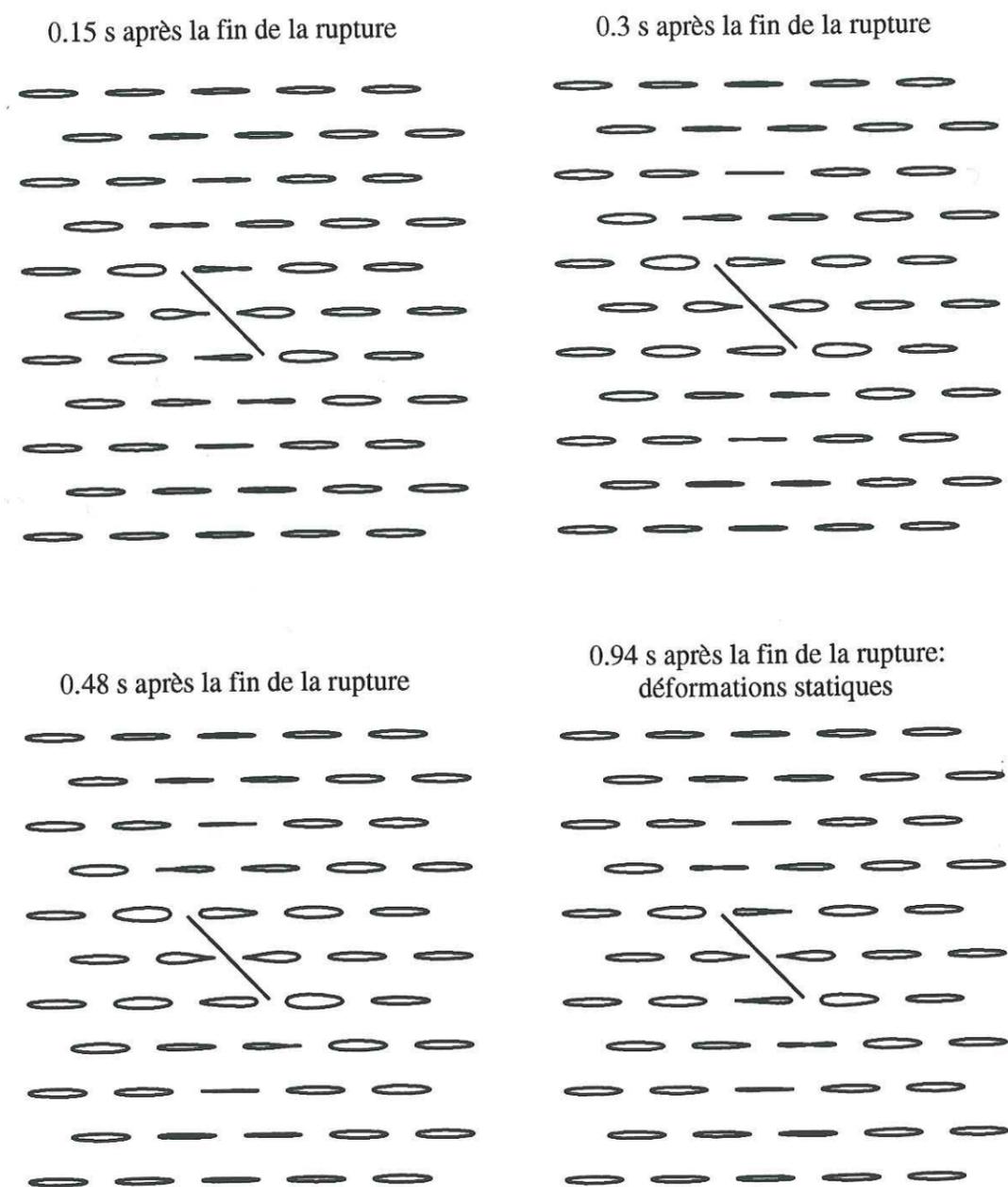


Figure VI.3: Suite de la figure VI.2.

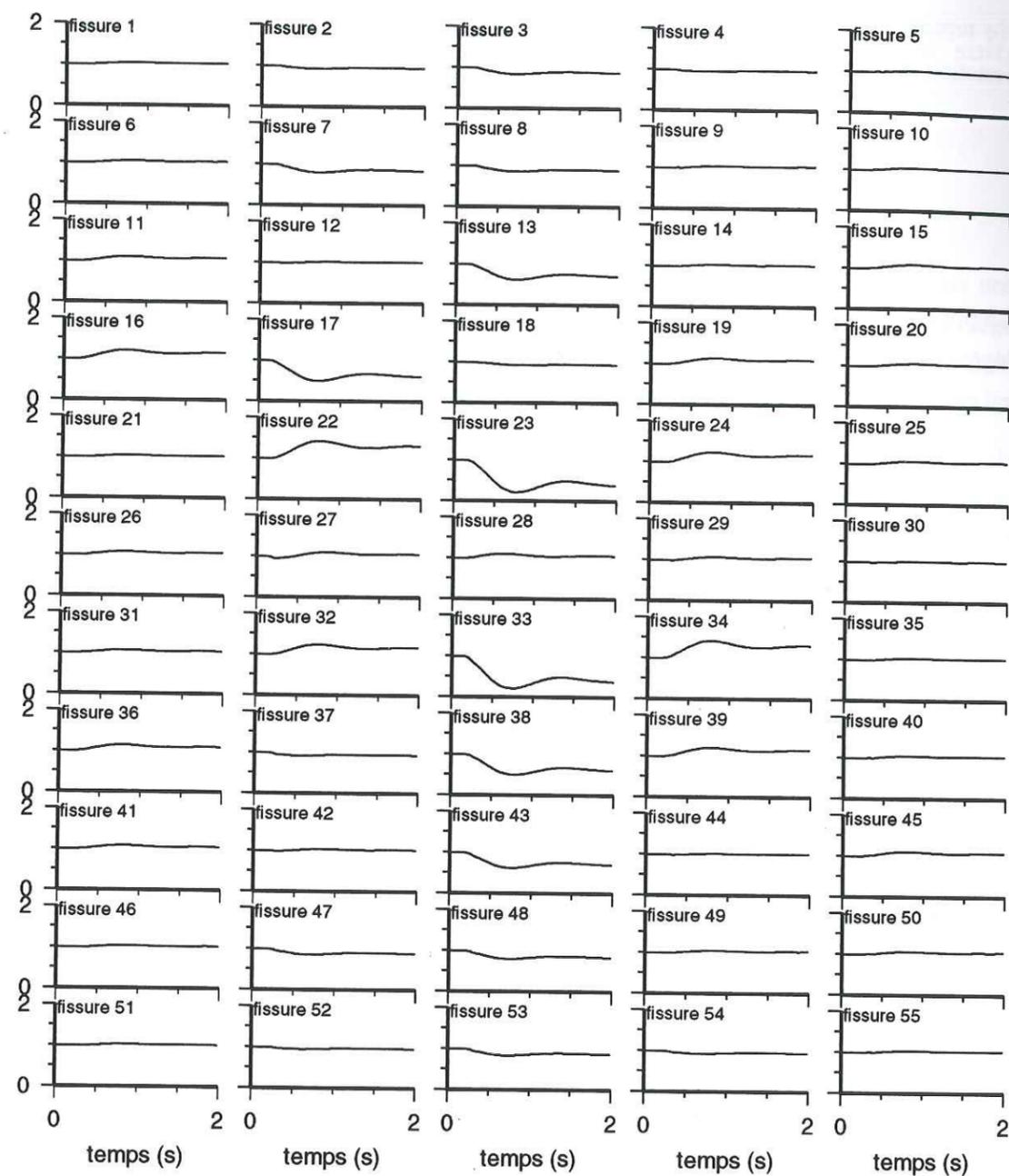


Figure VI.4: Variations temporelles de la surface de chacune des 55 fissures considérées. Les surfaces ont toutes été normalisées par rapport à la surface initiale, identique pour toutes les fissures. Il est facile de constater une antisymétrie par rapport au plan de faille pour lequel le sens du glissement détermine les quadrants de compression-dilatation.

Il est maintenant possible de calculer la porosité de cette zone de faille en fonction du temps. Comme nous sommes en deux dimensions, la porosité, Φ , s'exprime en fonction de l'aire totale des fissures:

$$\Phi = \frac{A_{\text{fissures}}}{A_{\text{totale}}} = \frac{\text{aire des fissures}}{\text{aire totale}} \quad (\text{VI.1})$$

La porosité diminue encore après la fin du glissement sur la faille est ensuite augmentée légèrement pour se stabiliser (voir figure VI.5). Globalement, la porosité diminue, ce qui est en accord avec le fait que le milieu subit une compression.

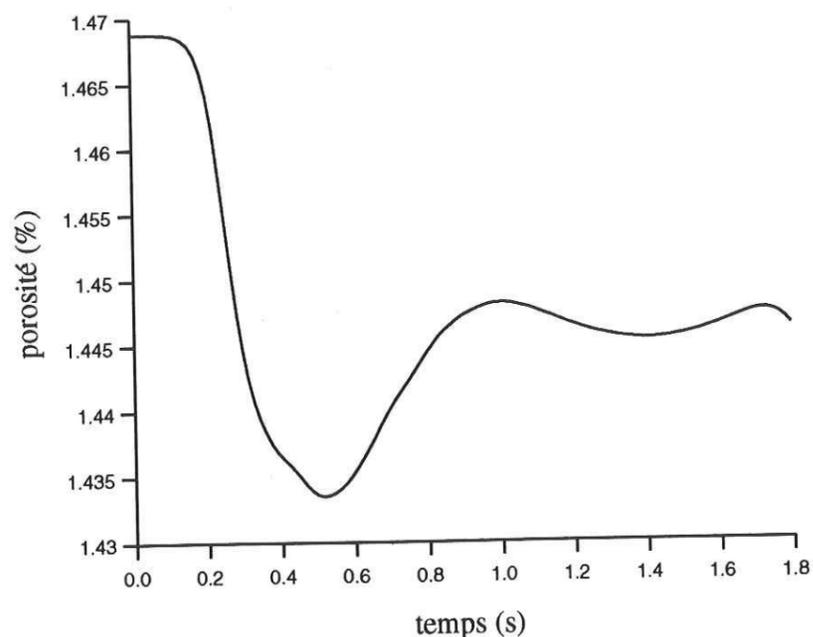


Figure VI.5: Variations temporelles de la porosité de la zone de faille pendant et après le glissement sur le plan de faille. La porosité continue de diminuer après la fin du glissement pour augmenter légèrement avant d'atteindre sa valeur finale.

III Variations de la pression fluide dans une fissure, à la suite d'une rupture en champ lointain

1. Le modèle de faille et de fissure

Dans cette partie, nous étudions les variations de pression du fluide dans une fissure, située en champ lointain d'une faille en glissement. Cette étude a l'intérêt d'être directement liée au problème des transferts de fluides, observés à la suite de séismes, même lointains (Muir Wood et King, 1993; King et Muir Wood, 1994).

Une fissure horizontale, dont la surface est imperméable, de forme elliptique, de 100 m de long et d'ouverture au centre de 1 cm est placée à 1000 m d'une faille en glissement dont le plan nodal perpendiculaire au plan de la faille fait un angle constant avec la direction du centre de la fissure (angle bêta sur la figure VI.6). Nous faisons effectivement varier l'angle d'incidence (angle alpha sur la figure VI.6) du champ lointain rayonné par la faille en mouvement en maintenant l'angle bêta fixe. Ainsi, le diagramme de radiation de la faille ne change pas par rapport au centre de la fissure lorsque nous faisons varier l'angle d'incidence.

Les valeurs des vitesses et des densités sont les mêmes que précédemment. La longueur de la faille est de 10 m et le glissement final sur cette faille est de 10 cm. Le temps de montée de la fonction source en forme de rampe est de 0.02 s. Nous avons fixé l'angle bêta à 30°. La longueur totale de la fenêtre temporelle est de 0.5 s.

2. Les résultats

La figure VI.7 correspond aux variations temporelles de la pression du fluide contenu par la fissure pour des angles d'incidence allant de 0 à 90° par rapport à la verticale (angle alpha sur la figure VI.6). Les deux impulsions dans le signal de pression correspondent aux ondes P et aux ondes S. Lorsque la faille est à la verticale de la fissure (alpha=0°), l'arrivée de l'onde P est bien marquée à l'inverse de celle de l'onde S. Ceci s'explique par le fait qu'à cet angle d'incidence, l'onde P contribue efficacement aux déplacements verticaux des faces de la fissure et donc également aux variations de la pression fluide. Quand l'angle d'incidence augmente, le signal de l'onde P s'amenuise de plus en plus parce que la composante verticale de l'onde P diminue avec l'angle d'incidence. Par contre, l'onde S passe par un maximum d'amplitude entre 30 et 60°

d'angle d'incidence (figure VI.7). Le tableau VI.1 rassemble les valeurs du maximum de pression (en valeur absolue) atteint dans la fissure parmi différents récepteurs placés dans le fluide et pour différents angles d'incidence. Ce tableau met en évidence un maximum de pression entre 30 et 40° d'angle d'incidence.

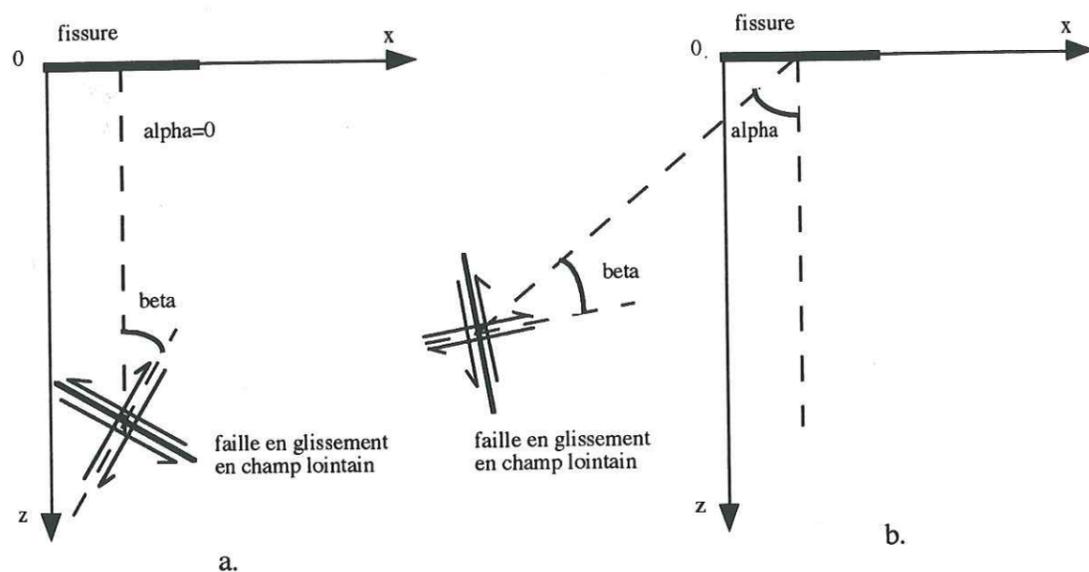


Figure VI.6: Configuration source-fissure. La source est une faille en glissement en champ lointain par rapport à une fissure remplie d'un fluide non visqueux. L'angle α varie de 0 à 90° alors que l'angle β est maintenu fixe. a.: cas $\alpha=0^\circ$ et b.: cas $\alpha=50^\circ$.

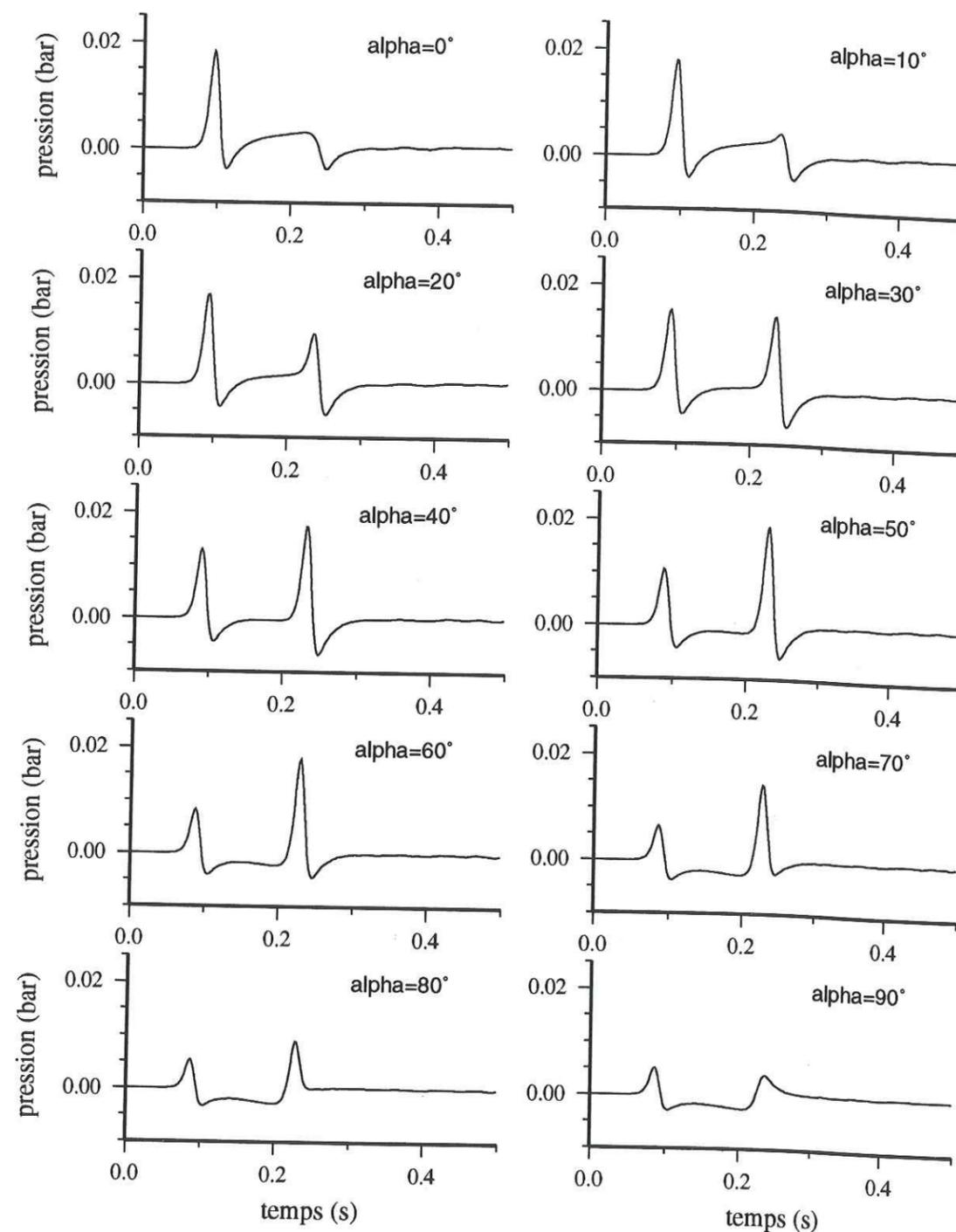


Figure VI.7: Enregistrements synthétiques de la pression du fluide dans la fissure en fonction du temps, pour différents angles d'incidence (angle α sur la figure VI.3). Le premier pic correspond aux ondes P, le second pic aux ondes S. Le signal des ondes P diminue quand l'angle d'incidence, α , augmente alors que le signal des ondes S atteint un maximum d'amplitude vers 40°.

angle d'incidence alpha (degrés)	pression maximale (bars)
0	0.018
10	0.018
20	0.016
30	0.020
40	0.022
50	0.022
60	0.019
70	0.014
80	0.008
90	0.005

Tableau VI.1: Valeur absolue maximale de la pression (en bars) du fluide contenu par la fissure en fonction de l'angle d'incidence alpha (angle entre la verticale et la direction du centre de la faille par rapport au milieu de la fissure, voir figure VI.3).

Nous expliquons ce résultat par les variations du coefficient de transmission d'une onde S qui se convertit en onde P dans un fluide non visqueux à une interface solide/fluide. La figure VI.8 représente, en trait plein, les variations de ce coefficient de transmission en fonction de l'angle d'incidence d'une onde plane de type S (comme la faille se trouve en champ lointain par rapport à la fissure, nous faisons l'approximation de remplacer le champ d'ondes rayonné par la faille en glissement par une onde plane. De plus, les faces des fissures sont considérées, localement, comme des interfaces solide/fluide). Sur la figure VI.8, la courbe en pointillés correspond au maximum absolu de l'amplitude du signal des ondes S dans le signal de pression entre 30 et 70° d'angle d'incidence. Ces valeurs se trouvent dans le tableau VI.1. En dehors de cette gamme d'angles d'incidence, le maximum absolu du signal de pression est atteint par les ondes P et non par les ondes S. Il existe une singularité du coefficient de transmission au niveau de l'angle d'incidence de l'onde S pour lequel elle se réfléchit en une onde P qui se propage le long de l'interface, du côté du milieu solide. Cet angle critique, est de l'ordre de 35°. Par ailleurs, en dehors de cette singularité, le coefficient de transmission atteint son maximum aux alentours d'un angle d'incidence de l'onde S de l'ordre de 40°. Il y a une bonne cohérence entre les variations de ce coefficient de transmission et celles du maximum absolu de l'amplitude des ondes S dans les signaux de pression (figure VI.8).

Ainsi, les ondes S transmises en onde P dans le fluide renforcent le signal des ondes S incidentes au niveau de la pression du fluide.

Comparaison entre le coefficient de transmission d'ondes S en P et le maximum absolu des ondes S dans le signal de la pression du fluide

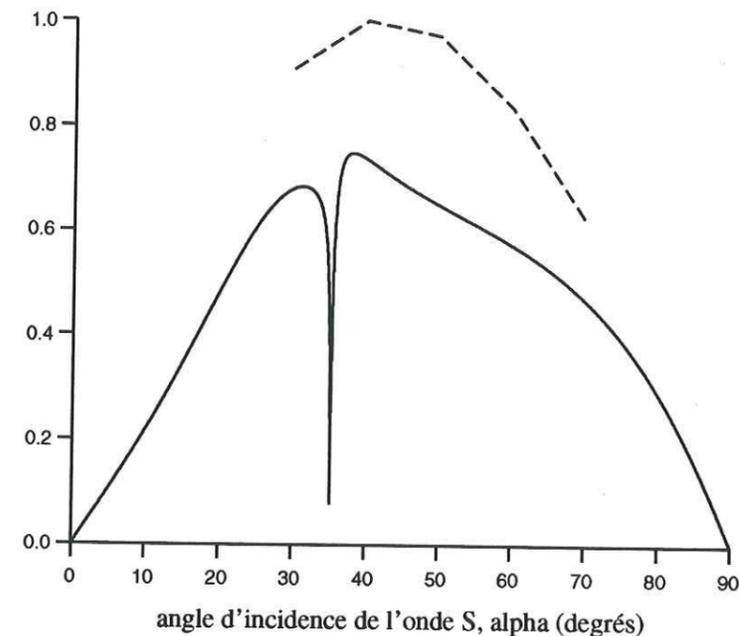


Figure VI.8: Module du coefficient de transmission d'une onde S incidente sur une interface solide/fluide et qui se convertit en une onde P dans le fluide (courbe en trait plein). Ce coefficient de transmission présente une singularité vers 35° qui correspond à l'angle critique pour lequel l'onde S se réfléchit en une onde P qui se propage le long de l'interface solide/fluide du côté du solide. En pointillés, variations du maximum absolu des ondes S de pression (valeurs tirées du tableau VI.1).

IV Conclusion

Le calcul des déformations de fissures remplies d'un fluide non visqueux et situées à proximité d'une faille en mouvement permet d'avoir une meilleure connaissance du comportement hydro-mécanique du sous-sol soumis à un mouvement sismique. Nous avons ainsi pu étudier comment un réseau de fissures existant était affecté par le passage des ondes sismiques. A certains temps de propagation des ondes rayonnées par la faille, certaines fissures s'ouvrent pendant que d'autres se referment. Nous avons pu constater

que les déformations des fissures correspondaient au diagramme de radiation de la faille en glissement (quadrants de compression et de dilatation). Cette étude est ainsi le point de départ d'une étude plus poussée qui portera sur les problèmes de migration et de pompage de fluide dans un massif fracturé atteint par des ondes sismiques. De plus, l'observation et l'étude théorique des mécanismes de transferts de fluide liés à des séismes a des applications essentielles dans les problèmes de stockage de déchets industriels et de risques naturels.

En dernier lieu, nous avons calculé les variations temporelles de la pression du fluide contenu par une fissure imperméable, soumise à un champ d'onde provenant d'un séisme lointain. Nous avons ainsi pu mettre en évidence deux pics de pression correspondant respectivement aux ondes P et aux ondes S. En faisant varier de 0 à 90° l'angle d'incidence du champ d'ondes rayonné par une faille en glissement par rapport à la fissure, nous avons pu remarquer une diminution progressive du signal des ondes P (dans le signal de pression) alors que nous avons mis en évidence une gamme d'angles d'incidence pour laquelle les amplitudes des ondes S étaient élevées. Nous expliquons ce dernier résultat par la présence d'un maximum du coefficient de transmission d'une onde S qui se convertit en onde P à une interface solide/fluide qui est atteint pour un angle d'incidence de l'onde S de l'ordre de 40°. Par conséquent, cette étude rend possible une meilleure compréhension des variations de pression de fluide qui peuvent subvenir dans une fissure imperméable, à la suite d'un séisme lointain.

En réalité, cette étude représente un point de départ pour tenter d'interpréter les signaux de pression, enregistrés à différentes profondeurs, sur le site de Garner Valley, non loin du réseau de failles de San Andreas (cette expérience a été décrite au chapitre précédent). Sur ce site, J. Steidl (communication personnelle, 1997) a observé, comme nous-mêmes dans nos simulations numériques, deux pics dans les signaux de pression qu'il explique comme correspondant aux ondes P et S générées lors d'un séisme.

CONCLUSION

Ce travail de thèse porte sur la propagation des ondes sismiques dans des milieux fissurés, problème qui a déjà fait l'objet de nombreuses recherches, en raison de son impact dans l'exploration des ressources naturelles (eau, pétrole, gaz...) ou dans l'étude des matériaux (essais non destructifs). Plus précisément, nous nous sommes intéressés aux interactions qui pouvaient exister entre un milieu fissuré et des ondes élastiques se propageant dans un tel milieu. Ainsi, nous avons étudié comment la présence de fissures dans un solide pouvait avoir une influence sur les ondes sismiques, en les diffractant, et, par suite, nous avons pu observer les phénomènes d'atténuation et d'anisotropie. Par ailleurs, les ondes sismiques peuvent aussi agir sur des fissures se trouvant sur leur passage, en les déformant, d'où les phénomènes de migrations de fluides, dans le cas où les fissures sont remplies de fluides.

Notre approche est théorique, dans le sens où nous avons étudié ces différents phénomènes en réalisant des simulations numériques de propagation d'ondes élastiques dans des modèles de milieux fissurés. La méthode numérique utilisée est une méthode indirecte d'équations intégrales aux frontières où les fonctions de Green sont calculées par la méthode des nombres d'ondes discrets (DWBIEM). Cette méthode numérique est particulièrement bien adaptée au problème du calcul du champ d'onde diffracté par des fissures de forme quelconque, à n'importe quelle fréquence.

Le facteur prépondérant qui intervient dans le problème de la propagation des ondes sismiques dans un milieu fissuré est la longueur d'onde avec laquelle ce milieu fissuré est sondé. Si la longueur d'onde d'investigation est du même ordre de grandeur que la dimension des fissures, c'est le domaine de la forte diffraction, les fissures sont le siège de conversions d'ondes (surtout en leurs extrémités) et les ondes transmises sont très atténuées. La mesure de l'atténuation du premier train d'ondes en fonction de la longueur d'onde représente ainsi un moyen efficace pour évaluer la longueur moyenne des fissures. Par contre, si la longueur d'onde est plus grande que la taille des fissures et que leurs distances de séparation, et si, de plus, les fissures sont toutes orientées selon une même direction, le milieu fissuré se comporte comme un milieu anisotrope. Des simulations numériques de propagation d'ondes sismiques sous ces conditions ont en effet mis en évidence un retard du premier train d'onde transmis par rapport à une onde qui se serait propagée dans le milieu homogène en l'absence des fissures.

Par suite, l'anisotropie superficielle de vitesse, observée à Garner Valley, a été modélisée par la propagation d'ondes S dans différents milieux fissurés contenant des fissures verticales pour lesquels nous avons conjointement fait varier la longueur et la densité de fissure, ceci en appliquant la théorie de Hudson sur les milieux homogènes équivalents. Nous avons ensuite réalisé une étude de l'atténuation du premier train d'ondes S transmis, à la fois, à partir de données synthétiques obtenues pour ces différents modèles de milieux fissurés, restituant bien le taux d'anisotropie mesuré à Garner Valley, et à partir d'enregistrements effectués sur le site de Garner Valley. L'absence de maximum d'atténuation à une certaine fréquence ne permet pas de conclure quant à la longueur moyenne et à la densité des fissures du granite de Garner Valley qui serait le siège de l'anisotropie superficielle observée au niveau de ce site. Néanmoins, l'atténuation, en fonction de la fréquence, du premier train d'ondes S transmis, obtenue à partir de simulations numériques de propagation d'ondes sismiques dans les milieux contenant des fissures verticales - par opposition à des fissures horizontales - semble montrer les mêmes caractéristiques (absence de maximum, amplitudes du même ordre de grandeur) que l'atténuation des ondes S enregistrées dans le granite du site de Garner Valley.

De manière générale, la caractérisation sismique des milieux fissurés qui a été menée aux chapitres III, IV et V, a permis de mieux comprendre les effets que peuvent avoir des fissures sur des ondes sismiques qui rencontrent sur leur trajet de telles hétérogénéités.

En dernier lieu, au chapitre VI, nous avons étudié la réponse hydro-mécanique d'un massif rocheux à un séisme, en champ proche et en champ lointain. Plus précisément, nous nous sommes intéressés aux effets du rayonnement d'une faille sur des fissures remplies d'un fluide non visqueux. Dans le cas d'une faille activée, en champ proche, les fissures subissent des déformations pouvant induire des migrations de fluide. En champ lointain, le signal de pression du fluide contenu par une fissure montre clairement le passage de l'onde P et celui de l'onde S. De telles variations de pression peuvent également provoquer des fuites de fluide (rappelons que dans nos modèles, les fissures sont supposées imperméables). Cette étude représente un point de départ vers une meilleure compréhension des phénomènes de transferts de fluides déjà observés après des tremblements de terre, d'hydro-fracturation et d'interconnexion de fissures suite à une surpression du fluide dans les fissures.

Dans un avenir proche, grâce aux progrès futurs réalisés en informatique, nous pourrions, très certainement, considérer des phénomènes plus difficiles à modéliser

comme l'hydro-fracturation ou la propagation des ondes sismiques dans des milieux fissurés plus complexes, présentant, par exemple, des distributions de fissures de longueurs aléatoires et contenant différentes sortes de fluides (eau, gaz, pétrole, etc.).

ANNEXES

ANNEXE A

Les expressions des vitesses moyennes des ondes sismiques dans un milieu fissuré découlent d'un certain raisonnement que Hudson nous a personnellement communiqué et que nous allons développer dans cette annexe.

Les propriétés du solide qui contient les fissures sont décrites par les constantes élastiques $\{c_{ijkl}^0\}$ qui vérifient les équations suivantes:

$$c_{ijkl}^0 = \lambda \delta_{ij} \delta_{kl} + \mu (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) \quad (A1)$$

où λ et μ sont les paramètres de Lamé du solide en dehors des fissures.

Le nombre de fissures par unité d'aire ou densité de fissure est noté ν et la longueur moyenne de fissure est notée $2a$.

Hudson (1981, 1982) a montré que les constantes élastiques d'un solide fissuré pour une propagation à grande longueur d'onde pouvait se mettre sous la forme suivante :

$$c_{ijkl} = c_{ijkl}^0 + c_{ijkl}^1 + c_{ijkl}^2 + O(\nu^3) \quad (A2)$$

où c_{ijkl}^0 sont les constantes du milieu non fissuré, c_{ijkl}^1 et c_{ijkl}^2 sont respectivement les constantes élastiques du premier et du second ordre qui perturbent le milieu isotrope, où :

$$c_{ipjq}^1 = \frac{-\nu a^2}{\mu} c_{kzip}^0 c_{lzjq}^0 U_{kl}^2 \quad (A3)$$

$$c_{ipjq}^2 = \frac{1}{\mu} c_{vrjq}^1 c_{iplm}^1 X_{lmvr}^2 \quad (A4)$$

où :

$$X_{lmvr}^2 = \frac{1}{16} \left\{ \delta_{lv} \delta_{mr} (5 + 3\beta^2/\alpha^2) - 3(\delta_{lm} \delta_{vr} + \delta_{vm} \delta_{lr}) (1 - \beta^2/\alpha^2) \right\} \quad (A5)$$

où :

$$\beta^2/\alpha^2 = \mu/(\lambda + 2\mu) \quad (A6)$$

Pour des fissures vides et toutes orientées de telle sorte que leurs normales soient dirigées selon l'axe z , on a :

$$U_{11}^2 = \frac{\lambda + 2\mu}{\lambda + \mu} \cdot \frac{\pi}{4} \quad (\text{A7})$$

$$U_{22}^2 = \frac{\lambda + 2\mu}{\lambda + \mu} \cdot \frac{\pi}{2} \quad (\text{A8})$$

$$U_{12}^2 = U_{21}^2 = 0 \quad (\text{A9})$$

Par suite, nous avons, au premier ordre en va^2 :

$$c_{1111} = (\lambda + 2\mu) \left\{ 1 - va^2 \frac{\lambda^2}{\mu(\lambda + \mu)} \frac{\pi}{2} \right\} \quad (\text{A10})$$

$$c_{2222} = (\lambda + 2\mu) \left\{ 1 - va^2 \frac{(\lambda + 2\mu)^2}{\mu(\lambda + \mu)} \frac{\pi}{2} \right\} \quad (\text{A11})$$

$$c_{1122} = \lambda \left\{ 1 - va^2 \frac{(\lambda + 2\mu)^2}{\mu(\lambda + \mu)} \frac{\pi}{2} \right\} \quad (\text{A12})$$

$$c_{1212} = \mu \left\{ 1 - va^2 \frac{(\lambda + 2\mu)}{(\lambda + \mu)} \frac{\pi}{4} \right\} \quad (\text{A13})$$

Nous considérons le problème d'une onde plane harmonique incidente sur la zone fissurée :

$$\mathbf{u} = \mathbf{b} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)} \quad (\text{A14})$$

où \mathbf{u} , \mathbf{b} et \mathbf{k} sont respectivement le vecteur déplacement, le vecteur de polarisation de l'onde et le vecteur d'onde; \mathbf{b} et \mathbf{k} sont des vecteurs constants. Si la densité de fissures est faible, $va^2 \ll 1$. L'équation de l'élastodynamique au premier ordre en va^2 dans laquelle on a injecté l'expression du vecteur déplacement \mathbf{u} (équation (A14)), donne :

$$b_j (\rho \omega^2 \delta_{ij} - c_{ipjq}^0 k_p k_q - c_{ipjq}^1 k_p k_q) = 0 \quad (\text{A15})$$

En multipliant cette équation par b_i et en sommant sur i , nous obtenons :

$$\rho \omega^2 |\mathbf{b}|^2 - c_{ipjq}^0 k_p k_q b_i b_j - c_{ipjq}^1 k_p k_q b_i b_j = 0 \quad (\text{A16})$$

$$\text{Posons : } \hat{\mathbf{b}} = \frac{\mathbf{b}}{|\mathbf{b}|}$$

En injectant l'expression des constantes élastiques (équations (A1)) du milieu élastique, homogène et isotrope en dehors des fissures, l'équation (A16) devient :

$$\rho \omega^2 - \mu k^2 - (\lambda + \mu) (\hat{\mathbf{b}} \cdot \hat{\mathbf{k}})^2 - c_{ipjq}^1 k_p k_q \hat{b}_i \hat{b}_j = 0 \quad (\text{A17})$$

$$\text{où } k^2 = |\mathbf{k}|^2$$

Finalement, nous avons :

$$\frac{\omega^2}{k^2} = \frac{1}{\rho} \left[\mu + (\lambda + \mu) (\hat{\mathbf{b}} \cdot \hat{\mathbf{k}})^2 + c_{ipjq}^1 \hat{k}_p \hat{k}_q \hat{b}_i \hat{b}_j \right] \quad (\text{A18})$$

En ne considérant que les termes du premier ordre dans l'équation (A18) et en choisissant $\hat{\mathbf{b}}$ parallèle à $\hat{\mathbf{k}}$, nous retrouvons l'expression de la vitesse, α , des ondes P encore appelées ondes longitudinales ($\hat{\mathbf{b}} \cdot \hat{\mathbf{k}} = 1$) :

$$\frac{\omega^2}{k^2} = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} = \alpha^2 \quad (\text{A19})$$

Si l'on choisit $\hat{\mathbf{b}}$ orthogonal à $\hat{\mathbf{k}}$, nous avons $\hat{\mathbf{b}} \cdot \hat{\mathbf{k}} = 0$ et nous retrouvons l'expression de la vitesse, β , des ondes S :

$$\frac{\omega^2}{k^2} = \frac{\mu}{\rho} = \beta^2 \quad (\text{A20})$$

Au premier ordre, en gardant le vecteur nombre d'onde fixe, nous avons :

$$\hat{\mathbf{b}} = \hat{\mathbf{b}}^0 + \hat{\mathbf{b}}^1 \quad (\text{A21})$$

$$\text{où } |\hat{\mathbf{b}}^1| = O(va^2).$$

Donc, pour les ondes P, nous avons $\hat{\mathbf{b}}^0 = \hat{\mathbf{k}}$ et $(\hat{\mathbf{b}} \cdot \hat{\mathbf{k}})^2 = (\hat{\mathbf{b}}^0 \cdot \hat{\mathbf{k}})^2 + O(\varepsilon^2) = 1 + O(\varepsilon^2)$ où $\varepsilon = va^2$.

Pour les ondes S, nous avons $\hat{\mathbf{b}}^0 \cdot \hat{\mathbf{k}} = 0$ et $(\hat{\mathbf{b}} \cdot \hat{\mathbf{k}})^2 = (\hat{\mathbf{b}}^1 \cdot \hat{\mathbf{k}})^2 = O(\varepsilon^2)$.

Ceci montre qu'au premier ordre en ε nous pouvons remplacer $\hat{\mathbf{b}}$ par $\hat{\mathbf{b}}^0$ dans l'équation (A18).

Par suite, nous avons au premier ordre en ε pour la vitesse des ondes P :

$$v^2 = \frac{\omega^2}{k^2} = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} + \frac{1}{\rho} c_{ipjq}^1 \hat{k}_p \hat{k}_q \hat{k}_i \hat{k}_j \quad (\text{A22})$$

Fixons $\hat{\mathbf{k}} = (\sin\theta, \cos\theta)$, où θ est l'angle entre le vecteur d'onde $\hat{\mathbf{k}}$ et la normale aux faces des fissures (ici, l'axe z).

En remplaçant $\hat{\mathbf{k}}$ par l'expression de ses composantes et les constantes élastiques au premier ordre par leurs expressions données par les équations (A10) à (A13), la vitesse moyenne des ondes P qui se propagent dans un milieu fissuré à deux dimensions où les fissures sont parallèles à l'axe x a pour expression :

$$v^2 = \alpha^2 \left(\frac{1 - va^2 \frac{\pi}{2\mu(\lambda + \mu)} \times}{\left(\lambda^2 \sin^4 \theta + (\lambda + 2\mu)^2 \cos^4 \theta + 2(\lambda + \mu)^2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta \right)} \right) \quad (\text{A23})$$

Pour des ondes SV, la vitesse moyenne au premier ordre en ε a pour expression (voir équation (A18)):

$$v^2 = \frac{\omega^2}{k^2} = \frac{\mu}{\rho} + \frac{1}{\rho} c_{ipjq}^1 \hat{k}_p \hat{k}_q \hat{b}_i^0 \hat{b}_j^0 \quad (\text{A24})$$

Le vecteur $\hat{\mathbf{k}}$ étant fixé, $\hat{\mathbf{b}}^0 = (\cos\theta, -\sin\theta)$.

L'expression intégrale de la vitesse des ondes SV se propageant dans un milieu fissuré à deux dimensions où les fissures sont parallèles à l'axe x est de la forme :

$$v^2 = \beta^2 \left(1 - va^2 \frac{\pi(\lambda + 2\mu)}{4(\lambda + \mu)} (1 + 4\sin^2 \theta \cos^2 \theta) \right) \quad (\text{A25})$$

Ces expressions de vitesses moyennes des ondes P et S nous seront bien utiles par la suite.

ANNEXE B

I. Fonctions de Green bidimensionnelles dans un solide élastique infini

La décomposition du champ d'onde par les potentiels de Helmholtz, Φ et Ψ , dans un solide élastique, à deux dimensions, donne pour les déplacements, u et v , et les contraintes, σ_{xx} , σ_{zz} et σ_{xz} , dans le plan (x,z) :

$$\begin{aligned} u &= \frac{\partial \Phi}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial z} \\ v &= \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{\partial \Psi}{\partial x} \end{aligned} \quad (\text{B1})$$

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \lambda \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \right) + 2\mu \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x \partial z} \right) \\ \sigma_{zz} &= \lambda \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \right) + 2\mu \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x \partial z} \right) \\ \sigma_{xz} &= 2\mu \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (\text{B2})$$

où λ et μ sont les paramètres de Lamé. Pour simplifier, nous supposons qu'ils ont la même valeur.

Lamb (1904) a exprimé les potentiels de Helmholtz pour des forces de diffraction horizontale et verticale, Q_x^j et Q_z^j , appliquées en un point j de coordonnées (x_j, z_j) , point source d'une surface diffractante. Ici, nous donnons les expressions discrétisées dans le domaine du nombre d'onde horizontal (voir chapitre II), pour un solide élastique et infini (il y a d'autres formules pour un demi espace).

Les potentiels en un point du milieu, de coordonnées (x,z) , pour une force horizontale Q_x^j , appliquée en un point j , sont de la forme :

$$\Phi_x^j = \frac{Q_x^j}{2Lk_\beta^2 \mu} \sum_{n=-M}^M \frac{k_n}{v_n} \exp[-iv_n |z - z_j|] \exp[-ik_n(x - x_j)] \quad (\text{B3a})$$

$$\Psi_x^j = -\text{sgn}(z - z_j) \frac{Q_x^j}{2Lk_\beta^2 \mu} \sum_{n=-M}^M \exp[-i\gamma_n |z - z_j|] \exp[-ik_n(x - x_j)] \quad (\text{B3b})$$

De même, les potentiels en un point du milieu, de coordonnées (x, z) , pour une force verticale Q_z^j , appliquée en un point j , sont de la forme :

$$\Phi_z^j = \text{sgn}(z - z_j) \frac{Q_z^j}{2Lk_\beta^2 \mu} \sum_{n=-M}^M \exp[-iv_n |z - z_j|] \exp[-ik_n(x - x_j)] \quad (\text{B4a})$$

$$\Psi_z^j = \frac{Q_z^j}{2Lk_\beta^2 \mu} \sum_{n=-M}^M \frac{k_n}{\gamma_n} \exp[-i\gamma_n |z - z_j|] \exp[-ik_n(x - x_j)] \quad (\text{B4b})$$

où

- * L est la période spatiale (voir chapitre II) subdivisée en N segments réguliers
- * M est tel que $N=2M+1$
- * les autres variables suivent les équations suivantes :

$$\begin{aligned} v_n &= (k_\alpha^2 - k_n^2)^{1/2}, & \text{Im}(v_n) < 0 \\ \gamma_n &= (k_\beta^2 - k_n^2)^{1/2}, & \text{Im}(\gamma_n) < 0 \end{aligned}$$

avec :

$$\begin{aligned} k_n &= (2\pi / L)n \\ k_\alpha &= \omega / \alpha, & k_\beta &= \omega / \beta, & \mu &= \beta^2 \rho \end{aligned}$$

où α , β et ρ sont respectivement les vitesses des ondes P et S et la masse volumique du milieu de propagation.

En fait, la pulsation ω est un nombre complexe auquel on donne une faible partie imaginaire négative afin d'éliminer les singularités des fonctions de Green dans le plan complexe des nombres d'onde (se référer à l'article de Bouchon et Aki, 1977).

Les points de coordonnées (x_j, z_j) correspondent aux N_s points sources, c'est-à-dire aux points de discrétisation de toutes les fissures du milieu fracturé (voir chapitre II). Le rayonnement de tous ces points diffractants s'obtient en sommant les potentiels sur l'indice j :

$$\begin{aligned} \Phi &= \sum_{j=1}^{N_s} [\Phi_x^j + \Phi_z^j] \\ \Psi &= \sum_{j=1}^{N_s} [\Psi_x^j + \Psi_z^j] \end{aligned} \quad (\text{B5})$$

Ayant les expressions des potentiels de compression et de rotation données par les équations (B5), il est maintenant possible de calculer les déplacements et le tenseur des contraintes en injectant les expressions des potentiels (B5) dans les équations (B1) et (B2). Pour simplifier les expressions de ces grandeurs, on pose :

$$\begin{aligned} X &= x - x_j \\ Z &= z - z_j \end{aligned}$$

où nous rappelons que (x, z) désigne les coordonnées spatiales du point d'observation et (x_j, z_j) , celles du point source numéro j (dans notre étude, il s'agit d'un point de discrétisation d'une fissure).

Les expressions des composantes horizontale et verticale, u et v , du déplacement s'écrivent de la manière suivante :

$$u = \frac{-i}{2Lk_\beta^2 \mu} \sum_{j=1}^{N_s} \sum_{n=-M}^M \left\{ \begin{aligned} & \left[\frac{k_n^2}{v_n} e^{-iv_n |Z|} + \gamma_n e^{-i\gamma_n |Z|} \right] Q_x^j \\ & + k_n \text{sgn}(Z) \left[e^{-iv_n |Z|} - e^{-i\gamma_n |Z|} \right] Q_z^j \end{aligned} \right\} e^{-ik_n X} \quad (\text{B6})$$

$$v = \frac{-i}{2Lk_\beta^2 \mu} \sum_{j=1}^{N_s} \sum_{n=-M}^M \left\{ \begin{aligned} & k_n \text{sgn}(Z) \left[e^{-iv_n |Z|} - e^{-i\gamma_n |Z|} \right] Q_x^j \\ & + \left[v_n e^{-iv_n |Z|} + \frac{k_n^2}{\gamma_n} e^{-i\gamma_n |Z|} \right] Q_z^j \end{aligned} \right\} e^{-ik_n X} \quad (\text{B7})$$

Les expressions des éléments du tenseur des contraintes se trouvent ci-dessous :

$$\sigma_{xx} = \frac{1}{2Lk_{\beta}^2\mu} \sum_{j=1}^{N_s} \sum_{n=-M}^M \left\{ \begin{array}{l} \left[\begin{array}{l} [-(\lambda + 2\mu)k_n^2 - \lambda v_n^2] \frac{k_n}{v_n} e^{-iv_n|Z|} \\ -2\mu k_n \gamma_n e^{-i\gamma_n|Z|} \end{array} \right] Q_x^j \\ + \text{sgn}(Z) \left[\begin{array}{l} [-(\lambda + 2\mu)k_n^2 - \lambda v_n^2] e^{-iv_n|Z|} \\ +2\mu k_n^2 e^{-i\gamma_n|Z|} \end{array} \right] Q_z^j \end{array} \right\} e^{-ik_n X} \quad (\text{B8})$$

$$\sigma_{zz} = \frac{1}{2Lk_{\beta}^2\mu} \sum_{j=1}^{N_s} \sum_{n=-M}^M \left\{ \begin{array}{l} \left[\begin{array}{l} [-\lambda k_n^2 - (\lambda + 2\mu)v_n^2] \frac{k_n}{v_n} e^{-iv_n|Z|} \\ +2\mu k_n \gamma_n e^{-i\gamma_n|Z|} \end{array} \right] Q_x^j \\ + \text{sgn}(Z) \left[\begin{array}{l} [-\lambda k_n^2 - (\lambda + 2\mu)v_n^2] e^{-iv_n|Z|} \\ -2\mu k_n^2 e^{-i\gamma_n|Z|} \end{array} \right] Q_z^j \end{array} \right\} e^{-ik_n X} \quad (\text{B9})$$

$$\sigma_{xz} = \frac{1}{2Lk_{\beta}^2} \sum_{j=1}^{N_s} \sum_{n=-M}^M \left\{ \begin{array}{l} -\text{sgn}(Z) \left[2k_n^2 e^{-iv_n|Z|} + [\gamma_n^2 - k_n^2] e^{-i\gamma_n|Z|} \right] Q_x^j \\ + \left[-2k_n v_n e^{-iv_n|Z|} + [\gamma_n^2 - k_n^2] \frac{k_n}{\gamma_n} e^{-i\gamma_n|Z|} \right] Q_z^j \end{array} \right\} e^{-ik_n X} \quad (\text{B10})$$

Q_x^j et Q_z^j (pour $j=1, N_s$) représentent les inconnues du système d'équations linéaires qui traduisent les conditions aux limites sur la surface des fissures.

II. Fonctions de Green bidimensionnelles dans un milieu fluide non visqueux infini

Dans un fluide non visqueux, il n'existe pas de cisaillement et donc ce sont uniquement les ondes P qui peuvent se propager dans ce milieu; la rigidité μ_f de ce milieu est nulle, par contre l'autre paramètre de Lamé, λ_f , n'est pas nul. Soit α_f la vitesse des ondes P dans le fluide considéré. Les fonctions de Green correspondantes sont celles d'une source de dilatation (ou d'une explosion) et cette source de dilatation est équivalente à un dipôle de forces orthogonales entre elles. Le potentiel de compression correspondant s'obtient ainsi en dérivant l'équation (B3a) par rapport à x_j et en dérivant l'équation (B4a) par rapport à z_j (Bouchon et Aki, 1977):

$$\Phi^j = \frac{M_e^j}{Q} \left(\frac{\partial \Phi_x^j}{\partial x_j} + \frac{\partial \Phi_z^j}{\partial z_j} \right) \quad (\text{B11})$$

$$\Psi^j = 0$$

où M_e^j a la même dimension qu'un moment de forces.

L'expression du potentiel Φ^j discrétisé selon la méthode des nombres d'ondes discrets est la suivante :

$$\Phi^j = \frac{iM_e^j}{2L\lambda_f} \sum_{n=-M}^M \frac{\exp[-iv_{n_f}|z - z_j|] \exp[-ik_n(x - x_j)]}{v_{n_f}} \quad (\text{B12})$$

où :

$$v_{n_f} = (k_{\alpha_f}^2 - k_n^2)^{1/2}, \quad \text{Im}(v_{n_f}) < 0$$

avec :

$$k_n = (2\pi / L)n, \quad k_{\alpha_f} = \omega / \alpha_f$$

En appliquant la première équation des équations (B5) et les équations (B1) et (B2), nous obtenons pour les déplacements et les contraintes (X et Z ont la même signification que dans le paragraphe précédent) :

$$u = \frac{1}{2L\lambda_f} \sum_{j=1}^{N_s} M_e^j \sum_{n=-M}^M \left\{ \frac{k_n}{v_{nf}} e^{[-iv_{nf}|Z]} e^{[-ik_n X]} \right\} \quad (\text{B13})$$

$$v = \frac{1}{2L\lambda_f} \sum_{j=1}^{N_s} M_e^j \sum_{n=-M}^M \left\{ \text{sgn}(Z) e^{[-iv_{nf}|Z]} e^{[-ik_n X]} \right\} \quad (\text{B14})$$

$$\sigma_{xx} = \sigma_{zz} = \frac{-ik_{\alpha_f}^2}{2L} \sum_{j=1}^{N_s} M_e^j \sum_{n=-M}^M \left\{ \frac{1}{v_{nf}} e^{[-iv_{nf}|Z]} e^{[-ik_n X]} \right\} \quad (\text{B15})$$

$$\sigma_{xz} = 0 \quad (\text{B16})$$

M_e^j (pour $j=1, N_s$) correspondent à un certain nombre d'inconnues à déterminer en résolvant le système d'équations linéaires des conditions aux limites sur la surface des fissures, les quantités Q_x^j et Q_z^j représentant le reste des inconnues du système d'équations.

III. Détails pratiques

Si le point d'observation de coordonnées (x, z) et un point de discrétisation d'une des fissures de coordonnées (x_j, z_j) sont tels que $z=z_j$, il faut faire attention à la valeur que l'on va donner au signe de $Z=z-z_j$ qui intervient dans les formules des fonctions de Green.

Si l'on considère la force de diffraction au point source numéro j de composantes (Q_x^j, Q_z^j) , cette force est appliquée légèrement à l'intérieur de la fissure comme le montre la figure B1 et ceci pour une question de continuité; ainsi la surface de la fissure se trouve dans le milieu solide élastique, extérieur à la fissure.

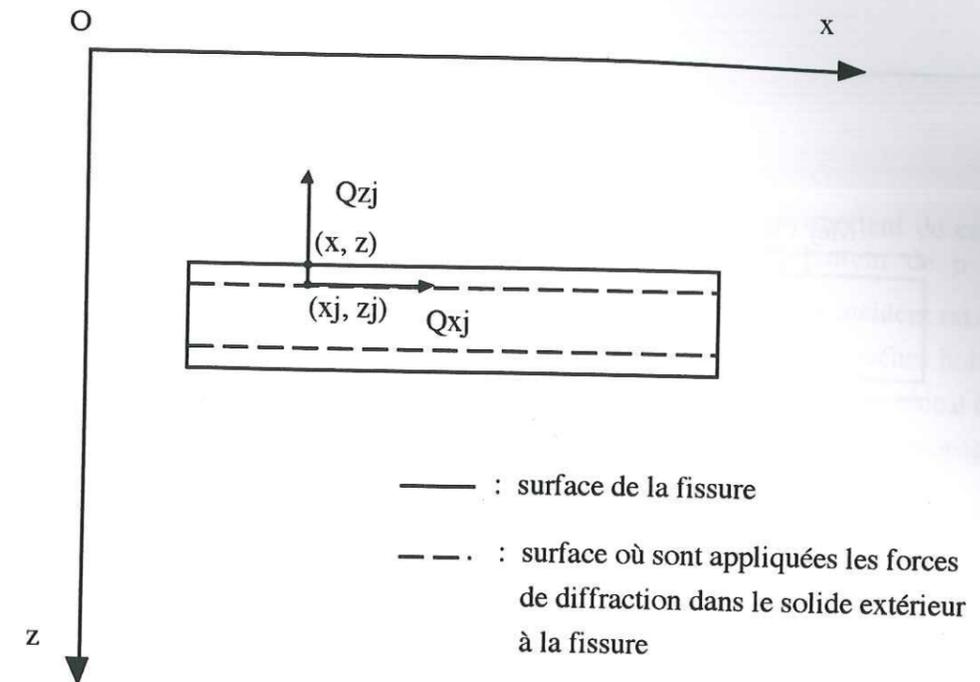


Figure B1 : Surface d'application des forces de diffraction dans le solide extérieur à la fissure.

Dans le cas où la fissure contient un fluide non visqueux, si la source de dilatation de moment M_e^j , appliquée au point (x_j, z_j) de la fissure et le point d'observation (x, z) sont tels que $z=z_j$, nous supposons que le point source (x_j, z_j) est placé légèrement à l'extérieur de la fissure de telle sorte que la surface de la fissure soit située à l'intérieur du milieu fluide (voir la figure B2).

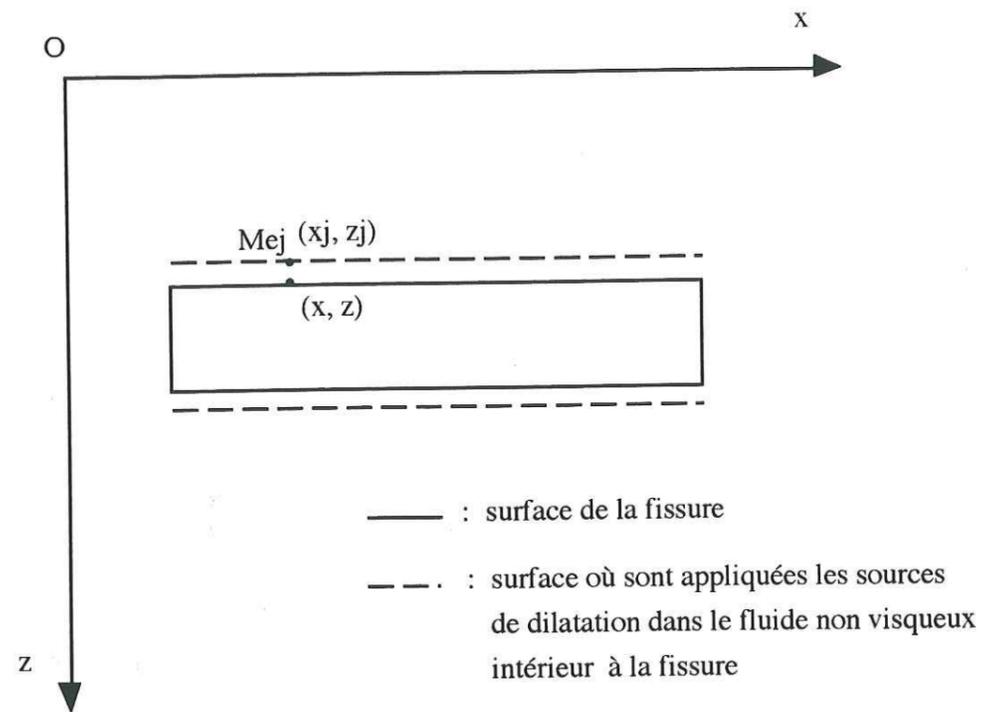


Figure B2 : Surface d'application des sources de dilatation dans le fluide non visqueux intérieur à la fissure.

Dans les deux schémas précédents, nous avons représenté le cas particulier où point d'observation et point source étaient confondus; en fait, il y a singularité lorsque point d'observation et point source ont même ordonnée.

ANNEXE C

Dans cette annexe, nous avons détaillé les équations qui permettent de calculer le déplacement à une certaine profondeur z_T , dans un empilement de n couches horizontales, homogènes, élastiques et isotropes. Le champ d'onde incident est une onde plane de type P ou S qui rencontre la base de cet empilement de couches horizontales sous une incidence verticale (figure C1). Comme le champ incident est vertical et que les interfaces entre les couches sont horizontales, la direction verticale de propagation de l'onde plane incidente à travers les différentes interfaces est conservée.

Dans un premier temps, nous considérons une onde plane incidente de type S. Dans un second temps, nous nous intéresserons à la propagation d'une onde plane de type P.

I. Propagation d'une onde plane de type S dans un empilement de couches

Le champ de déplacement dans la couche m , à la profondeur z , se décompose en un champ d'onde montant et en un champ d'onde descendant, il s'écrit sous la forme suivante, sachant que sa propagation est purement verticale:

$$u_m = A_m e^{\frac{i\omega}{\beta_m} z} + B_m e^{-\frac{i\omega}{\beta_m} z} \quad (C1)$$

où β_m est la vitesse des ondes S dans la couche m et ω , la pulsation. A_m et B_m sont respectivement les amplitudes du champ d'ondes montant et du champ d'ondes descendant, dans la couche m ; ce sont des constantes.

A la base de l'empilement de couches qui correspond à la couche n , nous fixons $A_n = 1$ c'est-à-dire que l'amplitude de l'onde plane incidente vaut 1. Il s'agit de déterminer le coefficient B_n du champ d'onde descendant dans cette couche n .

Le sommet de la couche numéro 1 représente la surface libre et donc nous avons $A_1 = B_1$ parce qu'il n'y a pas d'énergie qui traverse une surface libre.

A chaque interface, nous écrivons les conditions de continuité du champ de déplacement et du champ de contrainte. Si nous nous intéressons au cas d'une onde SV, le déplacement est selon l'axe x , s'il s'agit d'onde SH, le déplacement est selon l'axe y .

Prenons le cas d'une onde SV. Dans ce cas, c'est la composante $\sigma_{xz} = \mu_m \frac{\partial u_m}{\partial z}$ du

tenseur des contraintes qui intervient dans les équations de continuité de la contrainte à l'interface l. μ_m est le coefficient de rigidité dans la couche m.

Les conditions de continuité du déplacement et de la contrainte à l'interface m, à la profondeur z_m , entre les couches m et (m+1) donnent lieu au système d'équations linéaires suivant :

$$\begin{pmatrix} e^{\frac{i\omega}{\beta_m} z_m} & e^{-\frac{i\omega}{\beta_m} z_m} \\ \rho_m \beta_m e^{\frac{i\omega}{\beta_m} z_m} & -\rho_m \beta_m e^{-\frac{i\omega}{\beta_m} z_m} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_m \\ B_m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{\frac{i\omega}{\beta_{m+1}} z_m} & e^{-\frac{i\omega}{\beta_{m+1}} z_m} \\ \rho_{m+1} \beta_{m+1} e^{\frac{i\omega}{\beta_{m+1}} z_m} & -\rho_{m+1} \beta_{m+1} e^{-\frac{i\omega}{\beta_{m+1}} z_m} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{m+1} \\ B_{m+1} \end{pmatrix} \quad (C2)$$

où ρ_m est la densité de la couche m.

La matrice du membre de gauche du système d'équations ci-dessus est notée M_m , celle du membre de droite, N_{m+1} .

D'où le système suivant:

$$\begin{pmatrix} A_m \\ B_m \end{pmatrix} = M_m^{-1} N_{m+1} \begin{pmatrix} A_{m+1} \\ B_{m+1} \end{pmatrix} \quad (C3)$$

Posons $R_m = M_m^{-1} N_{m+1}$

D'où à l'interface (n-1) :

$$\begin{pmatrix} A_{n-1} \\ B_{n-1} \end{pmatrix} = R_{n-1} \begin{pmatrix} 1 \\ B_n \end{pmatrix} \quad (C4)$$

Finalement, nous obtenons le système suivant qui va nous permettre d'obtenir la valeur de B_n :

$$\begin{pmatrix} A_1 \\ A_1 \end{pmatrix} = R_1 R_2 \dots R_{n-1} \begin{pmatrix} 1 \\ B_n \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} 1 \\ B_n \end{pmatrix} \quad (C5)$$

où la matrice T désigne la matrice résultant du produit des matrices R_m . Notons t_{ij} les éléments de cette matrice T, d'où:

$$B_n = \frac{t_{21} - t_{11}}{t_{12} - t_{22}} \quad (C6)$$

De là, nous pouvons calculer tous les coefficients A_m et B_m de 1 à (n-1) et donc également le déplacement à la profondeur voulue z_r . Il n'est pas possible de calculer le déplacement à la surface libre (en $z_r=0$) avec la démarche décrite par les équations (C1) à (C6).

II. Propagation d'une onde plane de type P dans un empilement de couches

La démarche à suivre pour le cas d'une onde de type P est la même que celle qui a été exposée ci-dessus pour le cas d'une onde S. Seule la condition de continuité de la contrainte change. Dans le cas d'une onde P verticale, c'est la composante $\sigma_{zz} = (\lambda_m + 2\mu_m) \frac{\partial u_m}{\partial z} = \rho_m \alpha_m^2 \frac{\partial u_m}{\partial z}$ qui intervient, α_m étant la vitesse de propagation des ondes P dans la couche m.

Il suffit en fait de remplacer la vitesse des ondes S de chaque couche par celle des ondes P dans les équations ci-dessus.

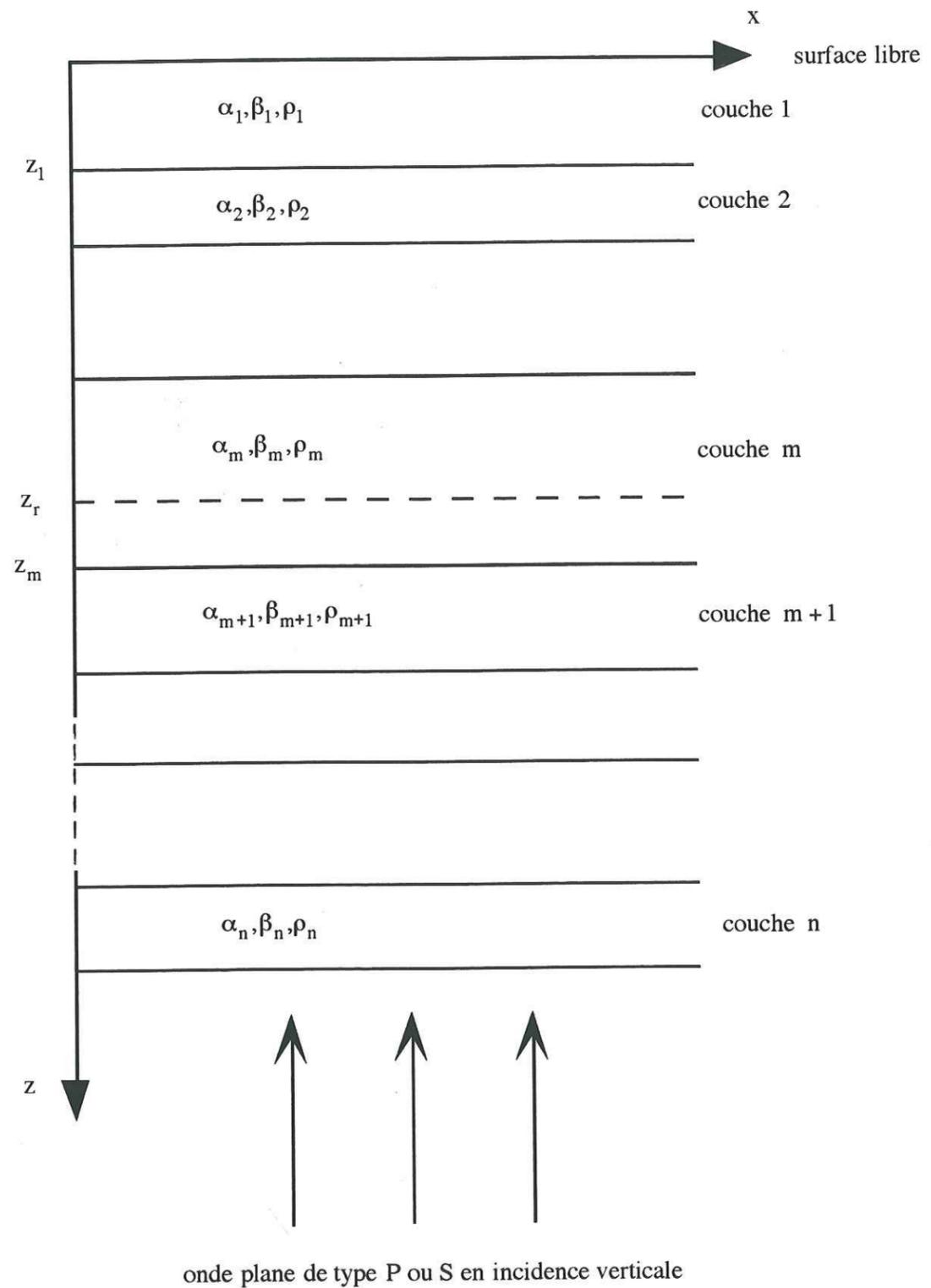


Figure C1: Schéma de l'empilement des couches horizontales, homogènes, élastiques et isotropes et du champ d'onde plane en incidence verticale à la base de l'empilement des couches.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- Aki K. and B. Chouet, 1975, Origin of coda waves, attenuation and scattering effects, *J. geophys. Res.*, **80**, pp. 3322-3342.
- Aki K. and P. Richards, 1980, *Quantitative seismology*, W. H. Freeman, San Fransisco.
- Aki K. and R. S. Wu, 1988, *Scattering and attenuation of seismic waves, Part I*, Birkhäuser Verlag, Basel-Boston-Berlin..
- Ansel V., 1989, L'anisotropie du manteau déduite de la biréfringence des ondes de cisaillement, Thèse de doctorat, Université de Paris Sud, Centre d'Orsay, France.
- Archuleta R. J., S. H. Seale, P. V. Sangas, L. M. Baker, and S. T. Swain, 1992, Garner Valley Downhole Array of accelerometers: instrumentation and preliminary data analysis, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **82**, pp. 1592-1621.
- Archuleta R. J., S. H. Seale, P. V. Sangas, L. M. Baker, and S. T. Swain, 1993, Erratum on "Garner Valley Downhole Array of accelerometers: instrumentation and preliminary data analysis", *Bull. Seism. Soc. Am.*, **83**, pp. 2039.
- Aster R. C., P. M. Shearer, and J. Berger, 1990, Quantitative measurements of shear wave polarizations at the Anza seismic network, Southern California: implications for shear wave splitting and earthquake prediction, *J. Geophys. Res.*, **95**, pp. 12449-12473.
- Aster R. C., and P. M. Shearer, 1991, High-frequency borehole seismograms recorded in the San Jacinto fault zone, Southern California. Part 1. Polarizations, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **81**, pp. 1057-1080.
- Babuska V., and M. Cara, 1991, Seismic anisotropy in the Earth, *Modern approaches in geophysics*, **10**, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht-Boston-London.
- Benites R., K. Aki and K. Yomogida, 1992, Multiple scattering of SH waves in 2-D media with many cavities, *Pageoph.*, **138**, pp. 353-390.

- Boström A., 1980, Scattering of stationary acoustic waves by an elastic obstacle immersed in a fluid, *J. Acoust. Soc. Am.*, **67**, pp. 390-398.
- Bouchon M. and K. Aki, 1977, Discrete wave-number representation of seismic-source wave fields, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **67**, pp. 259-277.
- 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**, pp. 1-5.
- Bouchon M., 1987, Diffraction of elastic waves by cracks or cavities using the discrete wavenumber method, *J. Acoust. Soc. Am.*, **81**, pp. 1671-1676.
- Bouchon M., M. Campillo, and S. Gaffet, 1989, A boundary integral equation - discrete wavenumber representation method to study wave propagation in multilayered media having irregular interfaces, *Geophysics*, **54**, pp. 1134-1140.
- Bouchon M., 1996, The discrete wave number formulation of boundary integral equations and boundary element methods : a review with applications to the simulation of seismic wave propagation in complex geological structures, *Pageoph.*, **148**, pp. 3-20.
- Bouchon M. and D. Streiff, 1997, Propagation of a shear crack on a nonplanar fault: a method of calculation, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **87**, pp. 61-66.
- Campillo M., 1987, Modeling of SH-wave propagation in an irregularly layered medium-application to seismic profiles near a dome, *Geophys. Prosp.*, **35**, pp. 236-249.
- Campillo M. and M. Bouchon, 1985, Synthetic SH seismograms in a laterally varying medium by the discrete wavenumber method, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **83**, pp. 307-317.
- Chang H., and G. A. McMechan, 1996, Numerical simulation of multi-parameter seismic scattering, *Bull. Seis. Soc. Am.*, **86**, pp. 1820-1829.
- Cheng C. H. and M. N. Toksöz, 19??, Modelling of full wave acoustic logs

- Chernov L. A., 1960, *Wave propagation in a random medium*, McGraw Hill, New York.
- Cormier V. F., and G. C. Beroza, 1987, Calculation of strong ground motion due to an extended earthquake source in a laterally varying structure, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **77**, pp. 1-13.
- Cornet F. H. and Y. Jianmin, 1995, Analysis of induced seismicity for stress field determination and pore pressure mapping, *Pageoph.*, **145**, pp. 677-700.
- Coutant O., 1989, Numerical study of the diffraction of elastic waves by fluid-filled cracks, *J. geophys. Res.*, **94**, pp. 17805-17818.
- Coutant O., 1996, Observation of shallow anisotropy on local earthquake records at the Garner Valley, Southern California, Downhole Array, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **86**, pp. 477-488.
- Crampin S., 1978, Seismic-wave propagation through a cracked solid: polarization as a possible dilatancy diagnostic, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **53**, pp. 467-496.
- Crampin S., 1981, A review of wave motion in anisotropic and cracked elastic-media, *Wave Motion*, **3**, pp. 343-391.
- Crampin S., 1984b, Seismic anisotropy - the state of the art : II, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **76**, pp. 1-16.
- Crampin S., 1987, Geological and industrial implications of extensive-dilatancy anisotropy, *Nature*, **328**, pp. 491-496.
- Crampin S., and D. C. Booth, 1985, Shear-wave polarizations near the North Anatolian fault. II, Interpretation in terms of crack induced anisotropy, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **83**, pp. 75-92.
- Emmerich H., 1992, P-SV-wave propagation in a medium with local heterogeneities: a hybrid formulation and its application, *Geophys. J. Int.*, **109**, pp. 54-64.

- Eshelby J. D., 1957, The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion, and related problems, *Proc. Roy. Soc., A* **241**, pp. 376-396.
- Flatté S. M., R. Dashen, W. J. Munk, K. M. Watson, and F. Zachariassen, 1979, *Sound transmission through a fluctuating ocean*, Cambridge Univ. Press, New York.
- Foldy L. L., 1945, The multiple scattering of waves. I. General theory for isotropic scattering by randomly distributed scatterers, *Phys. Rev.*, **67**, pp. 107-119.
- Frankel A., 1989, A review of numerical experiments on seismic wave scattering, *Pageoph.*, **131**, pp. 639-685.
- Frankel A., and R. W. Clayton, 1984, Finite difference simulation of wave propagation in two-dimensional random media, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **74**, pp. 2167-2186.
- Frankel A., and R. W. Clayton, 1986, Finite difference simulation of seismic scattering : implications for the propagation of short-period seismic waves in the crust and models of crustal heterogeneity, *J. geophys. Res.*, **91**, pp. 6465-6489.
- Frankel A. and L. Wennerberg, 1987, Energy-flux model of seismic coda : separation of scattering and intrinsic attenuation, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **77**, pp. 1223-1251.
- Fukushima Y., J.-C. Gariel and R. Tanaka, 1995, Site-dependent attenuation relations of seismic motion parameters at depth using borehole data, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **85**, pp. 1790-1804.
- Fukuyama E. and R. Madariaga, 1995, Integral equation method for a plane crack with arbitrary shape in 3D elastic medium, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **85**, pp. 614-628.
- Gaffet S. and 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**, pp. 2277-2283.
- Gao L. S., Lee L. C., Biswas N. N. and K. Aki, 1983a, Comparison of the effects between single and multiple scattering on coda waves for local earthquakes, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **73**, pp. 377-389.

- Gao L. S., N. N. Biswas, L. C. Lee and K. Aki, 1983b, Effects of multiple scattering on coda waves in three-dimensional medium, *Pageoph.*, **121**, pp. 3-15.
- Gibson B. S., and A. R. Levander, 1988, Modeling and processing of scattered waves in seismic reflection surveys, *Geophysics*, **53**, pp. 466-478.
- Got J.-L., 1987, Analyse des doublets sismiques par une méthode de rapport spectral, Rapport de thèse, Université Joseph Fourier, Grenoble, France.
- Gu B., K. T. Nihei, L. R. Myer, and L. J. Pyrak-Nolte, 1996, Fracture interface waves, *J. Geophys. Res.*, **101**, pp. 827-835.
- Herquel G. and G. Wittlinger, 1994, Anisotropy at the Lacq hydrocarbon field (France) from shear-wave splitting, *Geophys. Res. Lett.*, **21**, pp. 2621-2624.
- Herraiz M. and A. F. Espinosa, 1987, Coda waves: a review, *Pageoph.*, **125**, pp. 499-577.
- Hess H. H., 1964, Seismic anisotropy of the uppermost mantle under oceans, *Nature*, **203**, pp. 629-631.
- Hudson J. A., 1980, *The excitation and propagation of elastic waves*, Cambridge University Press, Cambridge, London, New York, New Rochelle, Melbourne, Sydney.
- Hudson J. A., 1980, Overall properties of a cracked solid, *Math. Proc. Camb. Phil. Soc.*, **88**, pp. 371-384.
- Hudson J. A., 1981, Wave speeds and attenuation of elastic waves in material containing cracks, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **64**, pp. 133-150.
- Hudson J. A., and J. R. Heritage, 1981, The use of the Born approximation in seismic scattering problems, *Geophys. J. astr. Soc.*, **66**, pp. 221-240.
- Hudson J. A. and L. Knopoff, 1989, Predicting the overall properties of composite materials with small-scale inclusions or cracks, *Pageoph.*, **131**, pp. 551-576.

- Jannaud L. R., P. M. Adler, and C. G. Jacquin, 1992, Wave propagation in random anisotropic media, *J. Geophys. Res.*, **97**, pp. 15277-15289.
- Jean P., 1989, Propagation d'ondes en milieux anisotropes: application à la sismique entre puits, Rapport de thèse, Université Joseph Fourier, Grenoble, France.
- Kaneshima S., 1990, Origin of crustal anisotropy : shear wave splitting studies in Japan, *J. geophys. Res.*, **95**, pp. 11121-11133.
- Kawahara J., 1992, Scattering of P, SV waves by random distribution of aligned open cracks, *J. Phys. Earth*, **40**, pp. 517-524.
- Kawahara J., and T. Yamashita, 1992, Scattering of elastic waves by a fracture zone containing randomly distributed cracks, *Pageoph.*, **139**, pp. 121-144.
- 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**, pp. 1415-1437.
- Keogh P. S., 1985, High-frequency scattering by a Griffith crack II : incident plane and cylindrical waves, *Q. J. Mech. Appl. Math.*, **38**, pp. 205-232.
- Keogh P. S., 1986, High-frequency scattering of a normally incident plane compressional wave by a penny-shaped crack, *Q. J. Mech. Appl. Math.*, **39**, pp. 535-566.
- King G. C. P., and R. Muir Wood, 1994, The impact of earthquakes on fluids in the crust, *Annali di Geofisica*, **37**, pp. 1453-1460.
- Korn M., 1988, P-wave coda analysis of short-period array data and the scattering and absorptive properties of the lithosphere, *Geophys. J.*, **93**, pp. 437-449.
- Lamb H., 1904, On the propagation of tremors at the surface of an elastic solid, *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, **A 203**, pp. 1-42.
- Lax M., 1951, Multiple scattering of waves, *Rev. Modern Physics*, **23**, pp. 287-310.

- Lefevre F., L. Nicoletis, V. Ansel and C. Cllet, 1992, Detection and measure of the shear-wave birefringence from vertical seismic data : Theory and applications, *Geophysics*, **57**, pp. 1463-1481.
- Loeber J. F. and G. C. Sih, 1968, Diffraction of antiplane shear waves by a finite crack, *J. Acoust. Soc. Am.*, **44**, pp. 90-98.
- Mal A. K., 1970a, Interaction of elastic waves with a penny-shaped crack, *Int. J. Eng. Sci.*, **8**, pp. 381-388.
- Mal A. K., 1970b, Interaction of elastic waves with a Griffith crack, *Int. J. Eng. Sci.*, **8**, pp. 763-776.
- Malin P. E., J. A. Waller, R. D. Borchardt, E. Cranswick, E. G. Jensen, and J. Van Schaack, 1988, Vertical seismic profiling of Oroville microearthquakes: velocity spectra and particle motion as a function of depth, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **78**, pp. 401-420.
- Margerin L., 1995, Etude de la diffraction des ondes élastiques par des fissures, Rapport de DEA, Université Joseph Fourier, Grenoble, France.
- Martin P. A. and G. R. Wickham, 1983, Diffraction of elastic waves by a penny-shaped crack : analytic and numerical results, *Proc. R. Soc. Lond.*, **A 390**, pp. 91-129.
- Matsunami K., 1990, Laboratory measurements of spatial fluctuations and attenuation of elastic waves by scattering due to random heterogeneities, *Pageoph.*, **132**, pp. 197-220.
- Menke W., D. Witte and R. Chen, 1985, Laboratory test of apparent attenuation formulas, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **75**, pp. 1383-1393.
- Morland L. W., 1974, Elastic response of regularly jointed media, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **37**, pp. 435-446.
- Muir Wood R., and G. C. P. King, 1993, Hydrological signatures of earthquake strain, *J. Geophys. Res.*, **98**, pp. 22035-22068.

- Murai Y., J. Kawahara and T. Yamashita, 1995, Multiple scattering of SH waves in 2-D elastic media with distributed cracks, *Geophys. J. Int.*, **122**, pp. 925-937.
- Nicolas A., 1989, *Principes de tectonique*, Masson, Paris-Milan-Barcelone-Mexico.
- Nur A., 1971, Effects of stress on velocity anisotropy in rocks with cracks, *J. Geophys. Res.*, **76**, pp. 2022-2034.
- O'Connell R. J. and B. Budiansky, 1974, Seismic velocities in dry and saturated cracked solids, *J. geophys. Res.*, **79**, pp. 5412-5426.
- Peacock S., S. Crampin, D. C. Booth, J. B. Fletcher, 1988, Shear wave splitting in the Anza seismic gap, Southern California: temporal variations as possible precursors, *J. Geophys. Res.*, **93**, pp. 3339-3356.
- Peterson B., V. K. Varadan and V. V. Varadan, 1983, Scattering of elastic waves by a fluid inclusion, *J. Acoust. Soc. Am.*, **73**, pp. 1487-1493.
- Poupinet G., W. Ellsworth, and J. Fréchet, 1984, Monitoring velocity variations in the crust using earthquake doublets: an application to Calaveras fault, California, *J. Geophys. Res.*, **89**, pp. 5719-5731.
- Pyrak-Nolte L. J., and N. G. W. Cook, 1987, Elastic interface waves along a fracture, *Geophys. Res. Lett.*, **14**, pp. 1107-1110.
- Pyrak-Nolte L. J., J. Xu, and G. M. Haley, 1992, Elastic interface waves propagating in a fracture, *Phys. Rev. Lett.*, **68**, pp. 3650-3653.
- Lord Rayleigh, 1899, On the transmission of light through an atmosphere containing small particles in suspension, and on the origin of the blue sky, *Philos. Mag.*, **47**, p. 375.
- Roth M., and M. Korn, 1993, Single scattering theory versus numerical modeling in 2-D random media, *Geophys. J. Int.*, **112**, pp. 124-140.
- Sato H., 1984, Attenuation and envelope formation of three-component seismograms of small local earthquakes in randomly inhomogeneous lithosphere, *J. geophys. Res.*, **89**, pp. 1221-1241.

- Sato H., 1990, Unified approach to amplitude attenuation and coda excitation in the randomly inhomogeneous lithosphere, *Pageoph*, **132**, pp. 93-121.
- Sato H., 1994, Multiple scattering model including P-S conversions for the seismogram envelope formation, *Geophys. J. Int.*, **117**, pp. 487-494.
- Sih G. C. and J. F. Loeber, 1969a, Wave propagation in an elastic solid with a line of discontinuity or finite crack, *Quart. Appl. Math.*, **27**, pp. 193-213.
- Sih G. C. and J. F. Loeber, 1969b, Normal compression and radial shear waves scattering at a penny-shaped crack in an elastic solid, *J. Acoust. Soc. Am.*, **46**, pp. 711-721.
- Streiff D., 1995, Etude de la nucléation et de la propagation dynamique d'une rupture par la méthode des nombres d'ondes discrets, Rapport de thèse, Université Joseph Fourier, Grenoble, France.
- Tan T. H., 1977, Scattering of plane, elastic waves by a plane crack of finite width, *Appl. Sci. Res.*, **33**, pp. 75-88.
- Toksöz M. N., A. M. Dainty, E. Reiter and R. S. Wu, 1988, A model for attenuation and scattering in the earth's crust, *Pageoph.*, **128**, pp. 81-100.
- Van Der Hijden J. H. M. T., and F. L. Neerhoff, 1984, Scattering of elastic waves by a plane crack of finite width, *J. Appl. Mech.*, **51**, pp. 646-651.
- Varatharajulu (Varadan) V. and Y.-H. Pao, 1976, Scattering matrix for elastic waves. I. Theory, *J. Acoust. Soc. Am.*, **60**, pp. 556-566.
- Verma R. K., 1960, Elasticity of some high density crystals, *J. Geophys. Res.*, **65**, pp. 757-760.
- Wagner G. S., and C. A. Langston, 1992, A numerical investigation of scattering effects for teleseismic plane wave propagation in a heterogeneous layer over a homogeneous half space, *Geophys. J. Int.*, **110**, pp. 486-500.

- Waterman P. C., 1968, New formulation of acoustic scattering, *J. Acoust. Soc. Am.*, **45**, pp. 1417-1429.
- Waterman P. C., 1971, Symmetry, unitarity and geometry in electromagnetic scattering, *Phys. Rev.*, **3**, pp. 825-839.
- Waterman P. C., 1976, Matrix theory of elastic wave scattering, *J. Acoust. Soc. Am.*, **60**, pp. 567-580.
- Weaver R. L. and Y. H. Pao, 1979, Application of the transition matrix to a ribbon-shaped scatterer, *J. Acoust. Soc. Am.*, **66**, pp. 1199-1206.
- Wu R. S., 1985, Multiple scattering and energy transfer of seismic waves, separation of scattering effect from intrinsic attenuation, I. Theoretical modelling, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **82**, pp. 57-80.
- Wu R. S., and K. Aki, 1985, Scattering characteristics of elastic waves by an elastic heterogeneity, *Geophysics*, **50**, pp. 582-595.
- Yamashita T., 1986, Preparation process of large earthquake as the growth and coalescence process of multiply interactive cracks, Programme and abstracts, *The Seismological Society of Japan*, n°2, **69** (in Japanese).
- Yamashita T. and L. Knopoff, 1989, A model of foreshock occurrence, *Geophys. J.*, **96**, pp. 389-399.
- Yamashita T., 1990, Attenuation and dispersion of SH waves due to scattering by randomly distributed cracks, *Pageoph.*, **132**, pp. 545-568.
- Yamashita T. and L. Knopoff, 1992, Model for intermediate-term precursory clustering of earthquakes, *J. geophys. Res.*, **97**, pp. 19873-19879.
- Zeng Y. H., F. Su and K. Aki, 1991, Scattering wave energy propagation in a random isotropic scattering medium, 1. Theory, *J. geophys. Res.*, **96**, pp. 607-620.
- Zollo A., and P. Bernard, 1989, S-wave polarization inversion of the 15 October 1979, 23:19 Imperial Valley aftershock: evidence for anisotropy and a simple source mechanism, *Geophys. Res. Lett.*, **16**, pp. 1047-1050.

Titre de l'ouvrage:

Étude de la propagation des ondes sismiques dans les milieux fissurés: atténuation, anisotropie et migration de fluide induite par un séisme.

Auteur: Sylvie KELNER

Établissement:

Observatoire de Grenoble -
Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique

La diffraction des ondes sismiques par des milieux fissurés en deux dimensions (2D) est étudiée par une méthode d'équations intégrales aux frontières où les fonctions de Green sont calculées par la méthode des nombres d'ondes discrets (DWBIEM: "Discrete Wavenumber Boundary Integral Equations Method"). Cette méthode semi-analytique est particulièrement bien adaptée aux problèmes de la propagation des ondes sismiques dans un milieu homogène contenant des fissures vides ou remplies de fluide. Toutes les conversions d'ondes sont modélisées en appliquant la DWBIEM.

En premier lieu, nous avons étudié, par simulations numériques, comment des milieux fissurés pouvaient être caractérisés sismiquement. Nous avons ainsi pu observer des phénomènes d'atténuation et d'anisotropie, selon que la longueur d'onde du champ d'ondes incident est du même ordre de grandeur ou qu'elle est plus grande que la longueur des fissures. Nous avons retrouvé un résultat déjà connu qui concerne l'atténuation des ondes élastiques lorsqu'elles traversent un milieu fissuré: l'atténuation est maximale lorsque la longueur d'onde incidente est proche de la longueur des fissures. Par ailleurs, nous avons modélisé la couche de granite fissurée du site de Garner Valley, en Californie, en nous basant sur la théorie des milieux homogènes équivalents. Plusieurs modèles de milieux fissurés restituent bien le taux d'anisotropie observé à Garner Valley. Une étude comparative de l'atténuation d'ondes S enregistrées là-bas et d'ondes S synthétiques permet de conclure que l'anisotropie s'explique par la présence de fissures verticales (et non horizontales) mais ne permet pas de privilégier un modèle plus qu'un autre.

Enfin, nous avons simulé numériquement la réponse hydro-mécanique d'un massif fracturé à un séisme. Les déformations des fissures et les variations de pression dues au champ d'ondes rayonné par une faille en glissement permettent de connaître les zones d'expulsion de fluide.

Mots-clés: Diffraction - Fissures - Atténuation - Anisotropie - Migration de fluide - Équations intégrales aux frontières - Méthode des nombres d'ondes discrets - Garner Valley.