



**HAL**  
open science

# Propagation d'ondes sismiques dans les formations superficielles : effet d'un arrangement géométrique complexe et influence de la saturation en eau

Louis Geli

► **To cite this version:**

Louis Geli. Propagation d'ondes sismiques dans les formations superficielles : effet d'un arrangement géométrique complexe et influence de la saturation en eau. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Scientifique et Médicale de Grenoble, 1985. Français. NNT: . tel-00716664

**HAL Id: tel-00716664**

**<https://theses.hal.science/tel-00716664>**

Submitted on 11 Jul 2012

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

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



INSTITUT DE RECHERCHES INTERDISCIPLINAIRES DE GÉOLOGIE ET DE MÉCANIQUE

**THÈSE**

présentée à

**L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE  
DE GRENOBLE**

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR**

par

**Louis GELI**Spécialité :  
Géophysique interne et géochimieUniv. J. Fourier - O.S.U.G.  
MAISON DES SCIENCES  
DOCUMENTATION  
B.P. 53  
F. 38041 GRENOBLE CEDEX  
Tel. 04 76 63 54 27 - Fax 04 76 61 46 58  
Mail: placour@ujf-grenoble.fr

SUJET

**PROPAGATION D'ONDES SISMIQUES  
DANS LES FORMATIONS SUPERFICIELLES :  
EFFET D'UN ARRANGEMENT GÉOMÉTRIQUE COMPLEXE  
ET INFLUENCE DE LA SATURATION EN EAU**

Soutenue le 24 Juin 1985 devant la Commission d'Examen

Président : M. J.-L. AURIAULT

Examineurs : MM. P.-Y. BARD

M. BOUCHON

M.-P. LUONG

R. MADARIAGA Rapporteur

P. MOUROUX

GRENOBLE

# THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE  
DE GRENOBLE

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR**

par

**Louis GELI**

Spécialité :  
Géophysique interne et géochimie

S U J E T

**PROPAGATION D'ONDES SISMIQUES  
DANS LES FORMATIONS SUPERFICIELLES :  
EFFET D'UN ARRANGEMENT GÉOMÉTRIQUE COMPLEXE  
ET INFLUENCE DE LA SATURATION EN EAU**

Soutenue le 24 Juin 1985 devant la Commission d'Examen

Président : M. J.-L. AURIAULT

Examineurs : MM. P.-Y. BARD

M. BOUCHON

M.-P. LUONG

R. MADARIAGA Rapporteur

P. MOUROUX

GRENOBLE

Ce travail est un humble clin d'oeil,  
timidement lancé contre l'oubli, pour  
que vive la mémoire de mon père. J'ai  
l'impression qu'ainsi, son sourire me  
revient , comme un écho : c'est cela,  
ma récompense.

REMERCIEMENTS :

-----

Cette thèse, réalisée à l'Institut de Recherches Interdisciplinaires en Géologie et Mécanique de Grenoble, est le fruit d'une collaboration amicale entre divers organismes de recherches. Je suis heureux de remercier ici tous ceux qui ont rendu possible cette coopération.

Tout d'abord, parlons d'argent, puisque le souffle qui inspire la recherche n'est pas fait de courants d'air qui éventent les bourses trouées. Remercions donc le BRGM en la personne de M. MOURoux, qui a assuré le financement des calculs, ainsi que la prise en charge des frais de tous ordres.

Pendant une bonne partie du temps qu'a duré cette thèse, j'ai vécu à Paris. Malgré cela, j'ai pu travailler dans de bonnes conditions, sans être trop souvent à cheval entre Grenoble et Paris, grâce à la compréhension de deux hôtes de grande classe, qui m'ont offert l'hospitalité dans leur laboratoire à Paris. Les Arabes ont coutume de dire à leurs invités : "Fais comme chez toi, mais n'oublie jamais que tu es chez moi".

Que mes hôtes sachent que pendant que j'étais chez eux, j'ai fait comme chez moi, mais je n'oublie pas que j'étais chez eux.

- Pendant l'hiver 83-84, j'ai été hébergé au laboratoire de sismologie de l'Institut de Physique du Globe de Paris. Que Monsieur MADARIAGA, qui, en plus de m'avoir accueilli, a accepté d'être rapporteur de ce travail, trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

- Pendant l'hiver 84-85, je me suis rapproché du Centre de Calcul vectoriel pour la Recherche (CCVR), à Palaiseau, grâce à l'invitation de MM. LUONG et HABIB, qui ont bien voulu m'abriter à l'Ecole Polytechnique, au sein de leur laboratoire de Mécanique des Solides. Qu'ils soient assurés de ma gratitude.

A Grenoble, je remercie tout d'abord Monsieur AURIAULT; qui m'a fait l'honneur de présider au jury de thèse, et Monsieur PERRIER, directeur de l'IRIGM.

Pour remercier Monsieur Pierre-Yves BARD, il faudrait un volume entier et à vrai dire, je ne sais pas où commencer, ni par où terminer, tant son aide de tous les instants m'a été précieuse. Pierre-Yves a été un grand capitaine d'équipe, en attaque comme en défense, toujours présent aux moments difficiles. Vraiment, je lui dois beaucoup.

Le General Manager Michel BOUCHON m'a fait confiance, et j'ai eu le plaisir d'être sélectionné dans son staff, au sein du junior-team. Il doit être acknowledged car je suis grandement indebted to him.

Le travail sur la propagation d'ondes en milieu poreux n'aurait pas été possible sans Monsieur Denis SCHMITT, qui a montré la voie et prouvé que le modèle de BIOT est un outil pratique puissant même dans le domaine des fréquences sismiques. SCHMITT a commencé seul dans la nuit, avec du café et des cigarettes, et ce n'est qu'au petit jour qu'on s'est intéressé à lui.

De plus, le concours et la clairvoyance de Monsieur Guy BONNET ont été précieux pour l'appréhension des phénomènes physiques dans un milieu poreux saturé.

Merci aussi à Mademoiselle Béatrice JULLIEN pour son concours quant à la première partie, et à MM. BOURBIE, RASOLOFOSSAON et COUSSY pour leurs avis quant à la deuxième partie. N'oublions pas non plus le personnel de l'assistance CRAY du CCVR.

Enfin, maintenant je peux vous le dire : celle qui a eu le plus de mérite, dans cette histoire, c'est Cécile, qui a supporté mes absences...

RESUME

-----  
Ce travail est une contribution à l'étude numérique de la propagation des ondes sismiques dans les formations géologiques superficielles.

Dans la première partie, nous nous intéressons à l'importance d'un arrangement géométrique complexe des formations superficielles. La méthode utilisée combine celle d'AKI-LARNER et celle de THOMSON-HASKELL.

Deux phénomènes jouent simultanément : d'une part, "l'effet 1D", dû au contraste d'impédance entre les différentes couches. D'autre part, l'"effet 2D" qui résulte de la diffraction des ondes sismiques sur les interfaces irréguliers. A partir d'une étude systématique, réalisée sur des configurations géométriques idéalisées, il apparaît que ces deux effets sont fortement couplés. Il est donc impossible de dégager des tendances générales qui permettraient de décomposer le calcul d'une structure complexe en 2 sous-problèmes plus simples.

Pour les applications au génie parasismique, il s'avère donc nécessaire de traiter, pour les études détaillées, chaque site, cas par cas. Pour cela, un programme de calcul a été mis au point, dans le cas des ondes SH, applicable à des configurations géologiques réelles, de géométrie relativement complexe.

Dans la deuxième partie, nous étudions l'influence de la saturation en eau dans les formations saturées très perméables (perméabilité  $> 10^{-12} \text{ m}^2$ ).

Tout d'abord, nous exposons le modèle utilisé, celui de BIOT, avec quelques compléments issus de la théorie de l'homogénéisation. Le modèle de BIOT s'avère être un outil pratique extrêmement puissant.

Nous montrons des cas théoriques où l'oncle P2 joue un rôle prépondérant dans le mécanisme d'atténuation des ondes de compression. A partir de là, nous proposons un mécanisme de génération des ondes P2 aux frontières du milieu poreux, en fonction des résonances globales de la structure.

Il nous est apparu qu'il est crucial d'insister sur l'importance toute particulière de l'interaction fluide-solide aux frontières du milieu poreux : lorsque la perméabilité est de l'ordre de  $10^{-10}$  m<sup>2</sup> environ, il est nécessaire de prendre en compte explicitement la présence du fluide, de façon à modéliser correctement ces interactions.

Le résultat principal est donc qu'il est alors impossible (sous peine d'erreurs supérieures à 100 %) d'approximer le matériau poreux par un milieu monophasique viscoélastique équivalent.

Enfin, le calcul de la réponse sismique d'une vallée alluviale saturée d'eau montre que : d'une part, la diffraction des ondes sismiques sur l'interface irrégulier vallée-bedrock accentue les effets dus à la nature diphasique du matériau. D'autre part, la très forte atténuation, due à la présence de fluide, a tendance à réduire les effets typiquement 2D, dus à la diffraction des ondes.

SOMMAIRE D'ENSEMBLE

INTRODUCTION GENERALE.....	P.	1
PREMIERE PARTIE : EFFET DE L'ARRANGEMENT GEOMETRIQUE DES FORMATIONS SUPERFICIELLES.....	P.	3
DEUXIEME PARTIE : INFLUENCE DE LA SATURATION EN EAU.....	P.	57
CONCLUSIONS GENERALES ET PERSPECTIVES DE RECHERCHES.....	P.	195
ANNEXE I : LA METHODE D'AKI-LARNER.....	P.	199
ANNEXE 2 : COMPARAISON DES EFFETS 2D LINEAIRES ET 1D NON LINEAIRES.	P.	209
BIBLIOGRAPHIE.....	P.	233

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

SOMMAIRE DE LA PREMIERE PARTIE

1 - Introduction..... P. 3

2 - Représentation du champ d'onde dans un milieu verticalement inhomogène..... P. 7

3 - La méthode : le propagateur d'AKI-LARNER..... P. 10

    3.1 - Présentation générale et description du champ d'onde..... P. 10

    3.2 - La méthode du propagateur..... P. 13

    3.3 - Temps CPU et validité numérique..... P. 19

    3.4 - A propos des ondes SH..... P. 22

4 - Application du modèle multicouche..... P. 23

    4.1 - Un mot à propos de l'angle d'incidence..... P. 24

    4.2. - Profils de type I (reliefs isolés)..... P. 26

    4.3. - Profils de type II (reliefs périodiques)..... P. 39

    4.4. - Profils de type III (remplissages alluvionnaires)..... P. 46

5 - Conclusion..... P. 55

SOMMAIRE DE LA DEUXIEME PARTIE

INTRODUCTION..... P. 59

CHAPITRE I : LA THEORIE DE BIOT..... P. 63

    1 - Préliminaire et résumé..... P. 63

    2 - Hypothèses et notations..... P. 63

    3 - Description du milieu poreux..... P. 65

    4 - Loi de comportement du matériau poreux..... P. 67

    5 - Equation de la dynamique..... P. 69

        5.1 - Cas des basses fréquences..... P. 71

        5.2 - Cas des hautes fréquences : contribution de la théorie de l'homogénéisation..... P. 72

    6 - Equations du mouvement..... P. 74

    7 - Le cas des ondes planes harmoniques (OPH)..... P. 77

        7.1 - Le cas des ondes P..... P. 77

        7.2 - Le cas des ondes S..... P. 79

        7.3 - Discrimination fréquentielle dans le cas des OPH..... P. 79

        7.4 - Approximation quasistatique dans le cas des OPH..... P. 80

    8 - Equations de continuité à l'interface entre deux milieux poreux..... P. 82

        8.1 - Cas général..... P. 82

        8.2 - Interface entre un milieu élastique et un milieu poreux. P. 85

        8.3 - Interface entre un milieu poreux sec et un milieu poreux saturé..... P. 85



CHAPITRE II : CONFIGURATION 1D ET DISCUSSION PHENOMENOLOGIQUE..... P. 89

---

1 - Configuration 1D : Description du problème type..... P. 89

  1.1 - Configuration..... P. 89

  1.2 - Caractéristiques numériques..... P. 89

    1.2.1. - Valeur (numérique) de la fréquence critique..... P. 92

    1.2.2. - Rôle respectif de la porosité et de la perméabilité..... P. 95

  1.3 - Atténuation et facteur de qualité..... P. 96

  1.4 - Description du champ d'ondes et équations du problème..... P. 104

  1.5 - Définitions des modèles A et B..... P. 108

2 - Résultats 1D et discussion phénoménologique..... P. 109

  2.1 - Le cas élastique. Définition du modèle E..... P. 109

  2.2 - Propagation des ondes S..... P. 112

    2.2.1. - Atténuation..... P. 112

    2.2.2. - Comparaison avec un modèle à Q constant..... P. 112

    2.2.3. - Ecarts entre les modèles A et B..... P. 121

  2.3. - Propagation des ondes P..... P. 123

    2.3.1. - Atténuation et écarts entre les modèles A et B... P. 123

    2.3.2. - Influence du niveau de la nappe..... P. 131

  2.4 - Contribution de l'onde P2..... P. 133

    2.4.1. - Contribution de l'onde P2..... P. 133

    2.4.2. - Interprétation : mécanisme de génération de l'onde P2..... P. 135

  2.5 - Pression induite par le séisme..... P. 138

  2.6 - Cas où le flux est imposé au sommet de l'aquifère..... P. 144

3 - Applications..... P. 149

  3.1 - Applications au risque sismique (cas 1D)..... P. 149

  3.2 - Applications à la sismologie : suggestions..... P. 169

4 - Conclusion partielle (1D)..... P. 173

CHAPITRE III : CONFIGURATION 2D - DIFFRACTION SUR DES INTERFACES

---

COMPLEXES..... P. 175

---

1 - Un mot sur les problèmes posés par la méthode d 'A-L..... P. 175

  1.1 - Introduction..... P. 175

  1.2 - Les problèmes posés par la méthode d'A-L..... P. 175

2 - Résultats et discussion..... P. 179

3 - Conclusion partielle (2D)..... P. 194

INTRODUCTION GENERALE :

Le présent travail a pour objet la propagation des ondes sismiques dans les formations géologiques superficielles.

Dans le cadre général de la sismologie, les formations superficielles, (dont l'épaisseur, pour nous, varie entre quelques dizaines et quelques milliers de mètres) se caractérisent essentiellement par :

- 1) Une structure géomorphologique complexe : l'arrangement géométrique des différentes formations entre elles induit d'importantes phénomènes de diffraction des ondes sismiques.
- 2) Une rhéologie particulière, telle que les hypothèses de linéarité, d'isotropie et d'homogénéité ne sont pas forcément vérifiées, même à l'échelle des fréquences sismiques (notamment dans le cas des sols).

Les caractéristiques des seules formations superficielles au voisinage immédiat d'un site donné peuvent avoir des effets non négligeable sur les mouvements observés lors des tremblements de terre. Les observations de ces effets, dits "de site" sont nombreuses. Citons, entre autres, l'exemple de la ville de LIMA, où, lorsqu'on compare des zones d'urbanisation semblables, on observe des tendances systématiques (d'un séisme à l'autre) dans la répartition des dégâts (REPETTO et al. (1980)).

Les efforts entrepris pour comprendre le pourquoi et le comment de ces effets de site sont nombreux, aussi bien du point de vue expérimental que théorique. TUCKER (1985) a recensé un grand nombre d'observations de terrain. BARD (1983), par des méthodes numériques a calculé, pour des milieux viscoélastiques, la réponse sismique de structures de géométrie relativement simple, et en a dégagé quelques tendances générales. Par contre, la confrontation de ses résultats avec ceux de TUCKER n'est pas entièrement satisfaisante. Il est donc nécessaire d'avancer dans la complexité des modèles, de façon à décrire plus fidèlement les formations superficielles : c'est là l'objet du présent travail, qui s'inscrit dans la directe continuation de celui de BARD (1983). En particulier, notre propos est de prendre en compte deux effets spécifiques, peu connus jusqu'à présent : l'effet d'un arrangement géométrique complexe, et l'influence de la saturation en eau.

Dans la première partie, l'influence d'un arrangement géométrique relativement complexe des formations superficielles est étudiée.

Un programme de calcul de la réponse sismique d'un site donné est présenté, dans le cas des ondes SH. La méthode utilisée combine celle de THOMSON-HASKELL et celle d'AKI-LARNER.

Une étude systématique est réalisée, sur des configurations géométriques idéalisées, de façon à dégager des tendances générales quant au couplage des différents effets mis en jeu, qui sont, notamment :

- \* les effets 1D, dûs aux contrastes d'impédance.
- \* les effets 2D, dûs à la diffraction des ondes sur les interfaces irréguliers.

Enfin, pour les applications au génie parasismique, une comparaison des effets 2D linéaires et 1D non linéaires est présentée en annexe 2.

Dans la deuxième partie, l'influence de la saturation en eau dans les formations superficielles est étudiée.

Dans un premier temps, nous présentons le modèle de BIOT que nous appliquons à l'étude des ondes sismiques dans les milieux saturés, avec quelques compléments apportés par la théorie de l'homogénéisation.

Dans un deuxième temps, nous procédons à une discussion phénoménologique, à partir du calcul de la réponse sismique d'une couche plane de sédiments saturés reposant sur un substratum élastique.

- La présence et l'importance de l'onde P2 est discutée.

- Un accent particulier est mis sur la modélisation de l'interaction fluide-solide aux frontières du milieu poreux. Lorsque les perméabilités sont de l'ordre de  $10e-10$  m<sup>2</sup> environ, il est nécessaire de prendre en compte explicitement la présence de fluide. Notamment, il s'avère incorrect d'approximer le milieu poreux saturé par un milieu viscoélastique monophasique équivalent.

Dans un troisième temps, nous calculons la réponse d'une vallée alluviale saturée d'eau. Le programme de calcul s'avère instable, et le domaine de validité des résultats obtenus est restreint. Néanmoins, des résultats intéressants apparaissent d'un point de vue phénoménologique : d'une part, la présence d'eau a tendance à atténuer les fortes amplifications dues à la résonance 2D des vallées; d'autre part, les phénomènes de diffraction à l'interface accentuent les effets propres à la saturation en eau, en particulier en ce qui concerne l'onde P2.

PREMIERE PARTIE :

INFLUENCE DE L'ARRANGEMENT GEOMETRIQUE DES FORMATIONS SUPERFICIELLES

1. INTRODUCTION :

Dans un milieu stratifié, la présence d'interfaces irrégulières perturbe la propagation du champ d'ondes. Les lois de DESCARTES à l'interface ne sont plus vérifiées, et le champ se diffracte. Une onde plane incidente sur une "bosse" voit son énergie se répartir entre plusieurs directions : autrement dit, le "point d'impact" de l'onde incidente sur l'interface se comporte comme une source rayonnant dans toutes les directions. En certains endroits, suivant la géométrie de cette bosse, l'énergie peut se focaliser, donnant naissance à une amplification, et en d'autres endroits, elle peut se disperser, engendrant ainsi des atténuations.

De nombreux auteurs ont observé expérimentalement ces phénomènes dus à la présence de reliefs. Parmi eux : DAVIS et WEST (1973), GRIFFITH et BOLLINGER (1981), MURPHY et al. (1971), KEY (1967) (pour des ondes de Rayleigh), BERARDI et al. (1978). TUCKER et KING (1983) ont montré, pour des vallées encaissées, l'existence d'une amplification systématique en certains points de la vallée. De plus, des expérimentations sur modèles réduits, (tous les paramètres sont alors contrôlés), mettent en évidence des effets spécifiques à la géométrie des couches en présence. Citons, entre autres : KING et BRUNE (1981), pour des vallées, et ROGERS et al. (1974), pour la topographie. Ces effets se traduisent essentiellement par des phénomènes de résonance importants dus aux couches de surface, une prolongation du signal observé, et en général, l'apparition d'un train énergétique de codas.

Les études numériques sur les effets dus aux irrégularités d'une interface sont nombreuses. En ce qui concerne les applications à la géophysique, une revue comparative des différentes méthodes est exposée dans la thèse de BARD (1983) (p. 5). Citons notamment, sans plus de détail :

\* Les calculs analytiques, dont les résultats sont limités à des géométries simples, mais permettent de "caler" les méthodes numériques : TRIFUNAC (1971), (1973), WONG et TRIFUNAC (1977).

\* Les méthodes de petites perturbations (GILBERT et KNOPOFF (1960), Mc IVOR (1969)), limitées à des irrégularités de petites dimensions par rapport à la longueur d'onde.

\* Les méthodes aux différences finies, couramment développées. Elles fournissent un outil puissant, bien que lourd, pour la prise en compte d'inhomogénéités complexes : BOORE (1972), VIRIEUX (1982), KELLY et al. (1976), ALFORD et al. (1974), ZAHRADNIK (1977, 1979, 1982), HILL et LEVANDER (1983).

\* Les méthodes aux éléments finis : SMITH (1975), AUBRY et al. (1984).

\* Les méthodes de frontières, parmi lesquelles nous retiendrons celles qui font appel à des représentations complètes du champ d'ondes. Physiquement, chaque point de l'interface est assimilé à une source dont le champ rayonné est calculé. Citons : HERRERA (1977,1979), ENGLAND et al. (1980), WONG (1982), et SANCHEZ-SESMA (1978,1979,1982).

\* Les méthodes asymptotiques, tirées de l'optique généralisée, développées par HONG et HELMBERGER (1978), qui calculent la courbure du front d'onde incident sur l'interface irrégulier.

\* Les méthodes des faisceaux gaussiens, dont les développements sont actuellement en pleine expansion (CERVENY et al. (1982), NOWAK et AKI (1983), MADARIAGA (1984). Ces méthodes ont l'avantage d'être très rapides, et sont particulièrement adaptées aux problèmes inverses (pour lesquels, en général, seule la première arrivée est calculée). Cependant, ces méthodes sont valables uniquement à haute-fréquence, et ne permettent pas la reconstitution du champ d'onde complet, la modélisation d'ondes de surface, etc... (pour une application, voir MADARIAGA et GEORGE (1984)).

\* La méthode utilisée dans le présent travail, dite d'AKI-LARNER, basée sur la décomposition spectrale du champ d'onde et sur une discrétisation privilégiée du nombre d'onde dans l'espace associé.

Toutes ces méthodes, lorsqu'elles peuvent être comparées, (i.e. lorsqu'on les utilise dans leur domaine de validité) donnent des résultats analogues. Cependant, la confrontation de leurs résultats avec les données de terrain s'avère peu satisfaisante, dans la plupart des cas (voir, par exemple BARD et TUCKER (1985), qui comparent résultats expérimentaux et numériques). En particulier, les calculs sous-estiment tous l'amplification due à la topographie. Les modèles proposés jusqu'à présent sont donc trop simples pour rendre compte des phénomènes réels. Il est nécessaire d'élaborer des modèles plus complexes.

Dans ce travail, nous nous sommes attachés à superposer, au relief de surface, une stratification de couches sous-jacentes : telle sera notre préoccupation pour nous rapprocher un peu plus de la réalité, par rapport aux modèles "monocouches". Ceci nous a semblé d'autant plus important que les modèles à plusieurs couches à interfaces irréguliers sont rares actuellement. Citons notamment :

\* LARNER (1970), dans sa thèse (p.45), décrit théoriquement comment sa méthode peut être appliquée au cas de plusieurs interfaces irréguliers.

\* ZHRADNIK (1976) calcule des sismogrammes synthétiques pour des ondes SH, pour des inclusions de taille comparable à la longueur d'onde (différences finies).

\* DRAVINSKI (1983), par des méthodes d'équations intégrales aux frontières étudie la réponse d'une structure multicouche idéalisée à une sollicitation harmonique. Le retour au domaine temporel n'est pas fait, et l'interprétation des phénomènes n'est pas donnée.

\* TOKI et SATO (1983) utilisent aussi des méthodes aux frontières ("boundary element method"). Ils développent des applications à différentes configurations à la fois théoriques et réelles pour des ondes SH. Notamment, ils modélisent le bassin sédimentaire d'Osaka et mettent en évidence des phénomènes d'amplifications importants.

\* AUBRY et al. (1984), et MODARESSI (thèse en cours) traitent le cas des ondes P et SV à l'aide d'éléments finis. Les frontières absorbantes sont représentées par des éléments paraxiaux. Ces modèles sophistiqués, en cours d'élaboration, permettent notamment de prendre en compte des lois de comportement non linéaires pour les matériaux de surface.

Le modèle envisagé dans ce travail, dit "multicouche", est représenté sur la figure 1. Il est constitué de formations géologiques à interfaces irréguliers. A l'intérieur de chaque formation, nous introduisons une stratification horizontale. De plus, un gradient vertical de vitesse, propre à chaque sous-couche, est introduit. Les milieux considérés sont viscoélastiques : l'atténuation est modélisée au moyen du facteur de qualité, propre à chaque unité lithologique.

Les points essentiels de la méthode d'AKI-LARNER utilisée sont rappelés en annexe 1. Par souci de simplicité, nous ne traitons que le cas des ondes SH. Notre modèle bidimensionnel demeure, dans l'esprit, rigoureusement identique à ceux de BARD (1983), mais est plus complexe dans sa géométrie.

Pour terminer cette introduction, une note destinée aux mécaniciens des sols : notre étude se limite au cas des matériaux linéaires, puisque ce sont les effets 2D spécifiques à la géométrie du site que nous étudions (physiquement, cela correspond au cas des faibles sollicitations dynamiques, pour lesquelles les matériaux n'ont pas encore atteint leur domaine de comportement non-linéaire). En annexe 2 figure une étude comparée des effets linéaires 2D et non linéaires 1D (représentés par le programme SHAKE).

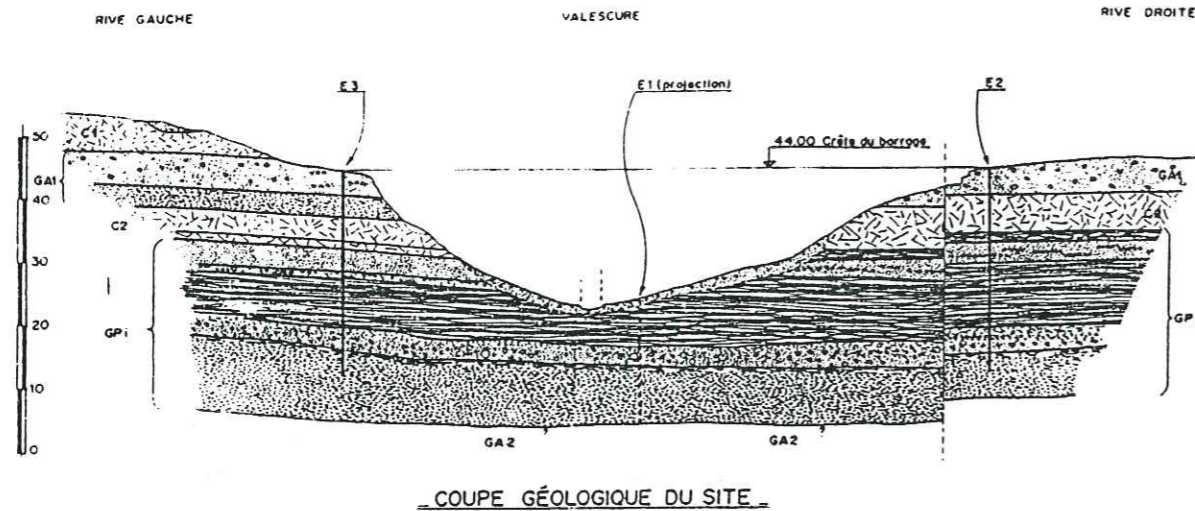


Figure 1 : Exemple type de configuration modélisable avec le programme "multicouche" : coupe géologique simplifiée du barrage du Saint Esprit (Alpes Maritimes). Un interface irrégulier est défini par la crête du barrage et le rocher encaissant qui la prolonge. L'autre interface est défini par la base du barrage. La stratification sub-horizontale (assimilée à l'horizontale) peut être prise en compte. RANTOINE est l'auteur de cette coupe.

C1: Dolérite supérieure  
 GA1: Grès arkosiques supérieurs  
 CZ: Dolérite moyenne  
 GP1: Grès et pailles inférieurs  
 GA2: Grès arkosiques et conglomératiques inférieurs

FIGURE 2 : CONFIGURATION IDEALISEE

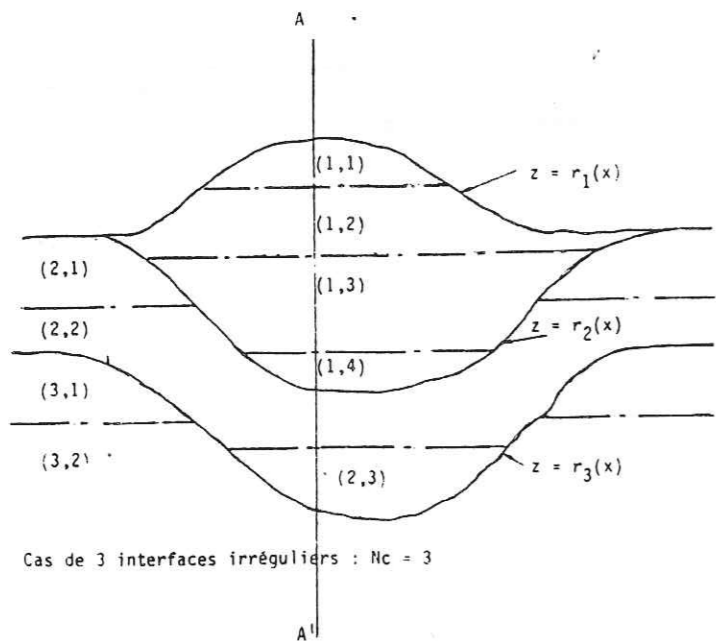


Figure 2a : Géométrie des interfaces

(j,m) désigne le milieu noté (j,m) dans le texte : j-ème sous-couche horizontale du milieu m.

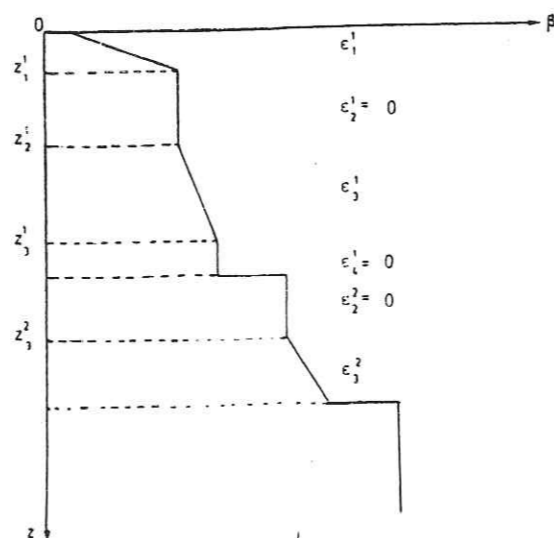


Figure 2b : Profils de vitesses. Coupe AA

Une loi particulière de vitesse est définie dans chaque sous-couche j, suivant la relation :  $\beta_j^m = \beta_0 (1 + \epsilon_j^m z)$   $z_j^m$  désigne le toit de la sous-couche j du milieu m.

2. REPRESENTATION D'UN CHAMP D'ONDE DANS UN MILIEU VERTICALEMENT INHOMOGENE :

L'applicabilité de la méthode d'AKI-LARNER suppose la décomposition du champ d'ondes suivant l'expression :

$$(1) \quad u(x, z, t) = e^{i\omega t} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ A(k) Z_1(z, k) + B(k) Z_2(z, k) \right\} e^{-ikx} dk$$

où :

\* (x-z) est le plan de référence (il n'y a pas de dépendance en y).

\* u est le déplacement perpendiculaire à ce plan ( onde SH).

Dans un milieu infini homogène, les fonctions  $Z_1(z, k)$  et  $Z_2(z, k)$  ont la forme d'ondes planes (en annexe 1, on montre ce que deviennent ces fonctions en présence d'un diffracteur). Dans le cas présent où les milieux sont verticalement inhomogènes suivant une loi de vitesse (z) en fonction de la profondeur, il est nécessaire d'exhiber la forme des fonctions  $Z_1$  et  $Z_2$ .

Pour cela, reprenons le calcul de EWING-JARDETSKY-PRESS (1957). Soit un milieu, dans lequel les vitesses des ondes de cisaillement varient avec la profondeur avec un gradient constant (voir par exemple figure 2b). Alors, l'équation de propagation des ondes SH s'écrit :

$$(2) \quad \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \mu \Delta u + \frac{\partial u}{\partial z} \cdot \frac{\partial \mu}{\partial z}$$

où :

\*  $\mu$  est la rigidité.

\*  $\rho$  est la densité.

\*  $\Delta$  est le laplacien.

On pose  $u = U/\sqrt{\mu}$  et (2) devient :

$$(3) \quad \rho \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = \mu \left[ \Delta U + U \left( \frac{1}{2\mu} \cdot \frac{\partial \mu}{\partial z} \right)^2 - \frac{1}{2\mu} \left( \frac{\partial \mu}{\partial z} \right)^2 \right]$$

On pose alors :

$$(4) \quad U(x, z, t) = Z(z) e^{i(\omega t - kx)} \quad \text{et} \quad \beta^2 = \mu/\rho$$

L'équation (3) devient :

$$(5) \quad Z'' + \left[ -\frac{\omega^2}{\beta^2} - k^2 + \frac{\mu'^2}{4\mu^2} - \frac{\mu''}{2\mu} \right] Z = 0$$

où :

- \* Z' est noté pour  $\partial\mu/\partial z$
- \* Z'' est noté pour  $\partial^2\mu/\partial z^2$

Le gradient étant supposé constant, et égal à  $\epsilon\beta_0$ , les paramètres mécaniques s'écrivent :

$$\beta = \beta^0 (1 + \epsilon z) \quad \mu = \mu_0 (1 + \epsilon z)^2$$

Alors, (5) devient :

$$(6) \quad Z'' + \frac{\omega^2}{\beta_0^2 (1 + \epsilon z)^2} - k^2 \quad Z = 0$$

Les solutions de (5) sont de forme différente, selon que l'incidence est nulle ( $k=0$ ), ou oblique ( $k \neq 0$ ).

Solution pour  $k = 0$  :

$$(7) \quad Z(z) = A (1 + \epsilon z)^{r_1} + B (1 + \epsilon z)^{r_2}$$

où :

$$r_1 = 0.5 + (0.25 - \omega^2/\beta_0^2 \epsilon^2)^{1/2}$$

$$r_2 = 0.5 - (0.25 - \omega^2/\beta_0^2 \epsilon^2)^{1/2}$$

Solution pour  $k \neq 0$  :

On pose  $y = (2k/\epsilon)(1 + \epsilon z)$ . Alors, de (6), il vient :

$$(8) \quad \frac{d^2 Z}{dy^2} + \left[ \frac{\omega^2}{\beta_0^2 \epsilon^2} \frac{1}{y^2} - \frac{1}{4} \right] Z = 0$$

(8) est une équation de Whittaker, dont la forme générale s'écrit :

$$(9) \quad \frac{d^2 M_{l,m}}{dy^2} + \left[ \frac{1}{4} - \frac{m^2}{y^2} + \frac{1}{y} - \frac{1}{4} \right] M_{l,m} = 0$$

De (8), les solutions s'écrivent :

$$(10) \quad Z(y) = A(k) M_{0,m}(y) + B(k) M_{0,-m}(y)$$

où :  $m = 0.25 - (\omega^2 / \beta_0^2 \epsilon^2)$

Les fonctions M, dites de Whittaker, sont de la forme :

$$(11) \quad M_{0,m}(y) = y^{m+1/2} \left( 1 + \sum_{p=1}^{\infty} \frac{y^{2p}}{2^{2p} p! (m+1) \dots (m+p)} \right)$$

D'après (10), le déplacement  $u(x,z,t)$  se met sous la forme :

$$(1 \text{ bis}) \quad u(x, z, t) = e^{i(\omega t - kx)} (A(k) \cdot Z_1(z, k) + B(k) \cdot Z_2(z, k))$$

où :

$$(12) \quad \begin{cases} * Z_1(z, k) = M_{0,m}(y) / (1 + \epsilon z) \\ * Z_2(z, k) = M_{0,-m}(y) / (1 + \epsilon z) \end{cases}$$

Par sommation sur tous les nombres d'ondes k, on retrouve une équation de type (1) pour exprimer le champ des déplacements u.

\*\*\*\* Pour résumer :

Dans un milieu verticalement inhomogène pour lequel la vitesse varie linéairement avec la profondeur, les champs des déplacements peuvent se mettre sous la forme (1), et que :

\* Lorsque le gradient est non nul, Z1 et Z2 sont de la forme (7) pour  $k = 0$ , et de la forme (12) pour  $k \neq 0$ .

\* Lorsque le gradient est nul (milieu homogène), on revient à l'expression des ondes planes progressives :

$$Z_1(z, k) = e^{ivz} \quad \text{et} \quad Z_2(z, k) = e^{-ivz}$$

où :  $v = \frac{\sqrt{\omega^2 - k^2}}{\beta^2}$  avec  $\text{Im}(v) < 0$

Au cours des applications (après la partie théorique), seul le cas du gradient nul est envisagé.

3 - LA METHODE : LE PROPAGATEUR D'AKI - LARNER :

3-1. PRESENTATION GENERALE, ET DESCRIPTION DU CHAMP D'ONDE

\*\*\*\*\* Présentation générale

Dans le présent travail, on applique la méthode d'AKI-LARNER (AL) à un empilement de couches à interfaces irréguliers. Le principe de la méthode générale pour un interface est rappelé en annexe 1. Ce chapitre en propose une extension. La démarche adoptée est similaire à celle de THOMSON-HASKELL développée pour une stratification plane. On "propage", d'un interface irrégulier à l'autre, des vecteurs analogues aux vecteurs déplacements-contraintes, exprimés dans l'espace des nombres d'ondes, et ceci en inversant une matrice élémentaire. Dans le cas des couches planes, cette matrice est d'ordre 2. Dans notre cas, la dimension dépend de l'ordre de N de la troncature imposée lors de la décomposition du champ suivant le nombre d'onde (voir en annexe 1, l'expression 9). Cette dimension vaut : 2\*(2N+1).

\*\*\*\* Description du champ d'ondes :

La structure étudiée est représentée sur la figure 2a, dans le plan x-z, le profil des vitesses étant représenté sur la figure 2a. Elle est constituée de Nc couches à interfaces irréguliers, numérotées du "bas" vers le "haut", reposant sur un demi-espace stratifié infini. La couche supérieure a une surface libre. Chaque couche m est composée de l sous-couches horizontales, et, par la suite, on appellera "milieu (j,m)" la j-ème sous-couche horizontale de la couche m (la numérotation des sous-couches va du "haut" vers le "bas"). Chaque milieu (j,m) est caractérisé par :

- \* La vitesse des ondes de cisaillement au toit du milieu : vTj^m.
\* La quantité epsilon\_j^m, proportionnelle au gradient (constant) de vitesse (voir figure 2b). Si zt\_j^m est la cote du toit, la vitesse en un point du milieu de cote z vaut :

(13) vs(z) = vs\_j^m \* (1 + epsilon\_j^m \* (z - zt\_j^m))

- \* La densité d.

L'atténuation est introduite par l'intermédiaire de vitesses complexes, calculées à partir du facteur de qualité Q\_j^m propre au milieu, suivant la formulation classique, décrite, par exemple, par AKI et RICHARDS (1979) (p.182).

Le champ de déplacement incident, orienté suivant la direction y, est une onde plane SH progressive monochromatique venant de l'infini, et vaut :

(14) u\_o(x, z, t) = e^{i\omega t} e^{-i(k\_o x - v\_o z)}

- où :
\* \omega est la fréquence angulaire
\* k\_o est le nombre d'onde horizontal
\* v\_o est le nombre vertical.

Ce champ subit des réflexions et diffractions multiples dues à la stratification du demi-espace inférieur, mais, en vertu des lois de Descartes, conserve toujours le même nombre d'onde horizontal k\_o. Ce champ "mono k" se diffracte sur le premier interface irrégulier, et se disperse dans toutes les directions, en balayant tout le spectre des nombres d'ondes horizontaux k. Un rai diffracté dans la direction k à l'intérieur de la couche subit, lui aussi, des réflexions et transmissions multiples, régies par les lois de Descartes, et causées par la stratification plane. Arrivé au deuxième interface irrégulier, ce rai se diffracte à son tour dans toutes les directions, et ainsi de suite... Finalement, un régime permanent s'établit, et en tout point M d'ordonnée z du milieu (j,m), le champ d'ondes s'écrit, d'après l'expression (1) :

(15) u(x, z, t) = e^{i\omega t} \int\_{-\infty}^{+\infty} [A\_j^m z A\_j^m(z, k) + B\_j^m z B\_j^m(z, k)] e^{-ikx} dk

- où :
\* A\_j^m et B\_j^m(k) sont les inconnues à calculer. Elles quantifient l'énergie rayonnée dans la direction k. Elles ne dépendent que du milieu (j,m) considéré.

\* Z A\_j^m(z, k) et Z B\_j^m(z, k) sont les bases de fonctions solutions de l'équation des ondes dans le milieu (j,m) associées au nombre d'onde k. Leur expression est donnée par la formule (7). Lorsque le milieu (j,m) est homogène, les fonctions Z A\_j^m(z, k) et Z B\_j^m(z, k) sont de la forme :

(16) { Z A\_j^m(z, k) = e^{i v\_j^m z} onde "montante"
Z B\_j^m(z, k) = e^{-i v\_j^m z} onde "descendante"

avec :

v^2 + k^2 = \frac{\omega^2}{vs(z)^2} et Im v \le 0

Ainsi, la dépendance en z dans l'expression de u(x,z,w) se traduit par les indices j et m, et par la valeur des fonctions (connues) ZA(z,k) et ZB(z,k).

L'originalité de la méthode d'AKI-LARNER est alors de supposer que la structure irrégulière se reproduit périodiquement dans l'espace : chaque interface est périodique et L est la période commune. Le problème consiste à calculer le champ diffracté par une infinité de structures identiques à l'originale, et disposées périodiquement. Le retour au champ diffracté par une irrégularité unique se fait comme indiqué en annexe 1, par l'introduction d'une fréquence complexe, dont l'effet est d'atténuer les arrivées dues aux structures adjacentes. La périodisation impose une discrétisation privilégiée pour le calcul de la somme (15) (Voir annexe 1 : c'est là le point clef de la méthode d'AL). On pose :

$$k_n = k_0 + \frac{2\pi}{L} n \text{ avec } n \in \mathbb{Z}$$

et on obtient une valeur EXACTE de l'intégrale (15) devient (en omettant l'exponentielle  $\exp(i \omega t)$ ) :

$$(17) \quad u(x, z, \omega) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left[ A_j^m(k_n) Z A_j^m(z, k_n) + B_j^m(k_n) Z B_j^m(z, k_n) \right] e^{-ik_n x}$$

Tronquée à l'ordre N, la somme devient :

$$(18) \quad u(x, z, \omega) = \frac{2\pi}{L} \sum_{n=-N}^{+N} \left[ A_j^m(k_n) \cdot Z A_j^m(z, k_n) + B_j^m(k_n) \cdot Z B_j^m(z, k_n) \right] e^{-ik_n x}$$

Telle est la forme des déplacements à laquelle aboutit la résolution des seules équations de champ dans chacun des milieux (j,m). Le problème est maintenant de calculer les fonctions inconnues  $A_j^m(k)$  et  $B_j^m(k)$ , et ceci, à l'aide des équations de continuité aux interfaces.

Une méthode de calcul est présentée au paragraphe suivant.

### 3-2. LA METHODE DU PROPAGATEUR :

Etape 1 : Se ramener à deux inconnues par couche m.

Le but est d'exprimer toutes les fonctions inconnues  $A_j^m(k_n)$  et  $B_j^m(k_n)$  en fonction de  $A_1^m(k_n)$  et  $B_1^m(k_n)$ . Ceci s'obtient aisément en appliquant, pour la stratification correspondant à la couche m un calcul du type THOMSON-HASKELL, effectué pour des couches verticalement inhomogènes à gradient constant. Pour chaque nombre d'onde k, on obtient une expression du type :

$$(19) \quad \begin{bmatrix} A_j^m(z, k_n) \\ B_j^m(z, k_n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_j^m \end{bmatrix}_n \times \begin{bmatrix} A_1^m(z, k_n) \\ B_1^m(z, k_n) \end{bmatrix}$$

où la matrice  $2 \times 2 \begin{bmatrix} T_j^m \end{bmatrix}_n$  est le propagateur de THOMSON-HASKELL, calculé pour une onde d'incidence k.

Etape 2 : Expression du champ en un point M du milieu (j,m) à l'aide des seules fonctions  $A_1^m(k_n)$  et  $B_1^m(k_n)$ .

En injectant l'expression (19) dans (17), il vient :

$$(20) \quad u(x, z, \omega) = \sum_{n=-N}^{+N} \left[ A_1^m(k_n) W A_j^m(z, k_n) + B_1^m(k_n) \cdot W B_j^m(z, k_n) \right] e^{-ik_n x}$$

avec :

$$(21) \quad \begin{bmatrix} W A_j^m(z, k_n) \\ W B_j^m(z, k_n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_j^m \end{bmatrix}_n^t \times \begin{bmatrix} Z A_j^m(z, k_n) \\ Z B_j^m(z, k_n) \end{bmatrix}$$

où  $T^t$  désigne la matrice transposée de T.

Les fonctions  $W A_j^m(z, k_n)$  et  $W B_j^m(z, k_n)$  étant connues, le champ de déplacements peut s'exprimer, en tout point de la couche m, grâce aux seules fonctions  $A_1^m(k_n)$  et  $B_1^m(k_n)$ , elles mêmes entièrement définies par leur valeur aux points  $k_{-N}, \dots, k_0, \dots, k_N$ . Pour chaque couche m, il y a donc au plus  $2 \cdot (2N+1)$  inconnues, qui sont :  $A_j^m(k_{-N}), \dots, A_j^m(k_N)$  et  $B_j^m(k_{-N}), \dots, B_j^m(k_N)$ .



Pour la formation du bas on fait l'hypothèse de Rayleigh, suivant laquelle le champ diffracté est dirigé vers le "bas" dans la dernière sous-couche de la dernière couche. Il y a donc, au total,  $(2*N_c - 1) * (2N + 1)$  inconnues.

Etape 3 : Expression des conditions de continuité aux frontières :

Soit M un point de l'interface  $(m+1)$  séparant les couches  $m$  et  $m+1$ . Dans la couche  $m$ , M appartient au milieu  $(j,m)$ , et dans la couche  $m+1$ , au milieu  $(l,m+1)$ . Soient  $(x,z)$  ses coordonnées. En M, le déplacement vaut :

$$(22) u_j^m(n, z, \omega) = \sum_{-N}^N [A_1^m(k_n) WA_j^m(z, k_n) + B_1^m(k_n) WB_j^m(z, k_n)] e^{-ik_n x}$$

ou encore :

$$(23) u_l^{m+1}(x, z, \omega) = \sum_{-N}^N [A_1^{m+1}(k_n) WA_l^{m+1}(z, k_n) + B_1^{m+1}(k_n) WB_l^{m+1}(z, k_n)] e^{-ik_n x}$$

avec :  $z = r(x)$ .

Les équations de continuité s'écrivent :

\* pour les déplacements :

$$(24) u_j^m(x, r(x)) = u_l^{m+1}(x, r(x))$$

\* pour les contraintes :

$$(25) \mu_j^m \frac{\partial u_j}{\partial n} = \mu_l^{m+1} \frac{\partial u_l}{\partial n}$$

avec :

\*  $\partial/\partial n$  noté pour  $n_x \frac{\partial}{\partial x} + n_z \frac{\partial}{\partial z}$  si  $n = (n_x, n_z)$  est le vecteur normal à l'interface.

\*  $\mu_j^m$  module de cisaillement du milieu  $(j,m)$ .

A la surface libre, on n'a que l'équation de contrainte nulle. Pour le dernier interface, on doit rajouter le terme incident au membre de droite de (24) et (25). C'est à dire, le vecteur  $f(x)$ , composé par le déplacement et la contrainte dus au seul déplacement incident  $u$ , et calculé au point M de l'interface  $N_c$ .

En développant l'expression des déplacements dans les équations de continuité, on obtient les expressions suivantes :

$$(26) \left\{ \begin{aligned} & \sum_{n=-N}^{N} [A_1^m(k_n) WA_j^m(r^m(x), k_n) + B_1^m(k_n) WB_j^m(r^m(x), k_n)] e^{-ik_n x} \\ & = \sum_{n=-N}^{N} [A_1^{m+1}(k_n) WA_l^{m+1}(r^m(x), k_n) + B_1^{m+1}(k_n) WB_l^{m+1}(r^m(x), k_n)] e^{-ik_n x} \\ & \sum_{n=-N}^{N} [A_1^m(k_n) TA_j^m(r^m(x), k_n) + B_1^m(k_n) TB_j^m(r^m(x), k_n)] e^{-ik_n x} \\ & = \sum_{n=-N}^{N} e^{-ik_n x} [A_1^{m+1}(k_n) TA_l^{m+1}(r^m(x), k_n) + B_1^{m+1}(k_n) TB_l^{m+1}(r^m(x), k_n)] \end{aligned} \right.$$

où on a noté :  $TA_j^m(z, k_n) = \frac{\partial}{\partial n} (WA_j^m \mu_j^m)$  et  $TB_j^m(z, k_n) = \frac{\partial}{\partial n} (WB_j^m \mu_j^{m+1})$

Etape 4 : Transformée de Fourier des équations de continuité :

Les équations (24) et (25) sont valables pour tout point  $x$  de l'interface  $m$  considéré. Les écrire (afin de les résoudre numériquement) en  $2*(2N+1)$  points de l'interface choisis présente l'inconvénient qu'on peut "mal choisir" et se trouver face à une indétermination. C'est pourquoi, AKI et LARNER proposent de transformer ces équations dans le domaine de Fourier spatial par rapport à  $x$ .

De plus (et surtout), en prenant la T. de F., on prend en compte toute l'information, alors qu'on en aurait perdu en se limitant à un échantillonnage de points sur l'interface.

Le système (24)-(25) devient :

$$(27) \frac{1}{L} \int_{-L}^L u^m(x, r^m(x), \omega) \cdot e^{\frac{2ip\pi x}{L}} \cdot dx = \frac{1}{L} \int_{-L}^L u^{m+1}(x, r^{m+1}(x), \omega) \cdot e^{\frac{2i\ell p\pi x}{L}} dx$$

$$(28) \frac{1}{L} \int_{-L}^L \mu_j^m \frac{\partial}{\partial n} u^m(x, r^m(x), \omega) \cdot e^{\frac{2ip\pi x}{L}} dx = \frac{1}{L} \int_{-L}^L \mu_l^{m+1} \frac{\partial}{\partial n} u^{m+1}(x, r^{m+1}(x), \omega) \cdot e^{\frac{2i\ell p\pi x}{L}} dx$$

Explicitement, ces équations s'écrivent :

$$(29) \sum_{-N}^N A_1^{(m)}(k_n) HA_{pn}^{(m)} + \sum_{-N}^N B_1^{(n)}(k_n) HB_{pn}^{(m)} = \sum_{-N}^N A_1^{(m+1)}(k_n) HA_{pn}^{(m+1)} + \sum_{-N}^N B_1^{(m+1)}(k_n) HB_{pn}^{(m+1)}$$

$$(30) \sum_{-N}^N A_1^{(m)}(k_n) GA_{pn}^{(m)} + \sum_{-N}^N B_1^{(n)}(k_n) GB_{pn}^{(m)} = \sum_{-N}^N A_1^{(m+1)}(k_n) GA_{pn}^{(m+1)} + \sum_{-N}^N B_1^{(m+1)}(k_n) GB_{pn}^{(m+1)}$$

avec les notations suivantes :

$$(31) HA_{pn}^m = \frac{1}{L} \int_{-L}^L e^{\frac{2i\pi}{L}(p-n)x} \cdot WA_j^{(m)}(r^m(x), k_n) \cdot dx$$

$$(33) GA_{pn}^m = \frac{1}{L} \int_{-L}^L e^{\frac{2i\pi}{L}(p-n)x} \cdot TA_j^{(m)}(r^m(x), k_n) \cdot dx$$

$$(32) HB_{pn}^m = \frac{1}{L} \int_{-L}^L e^{\frac{2i\pi}{L}(p-n)x} \cdot WB_j^{(m)}(r^m(x), k_n) \cdot dx$$

$$(34) GB_{pn}^m = \frac{1}{L} \int_{-L}^L e^{\frac{2i\pi}{L}(p-n)x} \cdot TB_j^{(m)}(r^m(x), k_n) \cdot dx$$

Dans les intégrales (31) à (34), l'indice j du milieu auquel appartient le point courant M ne dépend que de x. Il y a 2\*(2N+1) équations par interface enfoui. Pour la surface libre (interface 1, m=0), il n'y a que 1' équation sur les contraintes, avec un membre de gauche égal à zéro. Ainsi, le problème se ramène à un système de (2N<sub>C</sub>-1)\*(2N+1) équations à autant d'inconnues. La résolution proposée consiste à inverser les équations pour l'interface inférieur et à propager la solution d'un interface à l'autre jusqu'en surface. Pour cela, il convient d'introduire la notation matricielle.

Etape 5 : Expression matricielle des équations de continuité transformées:

\* Pour l'interface m/m+1 (m < N<sub>C</sub>), les équations de continuité se mettent sous la forme matricielle suivante :

$$(35) \quad \begin{bmatrix} C_B^m \\ C_T^m \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1^m \\ B_1^m \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_T^{m+1} \\ C_B^{m+1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1^{m+1} \\ B_1^{m+1} \end{bmatrix}$$

où désigne la matrice 2\*(2N+1) suivante :

$$(36) \quad C_{B_{ij}}^m = HA_{ij}^m \quad \text{pour } j \leq 2N+1 \text{ et } i \leq N+1$$

$$(37) \quad C_{B_{ij}}^m = HA_{ij}^m \quad \text{pour } j \leq 2N+1 \text{ et } 2N+1 < i < 2(2N+1) \\ \text{avec } i' = i - (2N+1)$$

$$(38) \quad C_{B_{ij}}^m = TA_{ij}^m \quad \text{pour } 2N+1 < j < 2 \times (2N+1) \text{ et } i < 2N+1 \\ \text{avec } j' = j - (2N+1)$$

$$(39) \quad C_{B_{ij}}^m = TB_{i'j'}^m \quad \text{pour } 2N+1 < j < 2 \times (2N+1) \\ \text{et } 2N+1 < i \leq 2 \times (2N+1) \\ \text{avec } i' = i - (2N+1) \\ \text{et } j' = j - (2N+1)$$

Le suffixe B désigne la matrice calculée au "bas" de la couche (ici pour la couche m), tandis que le suffixe T tient pour le "toit" de la couche (ici : couche m+1).

\* Pour le dernier interface (m=N<sub>C</sub>), un terme iN<sub>C</sub> incident apparaît. De plus, d'après l'hypothèse de Rayleigh, les termes A<sub>j</sub><sup>m</sup>(k<sub>n</sub>) et B<sub>j</sub><sup>m</sup>(k<sub>n</sub>) sont linéairement indépendants. Les équations de continuité s'écrivent matriciellement :

$$(40) \quad \begin{bmatrix} C_B^{N_C-1} \\ C_T^{N_C-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1^{N_C-1} \\ B_1^{N_C-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_T^{N_C} \\ C_B^{N_C} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \lambda B_1^{N_C} \\ B_1^{N_C} \end{bmatrix} + [F]$$

où (F) est le vecteur déplacement-contraintes incident, qui s'écrit :

$$(41) \quad F(p) = \frac{1}{L} \int_{-L}^L u_0^{N_C}(x, \omega) e^{\frac{2ip\pi x}{L}} dx \quad \text{pour } p \leq 2N+1$$

$$(41 \text{ bis}) \quad F(p) = \frac{1}{L} \int_{-L}^L \mu^{N_C} \frac{\partial u_0^{N_C}}{\partial n}(x, \omega) e^{\frac{2ip\pi x}{L}} dx \quad \text{pour } 2N+1 < p \leq 2(2N+1)$$

où u est la valeur du déplacement à l'interface N<sub>C</sub>, calculé à partir du déplacement dans la dernière sous-couche de la dernière couche, par une méthode du type THOMSON-HASKELL appliqué à la dernière couche.

\* A la surface libre, on écrit que les composantes correspondant aux contraintes du vecteur :

$$(42) \quad \begin{bmatrix} C_T^1 \\ C_B^1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1^1 \\ B_1^1 \end{bmatrix}$$

sont nulles. Soit (S) la matrice issue de la troncation de [C<sub>T</sub><sup>1</sup>] aux (2\*N+1) dernières lignes.

L'écriture matricielle du système global à résoudre est de la forme :

$$(43) \quad \begin{cases} |S| \begin{bmatrix} A_1^1 \\ B_1^1 \end{bmatrix} = 0 \\ \dots \\ \begin{bmatrix} C_B^m \\ C_T^m \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1^m \\ B_1^m \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_T^{m+1} \\ C_B^{m+1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1^{m+1} \\ B_1^{m+1} \end{bmatrix} \\ \dots \\ \begin{bmatrix} C_B^{N_C-1} \\ C_T^{N_C-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1^{N_C-1} \\ B_1^{N_C-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_T^{N_C} \\ C_B^{N_C} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \lambda B_1^{N_C} \\ B_1^{N_C} \end{bmatrix} + [F] \end{cases}$$

Formellement, on retrouve exactement la formulation proposée par THOMSON-HASKELL, où les vecteurs  $(A_1^m, B_1^m)$  remplacent les vecteurs déplacements-contraintes habituels. On "propage" ces vecteurs de l'interface  $N_c$  jusqu'à la surface.

Etape 6 : Résolution.

L'objet est de calculer le vecteur  $B_1^{N_c}$ . Le système (43) se ramène aisément au système  $(2*N+1)*(2*N+1)$  suivant :

$$(44) \quad (S) (G) (C_T^{N_c}) \begin{pmatrix} \lambda B_1^{N_c} \\ B_1^{N_c} \end{pmatrix} = - (S) (G) (F)$$

avec :

$$(45) \quad (G) = (C_B^1)^{-1} \times (C_T^2) \times (C_T^2) (C_B^2)^{-1} \times \dots \times (C_T^m) (C_B^m)^{-1} \times \dots \times (C_T^{N_c-1}) (C_B^{N_c-1})^{-1}$$

A partir de l'expression du vecteur  $B_1^{N_c}$ , on remonte à l'expression des vecteurs  $A_1^m$  et  $B_1^m$  par l'intermédiaire des équations (43).

En tout point du milieu, les déplacements s'obtiennent alors en injectant la valeur calculée des coefficients  $A_1^m$  et  $B_1^m$  dans l'expression (18). Lorsqu'on veut les déplacements en un point de l'interface  $m/m+1$ , il est alors plus rapide de calculer la transformée de Fourier inverse du vecteur suivant :

$$(46) \quad (C_B^m) \begin{pmatrix} A_1^m \\ B_1^m \end{pmatrix}$$

3-3 Temps CPU et validité de la méthode :

\*\*\*\* Temps CPU

La méthode exige l'inversion de matrices complexes d'ordre  $2*(2*N+1)$  autant de fois qu'il y a d'interfaces irréguliers. C'est dans ces opérations d'inversions que l'essentiel du temps calcul est employé, d'autant plus que, pour le calcul de sismogrammes synthétiques, elles se reproduisent à chaque fréquence.

Le choix de l'indice de troncature a été discuté par BARD (1983) et dépend de la "longueur de périodicité" définie dans l'annexe 1). En général, on prend :

$$N = \frac{\text{longueur de périodicité}}{\text{plus petite longueur d'onde}} + 5$$

Ainsi, on arrive très vite à des valeurs de  $N$  supérieures à 50, et à des matrices d'ordre 200. Un ordre de grandeur du temps CPU CRAY-1 nécessaire au calcul est reporté sur le tableau I, en fonction de l'indice de troncature, le nombre d'interfaces irréguliers, et le nombre de pas en fréquences. Les sous-routines d'inversion vectorisées du type "LINPACK" (1980) ont été utilisées.

TABLEAU I : TEMPS C.P.U. CRAY POUR QUELQUES CONFIGURATIONS

PROFIL	NOMBRE D'INTERFACES IRREGULIERS	INDICE DE TRONCATURE MAXIMAL	NOMBRE DE FREQUENCES	TEMPS C.P.U.
figure 5	1	40	32	1' 11"
figure 23 (B2)	2	73	64	6' 52"
figure 18	4	22	32	1' 26"
figure 15	4	57	64	15' 46"

\*\*\*\*\* Validité du modèle "multicouche" :  
-----

Dans sa thèse, LARNER (1970) décrit en détail des tests de cohérence interne de sa méthode, notamment en évaluant les erreurs quadratiques moyennes effectuées sur les déplacements aux interfaces. De plus, les résultats de la méthode ont été confrontés à plusieurs reprises avec ceux de autres méthodes numériques (cohérence externe). BARD et BOUCHON (1980b), SANCHEZ-SESMA et ROSENBLUETH (1979) passent en revue les tests de confrontation mutuelle entre les différentes méthodes. MODARESSI (1985) cale aussi ses résultats, dans le cas P-SV, sur ceux de BARD. Nous renvoyons à la thèse de BARD (1983) pour un inventaire plus complet des comparaisons effectuées.

En fait, il est normal que tous les modèles donnent les mêmes résultats, dès lors que les mêmes hypothèses sont faites quant à la rhéologie du milieu, la nature de l'onde incidente, etc.. De ce fait, puisqu'on connaît les limites de la méthode d'AL appliquée à un modèle monocouche, nous avons testé la validité du modèle multicouche en évaluant les erreurs supplémentaires qu'entraîne la prise en compte de plusieurs interfaces irréguliers. On compare AL à AL, et d'un point de vue théorique, l'erreur due à l'hypothèse de Rayleigh est la même dans les deux cas. Les erreurs dues à la présence de plusieurs interfaces irréguliers sont d'ordre numérique, et de deux types :

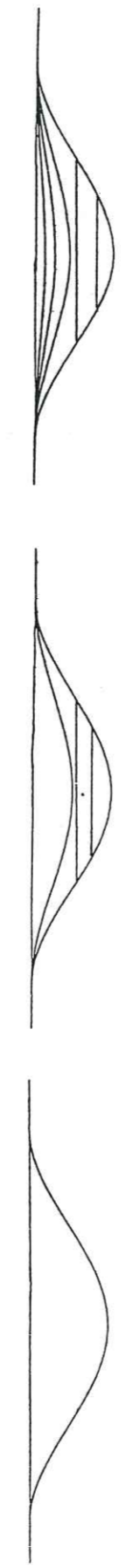
- \* Dans chaque couche, le champ est tronqué à l'ordre N, et l'erreur de troncature est ainsi répétée.
- \* Les erreurs de calcul s'accroissent à chaque nouvelle inversion de la matrice d'ordre  $2*(2*N+1)$ .

Pour évaluer l'ordre de grandeur de ces erreurs, nous avons considéré plusieurs configurations géométriques. Par exemple, la figure 3 représente deux d'entre elles : il s'agit d'une vallée alluviale, ( cas 3a), ou bien d'un demi-espace, limité par une surface irrégulière (cas 3b). Nous avons alors comparé les déplacements de surface avec ceux obtenus lorsqu'on rajoute, à l'intérieur de la vallée, ou bien parallèlement à la topographie, plusieurs interfaces fictifs, i.e. séparant des milieux ayant les mêmes caractéristiques mécaniques.

Pour toutes les configurations testées, les résultats entre les modèles à une ou plusieurs couches coïncident à  $10e-4 - 10e-3$  près, même dans le cas de 4 interfaces irréguliers fictifs. L'introduction de plusieurs irrégularités ne semble donc pas restreindre le domaine d'applicabilité numérique de la méthode.

TESTS DE COHERENCE INTERNE

Cas 3a



Cas 3b

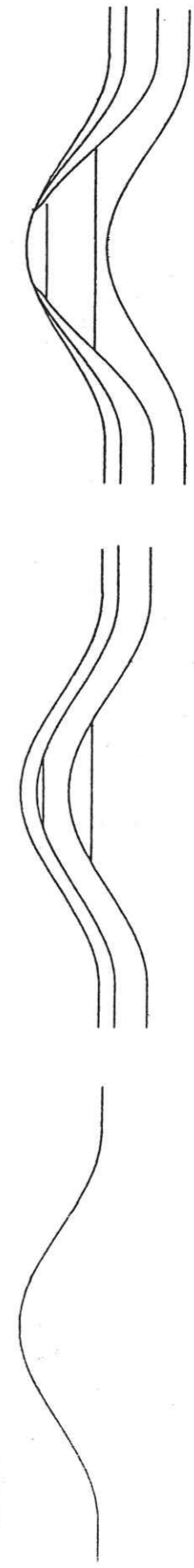


Figure 3 : Tests de cohérence interne du programme "multicouche". Les interfaces sont "fictifs"; i.e.: les milieux qu'ils délimitent ont les mêmes caractéristiques mécaniques. Pour tous les cas testés, les déplacements de surface et les amplitudes des ondes sont indifférents (à  $10^{-3}$  près) à la présence de ces interfaces fictifs.

### 3-4 A PROPOS DES ONDES SH :

D'un point de vue pratique, l'étude de la diffraction des ondes P ou SV entraîne des complications considérables. Les déplacements ont lieu sur les deux composantes x et z, et on quadruple le nombre d'inconnues, et donc, la dimension des matrices à inverser. De ce fait, on double la place mémoire nécessaire. De plus, le temps d'exécution des sous-routines d'inversion varie comme le cube de la dimension de la matrice à inverser. Donc, le temps de calcul est au moins multiplié par 8, dans le meilleur des cas. C'est pourquoi nous nous sommes limités au cas des ondes SH incidentes. Cependant, étant donné nos objectifs, cette limitation ne s'avère pas trop pénalisante, et ceci pour plusieurs raisons :

1) De nombreux résultats expérimentaux (BERARDI et al. (1978), TUCKER-KING (1983), MURPHY et al. (1971), SMITH (1975)) ont tendance à prouver que :

\* qualitativement, les effets d'amplification sont similaires, dans leurs grandes lignes, sur les trois composantes du mouvement.

\* quantitativement, les fréquences et les pics d'amplification sont comparables dans le cas SH et le cas SV, sauf pour les sommets des reliefs, où les effets sont plus grands dans le cas SV (CASTELLANI et al. (1982)). Ainsi, le calcul de l'effet dû à la topographie dans le cas des ondes SH donne au moins une borne inférieure des effets à estimer.

2) Notre but est, entre autres, de nous rapprocher de la réalité, et ceci passe par une confrontation des résultats avec les données de terrain. Or, dans la nature, les paramètres mécaniques et les contours des structures géologiques étudiées ne sont pas suffisamment bien connus pour que l'on puisse dégager les spécificités propres à chaque type d'onde. D'autant plus que les signaux enregistrés étant généralement composés d'ondes SH et SV, rares sont les cas où l'on parvient à distinguer un type d'onde particulier.

### 4 APPLICATIONS DU PROGRAMME MULTICOUCHE :

Les applications du programme multicouche sont de deux types :

a) D'un point de vue pratique, nous nous sommes tournés vers le génie parasismique. La loi du 13 Juillet 1982 stipule l'établissement au niveau communal d'un plan d'exposition aux risques (P.E.R.) naturels majeurs : inondations, glissements de terrain, séismes, avalanches. Sur les communes de CARROS et GATTIERES, un microzonage sismique a été réalisé, et le programme multicouche utilisé, pour évaluer les effets de site, aussi bien dans le domaine temporel que spectral.

Plus récemment, une autre étude de microzonage a été réalisée avec le même programme pour les environs de MENTON (pour les références, voir à "PER").

En annexe 2, les effets 2D linéaires sont comparés aux effets 1D non-linéaires, pris en compte par le programme "SHAKE" (1975).

b) D'un point de vue théorique, nous avons cherché à compléter la représentation des effets 2D. Nous avons étudié 3 types de configurations idéalisées, chacune d'elle pouvant représenter la réalité : ceci fait l'objet des 3 paragraphes suivants.

Dans le modèle multicouche, deux effets s'ajoutent : d'une part, l'effet d'impédance, dû au contraste de vitesses; d'autre part, l'effet géométrique, typiquement 2D, qui résulte de la diffraction des ondes. Un des buts de l'étude systématique effectuée sur des cas idéalisés, est de savoir si ces 2 effets sont découplés (de façon, le cas échéant, à se ramener, pour le calcul complet, à deux problèmes séparés, plus simples).

Dans tous les cas présentés, les ondes arrivent verticalement sur la structure étudiée. L'influence de l'angle d'incidence est brièvement évoquée dans le paragraphe 4-1.

Les longueurs sont toujours en mètres, et les fréquences, en Hertz. Ces unités ne sont là que pour fixer les idées : seul les rapports entre la longueur d'onde et les dimensions de la structure sont significatifs. Ainsi, les résultats et conclusions présentés peuvent être extrapolés à toutes les configurations qui sont dans les mêmes rapports.

Enfin, rappelons que dans les applications, le gradient de vitesse est toujours nul : les fonctions  $Z_1$  et  $Z_2$  de l'expression (1) sont des exponentielles complexes, et les fonctions de Whittaker ne sont pas utilisées.

#### 4-1 A PROPOS DE L'ANGLE D'INCIDENCE

L'influence de l'angle d'incidence sur les modèles à une couche irrégulière a été étudiée par divers auteurs pour le cas d'une onde SH en incidence oblique ou rasante. Citons : TRIFUNAC (1973) ; WONG et TRIFUNAC (1974) ; WONG et JENNINGS (1975) ; SILLS (1978) ; ENGLAND et al (1980) ; BARD (1982) ; BARD et BOUCHON (1980).

De ces études apparaissent de nombreux résultats intéressants :

\*\*\*\* Pour les reliefs topographiques :

On note un très fort effet de directivité. Même pour un relief symétrique, on note 2 types de comportements : celui du côté "loin de l'onde", et celui du côté "près de l'onde". Notamment, le lieu des maxima d'amplitude sur la surface libre est déporté sur le côté "loin" de l'onde.

Les valeurs de ces maxima varient avec l'angle d'incidence. D'après BARD (1982), lorsque l'angle d'incidence augmente, des déamplifications apparaissent sur le côté "près" de l'onde : l'onde "forward scattered" a une amplitude qui croît avec l'angle d'incidence. Cette augmentation vaut autour de 100 % pour  $\theta = 30^\circ$  et atteint 350% pour une incidence égale à  $60^\circ$ . L'onde rétrodiffractée, elle, est considérablement réduite (voir BARD (1982)).

\*\*\*\* Pour les vallées :

On observe l'existence d'un angle préférentiel d'incidence (souvent proche de  $60^\circ$ ), pour lequel, à certaines fréquences, proches de la fréquence de résonance fondamentale de la couche plane équivalente, le déplacement croît de manière significative, brusquement. Dans certains cas, l'augmentation peut valoir 30 % environ.

TRIFUNAC (1973) ; WONG et TRIFUNAC (1974) ont expliqué, sur certains cas le phénomène, de façon analytique : l'incidence oblique favorise la création, du fait de la pente de l'interface, d'une onde de Love au voisinage du 1er bord de la vallée atteint par la sollicitation. Cette onde de Love, dite directe, se fait au détriment de celle créée, par réflexion, sur l'autre bord de la vallée, et son amplitude peut devenir aussi importante que celle de l'onde incidente. En surface, le maximum d'amplitude se trouve au point de rencontre des ondes de Love, là où apparaissent des interférences constructives.

Nous garderons ces résultats présents à l'esprit. Dans les exemples présentés, l'incidence est nulle, et ceci pour les raisons suivantes :

1 - C'est à l'importance de l'arrangement des couches superficielles que nous nous intéressons. Nous souhaitons mettre en évidence l'effet d'une superposition de couches par rapport à un modèle monocouche. Pour isoler cet effet, il est crucial de maîtriser les autres paramètres. C'est pourquoi nous avons voulu éviter la complication supplémentaire de l'incidence oblique. Pour y revenir, nous pouvons raisonnablement penser que l'effet de l'incidence observé sur les modèles à une couche sera conservé pour les modèles multicouches.

2 - Nous nous intéressons à des couches à fort contraste d'impédance :

d'après les lois sur la réfraction des ondes, une onde incidente sur une couche à très faible vitesse se voit considérablement "redressée", et son incidence devient pratiquement subverticale.

3 - Nous ne nous intéressons pas au champ proche dans le cadre de cet étude, puisque dans ce cas, l'hypothèse d'ondes planes incidentes ne serait plus valable : nous nous intéressons au domaine des télé-séismes, pour lesquels l'onde incidente peut être raisonnablement considérée comme subverticale.

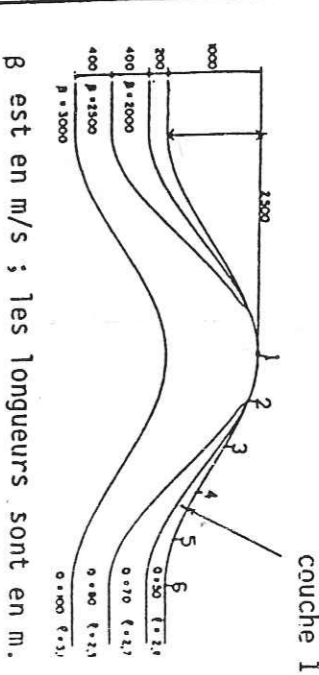
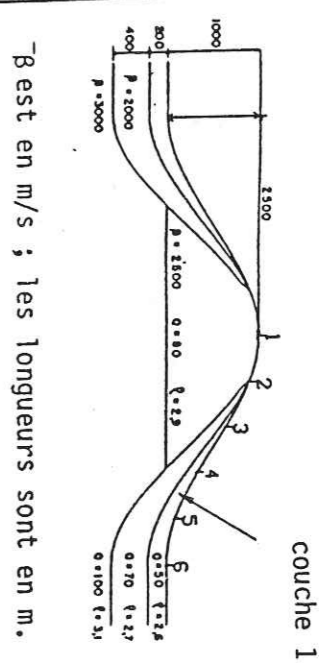
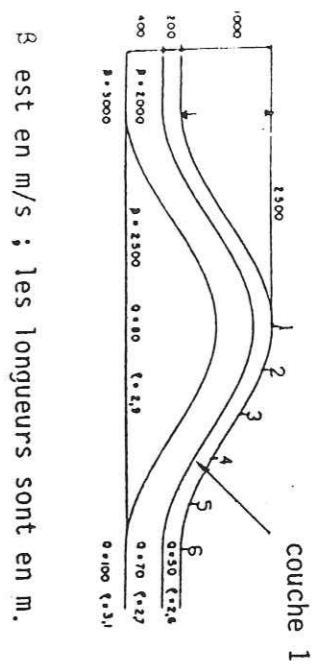
CONFIGURATION DE TYPE 1			CONFIGURATION DE TYPE 2			CONFIGURATION DE TYPE 3		
Serie "rapide" Figure 6	Serie "moyen" Figure 7	Serie "lent" Figure 8	Serie "rapide" Figure 9	Serie "moyen" Figure 10	Serie "lent" Figure 11	Serie "rapide" Figure 12	Serie "moyen" Figure 13	Serie "lent" Figure 14
1500 m/s	1000 m/s	500 m/s	1500 m/s	1000 m/s	500 m/s	1500 m/s	1000 m/s	500 m/s
50	50	50	50	50	50	50	50	50
2.7	2.7	2.7	2.7	2.7	2.7	2.7	2.7	2.7

CONFIGURATION DE TYPE 1			CONFIGURATION DE TYPE 2			CONFIGURATION DE TYPE 3		
Serie "rapide" Figure 6	Serie "moyen" Figure 7	Serie "lent" Figure 8	Serie "rapide" Figure 9	Serie "moyen" Figure 10	Serie "lent" Figure 11	Serie "rapide" Figure 12	Serie "moyen" Figure 13	Serie "lent" Figure 14
1500 m/s	1000 m/s	500 m/s	1500 m/s	1000 m/s	500 m/s	1500 m/s	1000 m/s	500 m/s
50	50	50	50	50	50	50	50	50
2.7	2.7	2.7	2.7	2.7	2.7	2.7	2.7	2.7

CONFIGURATION DE TYPE 1			CONFIGURATION DE TYPE 2			CONFIGURATION DE TYPE 3		
Serie "rapide" Figure 6	Serie "moyen" Figure 7	Serie "lent" Figure 8	Serie "rapide" Figure 9	Serie "moyen" Figure 10	Serie "lent" Figure 11	Serie "rapide" Figure 12	Serie "moyen" Figure 13	Serie "lent" Figure 14
1500 m/s	1000 m/s	500 m/s	1500 m/s	1000 m/s	500 m/s	1500 m/s	1000 m/s	500 m/s
50	50	50	50	50	50	50	50	50
2.7	2.7	2.7	2.7	2.7	2.7	2.7	2.7	2.7



$\beta$  est en m/s ; les longueurs sont en m.

$\beta$  est en m/s ; les longueurs sont en m.

$\beta$  est en m/s ; les longueurs sont en m.

EXISTENCE D'UN COEFFICIENT D'AMPLIFICATION TOPOGRAPHIQUE AU SOMMET, APPROXIMATIVEMENT COMPRIS ENTRE 1.5 ET 2.

MOUVEMENTS DIFFERENTIELS SUR LES FLANCS D'AUTANT PLUS IMPORTANTS QU'IL Y A DES VARIATIONS LATERALES D'EPaisseur DES SEDIMENTS

EFFETS 1D (CONTRASTE D'IMPEDANCE) ET EFFETS 2D (DIFFRACTION DES ONDES) FORTEMENT COUPLES

#### 4-2 ETUDE DES CONFIGURATIONS DE TYPE I ( RELIEFS ISOLES )

##### 4-2-1 Introduction :

Dans la nature, toutes les configurations de couvertures sédimentaires peuvent apparaître. Pour les reliefs, par exemple, la surface peut être recouverte uniformément comme sur la figure 6. Il peut arriver que, du fait de l'érosion, le sommet soit mis à nu (figures 7 et 8): apparaissent alors à la surface des formations anciennes (de vitesses généralement rapides), alors que les flancs, eux sont recouverts par des alluvions récentes, voire des éboulis (couches dont les vitesses sont plus lentes). Ces couches peu consolidées ont des effets considérables qui se superposent aux effets dûs à la topographie (voir BARD et TUCKER (1985)).

Devant une telle diversité de configurations possibles, il importe de savoir s'il existe un effet dû à la seule topographie, qui resterait constant quelle que soit la stratification superficielle. Si c'est le cas, peut-on alors déterminer quantitativement cet effet ? Le but ultime de cette étude serait de dégager des corrections, de façon à prendre en compte la présence d'un relief.

##### 4-2-2 Profils étudiés :

Nous considérons une configuration topographique donnée, toujours la même : une colline en forme de sinus, dont la demi-largeur  $l$  est égale à 2500 m, et la hauteur  $h$ , à 1000 m. Cette colline, nous l'avons recouverte de différentes formations superficielles, dont les caractéristiques sont données sur les figures. Nous considérons donc 3 types de profil :

- 1) Profil 1 : couverture uniforme sur toute la largeur de la structure, avec une stratification superficielle parallèle à la surface, et une stratification plane en profondeur : figures 6, 9, 12.
- 2) Profil 2 : Couverture en écailles de la surface, avec une stratification plane en profondeur : figures 7, 10, 13.
- 3) Profil 3 : Couverture en écailles de la surface, avec une stratification irrégulière en profondeur : figures 8, 11, 14.

Chacun de ces profils est constitué de 4 couches en tout. On notera :

- couche 1 : couche superficielle.
- couche 2 : couche à  $VS = 2000$  m/s.
- couche 3 : couche à  $VS = 2500$  m/s.
- couche 4 : couche à  $VS = 3000$  m/s.

Pour chacun de ces profils, nous avons envisagé 3 valeurs pour la vitesse de la couche superficielle. Ainsi, nous avons en tout 9 configurations possibles, que nous appellerons :

- Profil i rapide : la vitesse de la couche la plus lente vaut 1500 m/s.
- Profil i moyen : la vitesse de la couche la plus lente vaut 1000 m/s.
- Profil i lent : la vitesse de la couche la plus lente vaut 500 m/s.

ceci pour  $i = 1, 2, 3$ , suivant la numérotation du profil.  
Les caractéristiques des 9 configurations considérées sont résumées sur le tableau II, ainsi que la numérotation des figures correspondantes.

Pour référence, nous reproduisons sur la figure 5 les résultats obtenus pour cette même topographie, reposant sur un 1/2 espace homogène dont la vitesse est égale à 2500 m/s.

Les déplacements sont calculés en 6 points de surface, numérotés de 1 à 6. La longueur d'onde du signal incident devant impérativement être de l'ordre de la demi-largeur du relief, nous nous sommes limités aux fréquences inférieures à 2 Hz pour les profils moyens et rapides.

Rappelons que l'unité choisie, le Hz, n'est là que pour fixer les idées. Les seules grandeurs significatives sont les rapports entre la longueur et les dimensions de la structure. Par exemple, si on se donne pour la topographie une hauteur  $h$  égale à 100 m, et une demi-largeur égale à 250 m, alors les fréquences sont à multiplier par 10.

Dans le cas présent, la longueur d'onde moyenne (pour  $VS=2500$  m/s), est à peu près, à 1 Hz, égale à la demi-largeur de la topographie.

Pour les profils lents, les fréquences sont prises inférieures à 1 Hz : nous sommes alors limités par la capacité mémoire de l'ordinateur, et nous sommes incapables de prendre en compte toutes les ondes (Cf le paragraphe 3-3 : l'indice de troncature à prendre pour la représentation du champ d'ondes est inversement proportionnel à la vitesse la plus lente).

4-2-3 Profils rapides (Figures 6, 7, 8) :

a) Observations générales :

1 - Pour les 3 profils, les résultats sont approximativement similaires, et se rapprochent du profil de référence. Certaines observations se reproduisent, d'une figure à l'autre avec une remarquable constance (notamment pour les points 2, 3, 4, développés ci-dessous).

2 - On observe au sommet (point 1) une amplification pour une fréquence correspondant approximativement à  $VS/1$ . La valeur de cette amplification sera discutée en détail par la suite.

3 - Des mouvements différentiels apparaissent sur les flancs, entre les points 3 et 4. D'un point à l'autre, on observe un net décalage des fréquences

PROFILS DE TYPE I : EFFETS ISOLEES

EFFET DE TOPOGRAPHIE

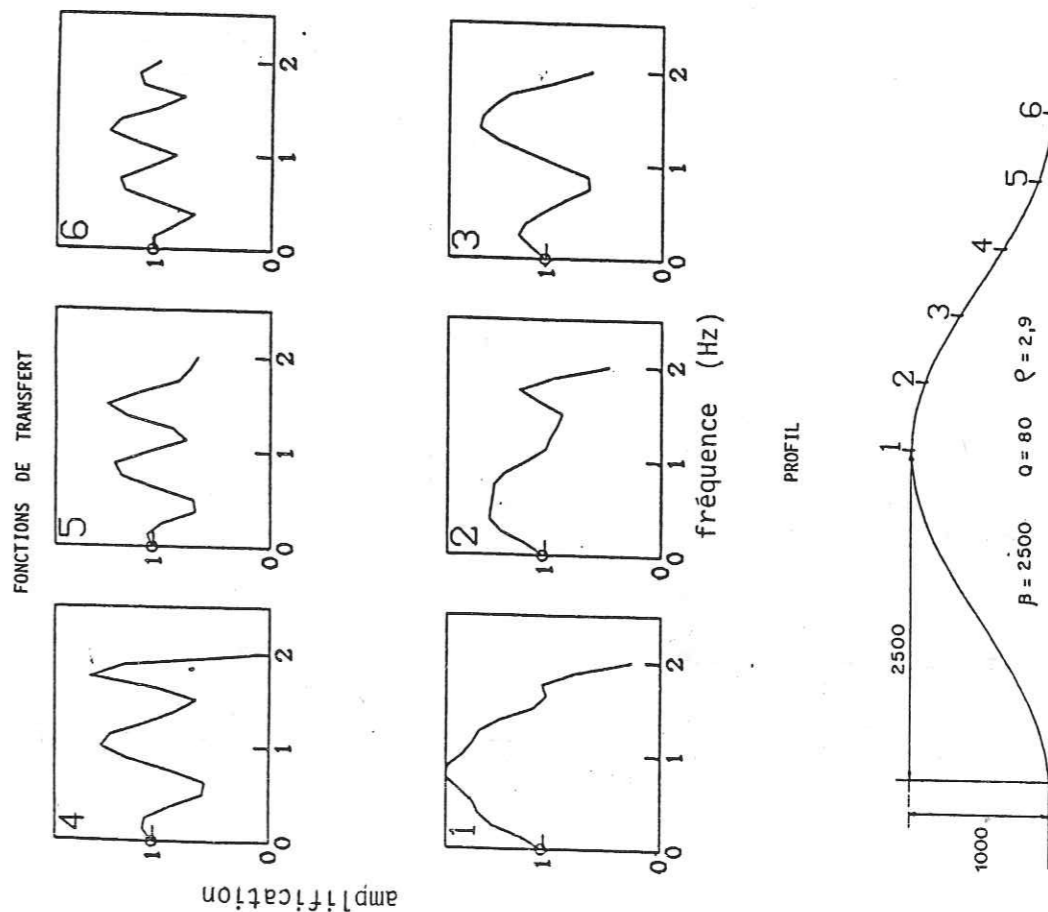


Figure 5: Fonctions de transfert calculées pour chacun des points numérotés de la topographie. Les caractéristiques mécaniques correspondent aux caractéristiques moyennes des profils de type I. Comme pour les figures 5 à 13, les résultats sont transposables dès lors que les rapports épaisseur/largeur et épaisseur/lambda sont conservés.

EFFET DE STRATIFICATION

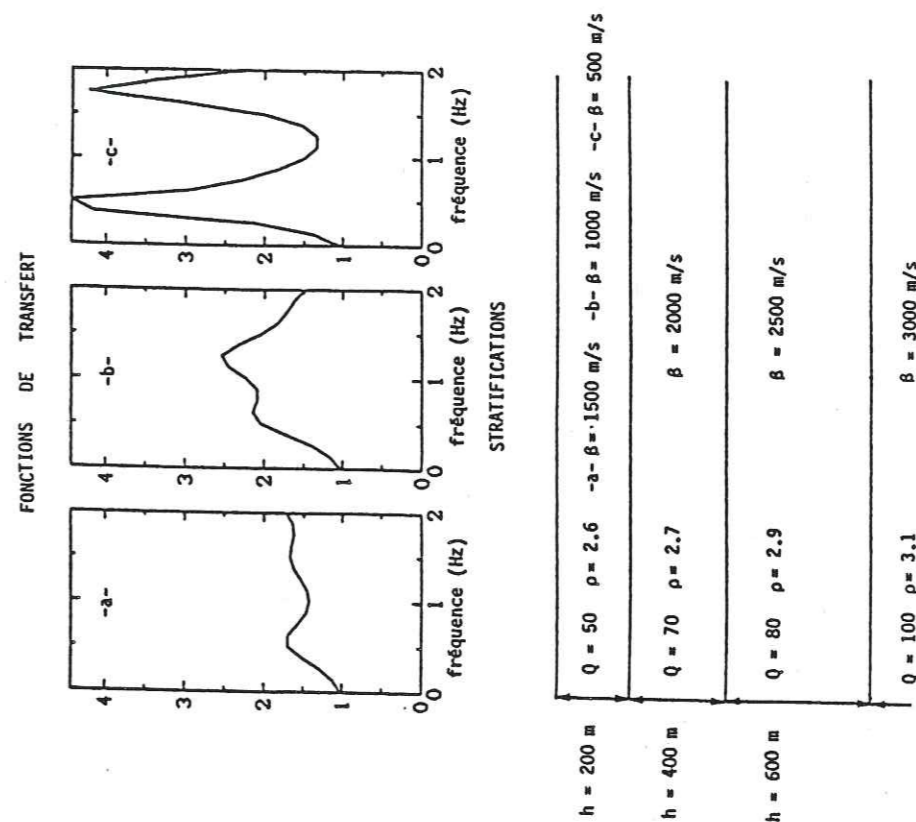
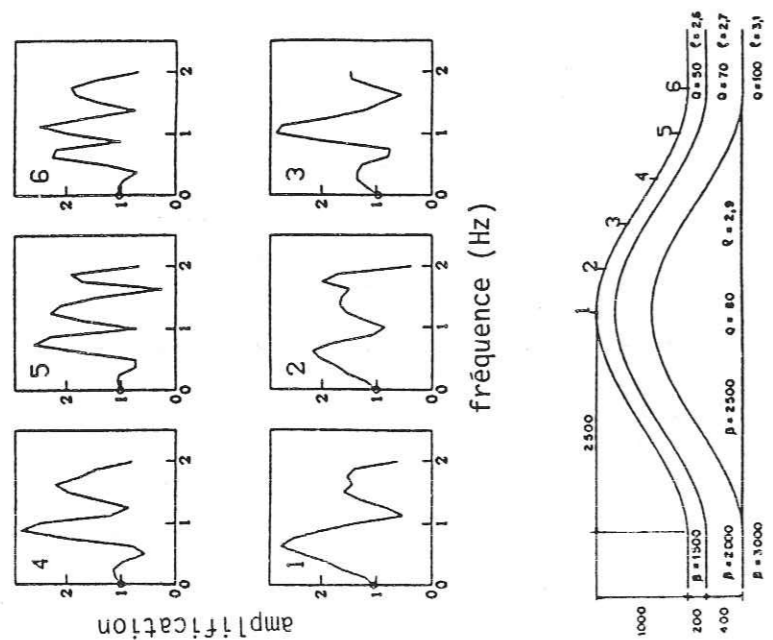


Figure 4 : Fonctions de transfert calculées pour une stratification en couches planes correspondant à la stratification à la verticale du sommet du profil 1. Les figures 14a, 14b, et 14c correspondent respectivement aux figures 5, 8 et 11.

Les unités sont du s.i. : les résultats sont transposables dès lors que les rapports épaisseur/largeur d'onde sont conservés.

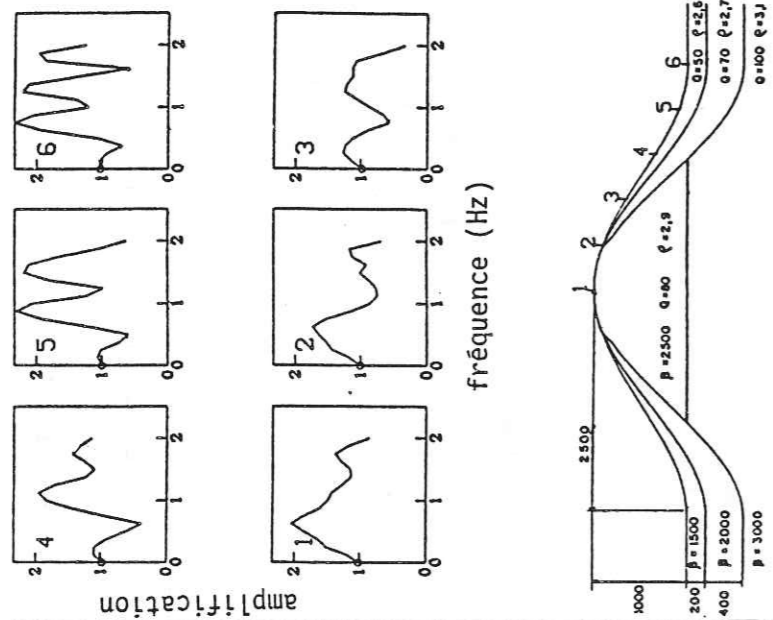




$\beta$  est en m/s ; les longueurs sont en m.

Figure 6 : Profil 1

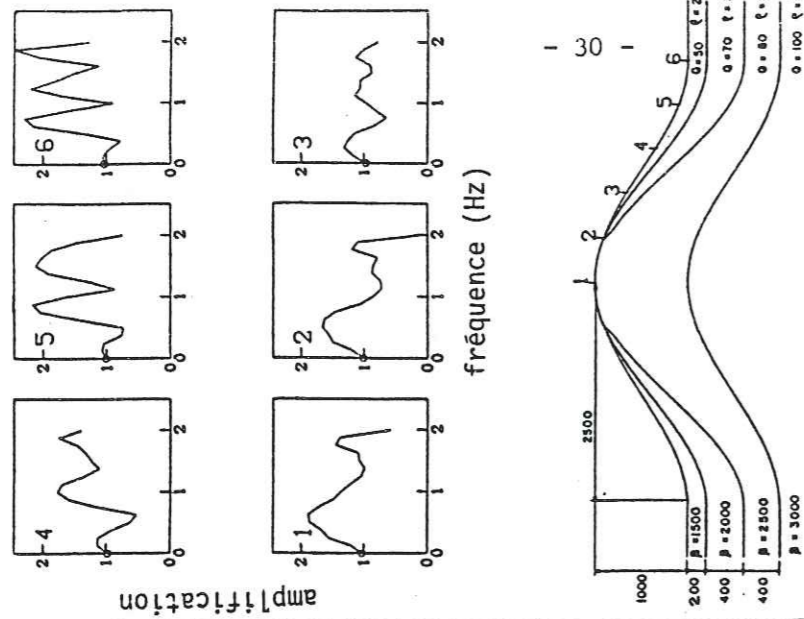
A chaque point numéroté du profil correspond une fonction de transfert.



$\beta$  est en m/s ; les longueurs sont en m.

Figure 7 : Profil 2

A chaque point numéroté du profil correspond une fonction de transfert.



$\beta$  est en m/s ; les longueurs sont en m.

Figure 8 : Profil 3

A chaque point numéroté du profil correspond une fonction de transfert.

du maximum d'amplification. Ces mouvements différentiels sont particulièrement importants sur les profils 2 et 3, où, à certaines fréquences, le mouvement du sol est 2.5 fois plus amplifié au point 4 qu'au point 3. A la topographie se superpose en fait la différence d'épaisseur de la couche d'alluvions entre les points 3 et 4.

4 - Sur les bords (point 6) on observe 3 pics nettement démarqués, de bande étroite, de fréquence respective égale à 0.7 - 0.8 Hz ; 1.2 Hz ; puis 1.8 - 1.9 Hz, pour lesquels l'amplification est comprise entre 2 et 2.5.

5 - Les profils 2 et 3 se comportent de façon quasiment identique. Les amplifications et déamplifications ont lieu aux mêmes fréquences, et les valeurs observées sont au plus de 10 % supérieures pour le profil 2. De plus cet écart maximum n'apparaît que pour les points 1 et 4. La présence d'un interface irrégulier en profondeur n'a donc pratiquement aucun effet, sinon celui de laisser légèrement s'échapper vers les bords l'énergie diffractée par la surface.

De ce fait, pour les contrastes de vitesse considérés, on peut légitimement confondre les profils 2 et 3.

6 - La stratification a tendance à rendre plus étroites les bandes passantes autour de la fréquence de résonance sur le profil 1. Ce profil se distingue des 2 autres aussi à cause de valeurs d'amplification maximale supérieures. Nous verrons (paragraphe c) qu'au sommet, on peut parfaitement découpler l'effet de la topographie de celui de la stratification.

b) Interaction topographie - stratification sur les bords de la colline :

Sur les bords de la colline, on se rapproche d'une stratification en couches planes. Cependant, les résultats observés sont nettement différents. Sur la figure 4a, nous avons représenté, pour chacun des profils, la fonction de transfert obtenues pour la stratification en couches planes qui existe au sommet du relief du profil 1.

Lorsque les couches sont planes, les fonctions de transfert sont lissées. Pour les profils 1 et 2, il y a au plus 2 pics, très large bande : on retrouve vers 0.7 Hz le pic associé à la couche superficielle.

La topographie a donc un effet crucial, même sur les bords de la vallée, notamment pour l'agencement des pics de résonance, et la valeur des maxima d'amplification.

c) Mise en évidence d'un effet de topographie propre à la structure :

Sur le profil de référence, où seul intervient l'effet de topographie, (figure 5), on observe, pour le sommet une amplification large bande autour de 0.7 - 0.8 Hz, valant à peu près 1.7.

Sur les profils 1, 2 et 3, on observe pour le sommet une amplification respectivement égale à 2.7, 2.1 et 1.9. Les écarts entre ces différentes valeurs

sont dues à la stratification de surface, comme nous allons l'expliquer.

Soit le profil 1 (figure 6). A l'aplomb du sommet, on a 4 couches. En profondeur la couche à 3000 m/s. Puis en remontant, on passe de 2500 m/s à 1500 m/s d'une façon à peu près régulière.

La seule présence de la stratification à l'aplomb du sommet impliquerait une amplification de 1.6. L'effet de la topographie, lui, est donné par le profil de référence, et vaut environ 1.7 - 1.8.

Si l'on combine ces 2 effets, on obtient pour le sommet une amplification totale égale à  $1.7 \times 1.6 = 2.7$  : cette valeur traduit l'effet conjugué de la stratification et de la topographie et vaut exactement la valeur de l'amplification observée.

Soit le profil 2 (figure 7). Appliquons le même raisonnement. Le système de couches assimilées à des couches horizontales est parfaitement localisé sur la partie centrale du profil, à l'aplomb du sommet. On a une couche dite plane, de vitesse 2500 m/s et de densité 2.9 reposant sur un 1/2 espace infini de caractéristiques (3000 m/s, 3.1). A ce système correspond une amplification maximale de 1.2 à 1.3, observée pour une fréquence de résonance valant 0.6 Hz. C'est précisément à cette fréquence (0.6 - 0.7 Hz) que se produit l'amplification maximale due à la topographie sur le profil de référence. Si maintenant on conjugue effet de topographie et effet de stratification, on obtient, pour le sommet, une amplification de  $1.2 \times 1.7 = 2$ . Cette valeur coïncide bien avec l'amplification observée au sommet.

Le même raisonnement est applicable au profil 3 (figure 8).

En résumé :

----- Il apparaît que le facteur d'amplification égal à 1.7 - 1.8 que donne le profil de référence rend bien compte, pour chacun des 3 profils, de l'amplification due à la seule présence du relief. CE FACTEUR EST INDEPENDANT DE LA STRATIFICATION.

4-2-4 Profils moyens (Figures 9, 10, 11) :

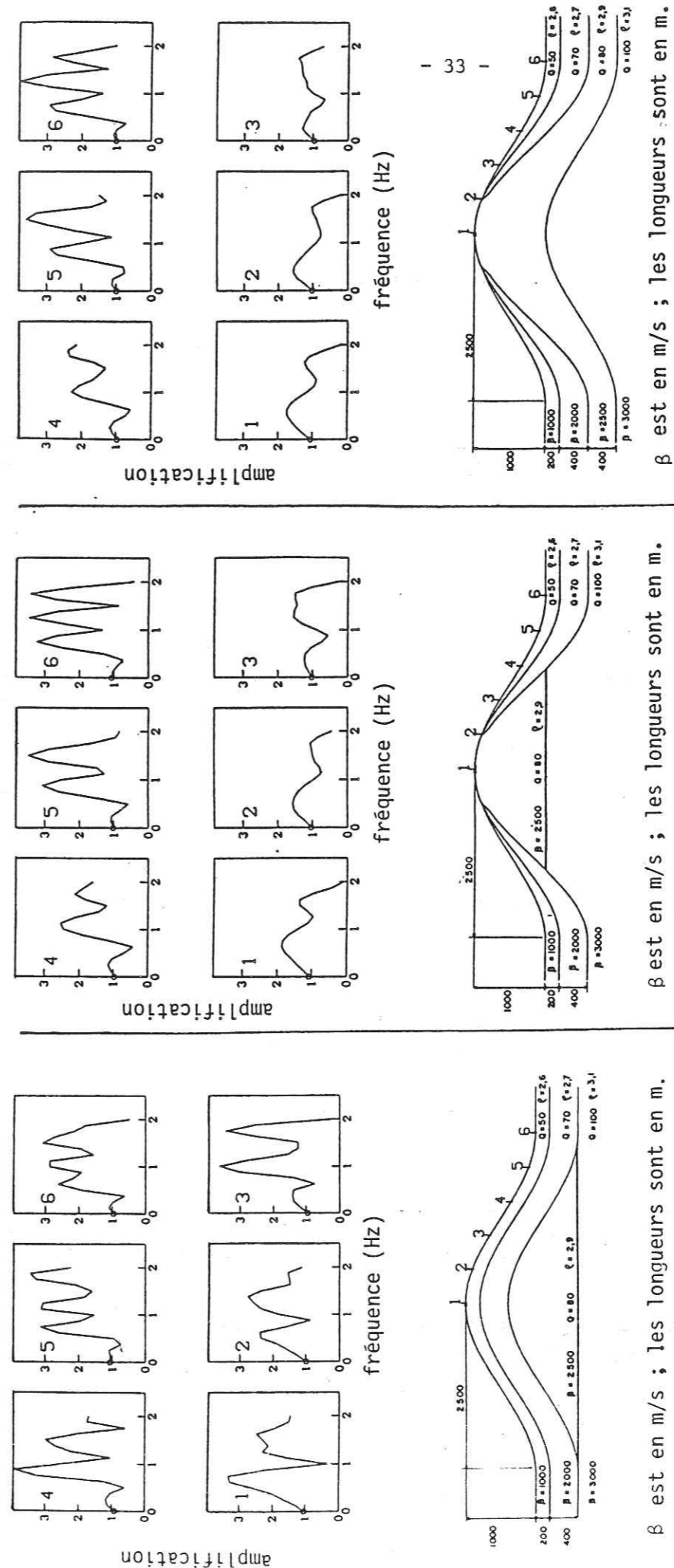
a) Observations générales

1 - Le contraste de vitesses est plus fort en surface, mais la vitesse moyenne reste à peu près la même, égale à celle du profil de référence. Par contre, la couche superficielle à 1000 m/s, a maintenant beaucoup plus tendance à piéger de l'énergie.

2 - Les profils 2 et 3 sont similaires. Les déplacements sont les mêmes à 10 % près. Au sommet, il y a un léger décalage de la fréquence de résonance, mais c'est négligeable. Pour les points 1 et 2, l'allure générale des courbes est très proche de celles du profil de référence. Par contre pour les

PROFILS DE TYPE I

SERIE "PROFILS MOYENS" : LA VITESSE DE LA COUCHE SUPERFICIELLE EST EGALE A 1000 m/s



$\beta$  est en m/s ; les longueurs sont en m.

Figure 9 : Profil 1

A chaque point numéroté du profil correspond une fonction de transfert.

Figure 10 : Profil 2

A chaque point numéroté du profil correspond une fonction de transfert.

Figure 11 : Profil 3

A chaque point numéroté du profil correspond une fonction de transfert.

points 3 et 4, les mouvements différentiels sont amplifiés, ainsi que nous le signalons plus loin.

3 - Le profil 1 se distingue maintenant nettement des 2 autres, aussi bien par la valeur de pics d'amplification et de déamplification que par la largeur de la bande passante : pour le profil 1, les pics sont plus étroits. Ceci est dû probablement à la stratification uniformément répartie sur tout le profil, et qui joue le rôle d'un filtre bande étroite.

4 - Au sommet, on observe toujours un effet d'amplification, autour de 0.7 - 0.8 Hz. Sur les bords : au point 6, on observe les 3 pics décrits au paragraphe précédent pour les profils rapides. Au point 5, du fait de l'amincissement des couches superficielles qui décale les fréquences de résonance vers le haut, on ne voit que 2 pics pour les profils 2 et 3.

b) Interactions stratification/topographie sur les bords du relief :

Sur la figure 4b, nous avons représenté, pour chacun des profils, les fonctions de transfert correspondant à la stratification en couches planes qui existe sur les bords de la vallée. Ici encore, du fait de la topographie, les résultats sont très différents de ceux obtenus au point 6. On n'observe que 2 pics large bande d'amplification, autour, respectivement, de 0.7 et 1.6 Hz. L'amplification maximale, elle, reste toujours inférieure à 2.5.

On retiendra donc ici aussi que la topographie a un effet crucial même sur les bords. Non seulement elle y amplifie le mouvement du sol, mais rend plus étroites les bandes passantes.

c) Implications pour les mouvements différentiels sur les flancs :

Sur le profil 1, les mouvements différentiels entre les points 3 et 4 sont beaucoup plus importants que lorsque le contraste est plus faible. Pour ce même profil, entre 1.4 et 1.5 Hz, le mouvement au point 4 est 2.5 fois plus fort qu'au point 3. Entre 1.7 et 1.8 Hz, le rapport vaut 3.2. Par contre, sur le profil de référence, le rapport maximum entre la valeur du déplacement au point 4 est celle au point 3 vaut 1.4, 1.5

Sur les profils 2 et 3, ce rapport peut atteindre la valeur de 2.5 aux alentours de 1 Hz.

Ces observations sont importantes pour le risque sismique, à condition d'adapter les fréquences et les dimensions. Les mouvements différentiels en différents points d'un ouvrage peuvent avoir une importance critique : si l'on compare à ce que l'on obtiendrait avec une simple topographie, la stratification superficielle amplifie considérablement les mouvements différentiels sur les flancs.

Inversement, on peut envisager d'avoir des informations sur la stratification superficielle par la mesure des mouvements différentiels affectant le flanc de la colline.

d) "Coefficient topographique" pour le sommet :

Pour les profils 2 et 3 (figures 10 et 11, la fonction de transfert au sommet (point 1) n'a pas significativement changé relativement à la série des profils rapides. L'écaillage sur les flancs n'a donc pas d'influence, et la valeur du coefficient topographique demeure inchangée.

Pour le profil 1, la figure 4b donne une amplification due à la stratification égale à 2.2 à .8 Hz. En multipliant cette valeur par le coefficient topographique trouvé précédemment, on trouve, pour le sommet, une amplification maximale égale à 3.5, qui correspond à peu près à l'amplification effectivement calculée (voir la figure 9).

La valeur du coefficient topographique tient donc encore la route.

4-2-5 Profils lents (Figures 12, 13, 14) :

a) Observations générales :

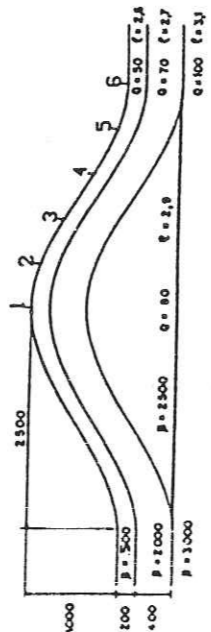
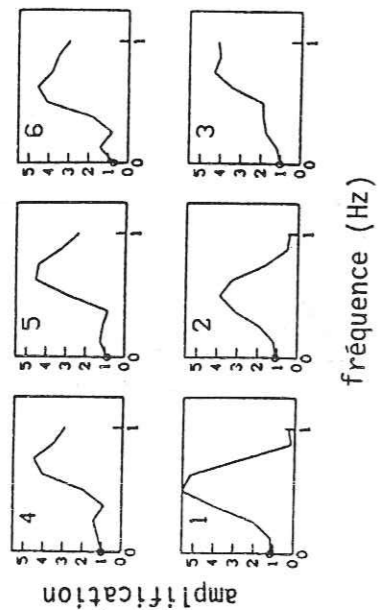
1 - A cause des limitations "Hautes Fréquences" de la méthode utilisée, nous ne pouvons pas observer sur nos résultats des phénomènes qui se produisent pour des fréquences supérieures au hertz. Par exemple, au sujet des mouvements différentiels entre le point 3 et le point 4 : on peut supposer que la tendance décrite pour les profils moyens s'accroîtra : les mouvements différentiels sur les flancs, du fait de la stratification, sont amplifiés.

2 - Sur les bords, on n'observe plus qu'un seul pic de résonance, correspondant à l'ensemble des 2 couches superficielles se comportant comme une couche unique. Les autres pics, qui ont lieu à des fréquences supérieures à 1Hz, n'apparaissent pas sur les figures.

3 - Les profils 2 et 3 sont maintenant très différents, surtout aux points 5 et 6. La présence de la couche de vitesse 3000 m/s et de l'interface irrégulière en profondeur joue peut-être un rôle déterminant. Le phénomène majeur intervenant étant le piégeage de l'énergie sismique par les couches lentes, ce phénomène est fortement influencé par l'agencement des couches : l'énergie diffractée par la topographie sera piégée différemment suivant les cas.

b) Existence d'un coefficient topographique :

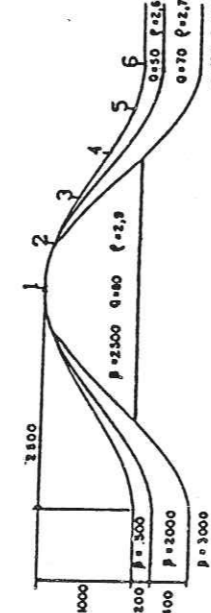
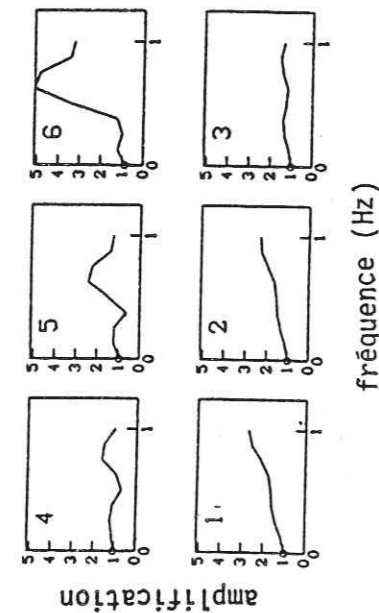
PROFILS DE TYPE I  
SÉRIE "PROFILS LENTS" : LA VITESSE DE LA COUCHE SUPERFICIELLE EST ÉGALE A 500 m/s



$\beta$  est en m/s ; les longueurs sont en m.

Figure 12; Profil 1

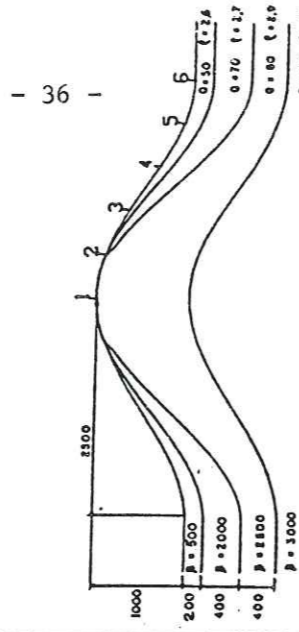
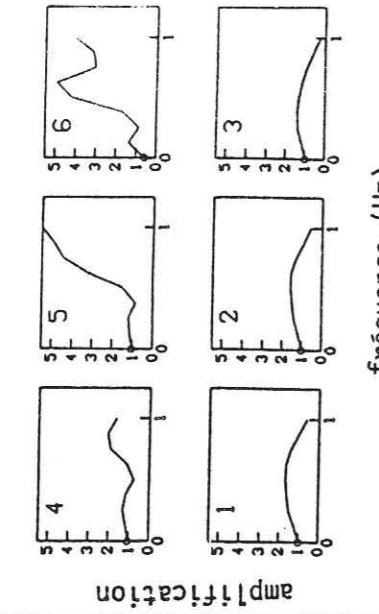
A chaque point numéroté du profil correspond une fonction de transfert.



$\beta$  est en m/s ; les longueurs sont en m.

Figure 13; Profil 2

A chaque point numéroté du profil correspond une fonction de transfert.



$\beta$  est en m/s ; les longueurs sont en m.

Figure 14; Profil 3

A chaque point numéroté du profil correspond une fonction de transfert.

4-2-5 Conclusion :

En général, effet de stratification (qui se traduit par le contraste de vitesse) et effet de topographie sont couplés. Autrement dit, la réponse de la structure, après calcul complet, est très différente de celle que l'on obtiendrait en combinant simplement l'effet de la topographie, calculé d'une part, et l'effet de la stratification, calculé par ailleurs. Ceci s'observe d'autant plus sévèrement que les contrastes de vitesses entre les différentes couches sont élevés.

Quelle que soit la stratification superficielle, on retrouve toujours l'amplification large bande caractéristique du sommet et des mouvements différentiels sur les flancs de la topographie, même si la largeur de bande a tendance à diminuer en présence de la stratification.

Sur les bords de la colline la propagation des ondes dans la

c) Intéraction topographie - stratification sur les bords de la colline :

La figure 4c représente les fonctions de transfert obtenues, pour chaque profil, avec une stratification de couches planes, équivalente à celle qui existe sur les bords. Il apparaît que les résultats sont maintenant radicalement différents de ceux obtenus en présence de la topographie.

A 0.5 Hz, on observe une résonance très marquée (pic étroit 0.4 - 0.6 Hz), conduisant à des amplifications égales à 4.7 - 4.8. En dehors de la bande de la résonance, les amplifications sont à peine égales à 2. Donc, même sur les bords, la topographie a tendance à élargir la bande des fréquences significatives, et à amplifier le mouvement du sol.

L'effet prépondérant est ici celui de la stratification, qui intervient comme un "piège d'ondes". Cet effet est considérablement modulé par la topographie.

superposition de couches planes est modifiée du fait de la présence de la topographie adjacente. Le mouvement du sol est généralement amplifié, mais les conclusions quant aux fréquences de résonance sont plus difficiles.

Sur les flancs, la présence d'une stratification accentue considérablement les mouvements différentiels que l'on obtiendrait avec un simple relief homogène, et ceci d'autant plus que l'épaisseur des écaillés sédimentaires n'est pas la même sur toute la pente. Dans les exemples présentés, le rapport entre l'amplitude maximale des mouvements aux points 3 et 4 vaut au plus 1.5 lorsque le milieu est uniforme, alors qu'il peut atteindre 3 - 3.5 en présence d'une stratification.

Au sommet, les valeurs des fréquences d'amplification maximale, elles, restent indépendantes de la stratification, et sont celles obtenues avec le simple relief (figure 5).

En ce qui concerne l'existence d'un coefficient topographique pour l'amplification au sommet, on peut tabler approximativement sur une valeur approximativement égale à 1.6 - 1.8 (avec quelques corrections éventuelles, comme dans le cas du profil 1 "lent"). Autrement dit, quelle que soit la stratification, l'amplification maximale au sommet due à la seule présence du relief est environ égale à ce coefficient multiplié par l'amplification due à la stratification plane à la verticale du sommet. plus lente, est chassée par les côtés, du fait de la topographie. L'amplification au sommet s'en trouve diminuée d'autant, et le coefficient topographique doit être modulé en conséquence, sans que l'ordre de grandeur du coefficient topographique soit significativement modifié.

#### 4-3 ETUDE DES CONFIGURATIONS DE TYPE II (RELIEFS PERIODIQUES) :

##### 4-3-1 Introduction :

Il arrive couramment qu'un relief soit constitué par une juxtaposition de collines agencées à peu près périodiquement, comme indiqué sur la figure 15. C'est par exemple le cas pour certaines coupes des APPALACHES, pour lesquelles on a disposé d'observations précises de l'effet de topographie grâce aux données de GRIFFITH et BOLLINGER (1979).

BARD (1982), puis BARD et TUCKER (1985), ont mis en évidence l'importance de cette périodicité lorsque le milieu est uniforme, ou bien constitué de 2 couches à faible contraste de vitesse. Théoriquement, ils ont montré que cette périodicité avait tendance à réduire la largeur de bande autour de la fréquence d'amplification maximale. De plus et surtout, ils font apparaître un effet de résonance latérale lorsque la longueur d'onde vaut la longueur de périodicité du relief : ceci se traduit par une plus grande amplification au sommet de la colline centrale, relativement à l'amplification que l'on observerait sur une colline unique. Cependant, leurs résultats, bien qu'encourageants, ne permettent pas d'ajuster les modèles qu'ils proposent à leurs observations de terrain : la valeur de l'amplification au sommet est encore trop faible.

C'est pourquoi nous proposons ici un modèle complexe, qui combine à la fois l'effet de la topographie, celui de la périodicité, et enfin, celui de la stratification. Bien que BARD (1982) ait montré l'importance particulière de l'angle d'incidence lorsque le relief est périodique, nous ne nous intéressons, ici encore, qu'à l'incidence nulle, comme cela a été discuté au paragraphe 4-1.

##### 4-2-2 Profils étudiés :

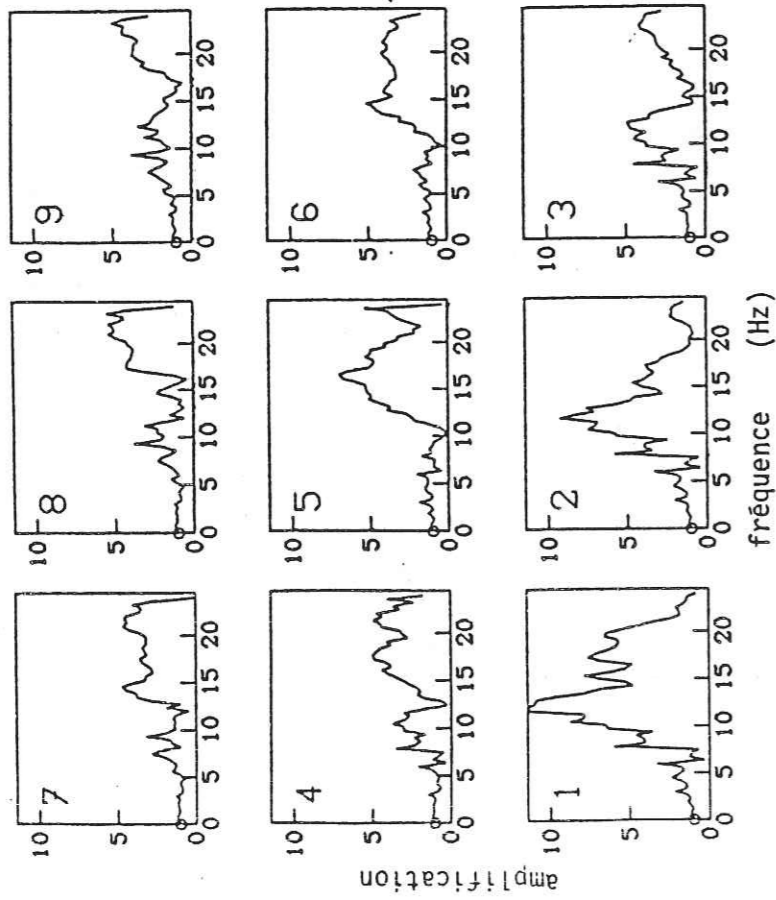
La configuration choisie est présentée sur la figure 15. Les dimensions indiquées sont rapportées à l'unité de largeur de l'irrégularité. La structure est constituée de 3 collines, de 1/2 largeur respective égale à 50, et de hauteur égale à 30. Ces collines ont toutes la forme d'une sinusoïde complète. La stratification de surface est uniforme sur toute la largeur de l'irrégularité, et comporte 5 couches, donc 4 interfaces dont 3 interfaces irréguliers. Chacune des couches est visco-élastique homogène de densité égale à 2.8. En remontant vers la surface, on a :

- en profondeur : couche 5 - Demi-espace infini - VS = 3000 m/s -  $Q = 100$ .
- couche 4 : épaisseur 1000 m . VS = 2500 m/s.  $Q = 100$ .
- couche 3 : épaisseur 15 m . VS = 1650 m/s.  $Q = 60$ .
- couche 2 : épaisseur 10 m. VS = 1000 m/s.  $Q = 40$ .
- couche 1, superficielle : épaisseur 5 m. VS = 350 m/s.  $Q = 10$ .

Ici encore, les unités S.I. ne sont là que pour fixer les idées.

Dans la couche superficielle, la vitesse est très lente (par rapport aux autres couches), et l'atténuation très forte, comme cela peut être le cas pour des sols mous.

fonctions de transfert



$\beta$  est en m/s ; les longueurs sont en m.

Figure 15 : Fonctions de transfert calculées en chacun des des points numérotés du profil.

PROFIL DE TYPE II

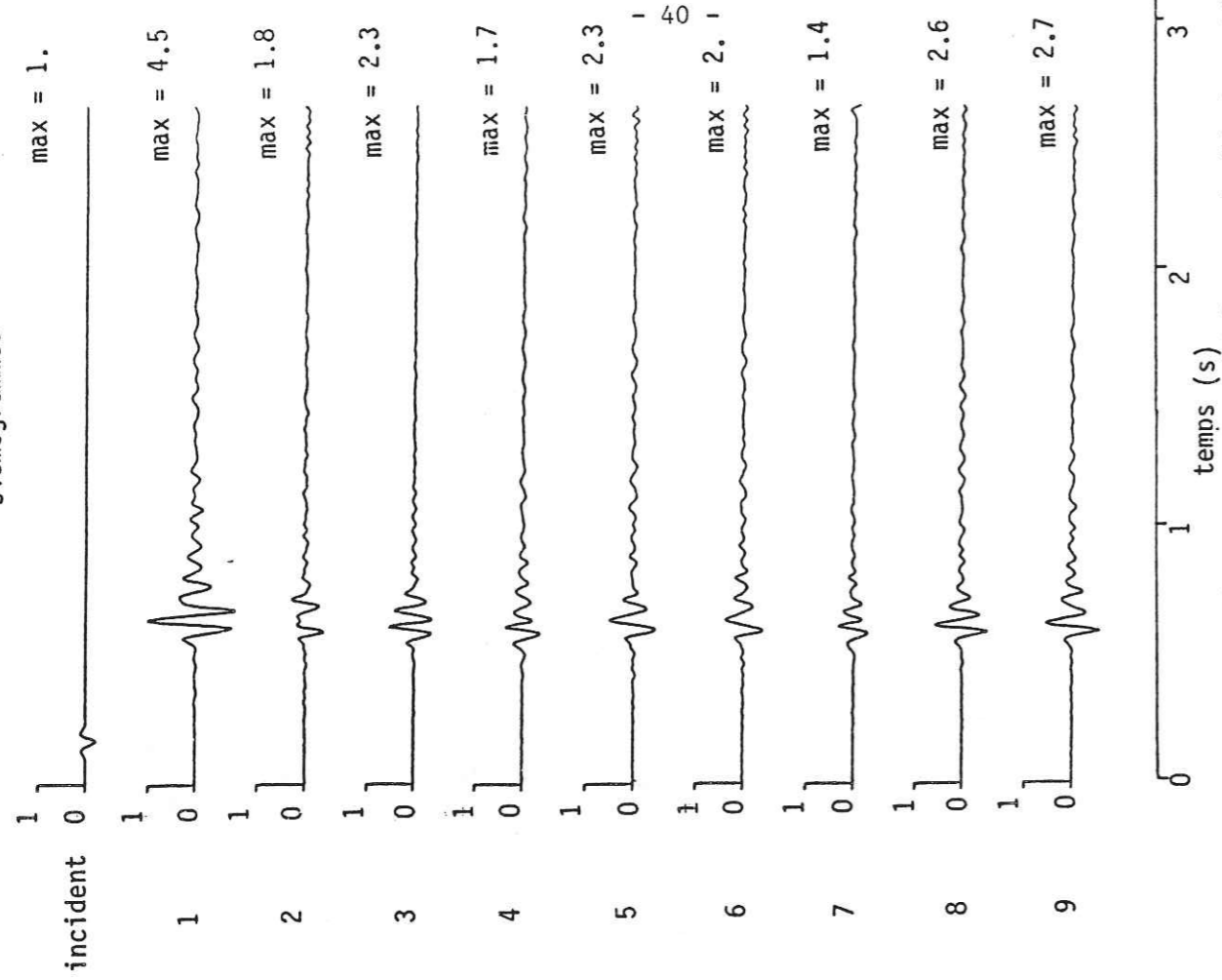
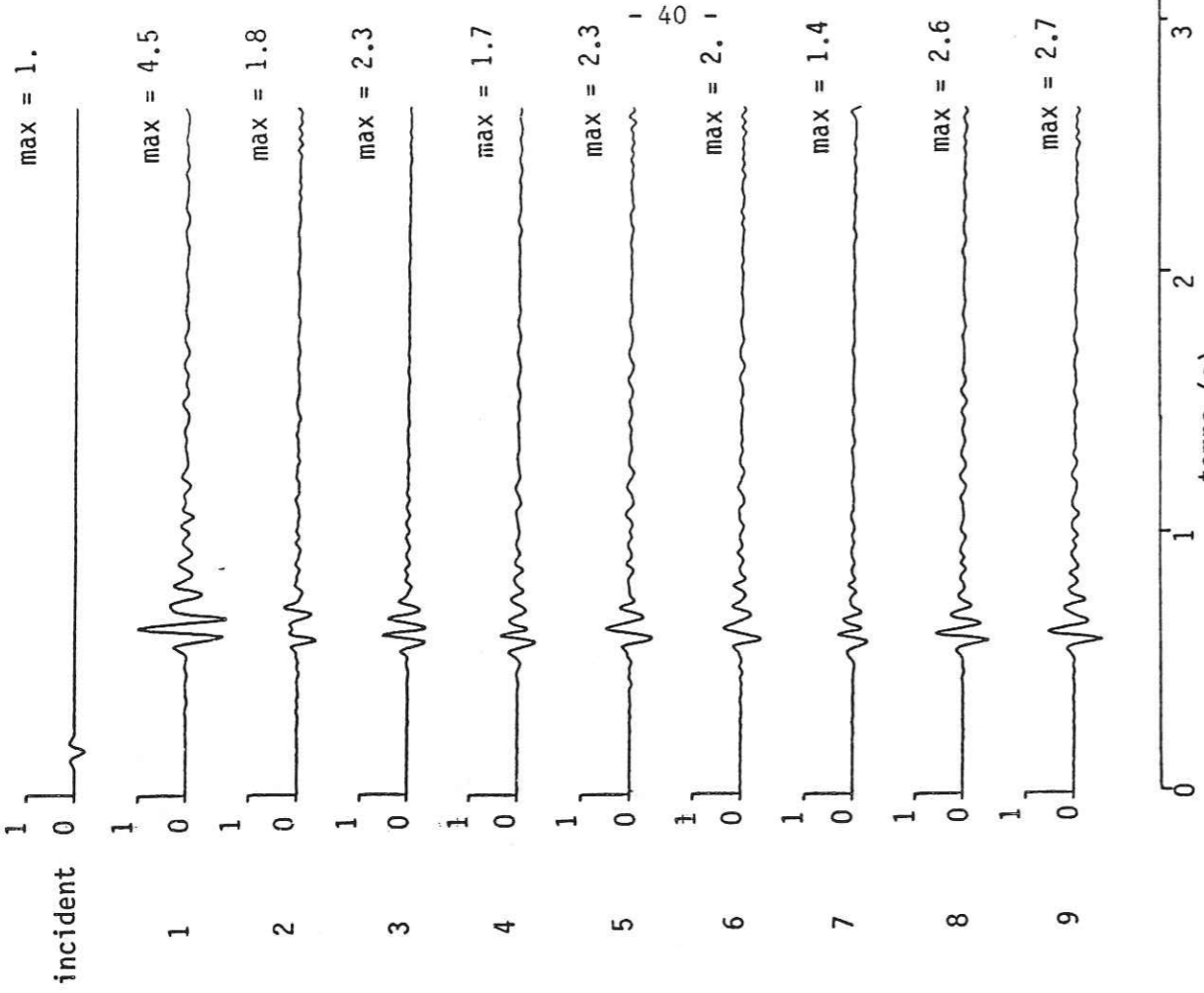


Figure 16 : Sismogrammes synthétiques calculés à partir d'un signal de Ricker incident, pour les 9 points du profil.

sismogrammes



FONCTION DE TRANSFERT

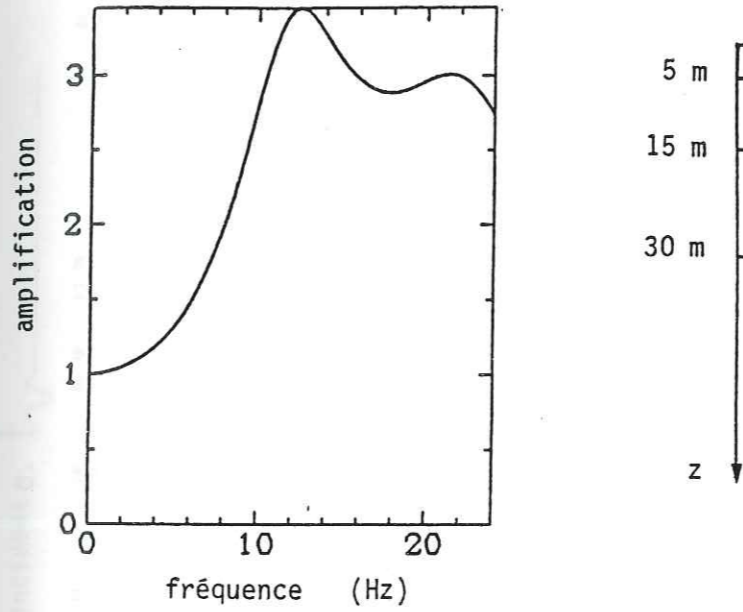


Figure 17 : Fonction de transfert calculée pour la stratification en couches planes associée au profil de type II (voir figure 15); noter qu'au point 1, l'amplification maximale est supérieure à 10, alors qu'ici elle vaut 3.5).

STRATIFICATION

Q=10	$\rho=2.8$	$\beta=350$ m/s
Q=40	$\rho=2.8$	$\beta=1000$ m/s
Q=60	$\rho=2.8$	$\beta=1650$ m/s
Q=100	$\rho=2.8$	$\beta=2500$ m/s

De façon à déterminer la fréquence maximale jusqu'à laquelle on pouvait se fier aux résultats obtenus, nous avons procédé à tatonnements et fait plusieurs essais : il s'est avéré que nous avons dû nous limiter aux fréquences inférieures à 24 Hz. Cette fréquence maximale correspond au rapport de la vitesse moyenne, notée VSM, des 3 premières couches sur la demi-largeur de la topographie (VSM/l avec VSM = 1216 m/s et l = 50 m).

Les résultats sont présentés sous la forme de fonctions de transfert (Figure 15), et de sismogrammes synthétiques (Figure 16), calculés en différents points de la surface.

4-2-3 Résultats et discussion (figures 15 à 19) :

a) Observations générales dans le domaine fréquentiel :

1 - L'amplification maximale, égale à 12, a lieu au sommet de la colline centrale. En ce point, le pic principal est situé aux alentours de 12 Hz,

En comparant ces résultats avec les fonctions de transfert calculées pour le profil équivalent en couches planes (figure 17), on constate que les fréquences d'amplification maximale coïncident pour l'un et l'autre profil. a

La figure 18 représente les fonctions de transfert, calculées pour un relief isolé, avec une stratification analogue.

En comparant les figures 15 et 18, il apparaît que la périodicité de la structure amplifie les déplacements de surface, notamment au sommet. Cette périodicité se traduit par un effet de résonance latérale important, ainsi que le signale BARD (1983). Il semble cependant difficile de dégager clairement un effet propre à la périodicité.

2 - Pour les fréquences supérieures à 8 Hz, les mouvements observés aux points 2 et 5 sont très différents. Cependant, ces 2 points sont tous les deux situés à proximité du sommet, sur des flancs différents. La différence entre les mouvements des points 2 et 5 apparaît surtout aux alentours de 13 Hz, ce qui correspond à la fréquence du maximum d'accélération pour le sommet de la colline centrale. Par contre, à basse fréquence, jusqu'à 8 Hz, les mouvements des points 2 et 5 semblent coïncider approximativement.

On peut donc conclure que la résonance latérale a lieu pour des fréquences comprises entre 9 et 14 Hz. En dessous, pour des fréquences plus basses, cette résonance ne semble pas intervenir.

3 - La résonance latérale a des effets difficiles à prévoir du fait de la formation d'interférences constructives ou destructives. Ainsi, au voisinage de 10 ou 11 Hz, on voit nettement se former des interférences destructives pour les points 4 à 7, ce qui provoque une très forte déamplification des mouvements du sol. Ici encore on peut attribuer ces interférences destructives à la propagation latérale d'ondes de surface.

4 - Les phénomènes d'interférences se poursuivent aux points 8 et 9, situés en dehors de la structure. En ces points, la fonction de transfert calculée est très différente de celle du profil équivalent en couches planes,

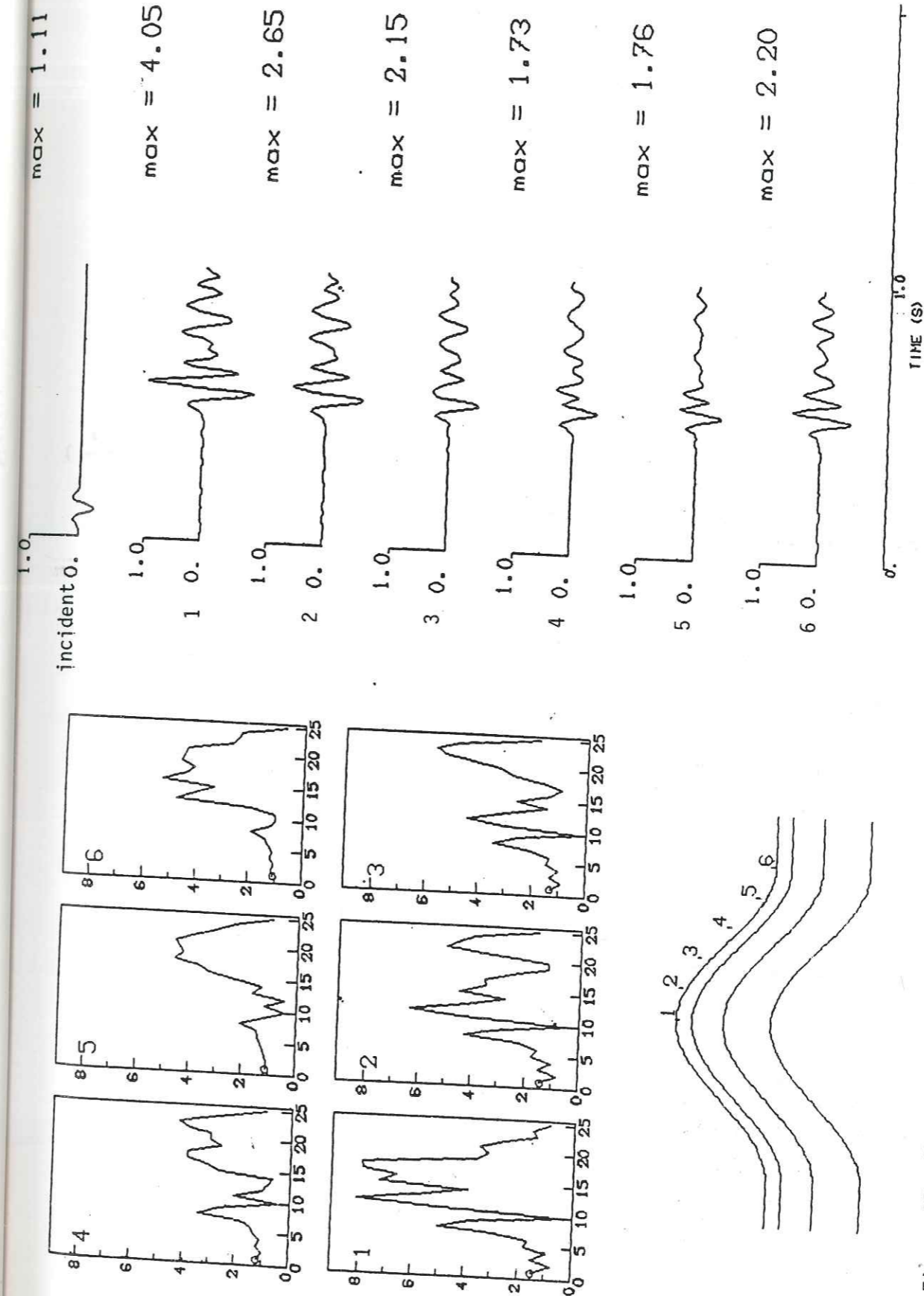


Figure 18 : Fonctions de transfert calculées en chaque point numéroté de la surface.

Figure 19 : Sismogrammes synthétiques en réponse à un signal de Ricker incident. La numérotation correspond à celle de la figure 18.

notamment pour le point 8, pour lequel on observe une déamplification très forte à 16 Hz : ces écarts ne peuvent être attribués qu'à une conjonction d'interférences destructives en ces points.

b) Observations générales dans le domaine temporel :

Le signal temporel incident est une onde dite de Ricker, d'équation générale :

$$(48) \quad s(t) = (a - 0.5) \exp(-a) \quad \text{avec } a = (\pi(t-t_s)/t_p)^2$$

Nous avons pris :

$$t_p : 2/\text{fréquence maximale} = 0.0833 \text{ s}$$
$$t_s : 0.1566 \text{ s}$$

La transformée de Fourier de  $s(t)$  varie en : (49)  $S(\omega) = \omega^2 \exp\left(-\frac{\omega^2 t_p^2}{4\pi^2}\right)$

Le spectre est maximum pour :  $f_p = 1/t_p$ .

Donc,  $f_p$  correspondant au maximum des fonctions de transfert calculées précédemment, les effets calculés dans le domaine temporel sont maximaux pour ce choix de  $t_p$ .

Sur la figure 16, on observe que le maximum d'amplification, égal à 4.5, correspond au sommet. L'amplification est minimale aux points 4 et 7, ainsi que l'on pouvait s'y attendre, d'après la forme de fonctions de transfert.

La prolongation du signal est importante. On voit nettement apparaître des ondes de surface, dont l'amplitude a tendance à décroître. Sur les bords de la structure ce phénomène demeure important, ainsi que l'amplification, confirmant l'existence d'interférences constructives aux points 8 et 9.

c) Effet spécifique de la périodicité de la structure :

La comparaison des figures 15 et 16, d'une part (reliefs périodiques), et 18 et 19, d'autre part (relief isolé) ne permet pas d'aboutir à des conclusions précises : sur les flancs de la colline centrale, les mouvements sont amplifiés par la périodicité. Par contre, sur les bords (en dehors de la structure elle-même), les amplitudes sont plus importantes pour un relief isolé.

D'autre part, on observe sur les fonctions de transfert de la figure 18 qu'un pic systématique se produit aux alentours de 7 Hz : ceci résulte donc d'un strict effet de topographie, et n'est pas relié avec la périodicité.

d) Conclusions :

Le contraste d'impédance de la stratification considérée impose dans le cas présent la valeur de la fréquence d'amplification maximale. Cependant, les valeurs d'amplification maximale observées en chacun des points dépassent largement celles que l'on obtiendrait en combinant simplement l'effet d'une simple topographie et celui de la stratification. On observe aussi des déamplifications importantes (aux points 4, 5, et 6, notamment) que ne laisserait pas prévoir la combinaison des modèles simples. Ainsi, il ressort que la périodicité de la structure joue un rôle majeur, qu'il ne semble pas possible d'isoler. Des interférences destructives et constructives apparaissent et modifient considérablement les phénomènes qui rentrent en jeu. Ceci est particulièrement remarquable sur les bords de la structure.

Les phénomènes de résonance latérale rendent hasardeuses les prédictions, ou l'établissement de règles générales. On retient seulement que :

1 - La fréquence d'amplification maximale correspond, dans le cas traité, à la fréquence de résonance de l'empilement. Cependant, aucune justification théorique ne permet de généraliser cette affirmation.

2 - L'amplification maximale a lieu au sommet de la colline centrale. Elle est de 50 % supérieure à celle qu'on obtiendrait par le produit des effets dus à la stratification et ceux mis en évidence pour un relief isolé.

3 - Les mouvements différentiels sur les flancs sont amplifiés.



TABLEAU III: PROFILS DE TYPE III : CARACTERISTIQUES MECANQUES ET RESULTATS

CONFIGURATIONS A					CONFIGURATIONS B														
A1					A2					B1					B2				
1/2 espace : $B = 3500$ m/s - $\rho = 3$ - $Q = 100$										1/2 espace : $B = 3500$ m/s - $\rho = 3$ - $Q = 100$									
couche	B	$\rho$	Q	épaisseur max.	couche	B	$\rho$	Q	épaisseur max.	couche	B	$\rho$	Q	épaisseur max.	couche	B	$\rho$	Q	épaisseur max.
1	200 m/s	2	10	25 m	1	200 m/s	2	20	100 m	1	200 m/s	2	20	100 m	2	1200 m/s	2	60	100 m
2	300 m/s	2	20	25 m															
3	400 m/s	2	20	37.5 m															
4	1000 m/s	2	70	112.5 m	2	1200 m/s	2	70	112.5 m										
Centre de la vallée : équivalence A1-A2 pour $f < 3$ Hz seulement										Centre de la vallée : équivalence B1-B2									
Bords de la vallée : Très fort effet de contraste pour A2 Importants effets d'interférences										Bords de la vallée : Fort effet de contraste vallée-bedrock Importants effets d'interférences									
NECESSITE DE PRENDRE EN COMPTE LA GEOMETRIE EXACTE DES COUCHES										PRISE EN COMPTE DE LA GEOMETRIE EXACTE DES COUCHES AU BORD									
IMPORTANTS PHENOMENES D'INTERFERENCES A L'INTERIEUR DE LA VALLEE										LA GEOMETRIE DE LA STRATIFICATION A L'INTERIEUR									
COUPLAGE IMPORTANT (1D) + (2D)										DE LA VALLEE EST UN FACTEUR DETERMINANT									

4-4 ETUDE DES CONFIGURATIONS DE TYPE III (VALLEES ALLUVIALES) :

4-4-1 Introduction :

Le remplissage alluvial des vallées n'est jamais régulier. Les dépôts se consolident au fur et à mesure qu'ils sont enfouis. L'épaisseur des sédiments est plus importantes au centre qu'au bord des vallées, et les couches alluviales qui se forment ne sont pas planes, mais incurvées. De ce fait, on observe souvent dans la nature des configurations dites de "type III", représentées sur les figures 20 à 22, et il importe alors de connaître l'effet d'une telle géométrie. En particulier, les questions posées sont les suivantes :

- 1) Peut-on assimiler la vallée à une vallée homogène de caractéristiques moyennes?
- 2) Si l'on doit explicitement tenir compte du gradient de vitesses, peut-on utiliser un modèle de couches planes à l'intérieur de la vallée?

Pour répondre à ces questions, nous étudions ici une vallée dont le comportement a été étudié en détail par BARD (1983). Elle est en forme de sinusoidé, et le rapport profondeur (h)/demi-largeur (l) vaut 0.4. Les caractéristiques mécaniques moyennes à l'intérieur de la vallée sont toujours telles que le contraste de vitesse substratum/vallée est toujours égal à 5, le contraste de densité, égal à 1.7 et le facteur de qualité moyen égal à 20 - 40 environ. La vallée "moyennée" est donc à fort contraste, très atténuante, et se range dans la catégorie des vallées "profondes" : les effets de résonance sont à bande étroites ; ils s'accompagnent de fortes amplifications (égales à 4 fois l'amplification 1D) et de fortes prolongations dans le domaine temporel. Comme nous restons à l'intérieur du domaine linéaire viscoélastique, les informations essentielles de notre travail sont contenues dans les fonctions de transfert. (Nous rappelons ici qu'une telle approche perd toute son intérêt dès lors qu'on introduit la non-linéarité). C'est pourquoi nous nous limitons à l'analyse fréquentielle.

4-4-2 Profils étudiés :

Nous avons étudié et comparé deux groupes de cas, notés respectivement A et B, dont les caractéristiques sont répertoriées dans le tableau III.

1 - Stratification de type A : Tous les cas de type sont constitués de 4 couches dites "d'alluvions", reposant sur un "substratum". De la surface jusqu'en profondeur, on a :

- 1ère couche : épaisseur max. : 25 m - VS = 300 m/s - Q = 10 - densité = 2
- 2ème couche : épaisseur max. : 25 m - VS = 300 m/s - Q = 20 - densité = 2.
- 3ème couche : épaisseur max. : 37,5 m - VS = 400 m/s - Q = 20 - densité = 2.
- 4ème couche : épaisseur max. : 112,5 m - VS = 1000 m/s - Q = 70 - densité = 2.

Substratum : VS = 3500 m/s - Q = 100 - densité = 3.3

Ces couches sont agencées différemment suivant les cas (Figures 20, 21, et 24) :

Cas A1 : Chacune des formations alluviales est en forme de sinussoide (fig. 20)  
 Cas A2 : L'interface substratum-alluvions est irrégulier. Les autres sont plans (fig. 21)  
 Cas A3 : Il n'y a que des couches planes (fig. 24)

2 - Stratification de type B : il n'y a plus que 2 couches d'alluvions qui reposent sur le substratum. De la surface jusqu'en profondeur, on a :

1ère couche : épaisseur maximale : 100 m - VS = 200 m/s -  $Q = 10$  - densité = 2  
 2ème couche : épaisseur maximale : 100 m - VS = 1200 m/s -  $Q = 70$  - densité = 2  
 Substratum : VS = 3500 m/s -  $Q = 100$  - densité = 3.3

Ces couches sont agencées différemment suivant les cas (Figures 22, 23 et 24) :

Cas B1 : Les 2 formations alluviales sont en forme de sinussoide (fig. 22)  
 Cas B2 : L'interface substratum-alluvions est irrégulier. Les autres sont plans (fig. 23)  
 Cas B3 : Il n'y a que des couches planes (fig. 24)

La différence majeure entre A1 et A2, d'une part, et B1 et B2, d'autre part, tient à la forme de la stratification à l'intérieur de la vallée. Au voisinage du centre (à l'aplomb du point 1), la stratification est celle des couches planes (A3 et B3). Par contre, lorsqu'on va vers les bords de la vallée, notamment à l'aplomb du point 5, on passe brutalement du bedrock (2500 m/s) à la couche la plus lente (200 m/s).

Cette dernière remarque guident les observations qui suivent, et que nous allons discuter à partir des fonctions de transfert.

4-4-3 Résultats et discussion :

a) Résultats : cas A (figures 20, 21, et 23)

\*\*\*\* Observation générale :

Pour le profil A2, on observe en tous les points, de très fortes amplifications (>35) aux alentours de 4 Hz, alors que ceci ne s'observe pas pour A1. Cette fréquence correspond à la résonance d'une couche de 12.5 m d'épaisseur dont la vitesse est égale à 200 m/s.

Les pics observés peuvent donc être attribués à la résonance de la couche la plus lente induite sur les bords, et qui se transmet à la vallée toute entière.

Pour le profil A2, il semble qu'entre 3 et 5 Hz, cette résonance gouverne tous les phénomènes d'amplification dans la vallée.

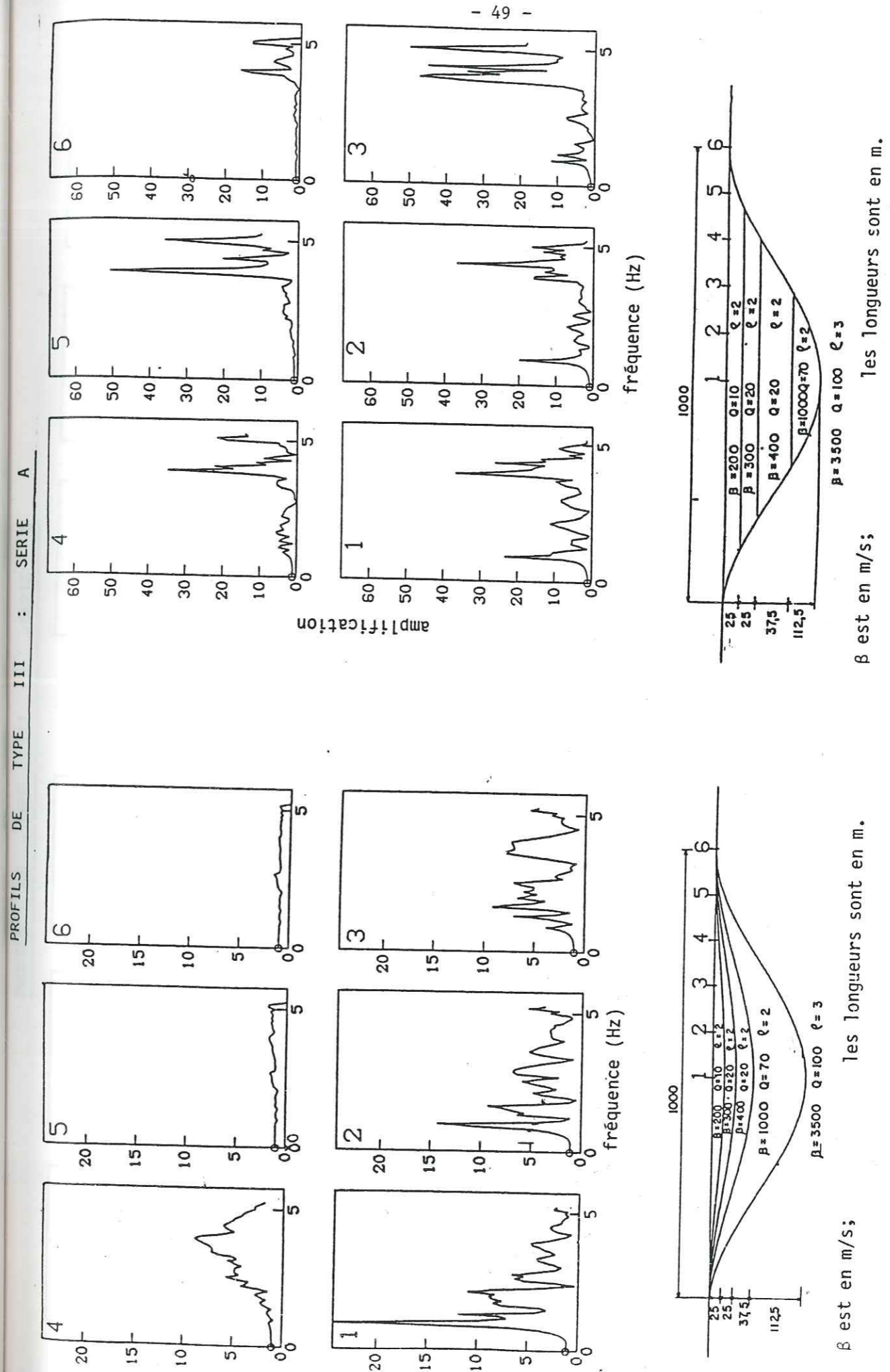


Figure 20 : Profil III-- Serie A1.  
 Fonctions de transfert pour les 6 points numérotés.

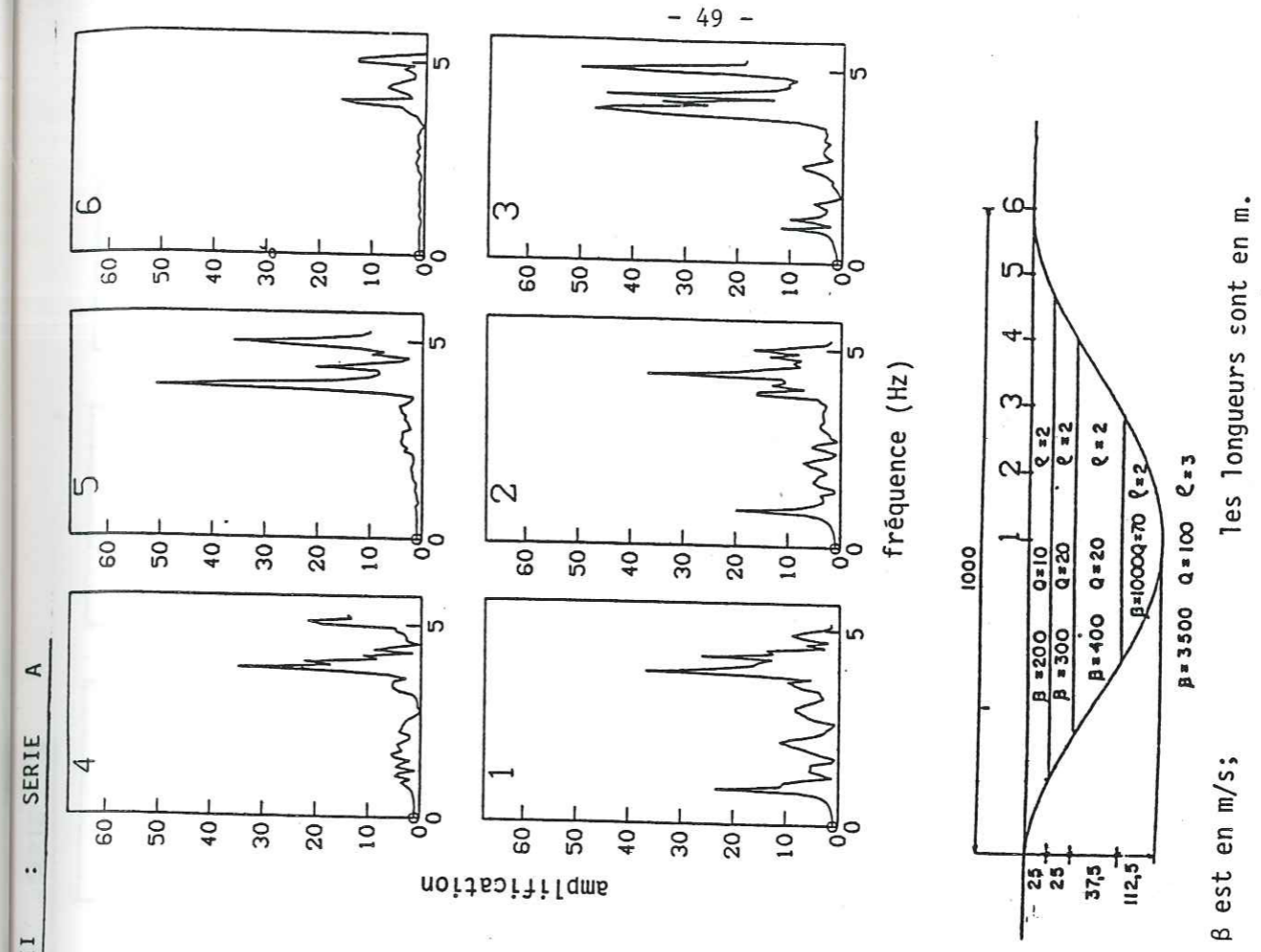


Figure 21 : Profil III - Serie A2.  
 Fonctions de transfert pour les 6 points numérotés.

\*\*\*\* Au centre de la vallée :

- 1) Jusqu'à 2 Hz, les fonctions de transfert A1 et A2 sont très semblables.
- 2) Au delà de 2 à 3 Hz, on observe des phénomènes de résonance pour le profil A2, induite par la couche superficielle à 200 m/s, alors que les fonctions de transfert pour le profil A1 sont gouvernées par la stratification globale (comparer A1 et A3 à ces fréquences).
- 3) Relativement au modèle A3, la structure 2D des profils A1 et A2 induit de très fortes amplifications (voir figure 18 à 1 Hz, et comparer avec la figure 23).

\*\*\*\* Au point 3 :

C'est au point 3 qu'on observe les amplifications maximales (supérieures à 45) pour le profil A2. Ceci résulte vraisemblablement d'interférences constructives, maximales au voisinage de ce point.

\*\*\*\* Sur les bords de la vallée (points 5 et 6) :

Pour le profil A1, la réponse au point 5 entre 1 et 5 Hz est pratiquement uniformément égale à 1 : l'épaisseur d'alluvions à l'aplomb du point 5 est trop faible pour être "vue" par les longueurs d'onde considérées. De ce fait, il n'y a aucun effet d'amplification.

Par contre, pour le profil A2, le contraste d'impédance est égal à 29 et la fréquence correspondante environ égale à 4. Les très fortes amplifications qui en résultent sont elles mêmes amplifiées par la configuration 2D, et d'éventuels "effets de bord". s.p

Au point 6, la fonction de transfert n'est pas plate pour le profil A2 : une partie de l'énergie piégée par la couche lente de la vallée est rejetée à l'extérieur, et induit des déplacements importants au point 6.

b) Résultats : cas B (figures 22, 23 et 24)

\*\*\*\* Au centre de la vallée (points 1 et 2) :

Les fonctions de transfert B1 et B2 sont très similaires. La fréquence d'amplification maximale correspond (0.7 Hz) à peu près à celle des couches planes B3 (figure 24). Cependant l'amplitude des déplacements dans le cas 2D est très largement supérieur, du fait de la courbure de l'interface bedrock/alluvions.

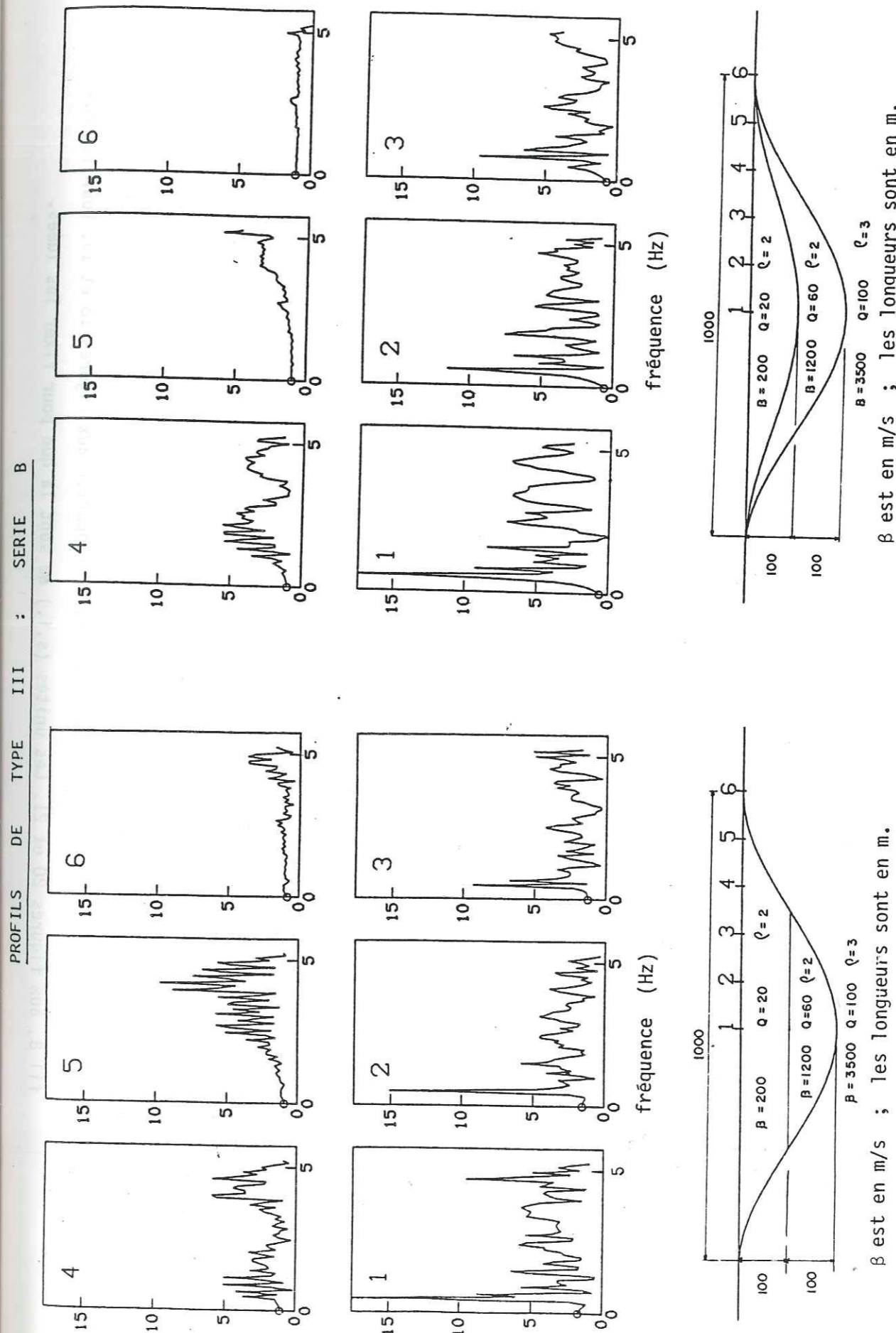


Figure 22 : Profil B1.

Fonctions de transfert calculées pour chacun des points numérotés.

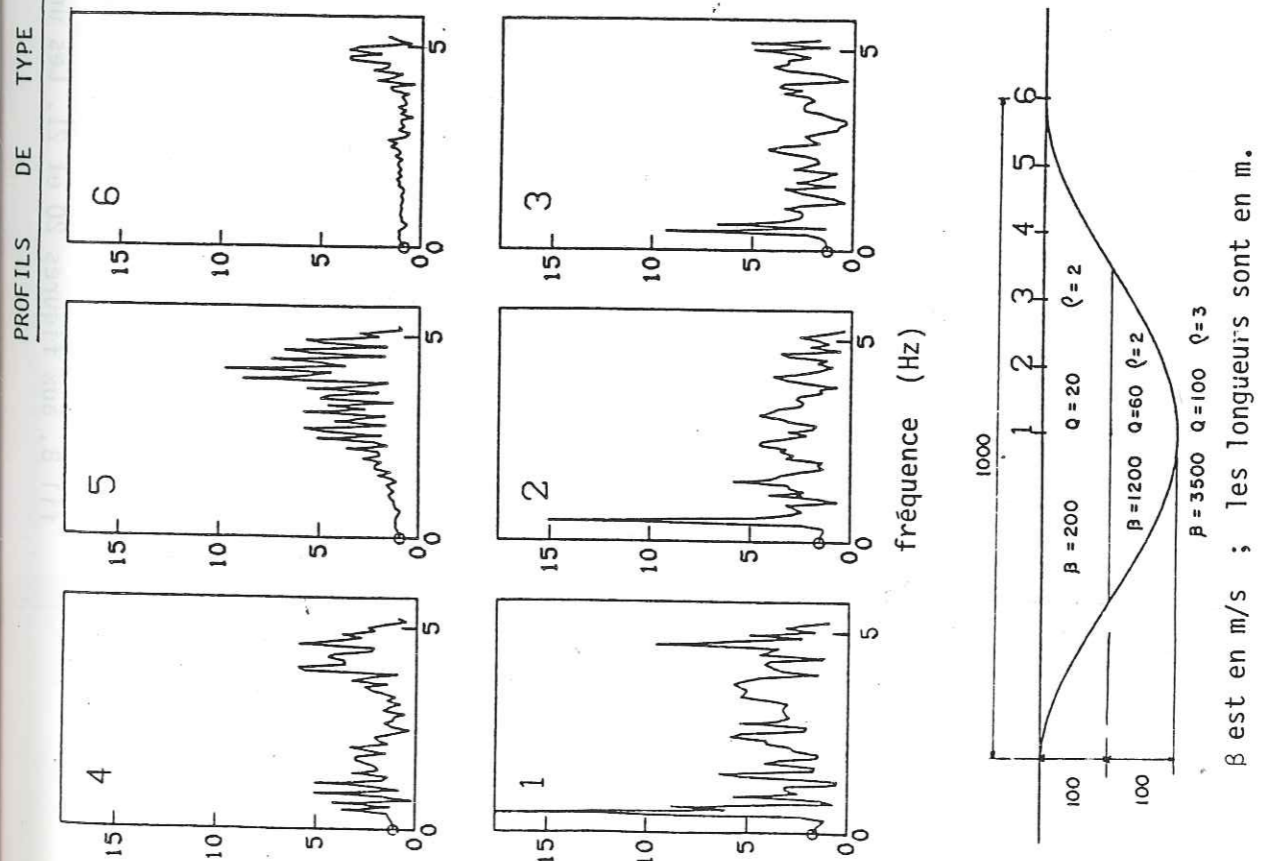


Figure 23 : Profil B2.

Fonctions de transfert calculées pour chacun des points numérotés.

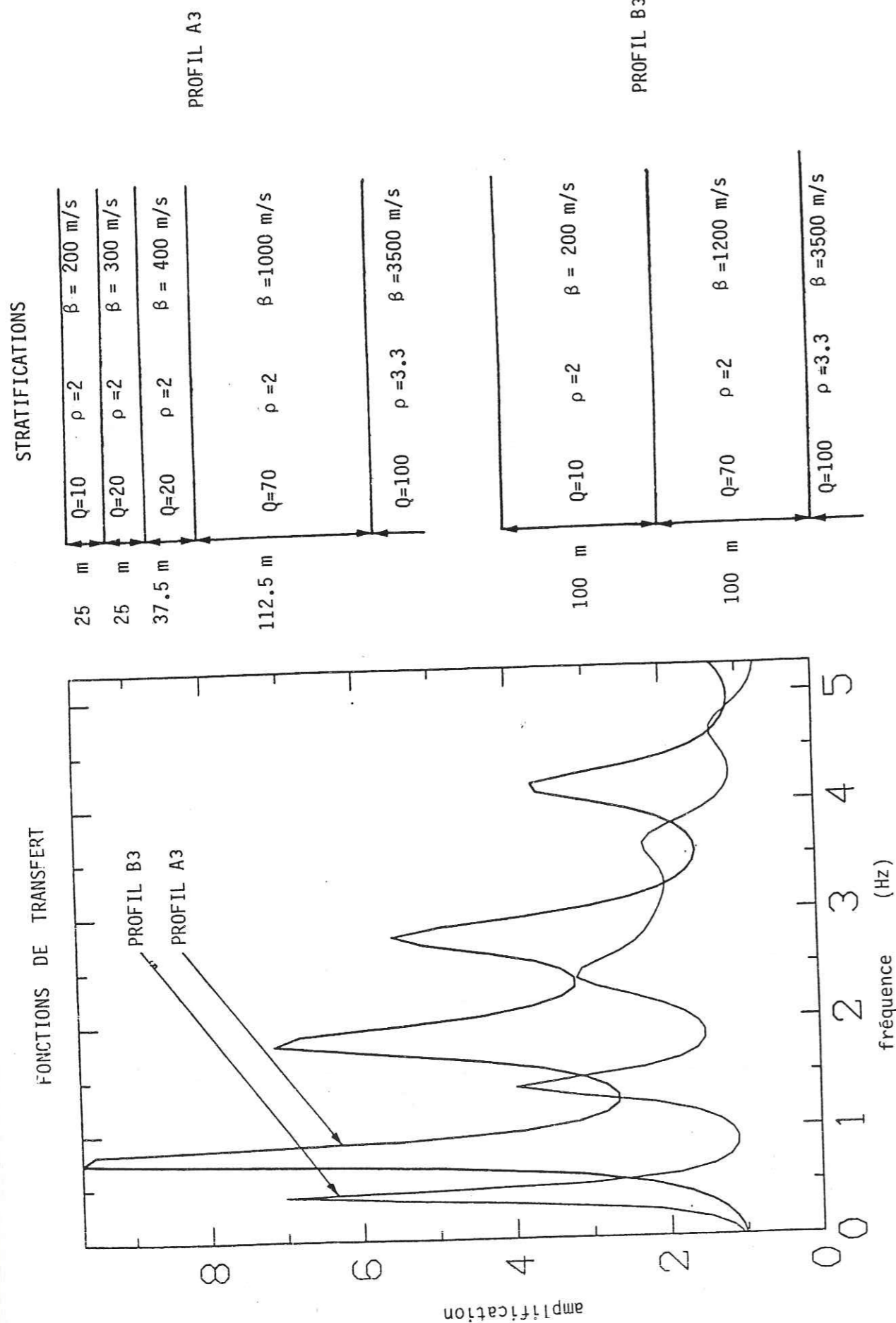


Figure 24 : Fonctions de transfert calculées pour une stratification en couches planes correspondant aux profils A et B de type III. Pour le profil A, se rapporter aux figures 18 et 19. Pour le profil B, aux figures 20 et 21. Les unités (s.i.) ne sont là que pour fixer les idées.

\*\*\*\* Au milieu de la vallée (points 3 et 4) :

Entre les points 3 et 4, de très forts déplacements différentiels apparaissent. Notamment aux alentours de 1 Hz et 2.5 Hz, les mouvements sont plus amplifiés au point 3 qu'au point 4. Ceci peut avoir des conséquences importantes pour le risque sismique.

\*\*\*\* Sur les bords de la vallée (points 5 et 6) :

Ici encore, il y a clairement un effet de contraste combiné avec l'effet 2D. A l'aplomb du point 5, on passe brutalement du rocher à la couche la plus lente, et cela induit d'importantes amplifications, et ceci, pour chacun des profils B1 et B2.

Ces amplifications sont cependant bien inférieures à celles qu'on observe pour les profils A, du fait qu'il n'y a pas le même piégeage des ondes : l'énergie "focusée" dans le coin de la vallée peut plus facilement être rejetée vers l'extérieur que dans le cas A.

Noter aussi qu'à l'extérieur de la zone d'influence de la vallée (au point 6), des amplifications importantes se produisent.

c) Discussion :

La prise en compte des effets 2D est cruciale. La comparaison des modèles 2D avec les modèles 1D (B3 et A3) fait apparaître des effets importants qui se traduisent par :

- 1 - Des amplifications (de l'ordre de 3) importantes au centre de la vallée, avec ou sans stratification interne, la présence de l'interface irrégulier rocher/alluvion multiplie l'amplitude des mouvements par 2.5
- 2 - Des mouvements différentiels, notamment au centre de la vallée.
- 3 - Des phénomènes de diffraction complexes dans les "coins" de la vallée, pour les fréquences supérieures à 4 Hz.

Ainsi, on retrouve tous les effets majeurs de diffraction 2D mis en évidence par BARD (1983) pour des modèles plus simples, telles que vallée homogène reposant sur un substratum homogène. Les phénomènes observés sont physiquement les mêmes que dans le cas d'un seul interface irrégulier, mais se traduisent dans le cas présent par des schémas d'interférences beaucoup plus complexes.

Les effets significatifs dus à la stratification interne (par rapport aux effets 2D obtenus à partir d'un modèle de vallée homogène) sont :

- Les mouvements différentiels d'un point à l'autre de la vallée sont considérablement amplifiés.

- Sur les bords de la vallée apparaissent des phénomènes complexes de diffraction (pour les fréquences les plus élevées).

d) Conclusion :

Nous sommes en mesure de répondre aux questions posées en introduction du présent paragraphe, en tout cas pour les deux profils choisis :

1) Représenter la vallée par une vallée homogène de caractéristiques moyennes est largement insuffisant, car cela ne permet pas de rendre compte des amplifications dues au gradient de vitesse.

2) L'approximation correcte du gradient de vitesse à l'intérieur de la vallée dépend de la fréquence :

\*\*\*\* Tant que la longueur d'onde reste grande devant l'épaisseur des alluvions les plus lentes à l'aplomb du point considéré, il est plus avantageux de représenter la stratification interne à la vallée par une superposition de couches planes : le gain en temps calcul est de 100 % au moins, pour la même quantité d'informations obtenues.

\*\*\*\* Lorsqu'on monte en fréquence, des phénomènes complexes de diffraction apparaissent sur les bords de la vallée, qui peuvent induire des phénomènes d'interférences constructives ou destructives, qui se rajoutent aux effets dus au simple contraste de vitesse à la verticale du point considéré. Les modèles 1D, pour la représentation de la stratification interne à la vallée sont alors dramatiquement insuffisants.

5 CONCLUSION DE LA PREMIERE PARTIE

Les exemples d'application étudiés font apparaître, pour la propagation des ondes sismiques, une forte interdépendance entre les effets de la loi de vitesse  $c(z)$ , et ceux de la géométrie des couches superficielles.

La géométrie des interfaces est source de phénomènes complexes de diffraction, DIFFICILES A PREVOIR A PRIORI, même dans le cas d'une loi simple de vitesse. Les variations latérales de  $c(z)$  induites par la nature 2D des interfaces jouent un rôle déterminant, notamment pour les amplifications observées :

- sur les versants des reliefs (type I et II), sur lesquels les mouvements sont très différents d'un point voisin à l'autre.

- sur les bords des vallées (type III), où des phénomènes d'interférences donnent naissance à de très fortes amplifications.

Nous avons montré un exemple pour lequel les 2 effets (loi de vitesse et géométrie) se superposent de façon simple : dans le cas d'un relief isolé (type I), il est possible de définir, (pour le sommet uniquement), un ordre de grandeur du coefficient topographique d'amplification, et ceci, quelque soit la stratification en présence.

Cependant, ce schéma simple disparaît dès que l'on force certains mécanismes de diffraction. Par exemple, la périodisation de la structure (type II) donne naissance à un système d'interférences latérales, destructives ou constructives. Alors, dans certains cas, géométrie et loi de vitesse se combinent pour engendrer des amplifications de loin supérieures au produit de chacun des deux effets pris séparément.

En ce qui concerne les applications au génie parasismique, il ressort de nos résultats qu'il est absolument nécessaire de se livrer à de bonnes reconnaissances géophysiques et géotechniques préalables, sans lesquelles toute estimation a priori des effets de site s'avère hasardeuse.

Dés lors que la loi de vitesse et la géométrie des interfaces sont connus, le modèle présenté se révèle être un outil puissant et efficace (annexe 2) pour estimer l'amplification linéaire du sol.

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

DEUXIEME PARTIE : INFLUENCE DE LA SATURATION EN EAU

INTRODUCTION

CHAPITRE I : LA THEORIE DE BIOT

CHAPITRE II : CONFIGURATION 1D - DISCUSSION PHENOMENOLOGIQUE

CHAPITRE III : CONFIGURATION 2D - DIFFRACTION SUR DES INTERFACES COMPLEXES

CONCLUSION

*Le sommaire détaillé figure sur les pages hors numérotation, au début de ce mémoire.*

INTRODUCTION DE LA DEUXIEME PARTIE  
-----

BIOT (1956 a) a posé les jalons pour l'étude du comportement dynamique d'un milieu diphasique. Le squelette, constitué de la partie solide et des pores occlus, est assimilé à un solide élastique. Le fluide s'écoule à travers les pores connectés et est gouverné par une loi de Darcy généralisée, où les termes d'inertie sont pris en compte. L'interaction fluide-solide est modélisée en termes de couplage entre les 2 phases, fluide et solide. Enfin, on suppose qu'il existe une échelle macroscopique, très petite devant la longueur d'onde, pour laquelle les concepts de la mécanique des milieux continus sont applicables. BIOT a ainsi prédit l'existence d'une deuxième onde de compression très fortement amortie, dite onde P2, ou onde lente (car beaucoup plus lente que l'onde P habituelle). Du fait de son amortissement important, l'onde P2 n'est pas observable dans la nature : ce n'est qu'en 1979 que PLONA (1979, 1980) a confirmé expérimentalement l'existence d'une telle onde.

Depuis les papiers de base de BIOT, une littérature abondante a été publiée, pour donner au modèle des justifications théoriques. Parmi les travaux qui reprennent l'esprit de BIOT, citons notamment : GEERSTMA et SMIT (1961), STOLL et BRYAN (1970), BERRYMAN (1980), etc.... Elaborée plus récemment dans un cadre plus général, la théorie de l'homogénéisation (AURIAULT et SANCHEZ PALENCIA (1975)) propose une approche globale qui inclue la théorie de BIOT.

Jusqu'à présent, les solutions analytiques pour le calcul du champ d'onde complet, concernent la propagation monodimensionnelle dans un milieu infini ou semi-infini, alors que la plupart des problèmes pratiques nécessitent la prise en compte des conditions aux limites complexes.

YAMAMOTO a étudié le problème de la réponse des sédiments marins à la houle et aux vagues. Dans un premier temps (1978), il s'est limitée au cas d'une matrice élastique linéaire. Plus récemment (1983), il a proposé une méthode numérique pour étendre son étude au cas d'une matrice anélastique. Il montre que, dans la plupart des cas classiques, il est possible d'assimiler la couche des sédiments peu consolidés qui recouvre le fond des océans à un milieu monophasique équivalent, dans lequel les vitesses des ondes sont calculées par le modèle de BIOT, mais l'onde P2 n'est pas prise en compte.

MEI et FODA (1981) proposent une méthode pratique simple pour le calcul de la réponse à une sollicitation sismique d'un milieu saturé ayant une surface libre. Leur calcul s'applique au cas des hautes fréquences et faibles perméabilités. Ils suggèrent que, loin de la surface libre, la résistance à la friction entraîne un couplage mécanique important entre les 2 phases, fluide et solide. De ce fait, le matériau poreux peut être assimilé à un milieu monophasique équivalent, dont les paramètres mécaniques (modules d'élasticité) ont été ajustés. Par contre, près de la surface libre, ceci n'est plus vrai, car le "poids de la colonne" n'est plus suffisant pour assurer le couplage mécanique. Aussi, il existe une couche limite, proche de la surface, où les mouvements différentiels entre les 2 phases doivent être modélisée explicitement. Pour cela, ils proposent une méthode asymptotique, valable à l'intérieur de la couche limite, qui permet de représenter les effets

diphoniques.

DUTTA et ODE (1983) appliquent la théorie de BIOT au calcul des coefficients de transmission et de réflexion des ondes à l'interface entre deux milieux poreux, l'un étant saturé d'eau, et l'autre de gaz. En écrivant la conservation d'énergie de part et d'autre de l'interface, ils montrent que ces coefficients sont très fortement altérés du fait de la présence de fluide, et des conversions suivant le mode P2.

SCHMITT et al, (1985) modélisent les diagraphies acoustiques, pour une gamme de fréquences comprise entre 1 et 100 KHz. Ils se placent dans une configuration à symétrie cylindrique incluant plusieurs interfaces concentriques (simulation de puits de forage). Les sismogrammes synthétiques qu'ils calculent montrent qu'il est nécessaire de prendre en compte le champ d'onde complet (i.e. onde P2 comprise), notamment en ce qui concerne la modélisation des ondes d'interface (onde de Stoneley).

Il semble donc que la nature des conditions aux limites est particulièrement importante : c'est ce que nous nous proposons de discuter. Pour cela, le présent travail est divisé en trois chapitres :

1) Dans le premier chapitre, la théorie de BIOT est présentée, avec quelques compléments qui permettent de la rendre applicable.

2) Dans le deuxième chapitre, une discussion phénoménologique est suggérée à partir d'une configuration géométrique simple constituée de couches planes (1D). La modélisation numérique du milieu poreux est celle de SCHMITT et al (1985), et le champ des applications orienté vers les problèmes de risque sismique. Dans la gamme de fréquences considérées (0 - 25 Hz), les effets propres à l'onde P2 n'apparaissent que pour des matériaux à très fortes perméabilités (supérieures à  $10e-12$  m<sup>2</sup>, le fluide saturant étant l'eau). De ce fait, les applications ne concernent ici que les sables (moyens à grossiers) et les sédiments peu consolidés.

3) Dans le troisième chapitre, le cas d'interfaces complexes est traité : nous présentons des résultats obtenus pour la diffraction des ondes sismiques par des vallées alluviales (2D). La méthode utilisée est celle d'AKI-LARNER, développée par BARD (1983).

Enfin, signalons que la présence de frontières introduit de lourdes complications analytiques pour le calcul du champ d'onde. De ce fait il nous est apparu nécessaire de nous limiter à un modèle physique simple, centré sur le mécanisme précis auquel nous nous intéressons : l'interaction fluide-solide, notamment aux frontières. Nous ne prenons donc pas en compte les autres causes de déperditions d'énergie, en particulier celles qui sont dues à l'anélasticité de la matrice. STOLL (1977) a détaillé les mécanismes de dissipation de l'énergie intervenant lors de la propagation d'une onde dans le milieu poreux. Il les a classés en 2 catégories principales, phénoménologiquement différentes : la première regroupe les pertes dues à l'anélasticité des matériaux; la seconde résulte des mouvements du fluide visqueux par rapport à la matrice. STOLL présente cependant plusieurs observations suivant lesquelles les pertes par effet visqueux sont prédominantes, (sur la gamme des fréquences sismiques) pour les matériaux sableux tels que ceux que nous modélisons. Signalons de plus que

les milieux poreux considérés sont supposés être complètement saturés. La présence de poches d'air (dont on sait qu'elles jouent un rôle important dans l'atténuation des ondes, voir par exemple DOMENICO (1974)) est supposée implicitement incluse dans la valeur des modules d'élasticité des constituants.



*"Ceux qui trouvent aux belles  
oeuvres de vilaines significa-  
tions sont corrompus sans être  
élégants. C'est une faute.*

CHAPITRE I

*Ceux qui trouvent aux belles  
oeuvres de belles significations  
sont des esprits cultivés. Pour  
ceux-là, il y a l'espérance."*

LA THEORIE DE BIOT

Oscar Wilde

1 - Préliminaire et résumé :

La présentation que nous faisons ici de la théorie est celle du papier de 1962b de BIOT.

L'exposé qui en est fait est calqué sur celui de COUSSY et BOURBIE (1984), avec quelques précisions dues à COUSSY en ce qui concerne le concept de "matrice". L'apport de la théorie de l'homogénéisation (calcul des termes de couplage dans le cas des hautes fréquences) a été suggérée par BONNET (1985) et SCHMITT (1985). Le modèle numérique (programme de calcul des différents termes) a été fourni par SCHMITT.

L'idée de base du modèle de BIOT consiste à écrire que la contrainte macroscopique et la pression interstitielle résultent, d'une part des effets visqueux, dus à l'écoulement du fluide relativement à la matrice, et d'autre part, des effets inertiels, dus à l'entraînement mutuel qu'une phase en mouvement exerce sur l'autre.

Toute la physique des phénomènes de propagation est gouvernée par l'importance relative d'un effet par rapport à l'autre. On montre que les termes inertiels ne sont significatifs que lorsque la fréquence de la sollicitation imposée dépasse une certaine fréquence critique, qui dépend des caractéristiques du matériau poreux et du fluide saturant.

2 - Hypothèses et notations :

\*\*\*\* Hypothèses :

1-a La longueur d'onde est supposée grande devant la dimension des pores. Ceci implique notamment que le fluide se comporte macroscopiquement comme un fluide parfait, alors que la viscosité joue un rôle prépondérant dans l'écoulement du fluide à l'échelle microscopique (voir MANDEL (1950) ; MAVKO et NUR (1979)).

1-b La longueur d'onde est grande devant les dimensions macroscopiques représentatives du milieu poreux. A cette échelle macroscopique, les concepts de la mécanique des milieux continus sont supposés applicables.

2. On étudie les petites perturbations par rapport à l'équilibre et donc on suppose vraies les hypothèses de l'élasticité linéaire.

3. La phase fluide est continue : l'eau s'écoule à travers les pores connectés, qui sont supposés être complètement saturés. Le squelette, par définition, est constitué du solide et des pores occlus.

4. Le squelette est supposé élastique et isotrope.

5. Nous ne considérons que les dissipations d'énergie dues aux effets visqueux, et inertiels de couplage entre les phases fluide et solide. En particulier, on néglige les termes de friction grain à grain et l'anélasticité des différents constituants. De plus, la propagation d'onde est adiabatique.

\*\*\*\* Notations et conventions :

$n$  : porosité (supposée constante et isotrope).  
 $\rho$  : masse par unité de volume d'agrégat poreux.  
 $\rho_m$  : masse volumique de la matrice.  
 $\rho_1$  : masse de la matrice par unité de volume d'agrégat poreux.  
 $\rho_f$  : masse volumique du fluide.  
 $\rho_2$  : masse du fluide par unité de volume d'agrégat poreux.

Les relations suivantes sont donc vérifiées :

$$\rho_m (1-n) + n \rho_f = \rho$$

$$\rho_1 = (1-n) \rho_m \text{ et } \rho_2 = n \rho_f$$

$\omega$  : fréquence angulaire.  
 $k_s$  : perméabilité intrinsèque.  
 $K$  : perméabilité hydraulique.  
 $\eta$  : viscosité du fluide.  
 $\nu$  : viscosité cinématique du fluide.

Par définition, on a :

$c_f$  : vitesse du son dans le fluide (ici, le fluide est l'eau).  
 $c_a$  : vitesse du son dans l'air.  
 $K_b$  : module d'incompressibilité du matériau poreux sec (dans lequel tous les vides sont remplis d'air).  
 $K_m$  : module d'incompressibilité de la matrice.  
 $K_f$  : module d'incompressibilité du fluide.  
 $\lambda_f$  : 1° coefficient de Lamé du matériau poreux non drainé.  
 $\lambda_o$  : 1° coefficient de Lamé du matériau poreux drainé.

On adopte la convention d'Einstein pour les sommations sur les indices répétés, et on utilise le symbole de Kronecker. La notation pointée indique la dérivée partielle par rapport au temps.

### 3 - Description du milieu poreux :

Dans le domaine des fréquences considérées (0 à 25 Hz), plusieurs ordres de grandeur séparent la taille des pores et la longueur d'onde. Il est donc possible de définir une "échelle de description" du milieu poreux à partir de laquelle les concepts de la mécanique des milieux continus soient applicables. Cette échelle est à la fois : 1) grande devant la dimension des pores et 2) petite devant la longueur d'onde. Cette échelle caractérise la dimension du petit cube élémentaire macroscopique de matériau poreux défini par BIOT (1956 à). Toutes les grandeurs considérées sont des moyennes prises sur l'élément tout entier.

Dans l'entité géométrique définie par le cube macroscopique élémentaire, il est difficile de séparer les phases fluides et solides. Il vaut mieux alors définir la matrice comme la matière contenue à l'intérieur de cet élément et les quantités suivantes, afin de décrire le matériau poreux :

\* Le taux d'augmentation d'augmentation de la teneur en fluide par unité de volume d'agrégat poreux au temps  $t$ .

\* Le déplacement  $u$  de la matrice, qui est une moyenne prise sur l'élément géométrique macroscopique tout entier, à la fois sur le fluide et le solide qui le constituent.

\* le flux moyen de fluide  $w$  (rentrant ou sortant) dans l'élément macroscopique élémentaire, ou autrement dit, la vitesse de filtration moyenne du fluide qui s'écoule relativement aux parois de la matrice.

Soit  $U$  la vitesse du fluide moyennée à la fois sur tout le fluide contenu à l'intérieur du petit élément de référence, et sur le fluide qui en est entré ou sorti entre les temps  $t$  et  $t + dt$ . Alors, tout naturellement, il vient, par définition :

$$(1) \quad \dot{w} = n (\dot{U} - \dot{u})$$

$$(2) \quad \dot{\xi} = -\text{div } \dot{w}$$

Par hypothèse, nous nous limitons au cas des petites perturbations. On peut donc confondre les coordonnées Eulériennes et Lagrangiennes, et intégrer dans le temps. On obtient alors :

$$(3) \quad w = n (U - u)$$

$$(4) \quad \xi = -\text{div } w$$

Par cette dernière expression, la définition donnée pour le flux  $w$  prend toute sa signification : il s'agit bien du déplacement moyen relatif du fluide par rapport aux parois du petit cube élémentaire (par unité de temps).

A partir des définitions respectives de  $u$  et  $U$ , nous reprenons intégralement le formalisme de BIOT. BIOT définit  $u$  comme le déplacement de la partie solide,

moyenné sur le petit élément de référence élémentaire. Pour COUSSY (1985, communication personnelle), le fait d'assimiler la matrice à la matière contenue dans le petit cube macroscopique élémentaire (et u au déplacement de la matrice) permet :

- 1) de justifier le passage à la limite du cas fluide
- 2) de formuler plus facilement les conditions de continuité à l'interface entre 2 milieux poreux.

Signalons enfin que, même si le fluide et le solide sont présents dans la matrice, nous ne considérons pas qu'en tout point matériel le fluide et le solide sont présents simultanément (comme le fait TERZAGHI, par exemple). Nous raisonnons à partir de valeurs moyennées sur l'élément de référence macroscopique, à l'intérieur duquel une certaine quantité de fluide est présente. Ce fluide est libre de s'écouler, et par w, nous quantifions la quantité qui rentre ou sort du petit élément de référence.

4 - Loi de comportement du matériau poreux :

D'après l'hypothèse 5, on peut définir à l'échelle macroscopique un potentiel interne V de déformation. D'après les autres hypothèses, V ne dépend que du tenseur de déformation de la matrice et de l'augmentation de la teneur en fluide. Alors, pour une déformation infinitésimale, il vient :

$$(5) \quad dV = \frac{\partial V}{\partial e_{ij}} de_{ij} + \frac{\partial V}{\partial \xi} d\xi$$

$$\text{où } e_{ij} = \frac{1}{2} (u_{i,j} + u_{j,i})$$

On définit à partir de là la pression de fluide et le tenseur des contraintes macroscopiques par :

$$(6) \quad \sigma_{ij} = \partial V / \partial e_{ij}$$

$$(7) \quad p = \partial V / \partial \xi$$

Ici représente les contraintes totales, c'est à dire les forces exercées par unité de surface de milieu poreux. On abandonne donc la notion définie par BIOT de forces exercées sur la partie solide par unité de surface de matériau poreux. L'hypothèse des petites déformations implique que V est une forme quadratique définie positive, qui s'écrit :

$$(8) \quad 2V = (\lambda f + 2\mu) I_1^2 + \mu I_2 - 2\beta M I_1 \xi + M \xi^2$$

où :

$$\begin{cases} I_1 = e = \text{div } u \\ I_2 = 2 * (\text{tr}(e)^2 - e^2) \end{cases}$$

La signification des coefficients M et  $\beta$  est explicitée par la suite.

Des expressions (6) et (7), il vient, (après avoir sauté une étape du calcul):

$$(9) \quad I_2 = 2 * (\text{tr}(e)^2 - e^2)$$

$$(10) \quad \sigma_{ij} = (\lambda f - \beta^2 M) e_{ij} + 2\mu e_{ij} - \beta p \delta_{ij}$$

M est la pression à appliquer sur le matériau poreux pour en augmenter la teneur en fluide d'une valeur unité lors d'une transformation à volume macroscopique constant (si  $e=0$  alors  $p=M$ ). Le coefficient  $\beta$  représente la part qui revient au fluide dans la variation de volume totale observée lors d'un essai de compression effectué sur un échantillon drainé, alors que la pression est

maintenue égale à zéro (cas d'un chargement lent. Voir figure 1). Dans ce cas,  $p=0$ , et il vient :

$$(12) \quad \sigma_{ij} = (\lambda_f - \beta^2 M) e^{\delta}_{ij} + 2 \mu e_{ij}$$

$$(13) \quad \xi = \beta e$$

De (12), il résulte que, pour le matériau drainé, on a :

$$(14) \quad \lambda_0 = \lambda_f - \beta^2 M$$

Le formalisme utilisé ici est identique à celui de BIOT. Nous pouvons donc utiliser les résultats formels de GEERSTMA et SMIT (1961) qui donnent l'expression des coefficients  $M, \beta$  et  $\lambda_f$  en fonction de la porosité, des densités et des modules d'élasticité des différents constituants. On écrit :

$$(15) \quad M = \frac{K_s}{(1-n) + n \frac{K_s}{K_f} - K_b/K_s}$$

$$(16) \quad \beta = 1 - K_b/K_s$$

$$(17) \quad \lambda_f = \frac{K_s \left[ 1 - (1+n) \frac{K_b}{K_s} + n \frac{K_b}{K_f} \right]}{(1-n) + n \frac{K_s}{K_f} - \frac{K_b}{K_s}} - \frac{2}{3} \mu$$

YEW et JOGI (1981) ont proposé des méthodes expérimentales de mesure des différents coefficients.

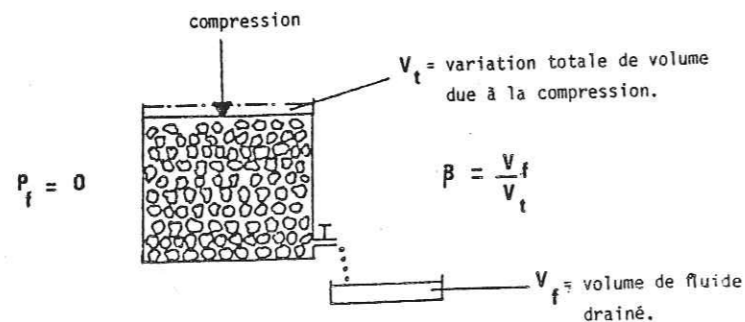


Figure 1 : Signification du paramètre  $\beta$ : part qui revient au fluide dans une variation de volume unité à pression nulle.

5 - Equation de la dynamique :

\*\*\*\* Pseudo potentiel de dissipation :

Les seules dissipations d'énergie prises en compte résultent du déplacement relatif du fluide par rapport à la matrice. On définit un pseudo. potentiel de dissipation  $D$ , qui, par hypothèse (h5) ne dépend que de  $(U-u)$  :

$$(18) \quad 2D = b \sum_i (U_i - u_i)^2 = \frac{b}{n^2} \dot{w}_i \dot{w}_i$$

Dans l'expression (18), le coefficient de friction  $b$  dépend de la fréquence et des paramètres qui gouvernent le flux visqueux, à savoir : la viscosité, la perméabilité et la porosité. La force  $X$  associée au flux s'écrit :

$$(19) \quad X_i = \frac{\partial D}{\partial \dot{w}_i}$$

Dans le cas d'un écoulement permanent, on doit retrouver la loi de Darcy, suivant laquelle  $X$  est l'opposée du gradient de pression. Le coefficient  $(b/n^2)$  est alors aisément assimilé à la perméabilité hydraulique  $K$ , et on a :

$$(20) \quad X_i = \frac{1}{K} \dot{w}_i \quad K^{-1} = \frac{b}{n^2}$$

\*\*\*\* Energie cinétique :

D'après l'hypothèse de linéarité, l'énergie cinétique  $T$  est une forme quadratique définie positive, que nous exprimons ici comme fonction de  $u$  et  $w$  :

$$(21) \quad 2T = \rho \dot{u}_i \dot{u}_i + 2 \rho_x \dot{u}_i \dot{w}_i + m \dot{w}_i \dot{w}_i$$

$\rho_x$  et  $m$  sont des masses volumiques apparentes qui traduisent le couplage entre les deux phases, ainsi que nous allons l'explicitier.

\*\*\*\* L'Equation de la dynamique :

D'après l'hypothèse des petites déformations, on peut traiter  $u$  et  $w$  en termes de coordonnées Lagrangiennes. On écrit alors les équations de Lagrange :

$$\left\{ \begin{array}{l} (22) \quad \sigma_{ij,j} = \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial T}{\partial \dot{u}_i} \right) \\ (23) \quad -p_{,i} = \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial T}{\partial \dot{w}_i} \right) + \frac{\partial D}{\partial \dot{w}_i} \end{array} \right.$$

Avec les équations (21) et (18), on obtient :

$$\left\{ \begin{array}{l} (24) \quad \sigma_{ij,j} = \rho_X \ddot{u}_i + \rho_X \dot{w}_i \\ (25) \quad -p_{,i} = \rho_X \ddot{u}_i + m \ddot{w}_i + \frac{b}{n^2} \dot{w}_i \end{array} \right.$$

Lorsque le flux est nul ( $W=0$  il n'y a pas de déplacement relatif du fluide par rapport au solide), (24) est l'équation générale du mouvement dans un milieu continu, et (25) est l'équation pour les fluides parfaits, qui s'écrit :

$$(26) \quad -p_{,i} = \rho_X \ddot{u}_i$$

De cette équation, on déduit :  $\rho_X = \rho_f$ . Lorsque le fluide est au repos ( $U=0$  et  $w=-n * u$ ), on écrit, d'après (25) :

$$(27) \quad -p_{,i} = (\rho_f - m n) \ddot{u}_i - \frac{b}{n} \dot{u}_i$$

Ainsi, lorsqu'il y a une accélération d'ensemble (de la matrice), il faut exercer, MEME QUAND LE COUPLAGE VISQUEUX EST NUL (i.e.  $b=0$ ), une certaine force sur le fluide afin de le garder en moyenne au repos. Autrement dit, un couplage inertiel apparaît entre le fluide et la matrice, et la force Y qui traduit ce couplage s'écrit :

$$(28) \quad Y_i = -(\rho_f - m n) \ddot{u}_i$$

Si l'on raisonne en termes de force par unité de volume de l'agrégat poreux, la force à appliquer au fluide seul vaut :

$$(29) \quad Z_i = -n (\rho_f - m n) \ddot{u}_i$$

Les forces d'inertie (dues à l'accélération  $u$  de l'ensemble) ont en fait tendance à accentuer le caractère diphasique du matériau poreux : il s'agit donc d'un "découplage inertiel". L'entraînement mutuel entre le fluide et la matrice se traduit par l'expression de masses apparentes, qui dépendent du paramètre  $m$ .

D'après (28) on introduit un facteur caractéristique de ce découplage inertiel, par unité de volume de l'agrégat poreux, qui s'écrit :

$$(30) \quad \rho_a = n (\rho_f - m n)$$

Les expressions (24) et (25) permettent d'interpréter physiquement l'interaction fluide-solide. Elles montrent notamment que les forces qui interviennent sont de 2 natures :

- 1). les forces dissipatives, dues à l'écoulement du fluide par rapport à la matrice, et caractérisées par les paramètres qui gouvernent cet écoulement :  $\omega$ ,  $n$  et  $k_s$ . Le facteur caractéristique qui quantifie ces effets visqueux est  $b(\omega, n, k_s)$
- 2). les forces d'inertie, qui dépendent des paramètres mécaniques de chacun des constituants et de la porosité. Le facteur caractéristique essentiel de ces effets inertiels est  $\rho_a$ .

L'interprétation physique des phénomènes de propagation repose sur l'importance relative d'un type de force (visqueuse ou inertielle) par rapport à l'autre. Les facteurs caractéristiques qui gouvernent ces effets ( $\rho_a$  et  $b$ ) peuvent être couplés. Ils dépendent de la géométrie des pores et de la fréquence. De ce fait, on est amené à distinguer 2 domaines de fréquences, suivant que c'est l'un ou l'autre effet qui prédomine.

#### 5-1 Cas des basses fréquences :

Lorsque les effets d'inertie sont très petits devant les effets visqueux, on est, par définition, dans le domaine des "basses fréquences". C'est le cas tant que la force Y de couplage inertiel exercée sur le fluide (par unité de volume d'agrégat poreux) est très petite devant la force X associée au flux. Autrement dit, pour  $U=0$ , on a :

$$(31) \quad (\rho_f - n m) \ddot{u}_i \ll \frac{b}{n^2} \dot{u}_i$$

Du fait que le couplage inertiel demeure faible, on peut supposer que le coefficient  $m$  est petit devant  $r$ , et il vient :

$$(32) \quad \rho_f \ddot{u}_i \ll \frac{b}{n^2} \dot{w}_i$$

On verra que lorsque la dépendance temporelle est harmonique, les termes d'accélération varient en  $\omega^2$ , et les termes d'écoulement visqueux, en  $\omega$ . De l'équation (23) on déduit alors une fréquence caractéristique en dessous de laquelle on est dans les "basses fréquences".

5-3 Cas des hautes fréquences : contribution de la théorie de l'homogénéisation

On est dans le cas des "hautes fréquences" lorsque les effets d'inertie sont au moins du même ordre de grandeur que les effets visqueux. Il est de plus nécessaire de prendre en compte la dépendance fréquentielle de la perméabilité hydraulique. En calculant la force de friction due à l'oscillation des parois de canaux cylindriques, BIOT (1956 b) a donné l'expression du coefficient de dissipation  $b$  en fonction de la fréquence angulaire. Cependant, la dépendance fréquentielle du paramètre de couplage de masse n'est pas prise en compte, pas plus que l'interaction entre les 2 effets, visqueux et inertiel.

AURIAULT (1980) et BORNE (1983) proposent une approche plus générale, VALABLE QUELQUE SOIT LE DOMAINE DE FREQUENCE, au moyen de la théorie de l'homogénéisation, et donnent ainsi l'expression des 2 coefficients  $\rho_a$  et  $b$ . Le principe de l'homogénéisation est de supposer la périodicité du milieu poreux. On se donne les lois de comportements des deux constituants et la géométrie des pores à l'échelle microscopique. Alors, dans le cas où les pores sont très petits devant la longueur d'onde, la théorie prédit une loi de comportement macroscopique du matériau poreux :

- dans le cas où le solide est fixe ( $u=0$ ), on retrouve que le fluide à l'échelle macroscopique, se comporte suivant la loi de DARCY :

$$(33) \quad n \vec{U} = - K(\omega) \vec{\nabla} p$$

où  $K(\omega)$  est la perméabilité hydraulique complexe, fonction de la pulsation. L'expression de  $K(\omega)$  est calculée analytiquement dès lors que la géométrie des pores est connue.

- dans le cas général (solide déformable,  $u \neq 0$ ), on calcule, à partir des équations de la dynamique (23), l'expression des coefficients  $\rho_a$  et  $b$  (voir BONNET (1985) et BORNE (1983)) :

$$(34) \quad b(\omega) = n^2 H_1(\omega)$$

$$(35) \quad \rho_a(\omega) = n \rho_f - \frac{n^2}{\omega} H_2(\omega)$$

$$\text{où } K(\omega)^{-1} = H_1(\omega) + i H_2(\omega)$$

Il apparaît donc que les coefficients  $b(\omega)$  et  $\rho_a(\omega)$  sont liés, et peuvent s'exprimer à partir de la seule fonction  $K(\omega)$ .

6 Equations du mouvement :

On combine lois de comportement et équations de la dynamique, et on obtient les équations du mouvement :

$$(36) \quad \left\{ \begin{array}{l} P \vec{\nabla} (\vec{\nabla} u) + Q \vec{\nabla} (\vec{\nabla} U) - \mu \vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge u = r_{11} \ddot{u} + r_{12} \ddot{U} + b (\dot{u} - \dot{U}) \end{array} \right.$$

$$(37) \quad \left\{ \begin{array}{l} Q \vec{\nabla} (\vec{\nabla} u) + R \vec{\nabla} (\vec{\nabla} U) = r_{12} \ddot{u} + r_{22} \ddot{U} - b (\dot{u} - \dot{U}) \end{array} \right.$$

$$\text{où } \left\{ \begin{array}{l} P = \lambda + 2\mu \\ Q = Mn(\beta - n) \\ \lambda = \lambda_f + Mn(n - 2\beta) \\ R = Mn^2 \end{array} \right. \quad \text{et} \quad \left\{ \begin{array}{l} r_{11} = \rho_1 - \rho_a \\ r_{12} = \rho_a \\ r_{22} = \rho_2 - \rho_a \end{array} \right.$$

Avec ces notations, on fait aisément la correspondance avec la formulation de BIOT (1956 a). Après transformation des équations (36) et (37) par l'intermédiaire de l'opérateur divergence, on obtient :

$$(38) \quad P \nabla^2 e + Q \nabla^2 E = r_{11} \ddot{e} + r_{12} \ddot{E} + b (\dot{e} - \dot{E})$$

$$(39) \quad Q \nabla^2 e + R \nabla^2 E = r_{22} \ddot{e} + r_{22} \ddot{E} - b (\dot{e} - \dot{E})$$

où :  $e = \text{div } u$   
 $E = \text{div } U$

Avec l'opérateur rotationnel, il vient :

$$(40) \quad \mu \vec{\nabla}^2 (\vec{\nabla} \wedge u) = r_{11} \vec{\nabla} \wedge \ddot{u} + r_{12} \vec{\nabla} \wedge \ddot{U} + b \vec{\nabla} \wedge (\dot{u} - \dot{U})$$

$$(41) \quad 0 = r_{12} \vec{\nabla} \wedge \ddot{u} + r_{22} \vec{\nabla} \wedge \ddot{U} - b \vec{\nabla} \wedge (\dot{u} - \dot{U})$$

Le premier système d'équations ne fait intervenir que des dilatations, alors que le second, des rotations. Ainsi, comme pour un milieu élastique, les ondes de compression (telles que  $\text{rot } u = 0$ ) et les ondes de cisaillement (telles que  $\text{div } u = 0$ ) sont découplées. Il est donc intéressant de supposer l'existence de potentiels associés à chacune des ondes en présence.

Soient  $\phi^m$  et  $\phi^f$  les potentiels des ondes de compression, associés respectivement aux déplacements  $u$  et  $U$  ; soient  $\psi^m$  et  $\psi^f$  les homologues pour les potentiels des ondes de rotation. On pose :

$$(42) \quad u = \vec{\nabla} \phi^m + \vec{\nabla} \wedge \psi^m$$

$$(43) \quad U = \vec{\nabla} \phi^f + \vec{\nabla} \wedge \psi^f$$

D'après les équations (38) et (39), et (40), et (41), on obtient :

\* un système d'équations scalaires pour les compressions :

$$(44) \quad \left\{ \begin{array}{l} P \nabla^2 \phi^m + Q \nabla^2 \phi^f = r_{11} \ddot{\phi}^m + r_{12} \ddot{\phi}^f + b (\dot{\phi}^m - \dot{\phi}^f) \\ Q \nabla^2 \phi^m + R \nabla^2 \phi^f = r_{12} \ddot{\phi}^m + r_{22} \ddot{\phi}^f - b (\dot{\phi}^m - \dot{\phi}^f) \end{array} \right.$$

Matriciellement, ces équations s'écrivent :

$$(45) \quad (P) \nabla^2 (\phi) - (A) (\dot{\phi}) = (M) (\ddot{\phi})$$

Avec :

$$(\phi) = \text{vecteur potentiel} = \begin{pmatrix} \phi^m \\ \phi^f \end{pmatrix}$$

$$(P) = \text{matrice de raideur} = \begin{pmatrix} P & Q \\ Q & R \end{pmatrix}$$

$$(M) = \text{matrice de masse} = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} \\ r_{12} & r_{22} \end{pmatrix}$$

$$(A) = \text{matrice d'amortissement} : \begin{pmatrix} b & -b \\ -b & b \end{pmatrix}$$

\* un système d'équations vectorielles pour les cisaillements :

$$(46) \quad \begin{cases} \mu \nabla^2 \psi^m = r_{11} \psi^m + r_{12} \psi^f + b (\psi^m - \psi^f) \\ 0 = r_{12} \psi^m + r_{22} \psi^f - b (\psi^m - \psi^f) \end{cases}$$

Pour chacun de ces systèmes, on retrouve les équations du mouvement pour des oscillateurs amortis, pour lesquelles on décompose la solution en ondes planes.

7 - Le cas des ondes planes harmoniques :

On étudie ici le cas des ondes planes se propageant dans la direction x. Le cas général, pour lequel une dissipation visqueuse d'énergie est prise en compte ( $b \neq 0$ ), est traité. La dépendance temporelle est supposée harmonique. On pose naturellement :

$$(47) \quad \begin{bmatrix} \phi^m \\ \phi^f \end{bmatrix} = e^{-i(kx - \omega t)} \begin{bmatrix} \phi^m \\ \phi^f \end{bmatrix}$$

$$(48) \quad \begin{bmatrix} \psi^m \\ \psi^f \end{bmatrix} = e^{-i(kx - \omega t)} \begin{bmatrix} \psi^m \\ \psi^f \end{bmatrix}$$

7-1 Le cas des ondes des P :

L'équation de propagation des ondes P s'écrit :

$$(49) \quad -k^2 (P) (\Phi) = (i \omega (A) - \omega^2 (M)) (\Phi)$$

Les solutions sont les vecteurs propres de l'équation (49) : dans le cas général, il y a 2 solutions, et donc deux modes de propagation. Ce sont les deux modes prédits par BIOT. Les valeurs propres du système donnent l'expression des vitesses complexes, à partir des racines  $z_1$  et  $z_2$  de l'équation suivante :

$$(50) \quad z^2 - \frac{z}{RP-Q} (P - 2Qr'_{12} + Rr'_{11}) + \frac{r'_{11}r'_{22} - r'^2_{12}}{RP - Q^2} = 0$$

$$\text{où : (51) } \begin{cases} r'_{11} = r_{11} - \frac{ib}{\omega} \\ r'_{12} = r_{12} + \frac{ib}{\omega} \\ r'_{22} = r_{22} - \frac{ib}{\omega} \end{cases}$$



Pour chacun des modes de propagation, les potentiels associés aux déplacements du fluide sont proportionnels à ceux associés à u. Les relations suivantes s'obtiennent aisément :

$$(52) \quad \phi_{P1}^f = \xi_{P1} \phi_{P1}^m \quad \text{et} \quad \phi_{P2}^f = \phi_{P2}^m$$

$$(53) \quad \xi_{P1} = - \frac{P - r'_{11} Z_1}{Q - r'_{12} Z_1} \quad \text{et} \quad \xi_{P2} = \frac{P - r'_{11} Z_2}{Q - r'_{12} Z_2}$$

Les vitesses de propagation de chacun des modes s'écrivent :

$$(54) \quad \begin{aligned} VP1 &= \sqrt{\frac{\omega^2}{Z_1}} \\ VP2 &= \sqrt{\frac{\omega^2}{Z_2}} \end{aligned}$$

\*\*\*\* Le cas sans dissipation :

Dans ce cas,  $b(\omega) = 0$ , on montre que l'équation (50) a 2 racines réelles. Les vitesses VP1 et VP2 sont réelles et telles que :  $VP1 > VP2$ . La première onde de compression (notée onde P1) est associée à la plus rapide des 2 vitesses, et correspond à un mouvement pour lequel les vibrations du fluide et de la matrice sont pratiquement en phase. Par contre, pour la deuxième onde de compression (notée onde P2) les vibrations de chacun des constituants sont partiellement découplées. De plus, les vitesses étant réelles, les 2 modes sont entièrement propagatifs.

\*\*\*\* Le cas avec dissipation :

Le coefficient  $b(\omega)$  de couplage visqueux est non nul, et les racines de l'équation (50) sont complexes. La partie réelle de la racine correspond à la vitesse proprement dite, alors que la partie imaginaire traduit l'amortissement spatial de l'amplitude des ondes dû à la dissipation d'énergie. On pose :

$$(55) \quad k_{Pi} = \text{Re}(k_{Pi}) + i \text{Im}(k_{Pi}) \quad \text{avec} \quad \text{Im} k_{Pi} \leq 0$$

et

$$(56) \quad VP_i = \frac{\omega}{\text{Re}(k_{Pi})}$$

7-2 Le cas des ondes S :

En combinant les équations (39) et (40), on obtient :

$$(57) \quad \begin{cases} \nabla^2 \psi^m = \frac{\omega^2}{VS^2} \psi^m \\ \psi^f = - \frac{r'_{12}}{r'_{22}} \psi^m \end{cases}$$

Avec :

$$(58) \quad VS^2 = \frac{\mu}{r'_{11} - r'_{12}/r'_{22}}$$

Par la suite on note le coefficient de proportionnalité entre le potentiel fluide et le potentiel solide. Il n'y a qu'un mode de propagation. Les vibrations des deux constituants sont en phase. Le caractère diphasique du matériau ne se traduit que par le seul fait que, à l'échelle macroscopique (définie par la taille du petit élément de référence élémentaire), le fluide ne reprend pas les cisaillements. Dans le cas non dissipatif ( $b(\omega) = 0$ ), la vitesse de l'onde est réelle et le mode est propagatif. Lorsqu'il y a dissipation d'énergie, du fait des effets visqueux, la vitesse devient complexe : la partie imaginaire rend compte de l'atténuation spatiale de l'amplitude de l'onde.

7-3 Discrimination fréquentielle dans le cas des OPH

Pour la résolution mathématique des équations de propagation des ondes planes harmoniques, la discrimination en 2 domaines de fréquence n'est pas nécessaire : les solutions sont formellement identiques, quelle que soit la fréquence. La discrimination fréquentielle est en fait gouvernée par la physique du phénomène. Elle a pour objet de préciser le domaine des fréquences à l'intérieur duquel les forces de couplage inertiel sont négligeables. En fait, il n'y a pas de fréquence exacte qui définisse une claire séparation entre les différents domaines. C'est pourquoi les expressions de la fréquence critique sont nombreuses, et varient d'un auteur à l'autre.

Par exemple, dans le cas des ondes planes harmoniques, les forces de couplage inertiels demeurent petites devant celles de couplage visqueux tant que l'inégalité (32) est vérifiée. Puisque les termes en accélération varient en  $\omega^2$  et les termes visqueux en  $\omega$ , (32) donne :

$$(59) \quad \omega \rho_f \ll \frac{b}{n^2}$$

La fréquence critique s'écrit alors :

$$(60) \quad f_c = \frac{\eta n}{2\pi k_s \rho_f}$$

Une autre approche pour quantifier l'importance relative de l'un ou l'autre effet (inertiel ou visqueux) consiste à utiliser le concept d'entraînement visqueux développé par LANDAU et LIFCHITZ (1971). A l'échelle microscopique, le fluide est visqueux. Les forces de friction visqueuse ne sont significatives qu'au voisinage de la paroi, à l'intérieur d'une zone d'épaisseur  $a$ . Si  $d$  est le rayon des pores, le couplage visqueux est d'autant plus grand que le rapport  $d/a$  est proche de 1. L'épaisseur dépend de la viscosité, mais aussi de la fréquence : elle est d'autant plus faible que les vibrations imposées au fluide sont rapides (et donc, que les forces de couplage inertiel sont importantes). C'est pourquoi certains auteurs (SALIN-SCHON (1981) entre autres) définissent une épaisseur caractéristique, dite "épaisseur de peau" telle que les effets visqueux prédominent dès lors que  $a$  est supérieure à une certaine fraction du rayon des pores. L'épaisseur de peau est donc proportionnelle à :

$$\sqrt{\eta/\rho_f \omega}$$

Donc, physiquement, on est dans le domaine des basses fréquences lorsque l'épaisseur de peau est, par exemple, supérieure au demi-rayon des pores. D'où l'expression de la fréquence critique :

$$(61) \quad f_c = \frac{\pi \eta}{4d^2}$$

On obtient donc 2 valeurs analytiques pour la fréquence critique, exprimée, l'une en fonction de la perméabilité, l'autre en fonction du rayon des pores. Ces 2 paramètres étant généralement liés, on peut donc relier l'une et l'autre des 2 expressions de la fréquence critique.

Signalons enfin qu'il y a à peu près autant d'expressions de la fréquence critique qu'il y a d'auteurs. Parmi les différentes expressions, citons :

- YAMAMOTO (1983) définit numériquement :  $f_c = \frac{\eta}{10} k_s \rho_f$
- BERRYMAN (1981) :  $f_c = \eta / d^{*2}$

7-4 Approximation quasistatique dans le cas des OPH

Lorsque les termes d'inertie (il s'agit de tous les termes d'accélération) sont négligeables devant les termes d'écoulement visqueux, l'équation (49) s'écrit (voir CHANDLER-JOHNSON (1981)) :

$$(62) \quad \nabla^2 (\phi) = (P)^{-1} (A) (\dot{\phi})$$

Où, autrement, après recombinaison par soustraction des équations :

$$(63) \quad C_d \nabla^2 (\phi^m - \phi^f) = \dot{\phi}^m - \dot{\phi}^f$$

avec :

$$(64) \quad C_d = \frac{(\lambda + 2\mu) R - Q^2}{(\lambda + 2\mu) + 2Q + R}$$

On retrouve là une équation de diffusion. RICE et CLEARY (1976) ont montré que dans le cas d'un écoulement radial plan, la pression est gouvernée par une équation de diffusion :

$$(65) \quad C_d \nabla^2 p = \dot{p}$$

Ainsi, après, par exemple, une sollicitation dynamique haute fréquence, la pression intersticielle revient petit à petit à sa valeur d'équilibre, en "diffusant" lentement, à basse fréquence. La théorie de BIOT présente donc une approche unifiée pour traiter les problèmes dynamiques qui font intervenir une large gamme de fréquences. Soit par exemple, le cas de la réponse d'une vallée à un séisme : d'abord, on impose un mouvement où les fréquences sont proches de  $f_c$ , et on a un phénomène de propagation d'ondes ; ensuite, le retour à l'équilibre se fait lentement, par un phénomène de diffusion de la pression.

8 - Equations de continuité à l'interface entre deux milieux poreux :

\*\*\*\* Remarque générale à propos des équations de continuité :

Le vocable "interface" peut désigner deux entités différentes :

- l'interface "réel", qui est la zone de contact réel, où l'on passe physiquement d'un matériau poreux à l'autre.

- l'interface "fictif", qui est une surface mathématique de discontinuité, dont on connaît l'équation à tout moment, et sur laquelle on écrit les équations de continuité.

Cette distinction constitue dans la pratique une des difficultés majeures pour écrire les équations de continuité.

Nous supposons par la suite que l'interface "fictif" reste inchangé, tout au long des problèmes traités, et toujours égal à l'interface initial. Dans le cadre des P.P. ceci est toujours vérifié, puisqu'on suppose que les déplacements sont très petits par rapport au volume de matériau poreux considéré. Donc, du fait des petites perturbations les interfaces "fictif" et "réel" sont confondus, et restent inchangés, malgré la sollicitation dynamique imposée.

8-1 Cas général :

Lorsque les deux phases sont découplées, il est difficile de décrire les mouvements respectifs du fluide et du solide à l'interface entre 2 milieux poreux. D'après notre définition, u est le déplacement du petit cube élémentaire, et la "matrice" représente la matière contenue à l'intérieur de ce petit élément.

De ce fait, la continuité de la matière de part et d'autre de l'interface entre les milieux 1 et 2 est assurée dès lors que la condition suivante est vérifiée :

$$(66) \begin{cases} \dot{u}_n^{(1)} = \dot{u}_n^{(2)} \\ \dot{u}_t^{(1)} = \dot{u}_t^{(2)} \end{cases}$$

où le suffixe t indique la composante tangentielle

et le suffixe n indique la composante normale.

L'écoulement du fluide (et la quantité de mouvement propre au mouvement différentiel entre les 2 phases) et la pression intersticielle doivent être pris en compte dans tout bilan de conservation à l'interface. C'est pourquoi les relations de Cauchy ne suffisent pas pour écrire (comme en élasticité), la continuité des forces exercées sur une facette élémentaire de l'interface.

\*\*\*\* BONNET (1985) écrit les bilans de conservation de masse, d'une part et de quantité de mouvement, d'autre part. Pour cela, il applique les résultats de la théorie de mixtures de TRUESDELL et TOUPIN (1960) : le principe est de séparer les constituants, solide et fluide, et d'écrire séparément leurs équations

d'état et les forces que l'un exerce sur l'autre ; à partir de là, on relie les caractéristiques de ce mélange biphasique à celles du milieu poreux. Ainsi, BONNET montre que :

\* la vitesse de filtration du fluide est continue à l'interface de discontinuité :

$$(67) \dot{w}_n^{(1)} = \dot{w}_n^{(2)}$$

\* il y a continuité des "contraintes totales", ou autrement dit, de la somme des contraintes exercées sur le fluide seul et celles exercées sur le solide seul.

$$(68) \sigma_{ij}^{(1)} = \sigma_{ij}^{(2)}$$

\*\*\*\* DERESIEWICZ ET SKALAK (1963) présentent une approche Lagrangienne plus adaptée au formalisme de BIOT que nous avons utilisé. Ces auteurs font le bilan d'énergie et calculent le taux de travail des forces agissant sur chaque matériau poreux contenu à l'intérieur d'un volume de surface S. Ce taux vaut :

$$(69) \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial V}{\partial t} + 2D = \int_{(S)} (\sigma_{ij} \dot{u}_i - p \dot{w}_i) n_j ds = 0$$

Ils démontrent que les équations de champ admettent une solution unique dès lorsqu'on impose la condition suivante à l'interface (en plus des la condition (66 à 68)) :

$$(70) p^{(1)} - p^{(2)} = - \frac{1}{k_\Sigma} \dot{w}_n^{(1)}$$

L'équation (70) n'a pas de justification théorique. Elle fait intervenir un coefficient de résistance surfacique à l'interface. Ce coefficient caractérise et quantifie l'interconnection entre les 2 milieux (voir figure 2). Lorsque les pores sont parfaitement connectés, la résistance au passage du fluide est nulle et  $k_\Sigma = \infty$ . Lorsqu'un des deux milieux est imperméable, la résistance est infinie et  $k_\Sigma = 0$ .

A propos de l'approche de DERESIEWICZ et SKALAK, deux remarques :

1) BONNET (1985) note que dans le cas où le solide est indéformable, et en régime permanent (comme c'est le cas ici), les études effectuées en hydraulique montrent que le saut en pression dû à l'élargissement des canaux fluides à l'interface et de l'ordre de  $\rho_f \dot{U}^2$  (voir aussi une analogie avec l'équation de BERNOUILLI). En admettant, dans le cadre des P.P., que ce terme est très petit devant les contraintes partielles qu'un constituant exerce sur l'autre, le saut de pression est nul et on aboutit à la continuité de la pression de part et d'autre de l'interface.

2) COUSSY et RASOLOFOSSAON (1985) proposent, A POSTERIORI (i.e. une fois admise la formulation de DERESIEWICZ et SKALAK), une approche Lagrangienne pour justifier théoriquement l'équation (70). Ils posent l'existence d'un pseudo potentiel  $D_\Sigma$  de dissipation surfacique, qui rend compte des irrégularités du contact entre les 2 milieux poreux.

$$(71) \quad D_\Sigma = \frac{1}{2} k_\Sigma \dot{w}_n^2$$

Ce pseudo potentiel quantifie la qualité de l'interconnection entre les deux milieux. On peut alors utiliser la formulation variationnelle et écrire le principe de HAMILTON :

$$(72) \quad \int_{(s)} (\sigma_{ij}^{(1)} - \sigma_{ij}^{(2)}) n_j \delta u_i ds + \int_{(s)} (p^{(1)} - p^{(2)} + \frac{1}{k_\Sigma} \dot{w}_n) \delta w_n ds = 0$$

Cette condition est réalisée pour tout déplacement infinitésimal arbitraire, et pour toute portion de surface élémentaire à travers l'interface. Autrement dit :

- les contraintes sont continues à travers l'interface, et la condition (68) est satisfaite.

- on observe un saut de la pression intersticielle à l'interface, et on retrouve (70).

COUSSY et RASOLOFOSSAON font remarquer que cette dernière expression traduit en fait la loi de Darcy à travers l'interface,  $k_\Sigma$  représentant la perméabilité surfacique. Lorsque la connection est parfaite, il n'y a pas de saut en pression. Lorsque la connection est mauvaise et empêche le fluide de s'écouler librement à travers l'interface, il y a alors une montée en pression.

Pour résumer, les 6 équations de continuité à l'interface entre 2 milieux poreux s'écrivent (sur chacun des axes, normal et tangentiel) sont les équations (66), (67), (70) et (68).

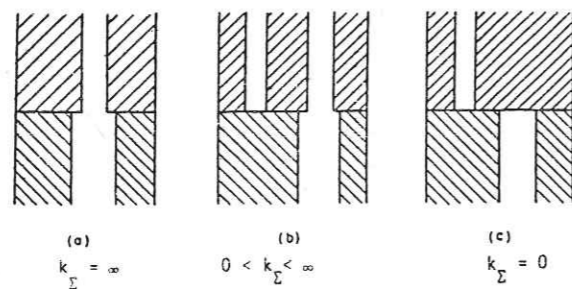


Figure 2 : (tiré de DERESIEWICZ et SKALAK, 1963).  
Signification du paramètre  $k_\Sigma$ .

8-2 Interface entre un poreux et un milieu élastique imperméable :

Il n'y a pas de flux à l'interface puisque le milieu élastique (2) est supposé imperméable :

$$(74) \quad \dot{w}_n^{(1)} = 0$$

La perméabilité surfacique à travers l'interface est nulle, et  $k_\Sigma = 0$ . donc la condition (70) disparaît, et il n'y a alors plus que 5 conditions de continuité.

8-3 Interface entre un milieu poreux sec et un milieu poreux saturé :

Ce cas est important pour la suite où nous nous intéressons aux conditions de continuité au sommet d'un aquifère (figure 3).

Considérons le cas où le milieu (1) est sec et en contact avec l'air libre, alors que le milieu (2) est saturé.

Les conditions "naturelles" de continuité à l'interface sec-saturé demeurent valables :

-la continuité de la matière est assurée par l'égalité des déplacements moyens (cf. les expressions (66)).

-les contraintes macroscopiques totales sont égales ( cf. équations (68)) :

Sous l'effet de la sollicitation sismique, l'eau pénètre dans le milieu sec, en plus ou moins grande quantité, suivant les perméabilités des milieux en présence. De plus, la sollicitation induit une mise sous pression de l'eau, ainsi que, en toute rigueur, de l'air contenu dans le milieu sec.

Habituellement, on suppose en mécanique des sols, que la pression est nulle à la surface libre de l'eau (contact eau-air). On obtient l'équation supplémentaire, qui traduit en fait que les contraintes "effectives" sont continues :

$$(75) \quad p = 0$$

Ceci suppose que l'interconnection entre les pores est parfaite, et que la pression se réajuste immédiatement à sa valeur de référence. Une telle hypothèse se justifie toujours lorsque les phénomènes étudiés sont lents, comme par exemple l'écoulement d'un fluide en milieu poreux (SCHNEEBELLI (1966), MARSILY (1981), etc...). Par contre, pour des phénomènes dynamiques, cette hypothèse peut être mise en défaut, particulièrement lorsque l'aquifère est profondément enfoui et que le chemin à parcourir pour arriver à l'air libre est grand. (De même, par exemple, lorsque la perméabilité est faible, et que le rayon des canaux est petit). Il convient alors d'estimer les pressions réelles, ainsi que le flux à l'interface.

En fait, le succès de la modélisation du comportement du fluide à l'interface sec-saturé passe par une description correcte du milieu sec. En toute rigueur, le sable sec est un milieu poreux dans lequel l'air est le fluide saturant, et les trois types d'onde se propagent. Les vitesses complexes des ondes sont obtenues par le modèle de BIOT, et la pression de l'air est implicitement incluse dans l'expression des contraintes macroscopiques totales. Les équations de continuité s'écrivent en reprenant le calcul de Dierzewick et Skalak, et en saturant d'air un des deux milieux en présence. On obtient trois équations de supplémentaires, qui se rajoutent aux quatre précédentes :

-la pression d'air s'annule là où l'air est libre:

$$(76) \quad p^{\text{air}} = 0$$

-les deux milieux poreux étant identiques (seule change la nature du fluide saturant), la pression intersticielle est continue de part et d'autre de l'interface sec/saturé :

$$(77) \quad p^{\text{air}} (\text{interface}) = p^{\text{eau}} (\text{interface})$$

-les vitesses relatives des fluides saturants sont égales à l'interface :

$$(78) \quad n^{(1)} (\bar{u}^{(1)} \text{ air} - \dot{u}^{(1)}) = n^{(2)} (\bar{u}^{(2)} \text{ eau} - \dot{u}^{(2)})$$

Par souci de simplicité, nous assimilons le milieu sec à un milieu visco-élastique, dans lequel les vitesses sont calculées avec le modèle de BIOT, l'air jouant le rôle de fluide saturant. Ceci est en partie justifié par le fait que la fréquence critique avec l'air comme fluide saturant est 14 fois plus grande que celle avec l'eau (voir l'expression (60) de  $f_c$ , et les caractéristiques de l'air sur le tableau I).

Avec l'approximation concernant le milieu sec, la condition (76) disparaît, et, de plus, ne peut retenir qu'une seule des deux conditions (77) et (78), qui deviennent respectivement :

$$(77)' \quad p (\text{interface}) = 0$$

$$(78)' \quad \bar{u}^{(2)} - \dot{u}^{(2)} = 0$$

Le choix entre ces deux conditions est dicté par la physique du problème considéré, notamment en fonction de la profondeur de l'aquifère et de la perméabilité des matériaux.

Dans un premier temps, nous retenons la condition "pression nulle à l'interface sec/saturé". Comme les phénomènes mis alors en évidence dépendent considérablement de la nature de la condition d'interface, nous testons aussi,

au deuxième chapitre, la condition de flux nul. A l'aide des résultats numériques obtenus, la signification physique des conditions de continuité est alors discutée et comparée.

Signalons enfin que le choix entre l'une ou l'autre des conditions de continuité (imposé ici par l'approximation faite sur le milieu sec) est d'une importance déterminante dans tout problème de mécanique : dans un cas (égalité des pressions) la valeur de la pression intersticielle est imposée en  $z = h$ , et alors, le flux s'ajuste en conséquence. Dans l'autre cas, les déplacements de l'eau sont imposés, et une certaine pression intersticielle en résulte.

CHAPITRE II  
-----

CONFIGURATION 1D ET DISCUSSION PHENOMENOLOGIQUE

1 CONFIGURATION 1D : DESCRIPTION DU PROBLEME TYPE

1-1 Configuration :

Dans le plan  $x-z$ , nous considérons la structure représentée sur la figure 3. Il s'agit d'un demi-espace élastique en deçà de la profondeur  $z=H$ , et surmonté par une couche de sédiments. Les sédiments sont poreux et saturés entre les profondeurs  $z=h$  et  $z=H$ . La couche de surface, elle, est sèche. La couche de sédiments saturés constitue l'aquifère, et la profondeur  $z=h$ , le niveau de la nappe. Il ya donc deux couches de surface, l'une sèche, et l'autre saturée, ayant les mêmes caractéristiques : mêmes perméabilité, porosité, et coefficients d'incompressibilité. Ainsi, le milieu poreux supérieur est perméable. Cependant, on néglige ici les phénomènes de capillarité : les particules d'eau, piégées par capillarité, font partie intégrante de la matrice, aussi bien dans l'aquifère que dans le milieu sec, au voisinage de l'interface.

La structure est excitée par une onde P ou S incidente depuis l'infini, dans le demi-espace élastique. Comme les phénomènes que nous étudions sont linéaires, nous restons dans le domaine fréquentiel, limité aux fréquences sismiques (i.e. de 0 à 25 Hz). La dépendance temporelle de la sollicitation est donc harmonique, en  $\exp(i\omega t)$ . La réponse de la structure est caractérisée par les déplacements de surface, calculés pour chaque fréquence angulaire  $\omega$ , et par les "amplifications" qui en résultent. Par définition, nous appelons ici "amplifications" le demi rapport entre l'amplitude des déplacements de surface et celle des déplacements incidents. Cette définition fait référence à l'amplification due à la surface libre d'un demi-espace élastique homogène.

1-2 Caractéristiques numériques :

L'épaisseur de la couche de sédiment est fixée égale à 100 m . Les caractéristiques des matériaux étudiés figurent sur la tableau I. Les sédiments considérés sont très poreux et très perméables : dans la nature, cela correspond à des sables de Fontainebleau pour les plus faibles perméabilités ( $k_s = 10e-12$  m<sup>2</sup>), et à des sables grossiers, des moraines ou des graviers, pour les plus fortes perméabilités ( $k_s = 10e-8$  m<sup>2</sup> (voir par exemple GANGI (1985) ou LAMBE et

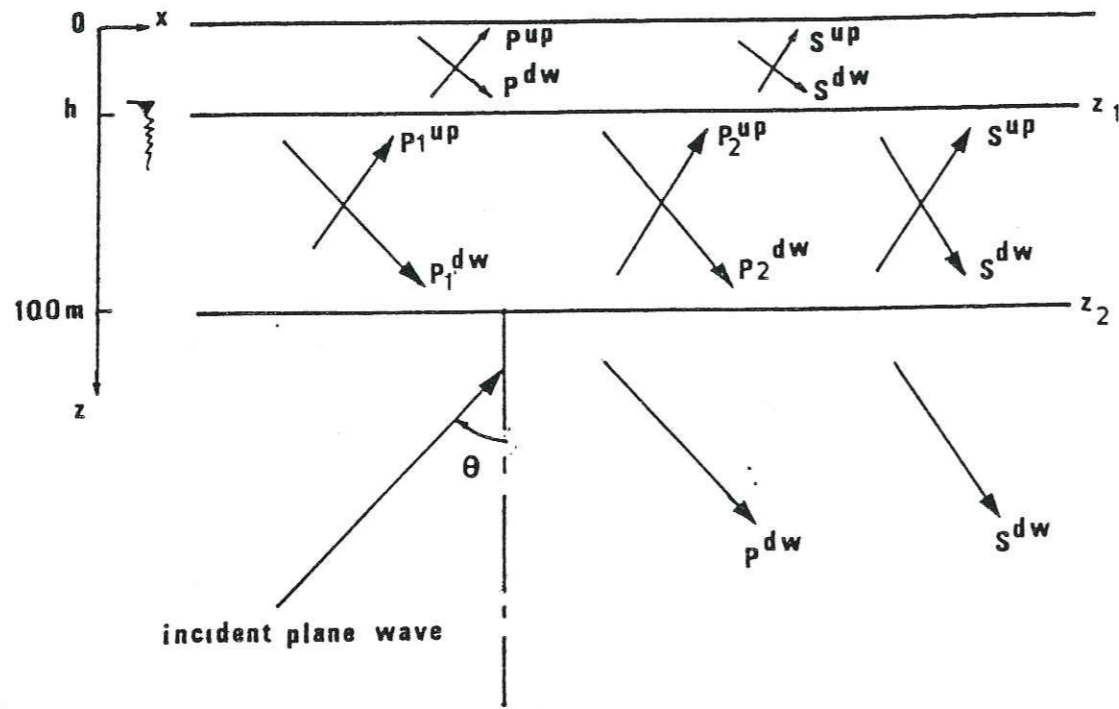


Figure 3 : CONFIGURATION 1D ETUDIEE. Une couche de sédiments de 100 m d'épaisseur repose sur un demi-espace élastique, et est soumise à une sollicitation (onde plane harmonique) venant de l'infini, et d'amplitude 1 en déplacement. La profondeur de la nappe est égale à h; deux couches constituent donc la couche de sédiments : en surface, le matériau sec, et en profondeur (entre h et 100 m), le même matériau, mais saturé d'eau. L'interface z=h est perméable, alors que l'interface z=100 m ne l'est pas.

La réponse de la structure est étudiée sous la forme de fonctions de transfert: pour chaque fréquence angulaire  $\omega$  on calcule la demi-amplitude des déplacements de surface.

Dans chaque couche, le champ d'ondes est constitué d'ondes montantes et descendantes. L'analyse en potentiels suivant la décomposition de Helmholtz est adoptée.

		porous sediment	elastic basement	water	air
$k_s$ (m <sup>2</sup> ) †		from $10^{-12}$ up to $10^8$			
$n$ †		from 10% up to 65 %			
$\rho_m$ (g/cm <sup>3</sup> ) †		2.65	2.8		
$\rho$ (= (1-n) $\rho_m$ + $\rho_f$ ) †		2.07 (for n=35%)	2.8	1	0.0013
$K_b$ (Mpa) †		$4.5 \cdot 10^3$ (for n=35%)	$4.5 \cdot 10^4$	$2.25 \cdot 10^3$	0.14
$K_m$ (MPa) †		$4.6 \cdot 10^4$	$4.5 \cdot 10^4$		
VP (m/s)		dry 1800	5400	1500	330
VS (m/s)		dry 900	3100		
$\eta$ (centipoise) †				1.	0.018

TABLEAU I : Caractéristiques mécaniques utilisées dans l'exemple numérique présenté, Les grandeurs marquées du symbole † sont indispensables pour que soit appliqué le modèle de Biot. Les autres grandeurs sont redondantes.

WHITMAN (1960)). Le sous-bassement élastique correspondrait à un granit altéré, ou à un grès. La perméabilité de ces dernières roches est tellement faible, comparée à celle du sable, qu'on assimile le demi-espace à un milieu parfaitement imperméable. Pour chaque type d'onde incidente (P ou S), nous étudions successivement : les effets dus à la perméabilité, ceux dus à la porosité, et l'importance du niveau de la nappe.

Les canaux sont supposés être cylindriques. Cette supposition permet de simplifier les calculs, et ne semble pas jouer fondamentalement sur la physique des phénomènes (BONNET (1985)) : on retiendra seulement que le couplage inertiel est plus faible que dans d'autres cas (canaux en créneaux, notamment). L'expression de la perméabilité hydraulique  $K(\omega)$  nous est alors donné par la formule (cf. BORNE (1983)) :

$$(79) \quad K(\omega) = - \frac{\eta}{i\omega f_f} \frac{J_2 \left( id \sqrt{\frac{i\omega}{\nu}} \right)}{J_0 \left( id \sqrt{\frac{i\omega}{\nu}} \right)}$$

où  $J_0$  et  $J_2$  sont les fonctions de Bessel de première espèce d'ordre respectif 0 et 2.

et  $d$  est le rayon des canaux, qui s'écrit (cf. BORNE (1983)) :

$$(80) \quad d = \sqrt{\frac{8 k_s}{n}}$$

1-3-1 Valeur (numérique) de la fréquence critique

La figure 4a représente, pour chaque type d'onde, la vitesse et le coefficient d'atténuation spatiale ( défini par l'inverse de la partie imaginaire de la vitesse ). La porosité vaut 35 % et la perméabilité vaut successivement :  $10e-12 \text{ m}^2$ ,  $10e-10 \text{ m}^2$  et  $10e-8 \text{ m}^2$ ; les sables sont saturés d'eau. La bande de fréquences va de 0 à 1000 Hz, et ceci, afin de déterminer la valeur de la fréquence critique.

On observe sur la figure 4a que, pour chacune des trois ondes, le coefficient d'atténuation spatiale passe par un minimum lorsque  $f_c$  vaut à peu près 3.5 Hz pour  $k_s=10e-8 \text{ m}^2$ , et 350 Hz pour  $k_s=10e-10 \text{ m}^2$ . Ceci suggère les valeurs de la fréquence critique, qui doit être, par définition, proportionnelle à  $(N*b^2/k*r)$  :

$$k_s = 10e-8 \text{ m}^2 \quad \implies \quad f_c = 3.5 \text{ Hz}$$

$$k_s = 10e-10 \text{ m}^2 \quad \implies \quad f_c = 350 \text{ Hz}$$

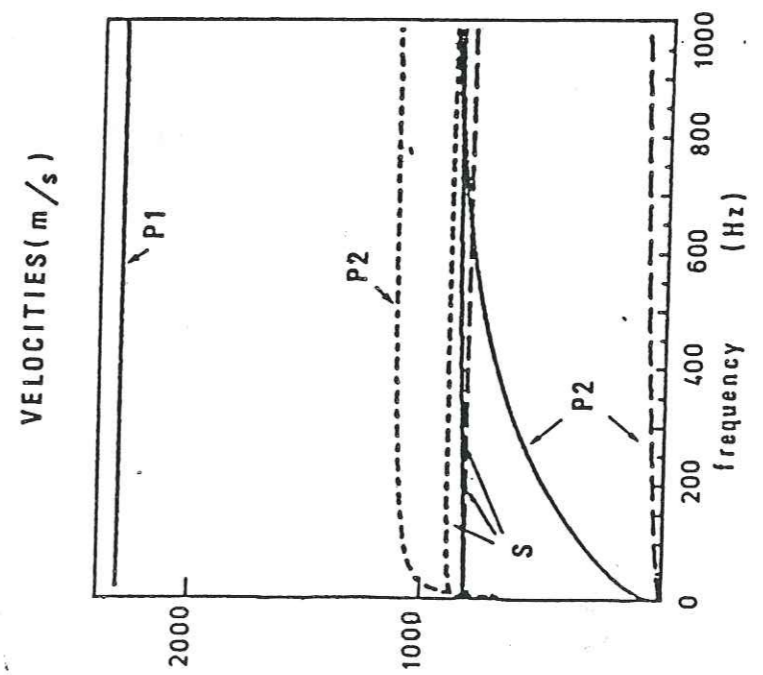
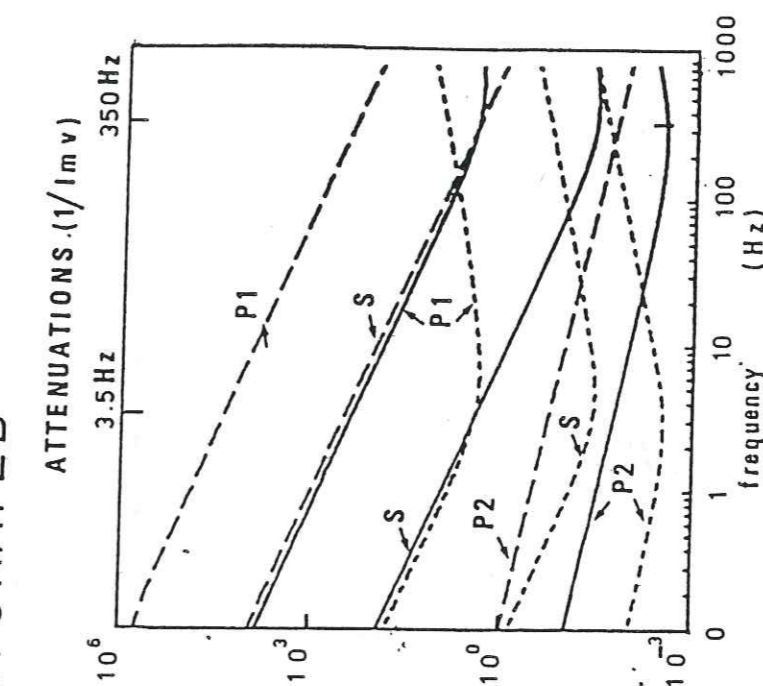
L'expression proposée par YAMAMOTO (1983) ( $f_c = 0.1 \frac{n*b}{k_s \rho_f} \omega$ ) coïncide exactement avec les valeurs suggérées précédemment par l'observation de la figure. C'est donc l'expression de YAMAMOTO que nous retiendrons :

$$(81) \quad f_c = 0.1 \frac{n n}{k_s \rho_f}$$

POROSITY = 0.35

WATER SATURATED

$$K_b = 4.5 \cdot 10^9 \text{ Pa}$$



$k_s = 10^{-12} \text{ m}^2$        $f_c = 35000 \text{ Hz}$   
 $k_s = 10^{-10} \text{ m}^2$        $f_c = 350 \text{ Hz}$   
 $k_s = 10^{-8} \text{ m}^2$        $f_c = 3.5 \text{ Hz}$

FIGURE 4a

LE MILIEU POREUX EST SATURÉ D'EAU.  
 Variations des vitesses et des coefficients d'atténuations (i.e. de l'inverse de la partie imaginaire de la vitesse), pour chacune des 3 ondes. La porosité est égale à 35 %, et la perméabilité vaut successivement  $10e-12 \text{ m}^2$ ,  $10e-10 \text{ m}^2$ , et  $10e-8 \text{ m}^2$ .  
 La valeur de la fréquence critique est déterminée à partir des variations du coefficient d'atténuation :  $f_c$  correspond ici au maximum d'atténuation. Noter aussi que VP1 et VS sont peu sensibles à la fois à la fréquence, et à la valeur de la perméabilité (et donc au rapport  $f/f_c$ ).



POROSITY = 0.35  
 $K_b = 4.5 \cdot 10^9 \text{ Pa}$

DRY SANDS

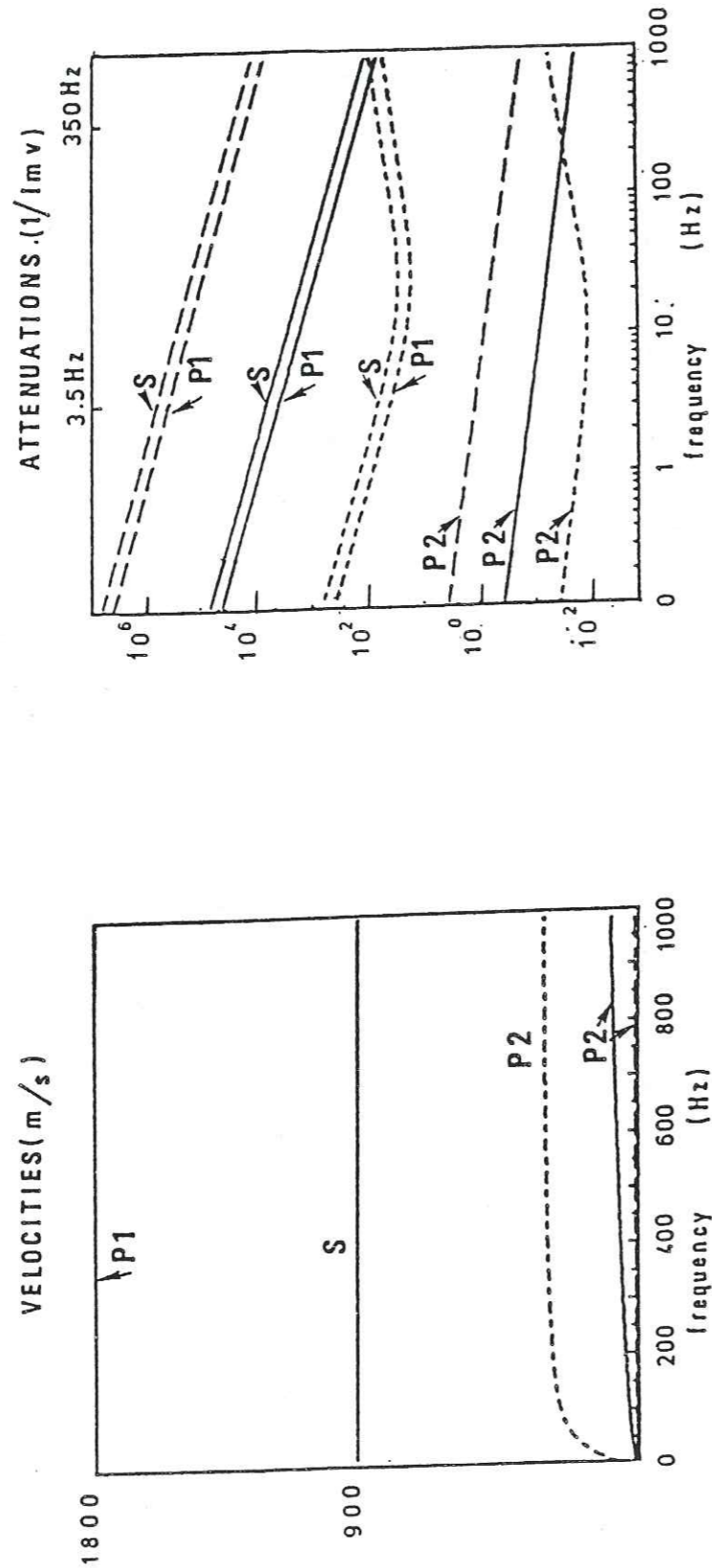


FIGURE 4b

LE MILIEU POREUX EST SEC (DONC SATURE D'AIR).  
 Les vitesses (parties réelles et parties imaginaires) sont calculées, pour chacune des 3 ondes, à partir du modèle de BIOT, avec l'air comme fluide saturant. Notez que VP1 et VS restent parfaitement constants, quelle soit la valeur de  $f_c$ , et la valeur de la fréquence.  
 Notez aussi que VP2 reste toujours très inférieur à VS.

---  $k_s = 10^{-12} \text{ m}^2$   $f_c = 35000 \text{ Hz}$   
 ---  $k_s = 10^{-10} \text{ m}^2$   $f_c = 350 \text{ Hz}$   
 ---  $k_s = 10^{-8} \text{ m}^2$   $f_c = 3.5 \text{ Hz}$

Nous signalons encore que cette valeur de  $f_c$  est approximative : elle correspond grossièrement aux minima observés sur la figure 4a, et détermine la séparation entre deux domaines de fréquences qui ne sont pas réellement disjoints.

Sur la figure 4a, on remarque qu'entre 0 et 25 Hz, les vitesses des ondes P1 et S ne sont pas affectées par les valeurs de la perméabilité (i.e. par celles de  $f_c$ ), alors que ce n'est pas le cas pour l'onde P2. De même, alors que les vitesses des deux ondes classiques varient peu en fonction de la fréquence, la vitesse des ondes P2, elle, en dépend fortement.

1-3-2 Rôle respectif de la porosité et de la perméabilité

Pour chacune des 3 ondes, la partie propagative des vitesses dépend des caractéristiques mécaniques du matériau (i.e. densité, modules d'élasticité), alors que la partie dissipative dépend des paramètres qui interviennent dans le mécanisme de dissipation d'énergie (uniquement due au mouvement relatif du fluide par rapport au solide), comme, notamment, la porosité et la perméabilité.

Dans le cas présent, la porosité varie de 10 à 65 %, alors que la perméabilité varie de plusieurs ordres de grandeurs : c'est toujours le cas dans la nature, où, pour un même matériau, la fourchette des perméabilités est très étendue, suivant les échantillons.

Dans ce cas, pour une valeur de  $k_s$  donnée, les variations de la porosité ne modifient pas significativement l'ordre de grandeur des termes dissipatifs. L'influence de ces variations est essentiellement mécanique, et se traduit par une augmentation du contraste d'impédance (et donc, une modification des fonctions de transfert).

Par contre, pour une même porosité (voir la figure 4a pour  $n=35\%$ ), les parties propagatives de VP1 et VS restent, entre 0 et 25 Hz, à peu près constantes, quelle que soit la valeur de  $k_s$ . Ainsi, les variations de  $k_s$  (qui entraînent d'importantes variations de  $f_c$ ) influent surtout sur les mécanismes de dissipation.

\*\*\*\* Pour résumer :

Etant donnée la gamme balayée par les paramètres  $k_s$  et  $n$  et la gamme de fréquences, il faut s'attendre ici à ce que :

- Une augmentation de la porosité accroisse les amplifications en jouant sur le contraste d'impédance.
- Une augmentation de la perméabilité rend plus vigoureuse l'atténuation.

1-3 Atténuation des ondes et facteur de qualité :

En sismologie, on utilise couramment le facteur de qualité, noté Q, pour rendre compte globalement des déperditions d'énergie observées lors de la propagation des ondes. Ce facteur a l'intérêt pratique de synthétiser de façon simple le résultat de tous les processus d'atténuation dus à la friction interne. O'CONNELL et BUDIANSKI (1978) passent en revue les différentes définitions de Q, qui varient d'un auteur à l'autre. Ils montrent qu'elles sont toutes équivalentes, pour la plupart des matériaux dès lors que Q > 10. Pour notre part, nous adoptons ici la définition suivante : si E est d'énergie de déformation maximale emmagasinée dans un volume donné, et si -ΔE est la perte d'énergie par cycle due à toutes les imperfections du matériau, alors :

$$(82) \quad 1/Q = - \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta E}{E}$$

Alors, le champ de déplacement d'une onde plane se propageant dans la direction x (et d'amplitude 1 en x=0) s'écrit :

$$(83) \quad u(x,t) = e^{i\omega t} e^{-i\omega x/c} e^{-\frac{\omega x}{2Qc}}$$

(voir AKI - RICHARDS (1980), p. 167 à 170, et la revue de MAVKO et al. (1979)).

On montre qu'on peut alors introduire c, vitesse complexe qui rend compte de l'atténuation et telle que :

$$(84) \quad Q = \frac{1}{2} \frac{\text{Re}(c)}{\text{Im}(c)}$$

La figure 5 représente, pour chacun des types d'onde en présence, les variations de ce facteur (calculé à partir de l'expression 84) en fonction de la fréquence. La porosité vaut successivement 10, 35 et 65 %, et la perméabilité varie entre 10e-10 m2 et 10e-8 m2. D'après l'expression retenue pour la fréquence critique, on a :

- pour n = 10 %, fc vaut, suivant la valeur de ks : 100, 10, et 1 Hz.
- pour n = 35 %, fc vaut, suivant la valeur de ks : 350, 35, et 3.5 Hz.
- pour n = 65 %, fc vaut, suivant la valeur de ks : 650, 65, et 6.5 Hz.

La fréquence variant ici entre 1 et 5000 Hz, le comportement post-critique est ici pris en compte.

a) Cas des ondes de cisaillement :

La démarche suivie ici est identique dans le cas des ondes P1. Soit QS le facteur correspondant aux ondes S. La figure 5 suggère les remarques suivantes :

- 1) QS est minimum aux alentours de la fréquence critique. Ce minimum, noté QSmin, est indépendant de la valeur de fc, et donc ne dépend que de la porosité. Par exemple, pour n = 35 %, il vaut environ 13.

EQUIVALENT QUALITY FACTOR VS. FREQUENCY

$$Q = \frac{1}{2} \frac{\text{Re}(c)}{\text{Im}(c)}$$

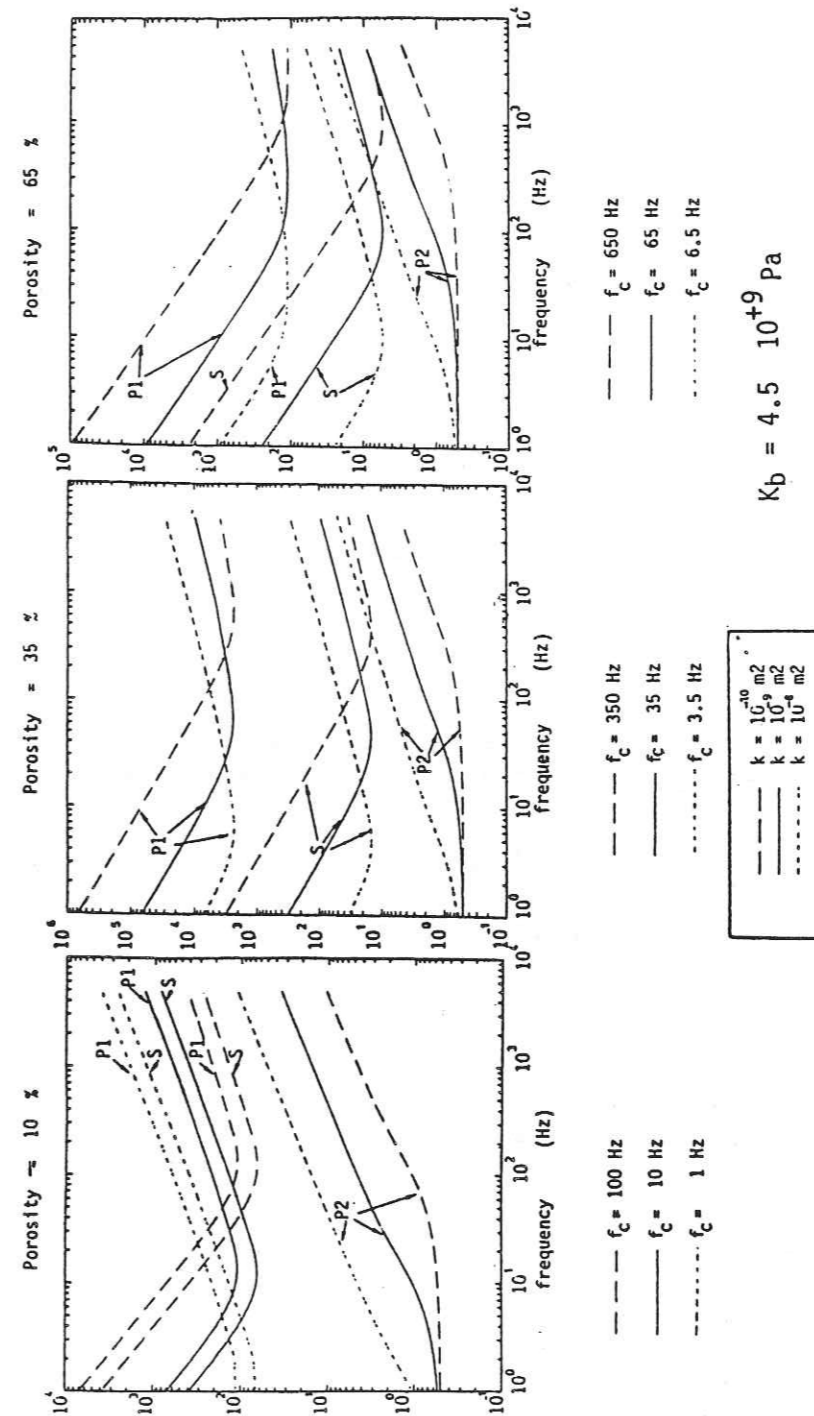


Figure 5 : FACTEURS DE QUALITE ASSOCIES au matériau poreux, pour différentes valeurs de la porosité (10%, 35%, et 50%), et pour chacune des 3 ondes. Noter que :

- QP et QS1 sont minimaux lorsque la fréquence est voisine de fc. La valeur du minimum décroît lorsque la porosité augmente.
- Pour f << fc, QS et QP1 varient en (fc/f) .
- Pour f >> fc, QS et QP1 varient en (f/fc)<sup>1/2</sup>.
- Pour f << fc, QP2 vaut à peu près 1/2 (partie imaginaire et partie réelle de la vitesse sont égales).
- Pour f >> fc, QP2 varie en (f/fc)<sup>1/2</sup>.

2) Lorsque  $f \ll f_c$ ,  $Q_S$  et fréquence vérifient approximativement la relation :

$$(85) \quad Q_S = Q_0 \cdot f_c / f$$

Pour une porosité donnée,  $Q_0$  est indépendant du rapport  $(f/f_c)$ , et donc :  $Q_0$  ne dépend que de la porosité.

3) Lorsque  $f \gg f_c$ ,  $Q_S$  et fréquence vérifient à peu près :

$$(86) \quad Q_S = Q_1 \sqrt{f/f_c}$$

Pour une porosité donnée,  $Q_1$  est indépendant du rapport  $(f/f_c)$ , et donc,  $Q_1$  ne dépend que de la porosité.

\*\*\*\* Interprétation et évaluation de  $Q_0$ ,  $Q_{Smin}$  et  $Q_1$  :

D'après l'expression (58), la vitesse  $V_S$  des ondes de cisaillement s'écrit :

$$(87) \quad \mu/V_S^2 = r_{11}' - r_{12}'/r_{22}'$$

et :

$$(88) \quad Q_S = \text{Re}(V_S) / 2 \cdot \text{Im}(V_S)$$

Il apparaît déjà que le rapport  $Q_S$  ne dépend pas de  $\mu$ , et donc ne dépend que des densités et des caractéristiques propres à la nature poreuse du matériau,  $k_s$  et  $n$ .

Afin d'estimer les coefficients  $Q_0$  et  $Q_1$ , on développe l'expression de  $Q_S$ . Si on pose :

$$(89) \quad s = (r_{22} - i b / \omega)$$

$$(90) \quad t = \rho_1 / \rho_2 - \frac{(1-n)}{n} \frac{\rho_m}{\rho_f}$$

On a alors, d'après les expressions (30b) :

$$(91) \quad \mu/V_S^2 = \rho_2 (t-1+s) - \rho_2 (1-n)/s$$

D'où les parties réelles et imaginaires de  $(\mu/V_S^2)$  :

$$(92) \quad \text{Re}(\mu/V_S^2) = \rho_2 (\text{Re}(t-1) - \text{Re}(1-2s)/s))$$

$$(93) \quad \text{Im}(\mu/V_S^2) = - \rho_2 \text{Im}(1/s)$$

Soit  $r$  et  $m$  le module et l'argument de  $(1/s)$  :

$$(94) \quad \mu/V_S^2 = r \exp(i m)$$

Alors  $Q_S$  s'écrit :

$$(95) \quad Q_S = - \frac{1}{2} \frac{1}{\text{tg}(m/2)}$$

D'après la figure 5, il apparaît que  $Q_S \gg 1$ , et donc, l'approximation suivante est valable :

$$(96) \quad Q_S = - \frac{1}{\text{tg}(m)} \approx - \frac{1}{m}$$

Soit encore :

$$(97) \quad Q_S = - \frac{\text{Re}(\mu/V_S^2)}{\text{Im}(\mu/V_S^2)}$$

et finalement :

$$(98) \quad Q_S = \frac{\text{Re}(-1/s) + 1 + t}{\text{Im}(1/s)}$$

et :

$$(99) \quad \begin{cases} \text{Im}(1/s) = \frac{\omega b^*}{(r_{22}^* \omega)^2 + (b^*)^2} \\ \text{Re}(1/s) = \frac{r_{22}^* \omega^2}{(r_{22}^* \omega)^2 + (b^*)^2} \end{cases}$$

où on a noté :

$$b^* = \frac{b}{\rho_2} \quad \text{et} \quad r_{22}^* = \frac{r_{22}}{\rho_2}$$

050 035645 9

\*\*\*\* Développement asymptotique basse fréquence ( $f \ll f_c$ ) :

Lorsque  $f \ll f_c$ , alors :

$$r_{22}^* \omega \ll b^*$$

Finalement, il vient facilement :

$$(100) \quad \begin{aligned} \text{Im}(1/s) &= \omega/b^* \\ \text{Re}(1/s) &= r_{22}^* (\omega/b^*)^2 \end{aligned}$$

A basse fréquence,  $b^*$  vaut :

$$(101) \quad b^* = \frac{\eta n}{k_s \rho_f}$$

et, d'après notre définition de  $f_c$  :

$$(102) \quad f_c = 0.1 * b^*$$

En reprenant l'expression (98) de  $Q_S$ , et les approximations de  $\text{Im}(1/s)$  et  $\text{Re}(1/s)$ , on obtient :

$$(103) \quad Q_S = \frac{1 + t - r_{22}^* \frac{\omega^2}{b^{*2}}}{\omega/b} \approx \frac{b^*}{\omega} (1 + t)$$

Ce qui donne finalement :

$$(104) \quad Q_S = Q_0 * (f_c/f)$$

où  $Q_0$  vaut :

$$(105) \quad Q_0 = \frac{10}{2\pi} \left( 1 + \frac{1-n}{n} \frac{\rho_m}{\rho_f} \right)$$

Cette expression se vérifie sur la figure 6, pour tous les cas testés (voir par exemple lorsque  $f=1$  Hz). De plus, on vérifie ici que  $Q_S$  varie comme le rapport  $(f_c/f)$ , ainsi que nous l'avions signalé à partir de la figure 6.

Cette expression a l'intérêt de relier directement les caractéristiques du matériau, faciles à mesurer, telles que porosité et perméabilité, au facteur de qualité B.F.

\*\*\*\* Valeur de  $Q_{Smin}$  (Développement au voisinage de  $f = f_c$ ) :

Lorsque  $f = f_c$ , alors :

$$(106) \quad \begin{cases} \text{Im}(1/s) = \frac{20\pi}{4\pi^2 r_{22}^{*2} + 100} \\ \text{Re}(1/s) = \frac{4\pi^2 r_{22}^*}{r_{22}^{*2} 4\pi^2 + 100} \end{cases}$$

En reportant ces expressions dans la formule (98), il vient :

$$(107) \quad Q_S = \frac{\pi}{5} r_{22}^{*2} + Q_0 * \left( 1 + \frac{r_{22}^{*2} 4\pi^2}{100} \right)$$

\*\*\*\*\* Variations de  $Q_S$  lorsque  $f \gg f_c$  :

Lorsque  $f \gg f_c$ , alors :  $(r_{22}^* \omega) \gg b^*$

Alors les approximations suivantes sont valables :

$$(108) \quad \begin{cases} \text{Im}(1/s) = \frac{b^*}{r_{22}^{*2}} \\ \text{Re}(1/s) = \frac{1}{r_{22}^*} \end{cases}$$

$Q_S$  s'écrit alors suivant l'expression :

$$(109) \quad Q_S = \left( -\frac{1}{r_{22}^*} + 1 + t \right) \frac{r_{22}^{*2}}{b^*}$$

D'après PLONA JOHNSON (1981),  $b(\omega)$  varie en  $\omega$  alors que  $r_{22}$  tend vers une valeur asymptotique lorsque  $f \gg f_c$ . Il en résulte que  $Q_S$  varie aussi en racine carrée de la fréquence.

$$(110) \quad Q_S = Q_1 * \sqrt{(f/f_c)}$$

\*\*\*\*\* Vérifications numériques des expressions  $Q_{Smin}$  et  $Q_0$  :

La vérification de la formule donnée pour  $Q_0$  est aisée à partir de la figure 5. Par exemple, pour  $n = 35 \%$  et  $f_c = 35$  Hz, alors :

$$Q_S (f=1) \approx 300$$

et donc  $Q_0$  vaut :

$$Q_0 = 300/35 \approx 8.5$$

BONNET (1985) a effectué plusieurs mesures expérimentales de  $r_{22}$  et  $b$  au voisinage de la fréquence critique. De ses résultats, il ressort notamment que, pour les matériaux que nous étudions,  $r_{22}$  est à peu près constant et vaut environ 1.3 à 1.4 (cf. aussi PLONA et JOHNSON (1981)).

Alors  $Q_{Smin}$  vaut approximativement (toujours pour  $n=35\%$ ) :

$$Q_{Smin} = -0.8 + 1.6 * Q_0 \approx 13 \quad \text{c.q.f.d.}$$

\*\*\*\*\* Résumé :

Les formules présentées donnent donc des approximations relativement correcte de  $Q_S$ , et ont l'intérêt de quantifier facilement  $Q_S$  à partir de  $n$  et  $k_s$ , grandeurs faciles à mesurer.

b) Atténuation des ondes de compression :

D'après la figure 5, les courbes de  $Q$  en fonction de  $f$  ont la même forme dans le cas des ondes  $P_1$  que dans le cas des ondes  $S$  (à une translation près, elles sont identiques).

- \* Pour  $f \ll f_c$  :  $Q_{P1} = Q_{P0} * (f_c/f)$
- \* Pour  $f \gg f_c$  :  $Q_{P1} = Q_{P0} * (f/f_c)^{0.5}$

La différence majeure entre  $P_1$  et  $S$  tient au fait que  $Q_{P0}$  DEPEND DES COEFFICIENTS DE RIGIDITE de chacun des constituants. En effet, les vitesses  $VP_1$  et  $VP_2$  sont les racines de l'équation (50), où interviennent  $P, Q, R$ , qui dans le cas général ne se simplifient pas lorsqu'on écrit le rapport (84).

Dans le cas présent, où le matériau est relativement rigide ( $K_b = 4500$  MPa),  $Q_{P1}$  reste toujours très supérieur à  $Q_S$  (pour  $n = 35 \%$ ,  $Q_{P1} > 3000$ ). Donc dans un milieu infini, les ondes  $P_1$  ne sont pratiquement pas atténuées. Nous

verrons dans les paragraphes suivants que les dissipations d'énergie observées lors de la propagation des ondes de compression se produisent entièrement aux interfaces, lors des multiples transmissions et réflexions, et doivent être interprétées en termes de couplage  $P_1$ - $P_2$ .

c) Conclusions :

Pour résumer, on peut déjà avancer les propositions suivantes, que nous discuterons dans les paragraphes suivants :

1) Deux types de comportement sont exhibés pour le facteur de qualité des ondes  $Q_{P1}$  et  $Q_S$  :

- \* Pour  $f \ll f_c$  :  $Q \propto f_c/f$
- \* Pour  $f \gg f_c$  :  $Q \propto (f/f_c)^{0.5}$

2) Dans le cas présent où le matériau poreux est relativement rigide, les mécanismes d'atténuation des ondes de compression sont radicalement différents de ceux qui affectent les ondes de cisaillement :

2a) L'amortissement des ondes  $S$  ne dépend que du rapport de la fréquence à la fréquence critique. Il résulte du fait que le fluide reprend moins bien les cisaillements que la matrice.

La valeur minimale de  $Q_S$  ne dépend que de la valeur de la porosité.

2b) Le facteur de qualité calculé pour les ondes  $P_1$  est très élevé dans le cas présent, et ne peut pas rendre compte des dissipations d'énergie observées lors de la propagation des ondes de compression.

En anticipant sur la suite, on peut déjà avancer la nécessité d'inclure l'énergie reprise par l'onde  $P_2$  pour expliquer les atténuations des déplacements de surface.

1-4 Description du champ d'ondes et équations du problème

\*\*\*\* Description du champ d'ondes

Le champ d'onde incident montant est caractérisé par son potentiel de déplacement associé, (noté  $\phi_0, \psi_0$ , suivant la nature de l'onde, P ou SV). Si  $u^0$  est le déplacement incident et  $k$  le nombre d'onde horizontal, on a :

\* pour une onde P incidente

$$(111) \quad \phi_0(x, z) = e^{-i(kx - \omega t)} e^{i\nu_0 z} \quad \text{et} \quad u^0 = \vec{\nabla} \phi_0$$

où  $\nu_0$  désigne le nombre d'onde vertical, tel que :

\* pour une onde S incidente :

$$(112) \quad \psi_0(x, z) = e^{-i(kx - t)} e^{i\gamma_0 z} \quad \text{et} \quad u^0 = \vec{\nabla} \wedge \psi_0$$

où  $\gamma_0$  est le nombre d'onde vertical, tel que :

VPO et VSO sont les vitesses complexes dans le demi-espace (supposé visco-élastique) et  $\theta$  l'angle d'incidence.

Une partie de l'énergie incidente (se propageant dans le demi-espace et arrivant de l'infini) est réfléchiée par l'interface poreux / viscoélastique, et convertie en 2 types d'ondes : P et SV. Le reste de l'énergie est transmise à la couche de matériaux poreux saturé, et donne naissance aux 3 ondes théoriquement prévues par BIOT. Ces ondes sont en partie réfléchiées au toit de l'aquifère, ou en partie transmises au milieu sec. Les ondes P et SV transmises se réfléchissent à la surface libre, puis sont en partie transmises à l'aquifère, etc...

Finalement, un régime permanent s'établit après les multiples réflexions et transmissions. Le champ d'onde résultant est constitué dans chaque couche, d'ondes montantes et descendantes, caractérisées par leurs potentiels de déplacements associés :

\* dans le demi-espace

$$(113) \quad \phi^{(3)}(x, z) = B_p^{(3)} \frac{-i\nu_0 z}{x} e^{-i\nu_0 z} \quad T \quad \text{et} \quad \psi^{(3)}(x, z) = B_s^{(3)} e^{-i\gamma_0 z} \quad T$$

$$(114) \quad u^{(3)}(x, z) = u^0(x, z) + \vec{\nabla} \phi^{(3)} + \vec{\nabla} \wedge \psi^{(3)}$$

avec :

$$T = e^{-i(kx - \omega t)}$$

\* dans la couche de milieu poreux saturé :

$$(115) \quad \begin{cases} \phi_{p1}^{(2)}(x, z) = (A_{p1}^2 e^{i\nu_{p1}^2 z} + B_{p1}^2 e^{-i\nu_{p1}^2 z}) \quad T \\ \phi_{p2}^{(2)}(x, z) = (A_{p2}^2 e^{i\nu_{p2}^2 z} + B_{p2}^2 e^{-i\nu_{p2}^2 z}) \quad T \\ \psi_s^{(2)}(x, z) = (A_s^2 e^{i\nu_s^2 z} + B_s^2 e^{-i\nu_s^2 z}) \quad T \end{cases}$$

où les  $\nu_{\ell}^2$  sont les nombres d'ondes verticaux pour chacune des ondes ( $\ell = P1, P2$  ou SV), et tels que  $\text{Im}(\nu_{\ell}^2) < 0$ .

Alors, en reprenant les notations définies pour le milieu poreux saturé, le déplacement  $u^2$  de la matrice et  $U^2$  du fluide s'écrivent :

$$(116) \quad \begin{cases} u^{(2)}(x, z) = \vec{\nabla} (\phi_{p1}^{(2)} + \phi_{p2}^{(2)}) + \vec{\nabla} \wedge \psi_s^{(2)} \\ U^{(2)}(x, z) = \vec{\nabla} (\xi_{p1} \phi_{p1}^{(2)} + \xi_{p2} \phi_{p2}^{(2)}) + \vec{\nabla} \wedge \times \psi_s^{(2)} \end{cases}$$

L'expression de coefficients  $\xi_{p1}, \xi_{p2}$  et  $\chi$  est donnée par (53) et (57).

\* dans la couche de poreux sec :

$$(117) \quad \begin{cases} \phi_p^{(1)}(x, z) = (A_p^{(1)} e^{i\nu_p^{(1)} z} + B_p^{(1)} e^{-i\nu_p^{(1)} z}) \quad x \quad T \\ \psi_s^{(1)}(x, z) = (A_s^{(1)} e^{i\nu_s^{(1)} z} + B_s^{(1)} e^{-i\nu_s^{(1)} z}) \quad x \quad T \end{cases}$$

où  $\nu_{\ell}^1$  est le nombre d'onde vertical, tel que :  $\text{Im}(\nu_{\ell}^1) < 0$

Le déplacement  $u^{(1)}(x, z)$  s'écrit :

$$(118) \quad u^{(1)}(x, z) = \vec{\nabla} \phi_p^{(1)} + \vec{\nabla} \wedge \psi_s^{(1)}$$

Dans chacun des milieux 1, 2 et 3, les contraintes sont données par les relations constitutives correspondantes, ainsi que la pression interstitielle pour le milieu saturé. Finalement, le champ d'onde complet (en contraintes et déplacements) est décrit à l'aide des potentiels de déplacements, eux-mêmes

caractérisés par les amplitudes complexes des ondes montantes et descendantes.

\*\*\*\* Les équations du problème :

La nature et la forme des conditions de continuité à chacun des interfaces a déjà été discutée. On a les conditions suivantes :

\* Interface demi-espace / poreux saturé (z=100 m) :

$$(119) \quad \begin{cases} u_x^{(1)} = u_x^{(2)} \\ u_z^{(1)} = u_z^{(2)} \\ w_z^{(2)} = 0 \\ \sigma_{xz}^{(3)} = \sigma_{xz}^{(2)} \\ \sigma_{zz}^{(3)} = \sigma_{zz}^{(2)} \end{cases}$$

\* Interface au sommet de l'aquifère (z=h)

$$(120) \quad \begin{cases} u_x^{(1)} = u_x^{(2)} \\ u_z^{(1)} = u_z^{(2)} \\ p^{(2)} = 0 \\ \sigma_{xz}^{(1)} = \sigma_{xz}^{(2)} \\ \sigma_{zz}^{(1)} = \sigma_{zz}^{(2)} \end{cases}$$

\* Equations de surface libre (z=0) :

$$(121) \quad \begin{cases} \sigma_{zz}^{(1)} = 0 \\ \sigma_{xz}^{(1)} = 0 \end{cases}$$

\* Lorsque l'eau arrive à la surface libre, les 7 équations (120) et (121) doivent être remplacées par les 3 équations (122) :

$$(122) \quad \begin{cases} \sigma_{xz}^{(2)} = 0 \\ \sigma_{zz}^{(2)} = 0 \\ p^{(2)} = 0 \end{cases}$$

Dans ce dernier cas (h=0), on a 8 équations pour 8 inconnues. Dans le cas général (h ≠ 0) où la nappe d'eau est enfouie, on compte 12 équations pour 12 inconnues.

1-5 Définitions de modèles A et B :

Un des buts de notre étude est de savoir si l'on peut raisonnablement assimiler le milieu poreux à un milieu équivalent, dans lequel l'onde P2 est omise, mais la présence de fluide est quand même prise en compte au moyen des vitesses complexes VP1 et VS obtenues à partir de la formulation de BIOT.

Dans un tel modèle, les conditions de continuité qui ne font intervenir que le fluide sont omises. Cependant, la pression intersticielle intervient implicitement dans l'expression des contraintes totales, comme cela apparaît dans la relation (10).

Il est donc nécessaire de s'assurer qu'à l'interface sec / saturé, IL Y A BIEN EGALITE DES CONTRAINTES EFFECTIVES, ou, autrement dit, que la part de la pression dans l'expression des contraintes est nulle. Ceci s'obtient en écrivant EXPLICITEMENT dans la relation (10) que p=0 à l'interface z=h. Ainsi l'équation de continuité :

$$(123) \quad \sigma_{zz}^{(2)} = \sigma_{zz}^{(1)}$$

demeure valable, mais avec, explicitement :

$$(124) \quad p^{(2)} = 0$$

D'après (10), (123) et (124) reviennent à écrire (125) :

$$(125) \quad \sigma_{zz}^{(1)} = \sigma_{zz}^{(2)} = (\lambda_f - \beta^2 M) e^{(2)} + 2 \mu e_{ij}^{(2)}$$

Ce modèle sera noté "modèle B". Dans ce cas, l'onde P2 étant omise, le problème se ramène à la résolution d'un système 10x10 lorsque l'aquifère est souterrain, et 6x6 lorsque l'eau remonte jusqu'en surface.

Le modèle B n'EST PAS UN MODELE MONOPHASIQUE EQUIVALENT, OU VISCOELASTIQUE EQUIVALENT : c'est un modèle hybride, qui a pour objet de réduire le nombre d'inconnues, de façon à simplifier les calculs.

Le modèle complet (avec onde P2 et toutes les conditions de continuité) est noté modèle A. La validité physique du modèle B ne peut être confirmée que lorsque les résultats auxquels il conduit sont les mêmes que pour le modèle A.

2 RESULTATS 1D ET DISCUSSION PHENOMENOLOGIQUE :

2-1 Cas élastique et définition du modèle E.

Avant de présenter les résultats obtenus dans le cas de 2 couches de sédiments poreux (l'une étant sèche, et l'autre, saturée), il est important d'avoir présent à l'esprit les résultats obtenus pour une couche de surface élastique.

Lorsqu'une onde plane harmonique arrive verticalement de l'infini sur une couche de surface élastique d'épaisseur H, on observe que le système entre en résonance dès lors que la fréquence est un multiple de la fréquence de résonance fondamentale f0, où f0 s'écrit :

$$(126) \quad f_0 = c_1/4H$$

où c1 est la célérité de l'onde considéré (P ou S) dans la couche superficielle.

Les pics d'amplification correspondants sont alors égaux au rapport d'impédance :

$$(127) \quad \text{amplification max.} = (d_2 \cdot r_2) / (d_1 \cdot r_1)$$

où d1, d2, c1, c2 sont respectivement les densités pour le demi-espace (milieu 2) et la couche de surface (milieu 1).

\*\*\*\* Cas viscoélastique :

L'amplitude de surface est reliée à l'atténuation. Dans le cas où on représente les dissipations d'énergie au moyen d'un facteur Q constant, l'amplitude des harmoniques est de plus en plus faible.

Par contre, les fréquences de résonance restent celles du cas parfaitement élastique.

\*\*\*\* Cas de 2 couches de surface :

Qualitativement, on observe toujours des résonances marquées du système. Quantitativement, les résultats sont plus complexes, du fait que les fréquences de résonance et les amplifications correspondantes dépendent des caractéristiques du matériau poreux.

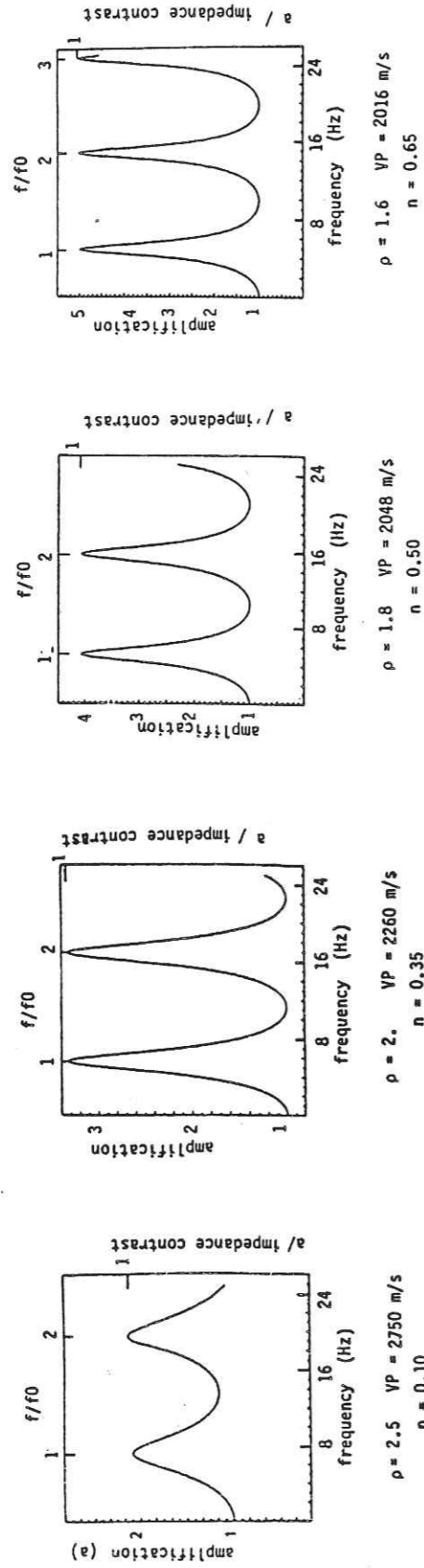
\*\*\*\* Angle d'incidence :

Lorsque l'onde incidente est oblique, il y a une conversion P-SV, et le schéma de la résonance est modifié.

\*\*\*\* DÉFINITION D'UN MODELE ELASTIQUE E ASSOCIE AU MATERIAU POREUX :



VERTICAL INCIDENT P WAVE -  $f_0 = VP/4H$  -  $H = 100$  m



VERTICAL INCIDENT S WAVE -  $f_0 = VS/4H$  -  $H = 100$  m

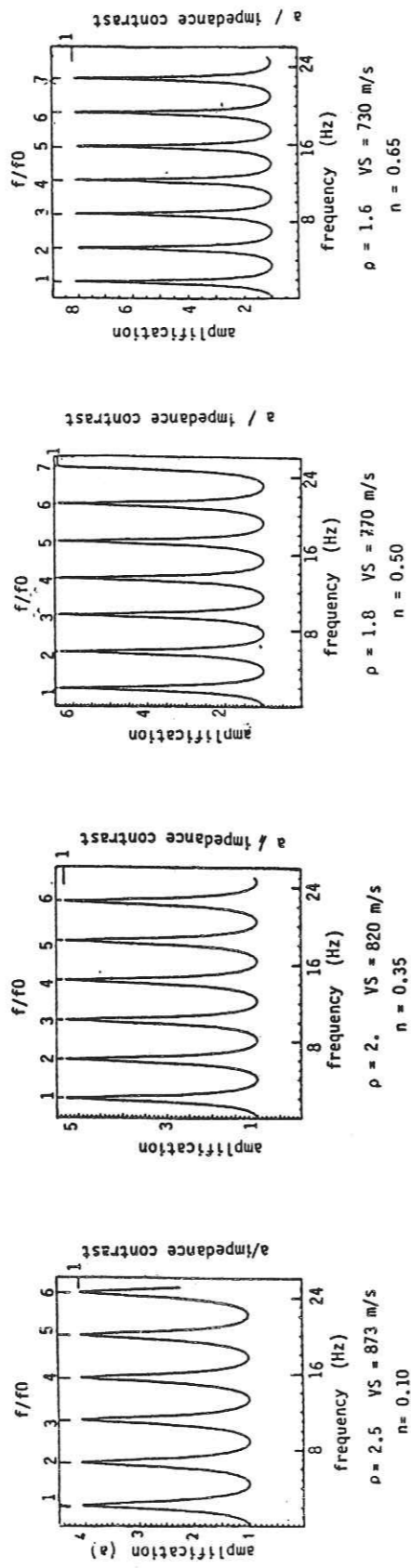


Figure 6: MODELE E ELASTIQUE. Fonctions de transfert calculées pour une couche élastique reposant sur le demi-espace dont les caractéristiques sont données dans le tableau I. A chaque porosité étudiée dans le texte (10%, 35%, 50%, et 65%), on associe un modèle E élastique dont :

- la densité  $\rho$  est égale à :  $(1-n)2.65 + n$ , la densité de la matrice valant 2.65.
- les vitesses VP et VS dépendent de n et sont égales aux vitesses du matériau poreux associé, à fréquence nulle.

Les pics d'amplification sont égaux au rapport d'impédance, et les fréquences de résonance sont proportionnelles à  $f_0$ .

Puisque la porosité affecte considérablement la densité et les vitesses du matériau poreux, ce paramètre influe, à lui seul, (sans tenir compte de l'éventuelle présence de fluide), sur la résonance des couches de surface. C'est pourquoi il est fondamental, dans notre analyse, de nous affranchir de ces effets purement mécaniques, de façon à isoler les phénomènes spécifiques dus à l'interaction fluide-solide. Dans ce but, nous définissons, pour chaque porosité considérée, un modèle parfaitement élastique associé, noté "modèle E", tel que :

- la densité du matériau élastique associé est celle du milieu poreux correspondant.
- les vitesses sont constantes et réelles (i.e., il n'y a pas d'atténuation), et égales aux vitesses VP1 et VS à fréquence nulle du matériau poreux correspondant.

Sur la figure 6 sont représentés les fonctions de transfert calculées pour un couche superficielle élastique de 100 m d'épaisseur, et associées à chacune des porosités : 10%, 35%, 50%, et 65%. Les caractéristiques du 1/2 espace sont celles du tableau I. Noter sur la figure que les pics d'amplification sont d'autant plus grands que la porosité est élevée (car le contraste est d'autant plus important). Noter aussi qu'alors les fréquences de résonance diminuent (lorsque n augmente).

2-2 La propagation des ondes S

Les principaux résultats sont résumés sur le tableau II et commentés sur les figures 7 à 12. Les cas suivants sont étudiés :

- \* incidence nulle :
  - nappe en surface
  - nappe en profondeur (h=15m)
- \* incidence oblique (30°) :
  - nappe en surface
  - nappe en profondeur (h=15m)

2-2-1 Atténuation des ondes S :

Lors de la propagation des ondes S, le mouvement dans la couche saturée est essentiellement transmis à la partie solide, et cela entraîne un mouvement différentiel important entre les deux phases. La perte d'énergie qui en résulte dépend de la valeur de la fréquence critique rapportée à la fréquence de l'onde.

De ce fait, le mécanisme d'atténuation des ondes de cisaillements dépend de la perméabilité, comme indiqué sur les figures 7, 10 et 11. L'atténuation affecte les composantes du mouvement qui résultent des cisaillements, et donc essentiellement les déplacements horizontaux (car l'angle d'incidence demeure faible < 30°) : c'est ce qui apparaît sur les figures 9 et 12.

Pour une porosité donnée, le rapport  $f/f_c$  est très inférieur à 1 pour les faibles perméabilités ( $k_s < 10e-11 \text{ m}^2$ ). De ce fait, le caractère diphasique n'apparaît pas, et le matériau poreux se comporte comme le solide élastique équivalent (voir la figure 6, pour le modèle E).

Lorsque la perméabilité augmente ( $10e-10 \text{ m}^2$ , puis  $10e-9 \text{ m}^2$ ), alors l'atténuation augmente, et est maximale lorsque  $k_s$  vaut  $10e-8 \text{ m}^2$  (i.e. c'est alors que le niveau moyen des pics d'amplifications de surface est le plus faible).

Puis lorsque  $k_s = 10e-7 \text{ m}^2$  (pour  $f_c = 0.35 \text{ hz}$ , le rapport  $f/f_c$  devient  $\gg 1$ ), les pics d'amplification sont moins amortis.

2-2-2 Fonctions de transfert pour les ondes S et modèle à Q constant :

Dans le cas d'une onde S incidente verticale, il n'y a pas de couplage P-SV, et donc, aucune onde de compression n'est générée. D'après le paragraphe I-3 du présent chapitre, le facteur de qualité  $Q_S(f)$  rend compte de toutes les dissipations d'énergie observées lors de la propagation de l'onde S dans un milieu infini. L'expression de  $Q_S$  en fonction de  $f$  est relativement complexe (expression 84). C'est pourquoi il est intéressant de savoir si dans le cas présent, on peut faire l'approximation du modèle à Q constant.

Nous avons essayé d'associer un facteur de qualité aux fonctions de transfert calculées pour le modèle A, lorsque  $n = 35\%$  et que la perméabilité est supérieure à  $10e-10 \text{ m}^2$  (lorsque  $k_s$  est plus faible, le matériau poreux est quasiment élastique). Autrement dit, à partir du modèle E équivalent élastique,

	Incidence normale	Incidence oblique
nappe en surface h=0	<p>h=0 figures 7 et 8 h=15m figures 10 et 11 modèle à QS constant : fig: 18 pas de P2 modèle A = modèle B <math>f &lt; f_c/20 \Rightarrow</math> comportement élastique ( A = E )</p>	<p>figure 9 modèle A = modèle B <math>f &lt; f_c/20 \Rightarrow</math> comportement élastique ( A = E ) <math>f &gt; f_c/20 \Rightarrow</math> déplacements horizontaux atténués déplacements verticaux peu atténués</p>
nappe en profondeur h=15m	<p><math>f &gt; f_c/20 \Rightarrow</math> effets anélastiques pics d'amplification atténués atténuation maximale : <math>f \approx f_c</math> atténuation modélisable par <math>Q_S(f)</math></p>	<p>figure 12 idem mais avec quelques écarts entre les modèles A et B écarts ( A-B ) &lt; 10%</p>

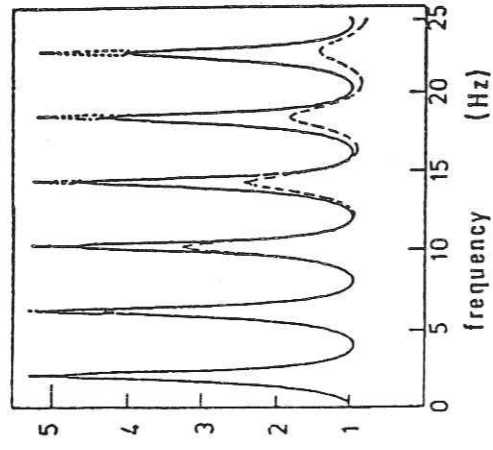
TABLEAU II : Principaux résultats pour une onde S incidente  
La fraction de  $f_c$  indiquée ( $f_c/20$ ) est approximative : des effets se font sentir à partir de  $f_c/30$ .

Figure 7 : Fonctions de transfert pour une onde S incidente verticale.

La nappe saturée d'eau remonte jusqu'à la surface ( $z=0$ ) : effet de la perméabilité.  
 La porosité vaut 35 %, et la perméabilité varie entre  $10e-12$  m<sup>2</sup> et  $10e-7$  m<sup>2</sup>. (Cette dernière valeur, même si elle n'est pas réaliste, est prise en compte ici de façon à donner une idée du comportement lorsque  $f/f_c$  est très grand).

Noter que les modèles A et B sont identiques, et que :

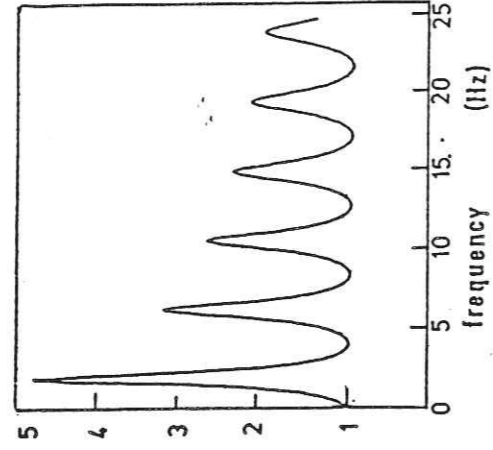
- Les fréquences de pic restent à peu près constantes, et égales à celles du modèle E.
- Les pics d'amplification dépendent de la valeur de la perméabilité:
- Lorsque  $k_s \leq 10e-11$  m<sup>2</sup>, les résultats sont ceux du modèle élastique E.
- Lorsque l'on passe de  $10e-10$  m<sup>2</sup> à  $10e-9$  m<sup>2</sup>, il y a un changement radical dans la forme d' fonctions de transfert.
- Lorsque  $k_s = 10e-7$  m<sup>2</sup>, les pics sont moins atténués que lorsque  $k_s = 10e-8$  m<sup>2</sup>.



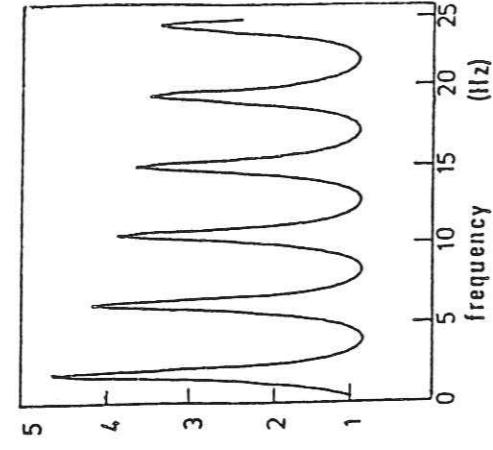
$$\begin{cases} \text{---} & k_s = 10^{-12} \text{ m}^2 (f_c = 35\,000 \text{ Hz}) \\ \text{---} & k_s = 10^{-11} \text{ m}^2 (f_c = 3\,500 \text{ Hz}) \end{cases}$$

$$\text{---} \quad k_s = 10^{-10} \text{ m}^2 (f_c = 350 \text{ Hz})$$

$$\text{---} \quad k_s = 10^{-9} \text{ m}^2 (f_c = 35 \text{ Hz})$$

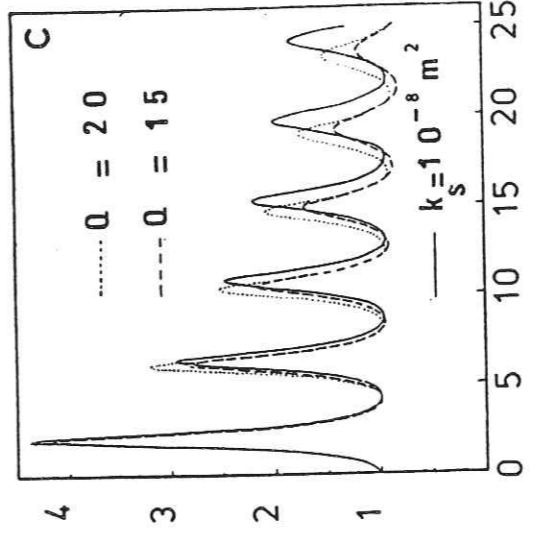
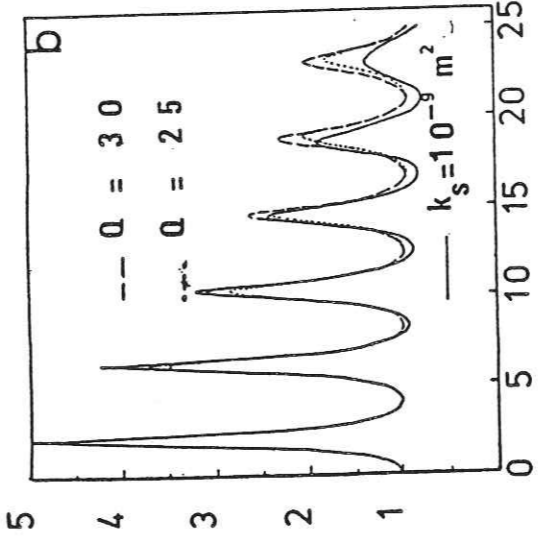
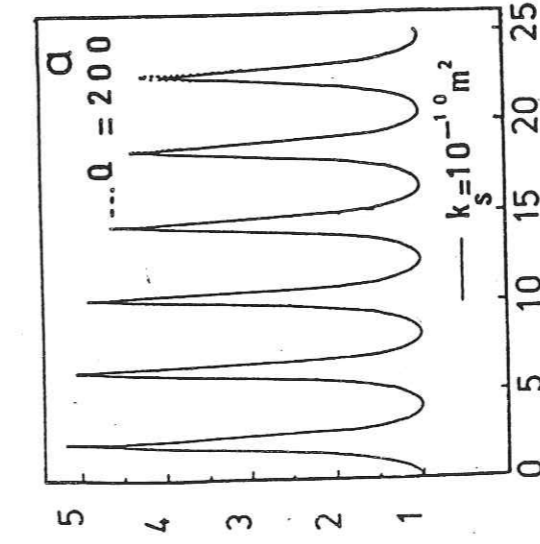


$$k_s = 10^{-8} \text{ m}^2 (f_c = 3.5 \text{ Hz})$$



$$k_s = 10^{-7} \text{ m}^2 (f_c = 0.35 \text{ Hz})$$

BOTH A AND B MODELS ARE PLOTTED (SAME RESULTS)



frequency Hz

frequency Hz

frequency Hz

## VERTICAL INCIDENT S WAVE

$$H = 0 \text{ m}$$

Figure 8 : COMPARISON AVEC DES MODELES A Q CONSTANT dans le cas d'une onde S verticalement incidente. La nappe est en surface ( $h=0$ ).  
 La couche de matériau poreux est remplacée par une couche viscoélastique, à Q constant. Différentes valeurs de Q sont testées, et à chaque valeur de perméabilité, on associe la valeur de Q qui donne le meilleur "fit" pour les fonctions de transfert.

Cas 8a : à  $k_s = 10e-10$  m<sup>2</sup>, on associe Q=200.

Cas 8b : à  $k_s = 10e-9$  m<sup>2</sup>, on peut associer Q = 25 ou 30, mais l'accord pour les hautes fréquences n'est pas satisfaisant.

Cas 8c : à  $k_s = 10e-8$  m<sup>2</sup>, les valeurs de Q comprises entre 15 et 20 sont bonnes jusqu'à 10 Hz, puis s'écartent de la valeur réelle.

Voir la figure 5 : le facteur de qualité QS dépend de la fréquence.

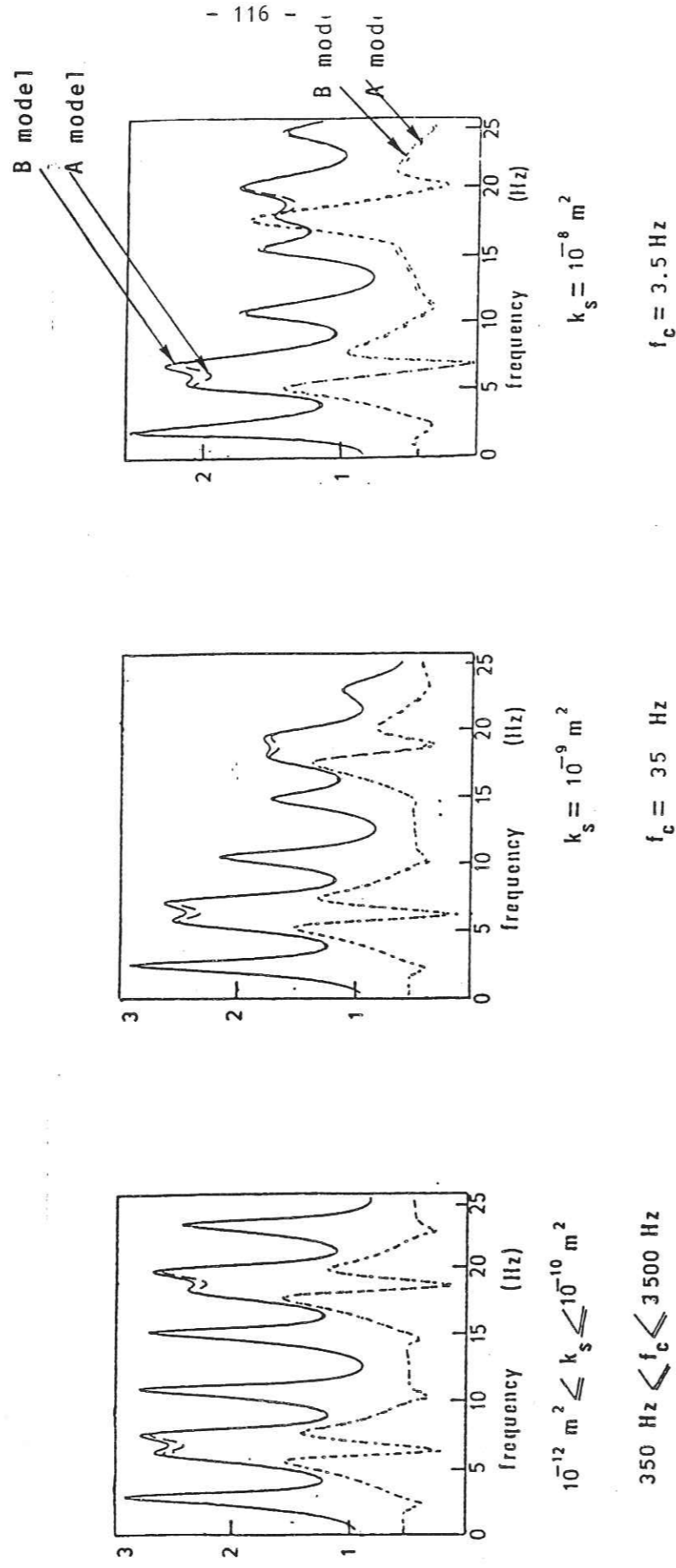
Figure 9 : Fonctions de transfert pour une onde S oblique (incidence 30°).

La nappe saturée remonte jusqu'à la surface, Étude de l'effet de la perméabilité. La porosité vaut 36 %, et les perméabilités varient entre 10e-12 m2 et 10e-8 m2. Noter que les modèles A et B sont quasiment identiques.

Noter aussi que :

- Les fréquences de pics restent à peu près constantes, quelle soit la valeur de  $k_s$ .
- Les composantes horizontales et verticales du mouvement se comportent d'une façon radicalement différente en fonction de  $k_s$  :
- Les déplacements verticaux ne sont pas significativement affectés par  $k_s$ .
- L'atténuation des pics d'amplification des déplacements horizontaux dépend de la valeur de  $k_s$ , suivant les mêmes lois que celles décrites pour la figure 7.

Enfin, noter que ces tendances se retrouvent, quelle que soit la porosité (figure non montrée).

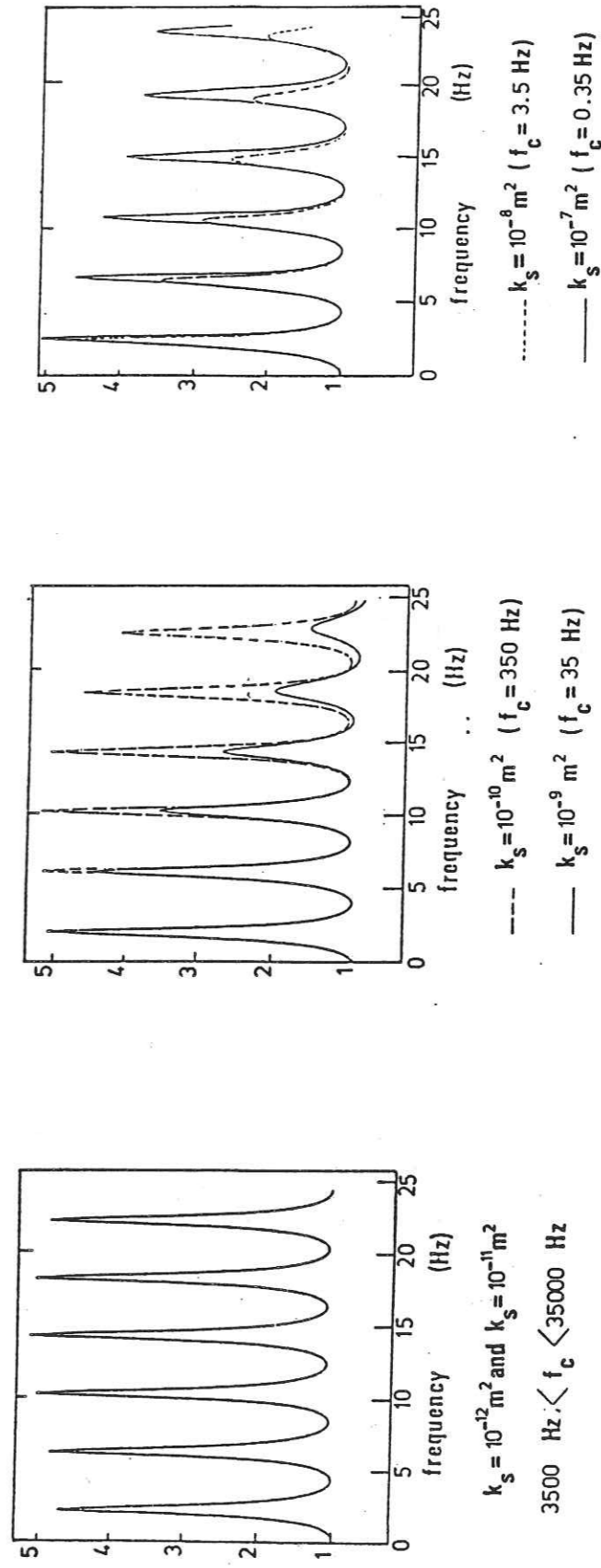


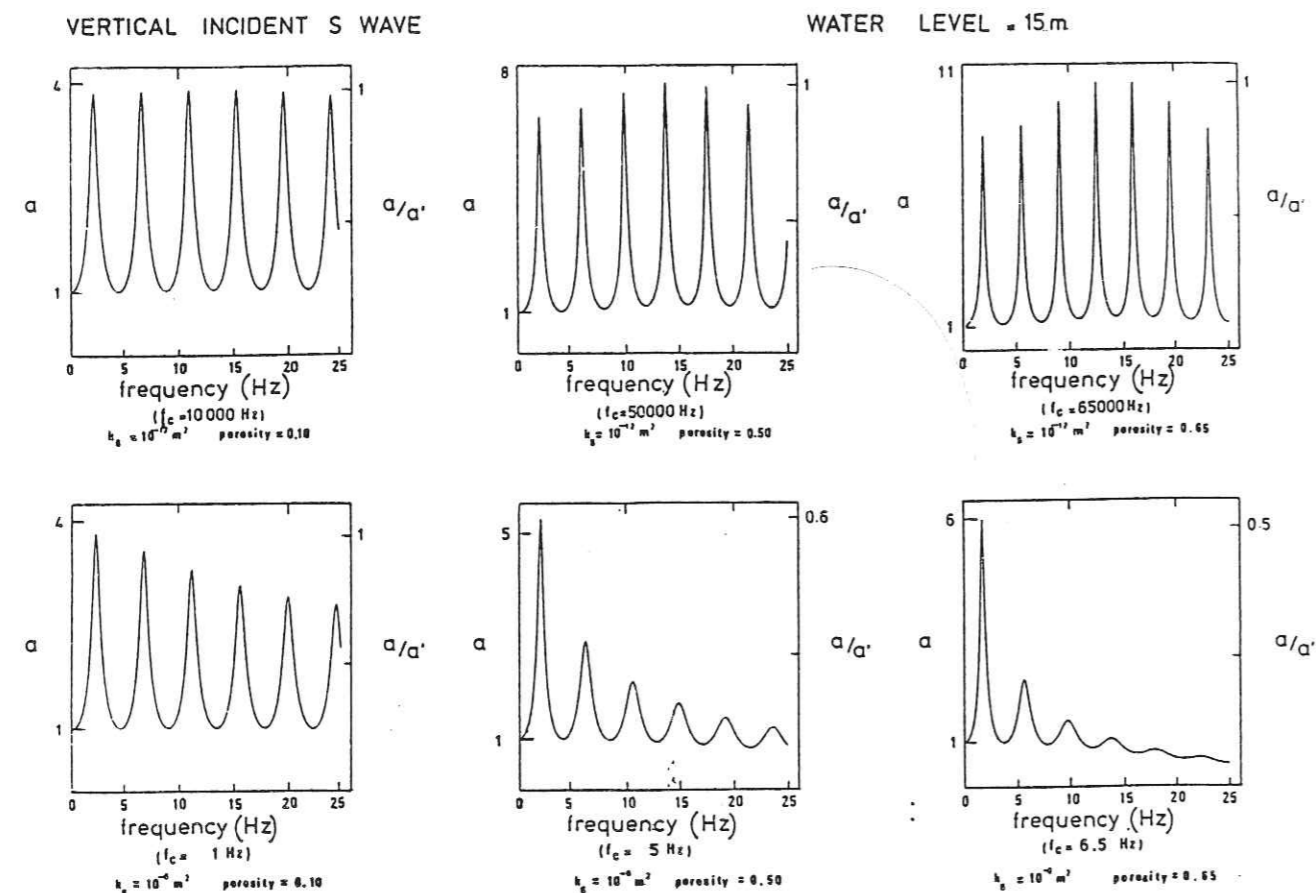
— horizontal displacements    - - - - - vertical displacements.

Figure 10 : Fonctions de transfert pour une onde S incidente verticale.

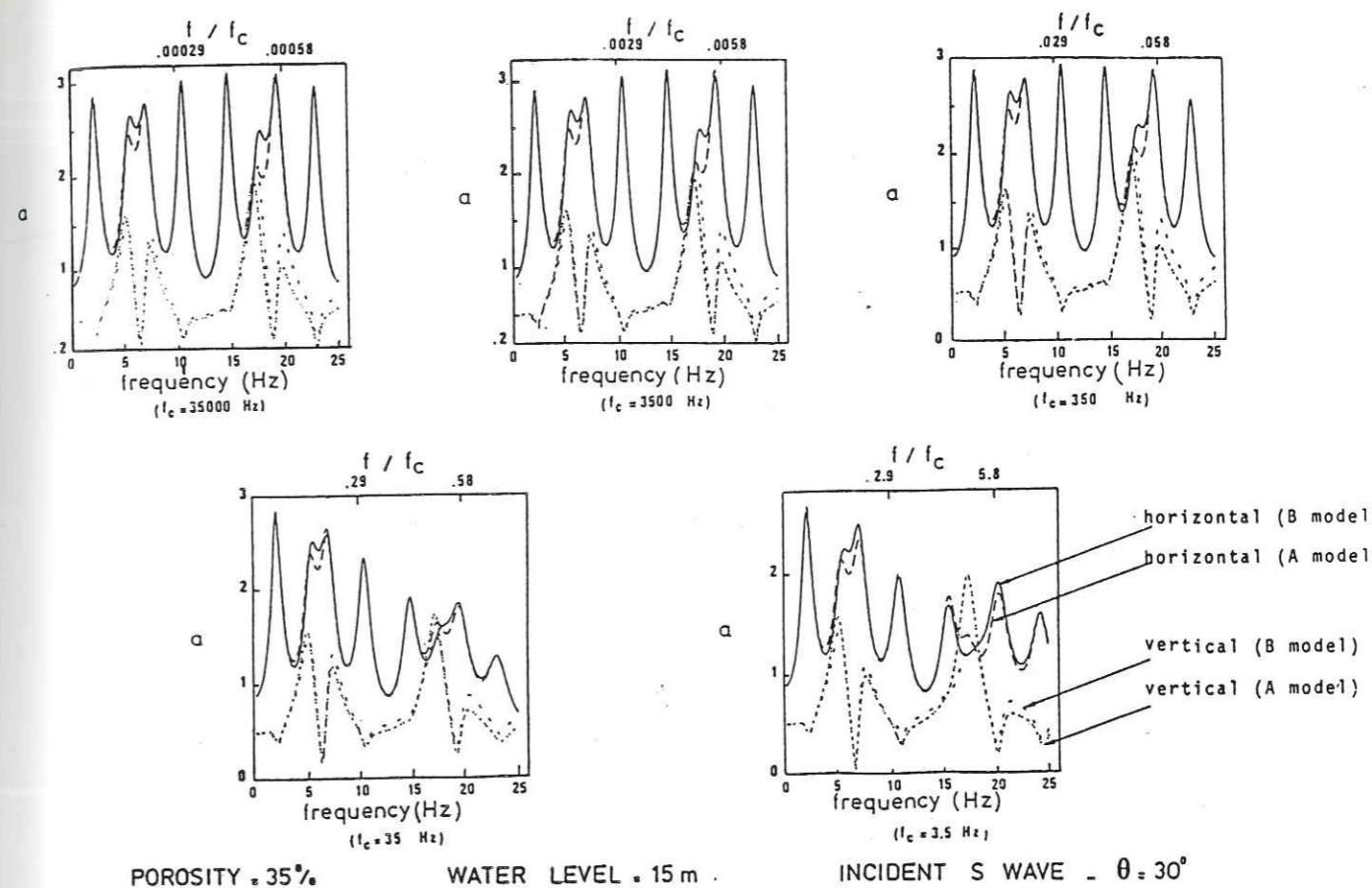
La profondeur de nappe est égale à 15 m. Étude de l'effet de la perméabilité. La porosité est égale à 36 %, et, comme pour la figure 7,  $k_s$  varie entre 10e-12 m2 et 10e-7 m2. Noter que les modèles A et B donnent les mêmes résultats, et que :

- les fréquences de résonance sont toujours celles du modèle E (à 1 Hz près).
- lorsque  $k_s$  est inférieur à 10e-11 m2, les résultats sont ceux du modèle élastique E.
- lorsque  $k_s$  passe de 10e-10 à 10e-9 m2, il y a un changement marqué de la forme des pics.
- lorsque  $k_s=10e-9$  et  $k_s=10e-8$  m2, l'atténuation, qui dépend de la fréquence, est importante (voir texte, et la figure 18).





**Figure 11 :** Fonctions de transfert pour une onde S incidente verticale . EFFET DE LA POROSITE.  
 La profondeur de nappe est égale à 15 m. Pour chaque porosité (10 %, 50%, et 65%), la perméabilité vaut successivement  $10e-12$  m<sup>2</sup> et  $10e-8$  m<sup>2</sup>.  
 Noter que :  
 - Les modèles A et B donnent toujours des résultats identiques (pas de conversion SV-P).  
 - Lorsque  $k_s=10e-12$  m<sup>2</sup>, les résultats sont ceux du modèle E élastique.  
 - Lorsque  $k_s=10e-8$  m<sup>2</sup>, alors :  
 - l'atténuation des pics est d'autant plus importante que la porosité est grande.  
 (On retrouve que  $Q_{Smin}$  dépend de la porosité, comme indiqué sur la figure 6).  
 - l'atténuation dépend fortement de la fréquence (du rapport  $f/f_c$ ).  
 $a'$  est le maximum d'amplification du cas élastique :  $a'$  est d'autant plus grand que le contraste d'impédance entre les couches est grand (et donc que la porosité est élevée).



**Figure 12 :** Fonctions de transfert pour une S incidente à 30°. EFFET DE LA PERMEABILITE.  
 La profondeur de nappe est égale à 15 m, et la porosité, à 35%. La perméabilité varie entre  $10e-12$  m<sup>2</sup> et  $10e-8$  m<sup>2</sup>.  
 Noter que :  
 - des différences apparaissent entre les modèles A et B.  
 - les fréquences de pic sont peu affectées par la valeur de  $k_s$ .  
 - les déplacements horizontaux sont d'autant plus atténués que  $k_s$  est grand.  
 - les déplacements verticaux ressentent moins les variations de  $k_s$ .  
 On peut penser qu'il y a ici génération d'onde P2 (voir texte), mais cela n'affecte pas significativement les fonctions de transfert.

nous avons introduit, pour la couche de sédiments, une atténuation viscoélastique, représentée par un facteur constant. Soit E1 le modèle ainsi défini. Seul le cas de la nappe arrivant jusqu'à la surface est traité ici : dans le cas d'une onde S se propageant verticalement, les résultats ne sont pas qualitativement différents lorsque  $h = 15$  m.

1) Lorsque  $k_s = 10e-10$  m<sup>2</sup>, la figure 8a montre que les fonctions de transfert obtenues sont très voisines de celles calculées pour le modèle E1 avec  $Q=200$ . Le seul écart observé a lieu sur le dernier pic d'amplification, et est inférieur à 7 %. Dans le domaine des fréquences considérées,  $f$  est toujours très inférieure à la fréquence critique.

2) Lorsque  $k_s=10e-9$  m<sup>2</sup>, il est plus difficile d'ajuster les résultats des modèles A et E1. Les valeurs  $Q=25$  et  $Q=30$  sont celles qui donnent le meilleur ajustement (figure 8b). Le facteur  $Q$  constant apparaît inadéquat pour rendre compte des phénomènes d'atténuation.

3) Lorsque  $k_s=10e-8$  m<sup>2</sup>, la figure 8c montre les fonctions de transfert obtenues, pour le modèle A, et le modèle E1 avec  $Q=15$  et  $Q=20$ . On observe que :

- \* les fréquences de résonance obtenues pour le modèle A sont systématiquement supérieures à celles des autres modèles. Le décalage est faible, augmente lorsque les fréquences augmentent, mais ne dépasse pas 1 HZ.
- \* l'accord entre les modèles A et E1 (pour  $Q=20$ ) est correct pour les 2 ou 3 premiers pics d'amplifications, mais ne tient plus dès que les fréquences sont supérieures à 15 HZ. Notamment, pour les hautes fréquences, il y a un écart de 25 % observé sur le dernier pic d'amplification entre les 2 modèles.

Donc, sur 2 des 3 cas présentés ici, le modèle A peut être grossièrement approximé par un modèle E1 viscoélastique équivalent. Un facteur  $Q$  peut être déterminé à partir de l'étude faite au paragraphe I-3, en fonction de la porosité et de la perméabilité. En général, si l'on veut un facteur  $Q$  constant, l'ajustement entre les modèles A et E1 est meilleur pour les basses fréquences, et devient médiocre lorsque le rapport  $f/f_c$  est proche de 1. Ceci ne traduit rien d'autre que le fait que  $Q$  dépend de la fréquence.

Enfin, rappelons ici que les seules déperditions d'énergie prises en compte sont celles qui résultent de l'écoulement visqueux du fluide par rapport à la matrice. Ainsi, même lorsqu'on néglige l'anélasticité de la matrice, on peut arriver à des facteurs de qualité équivalents très faibles, de l'ordre de 15 à 20, qui résultent de la simple présence d'eau.

\*\*\*\* Confrontations avec les données expérimentales :

De nombreuses mesures du facteur de qualité (celui-ci est supposé être constant a priori) ont été faites sur des couches de sédiments sableux peu consolidés de faible épaisseur. Des confrontations avec les données expérimentales seront suggérées au paragraphe V.

### 2-2-3 Ecart entre les modèles A et B :

Lorsque l'onde S attaque verticalement les couches de surface, il n'y a pas de conversion P-SV à l'interface, et aucune onde de compression n'est générée. Donc, il n'y a pas d'onde P2. De plus, la pression du fluide ne fait intervenir que les parties sphériques des contraintes appliquées à l'un et à l'autre des constituants. Donc les déplacements horizontaux ne sont responsables d'aucune pression interstitielle. Pour ces 2 raisons (pas de P2 et pression toujours nulle), la condition de pression peut être omise dans le système (S) et les modèles A et B sont rigoureusement PHYSIQUEMENT identiques.

Lorsque l'onde S incidente est oblique, cela n'est plus le cas, car une partie de l'énergie est convertie en onde P à l'interface. De plus, les composantes verticales du mouvement sont responsables d'une montée en pression. De ce fait, les modèles A et B ne sont plus strictement les mêmes (surtout en ce qui concerne les composantes verticales). Cependant, on constate (figures 9 et 12) que les écarts qui apparaissent sont faibles (inférieurs à 15 % dans le cas le plus défavorable).

### 2-3 La propagation des ondes P :

Les principaux résultats sont résumés sur le tableau I, et commentés sur les figures 13 à 18. Les cas traités dans un premier temps sont les mêmes que pour une onde S incidente.

#### 2-3-2 Atténuation des ondes P et écarts entre les modèles A et B

##### \*\*\*\* Atténuation des ondes P

D'après les figures 4 et 5, l'onde P1 est beaucoup moins atténuée que l'onde P2 : son atténuation est toujours très faible, quelle que soit le rapport  $f/f_c$  (par exemple, pour  $n = 35\%$ ,  $Q_{P1} > 2000$ ). De ce fait, l'atténuation qui affecte les pics d'amplification des composantes de compression du mouvement est attribuable à la part d'énergie transformée en P2.

En effet, on observe sur les figures 13 et 15, puis 16 et 18, que les pics d'amplification calculés avec le modèle A sont atténués que lorsque des écarts apparaissent avec le modèle B. Dans le cas d'une incidence oblique, cette observation reste valable pour les composantes verticales des déplacements (pour lesquelles on peut supposer que, du fait que l'incidence est faible, la part des compressions est prépondérante).

DANS LES CAS TRAITES ICI, l'équivalence suivante est vérifiée :

Pas de P2 (ie  $A = B$ )  $\Leftrightarrow$  Pas d'atténuation des composantes de compression

Autrement dit : l'onde P2 est ici la seule responsable des dissipations d'énergie observées lors de la propagation des ondes de compression.

Lorsque les paramètres mécaniques du matériau varient (voir le paragraphe 3), cette affirmation devient fausse.

##### \*\*\*\* Ecart entre les modèles A et B :

Les résultats suggèrent trois observations :

1) Les écarts entre les modèles A et B n'apparaissent que lorsque la nappe d'eau est souterraine ( $h=15m$ ). Il semble que la profondeur de la nappe joue un rôle déterminant en ce qui concerne la propagation des ondes P2 : ce point sera étudié au paragraphe 2-3-2.

2) Les écarts ne sont significatifs que lorsque  $f/f_c > 0.1$ .

3) Seuls les pics d'amplification ou de déamplification sont affectés par la nature du modèle (A ou B) choisi, alors que les fréquences de résonance, elles, ne bougent pas.

	<p>Incidence normale</p> <p>figures 13 et 14</p> <p>modele A = modele B = modele E ( sauf pour n=10% ou 5% écarts )</p> <p>comportement élastique</p>	<p>Incidence oblique ( 30° )</p> <p>figure 15</p> <p>modele A = modele B</p> <p><math>f &lt; f_{c/20} \Rightarrow</math> comportement élastique 5 ( A = E )</p> <p><math>f &gt; f_{c/20} \Rightarrow</math> déplacements horizontaux atténués déplacements verticaux peu atténués</p>
<p>nappe en surface h=0</p>	<p>figures 16 et 17 :</p> <p><math>f &lt; f_{c/20} \Rightarrow A = B = E</math></p> <p><math>f &gt; f_{c/20} \Rightarrow A \neq B</math></p> <p>-atténuation des pics de résonance uniquement</p> <p>-atténuation non modélisable par QP1(f)</p> <p>-génération de P2</p>	<p>figure 18</p> <p><math>f &lt; f_{c/20} \Rightarrow A = B = E</math></p> <p><math>f &gt; f_{c/20} \Rightarrow</math></p> <p>-A ≠ B pour déplacements verticaux</p> <p>-atténuation des pics d amplification</p> <p>... des dépl. verticaux non modélisables par QP1(f)</p> <p>-A=B pour déplacements horizontaux</p> <p>-atténuation des déplacements horizontaux</p> <p>du type QS(f)</p>
<p>nappe en profondeur h=15m</p>		

TABLEAU III : Principaux résultats pour une onde P incidente  
La fraction de  $f_c$  ( $f_c/20$ ) à partir de laquelle des effets se font sentir est approximative : elle est comprise entre  $f_c/10$  et  $f_c/30$

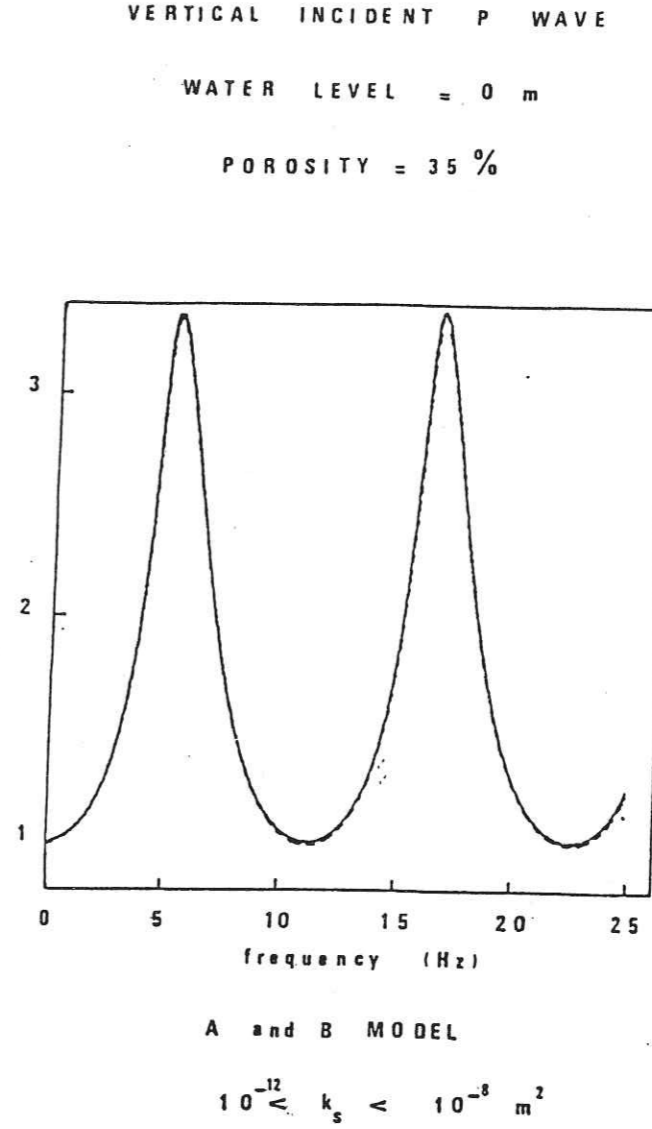
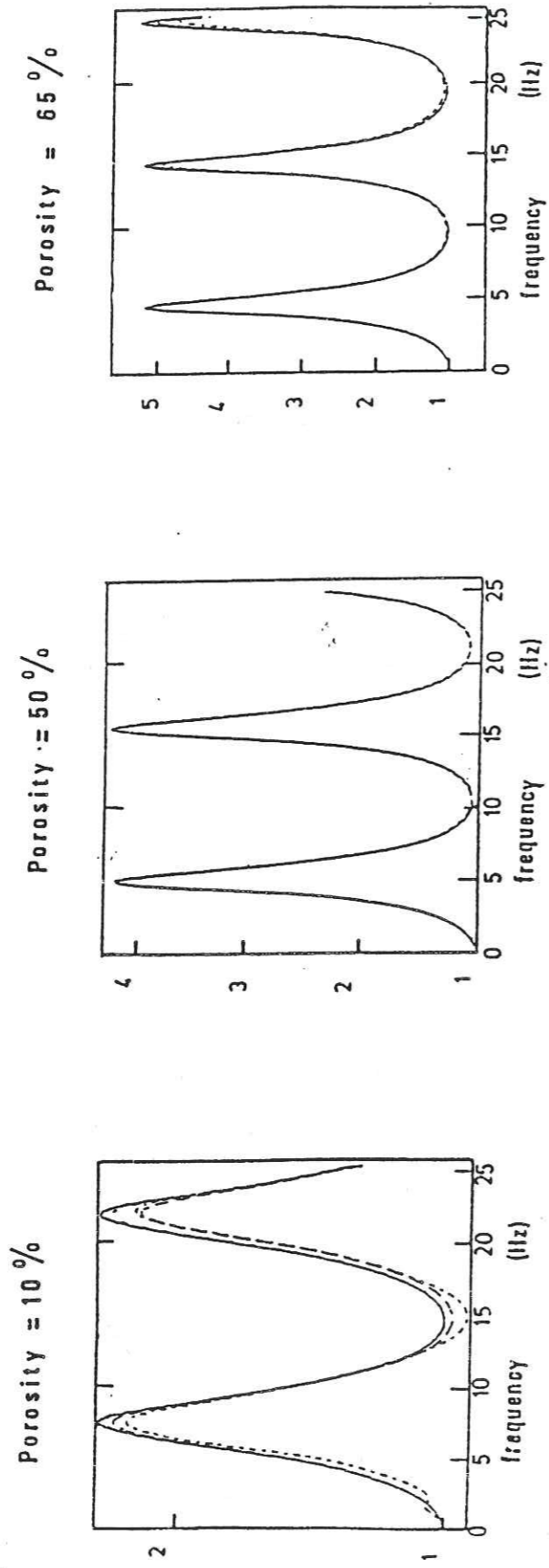


Figure 13: Fonctions de transfert pour une onde P incidente verticale.  
La nappe saturée d'eau remonte jusqu'à la surface (z=0). Etude de l'effet de la perméabilité. La porosité vaut 35 %, et les perméabilités varient entre  $10e-12 \text{ m}^2$  et  $10e-8 \text{ m}^2$ .  
Noter que les modèles A et B sont strictement confondus, et identiques au modèle élastique E. Les fonctions de transfert ne dépendent pas de la valeur de  $k_s$ .  
L'onde P2 est ici inexistante, et la P1 n'est pas atténuée (voir texte).



Figure 14:

Fonctions de transfert pour une onde P incidente verticale. La nappe saturée remonte jusqu'à la surface. Etude de l'effet de la porosité. Pour chaque porosité (10 %, 50 %, et 65 %),  $k_s$  varie entre  $10e-12$  m<sup>2</sup> et  $10e-8$  m<sup>2</sup>.  
 Noter que les modèles A et B donnent toujours les mêmes résultats (les écarts majeurs, qui apparaissent pour une porosité égale à 10 %, ne dépassent pas 5%).  
 Noter aussi que, quelle que soit la porosité, les résultats sont indépendants de  $k_s$ , et identiques à ceux du modèle E : les résultats sont indépendants du rapport  $f/f_c$ .

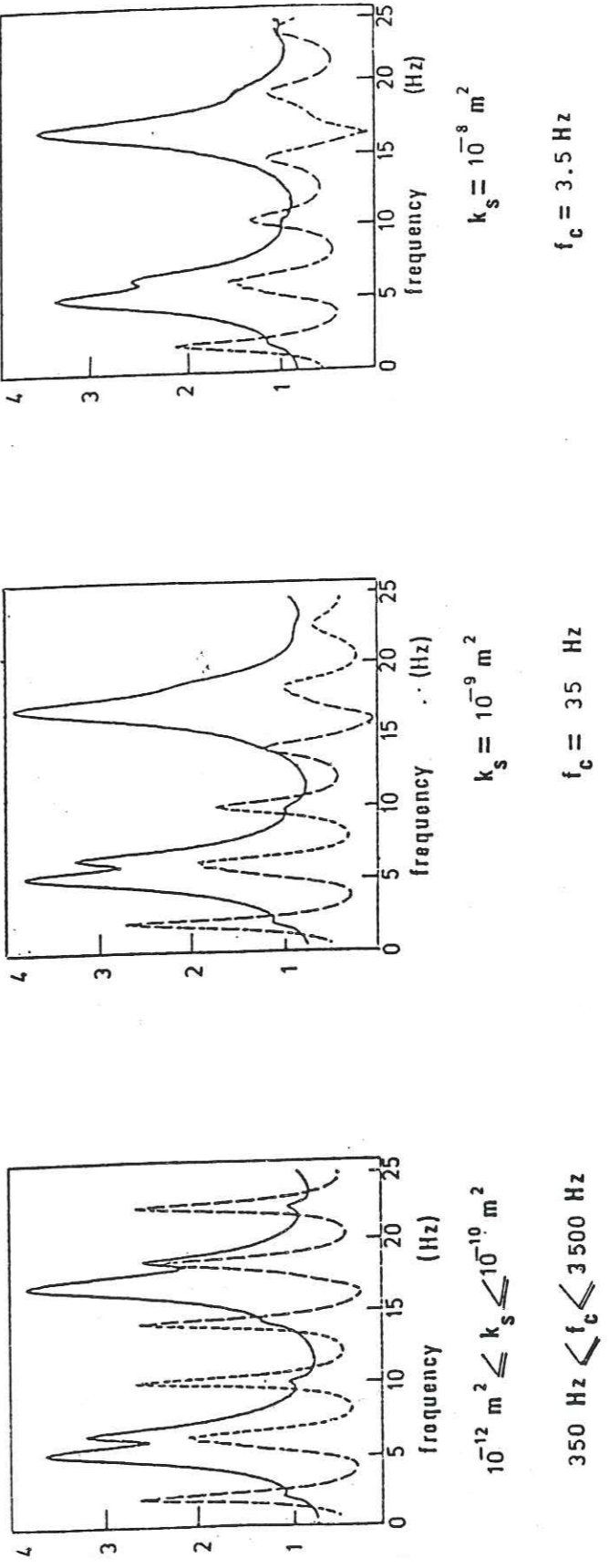


B MODEL  $k = 10^{-10} \text{ m}^2$   
 A MODEL  $k = 10^{-9} \text{ m}^2$   
 A MODEL  $10^{-12} < k < 10^{-11} \text{ m}^2$   
 A MODEL  $k = 10^{-8} \text{ m}^2$

Figure 15: Fonctions de transfert pour une onde P incidente à 30°. La nappe saturée remonte jusqu'à la surface. Etude de l'effet de la perméabilité. La porosité vaut 35%, et  $k_s$  varie entre  $10e-12$  m<sup>2</sup> et  $10e-8$  m<sup>2</sup>.  
 Noter que :

- les modèles A et B sont strictement identiques.
- les déplacements verticaux ne sont guère affectés par la valeur de  $k_s$ .
- les déplacements horizontaux sont quelque peu sensibles à la valeur de  $k_s$  (et d'autant plus atténués que  $k_s$  est grand).

BOTH MODELS A AND B ARE PLOTTED (THEY GIVE THE SAME RESULTS)

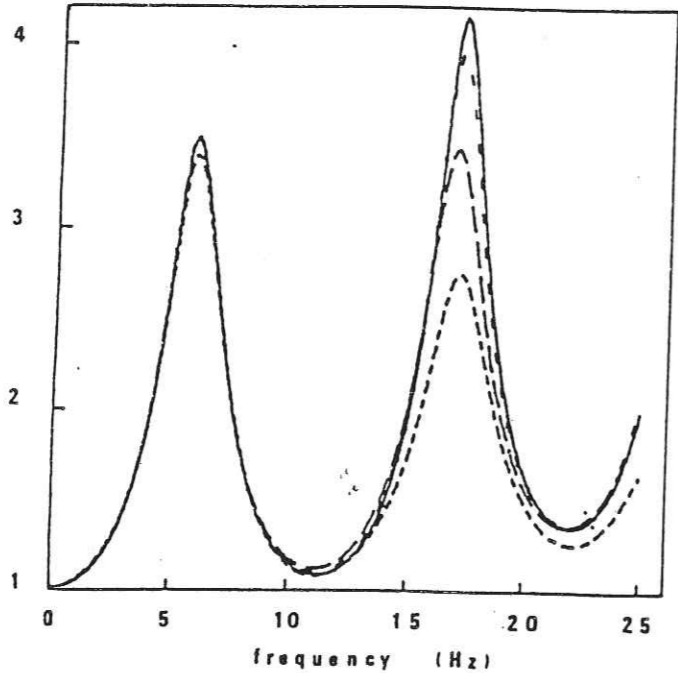


----- horizontal displacements ; ——— vertical displacements.

VERTICAL INCIDENT P WAVE

WATER LEVEL = 15 m

POROSITY = 35 %



B MODEL  
 &  
 A MODEL  $10^{-12} < k_s < 10^{-11} \text{ m}^2$

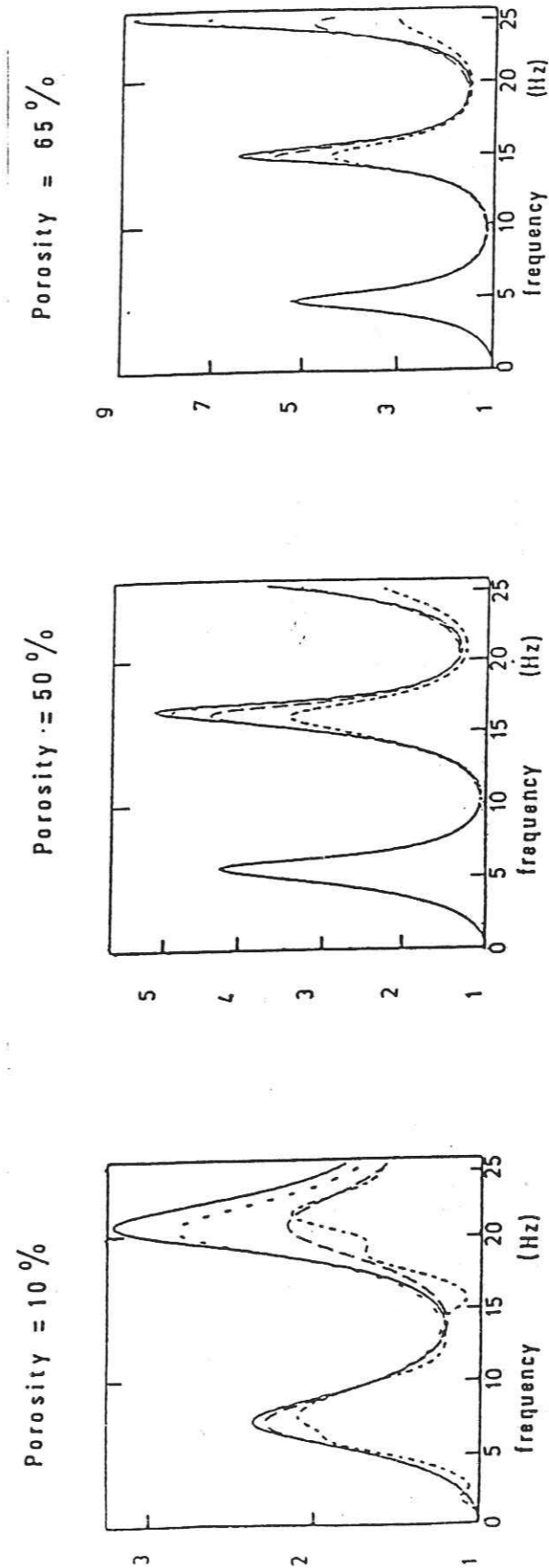
A MODEL  $k_s = 10^{-8} \text{ m}^2$   
 ---  $k_s = 10^{-9} \text{ m}^2$   
 - -  $k_s = 10^{-10} \text{ m}^2$

Figure 16 : Fonctions de transfert pour une onde P incidente verticale. EFFET DE LA PERMEABILITE. La profondeur de nappe est égale à 15 m., et la porosité, à 35 %. La perméabilité varie entre  $10e-12 \text{ m}^2$  et  $10e-8 \text{ m}^2$ .  
 Noter que les modèles A et B sont différents, dès lors que  $k_s$  est supérieur ou égal à  $10e-10 \text{ m}^2$ .  
 Noter que :  
 - le modèle B est indépendant de la valeur de  $k_s$  (i.e. de  $f_c$ ).  
 - les écarts entre les modèles A et B n'affectent que le 2ème pic de résonance.  
 - lorsque  $k_s$  est égal à  $10e-8 \text{ m}^2$ , les écarts atteignent 50% entre les 2 modèles.

Cette figure témoigne ici de l'importance de l'onde P2: l'atténuation du 2ème pic lui est imputable (voir texte).

Figure 17 : Fonctions de transfert pour une onde P incidente verticale. EFFET DE LA POROSITE. La profondeur de nappe est égale à 15 m. Pour chaque porosité (10%, 50 %, et 65 %), la perméabilité varie entre  $10e-12 \text{ m}^2$  et  $10e-8 \text{ m}^2$ .  
 Noter que :

- les modèles A et B ne donnent pas les mêmes résultats dès lors que  $k_s \geq 10e-10 \text{ m}^2$ .
- le modèle B n'est jamais affecté par la valeur de  $k_s$ .
- les écarts entre les modèles A et B n'affectent que l'amplitude de certains pics de résonance.
- les fréquences de résonance restent inchangées, quelle soit la valeur de  $f_c$ .



B MODEL  
 A MODEL  $10^{-12} < k < 10^{-11} \text{ m}^2$

A MODEL  $k = 10^{-10} \text{ m}^2$   
 ---  $k = 10^{-9} \text{ m}^2$   
 - - -  $k = 10^{-8} \text{ m}^2$

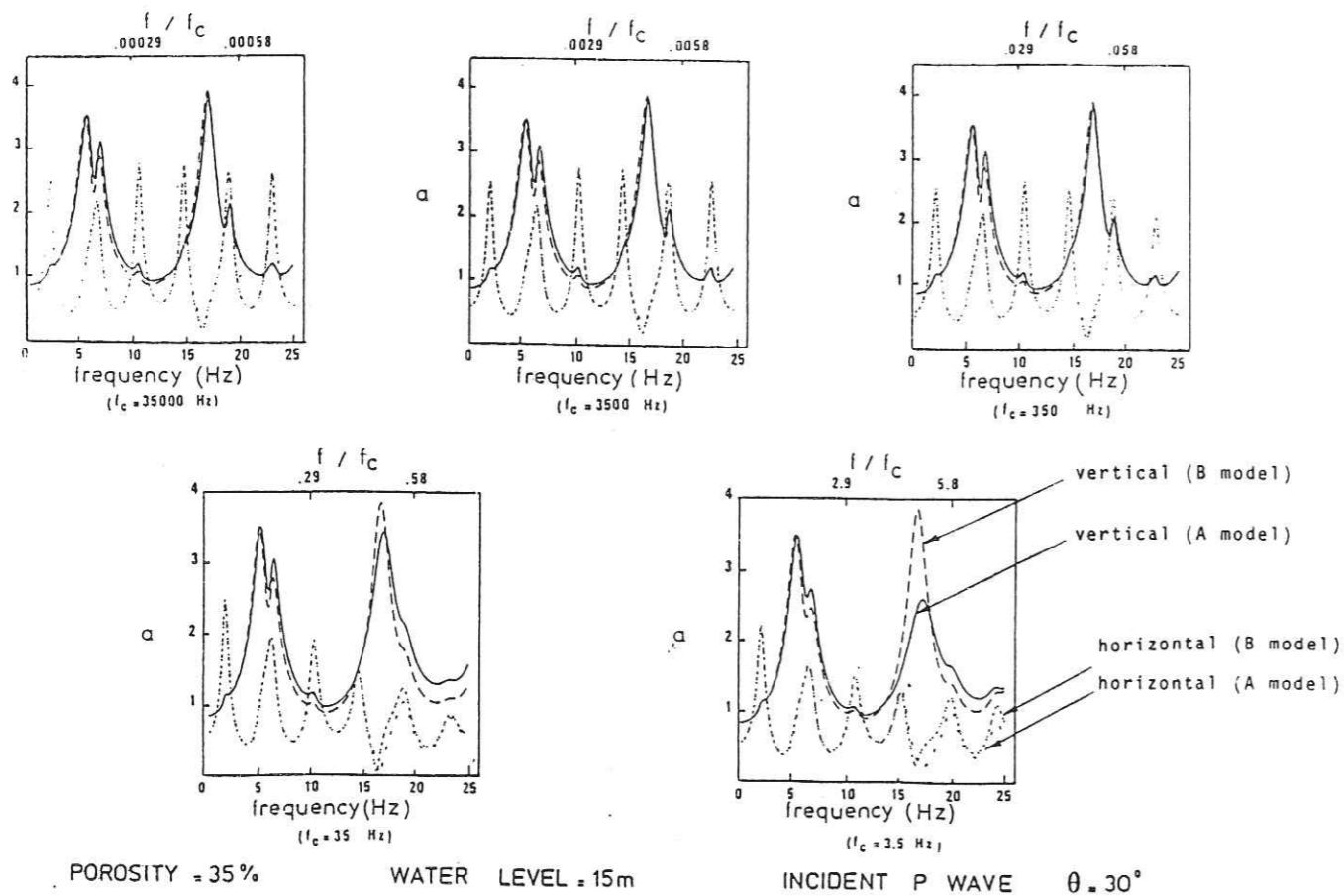


Figure 18 : Fonctions de transfert pour une onde P incidente à 30°. EFFET DE LA PERMEABILITE.  
 La profondeur de nappe est égale à 15 m, et la porosité, à 35 %. La perméabilité varie entre 10e-12 m2 et 10e-8 m2.  
 Noter que les modèles A et B donnent des résultats différents, aussi bien pour les composantes horizontales que verticales.  
 Noter aussi que::  
 - Ce sont surtout sur les déplacements verticaux que les écarts entre A et B sont importants.  
 - Les déplacements horizontaux sont atténués suivant des lois semblables à celles décrites pour les figures 7, 8, 13, et 14.  
 - Les fréquence de résonance ne sont pas affectés par la valeur de ks.

2-3-2 Influence du niveau de la nappe pour les ondes P :

Sur la figure 19 sont représentées les fonctions de transfert calculées pour une onde P verticale incidente lorsque le niveau de la nappe est à différentes profondeurs, égales à : 10 , 30, 50, 65, 80, et 99m. La perméabilité est égale à 10e-8 m2, et la porosité, à 35 %.

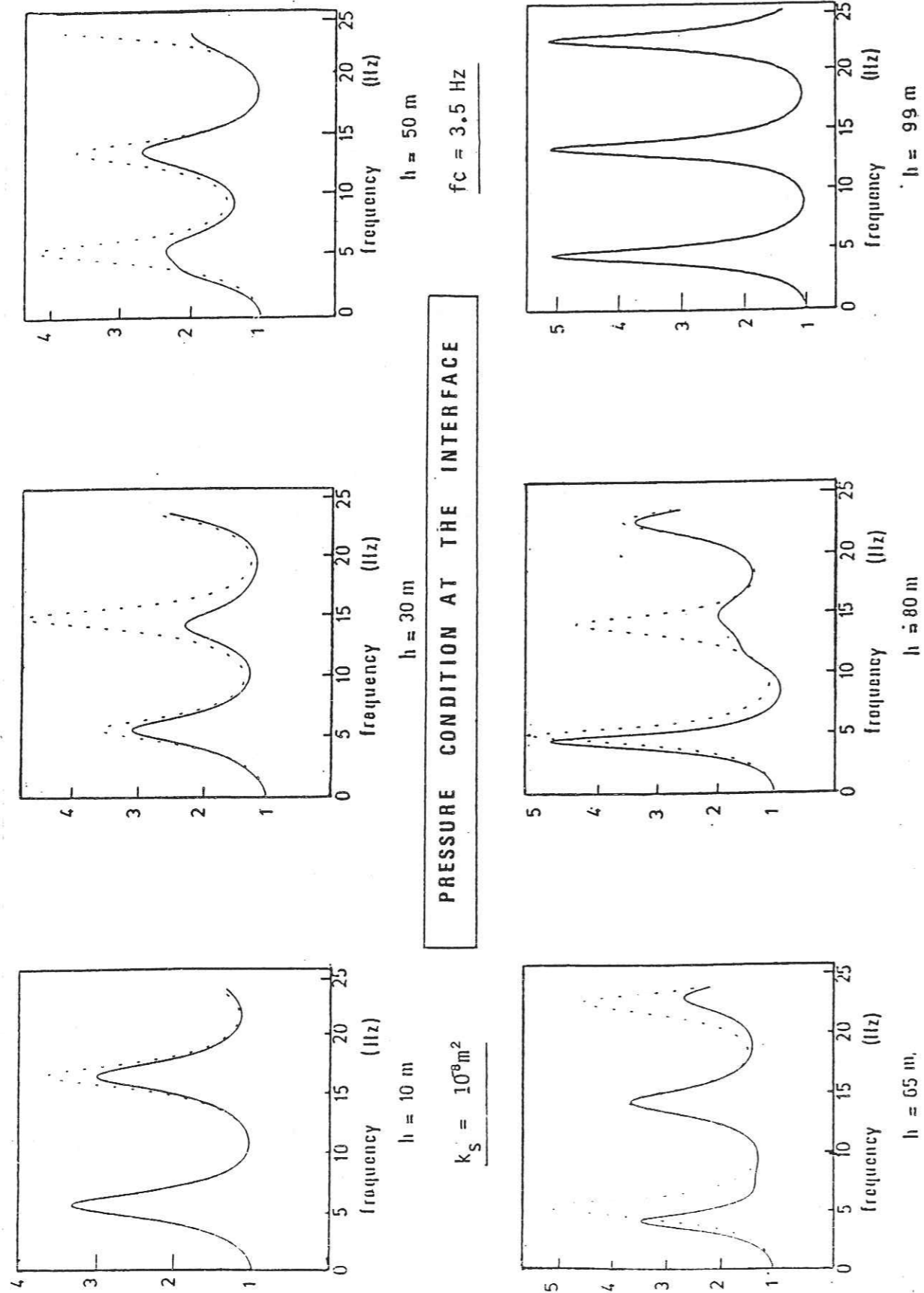
Quelle que soit la valeur de h, les fréquences de résonance obtenues pour le modèle A sont identiques à celles qu'on obtient pour le modèle B. En ce qui concerne l'amplitude des pics d'amplification, on observe que :

1) Les écarts entre les modèles A et B ne sont significatifs que pour les pics d'amplification. De plus, les pics de résonance, pour une profondeur de nappe donnée, ne sont pas tous affectés de la même façon. Par exemple, lorsque h=30 m, seul le 2° pic est affecté, alors que lorsque h=50 m, tous les pics sont affectés.

2) Les écarts entre les 2 modèles A et B sont d'autant plus importants que la profondeur de la nappe est grande, et ceci tant que h est inférieur à 50 m. Quand h est supérieur à 50 m, alors les écarts diminuent.

3) L'amortissement des pics calculés avec le modèle A, lorsqu'il existe, est "erratique" d'une valeur de h à l'autre : on ne peut pas clairement dégager une loi en fonction de f, de h, etc ..., alors que les coefficients d'atténuation spatiale, propres au matériau, sont toujours les mêmes. Ce qui apparait, c'est que l'amortissement des fonctions de transfert n'est pas du tout du type "viscoélastique", même si l'on prenait en compte un facteur de qualité qui dépend de la fréquence.

Figure 19 : INFLUENCE DE LA PROFONDEUR DE LA MAPPE. COMPARAISON DES MODELES A ET B, pour les déplacements de surface calculés lorsqu'une P est verticalement incidente. La profondeur de la nappe est successivement placée à 10, 30, 50, 65, 80 et 99 m. La perméabilité vaut  $10e-8$  m<sup>2</sup>, et  $f_c = 3.5$  Hz. Noter que les écarts entre les modèles A et B n'apparaissent que lors de certaines résonances.



**PRESSURE CONDITION AT THE INTERFACE**

——— A MODEL ;      - - - - - B MODEL

2-4 Contribution de l'onde P2 :

2-4-1 Amplitude des potentiels des ondes P2 :

L'onde P2 a donc, dans la plupart des cas discutés précédemment, une contribution non négligeable, qu'il convient d'évaluer directement. L'idéal serait d'estimer, dans le bilan énergétique global, la part d'énergie qui revient à l'onde P2.

En élasticité classique, la densité d'énergie s'écrit :

$$(128) \quad \delta W = \frac{1}{2} \sigma_{ij} \cdot e_{ij}$$

Par contre, ici il n'y a pas de contraintes propres à l'onde P1 ou à l'onde P2. Il est impossible de poser l'existence d'une densité d'énergie propre à la P2, suivant la formulation (128) (cf. DUTTA-ODE (1983)).

C'est pourquoi, pour évaluer la contribution de l'onde P2, nous avons calculé l'amplitude du potentiel qui lui est associé : notre démarche est formelle, et ne s'appuie pas sur des concepts d'énergie.

Dans la couche de poreux saturé, les potentiels correspondant aux ondes de compression s'écrivent :

\* pour l'onde P1 :

$$(129) \quad \left( A_{p1}^{(2)} e^{i v_{p1}^{(2)} z} + B_{p1}^{(2)} e^{-i v_{p1}^{(2)} z} \right) T$$

\* pour l'onde P2 :

$$(130) \quad \left( A_{p2}^{(2)} e^{i v_{p2}^{(2)} z} + B_{p2}^{(2)} e^{-i v_{p2}^{(2)} z} \right) T$$

Puisque  $k_s = 10e-8$  m<sup>2</sup>, alors, (voir d'après la figure 4a), dès que la fréquence est supérieure à 1 Hz environ, on a :

$$(131) \quad \text{Im} (v_{p1}^{(2)}) \sim 10^{-7} \quad \text{et} \quad \text{Im} (v_{p2}^{(2)}) \sim 10^{-2}$$

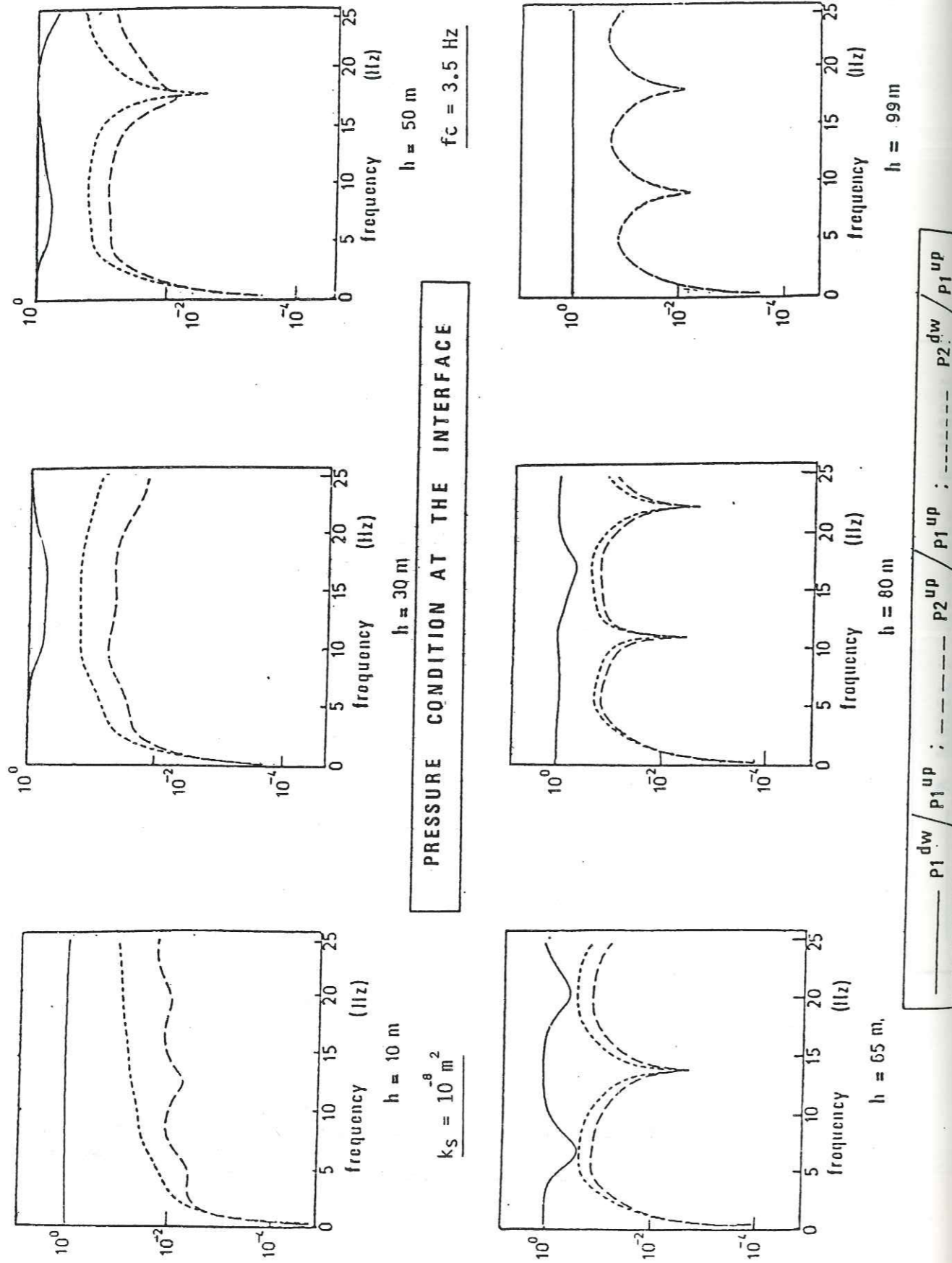
et ainsi :

$$(132) \quad \forall z \quad (h, 100) \quad e^{-h/100} < / e^{\pm i v_{p2}^{(2)} z} < e^{h/100}$$

Les termes en exponentielles (montantes ou descendantes) des expressions (130) sont donc compris entre e et 1/e. C'est pourquoi les coefficients A<sub>i</sub> et B<sub>i</sub> sont représentatifs à eux seuls de l'amplitude des potentiels des ondes de compression.

La figure 20 représente, en fonction de la fréquence l'amplitude des différents potentiels des différentes ondes (montantes et descendantes) rapportées à l'amplitude de l'onde P1 montante : i.e., on représente les rapports :  $A_{p2}^2 / A_{p1}^2$ ,  $B_{p2}^2 / A_{p1}^2$  et  $B_{p1}^2 / A_{p1}^2$ . On observe que :

Figure 20 : POTENTIELS DES ONDES DE COMPRESSION, rapportés au potentiel de l'onde P1 montante de la nappe est successivement placée à 10, 30, 50, 65, 80 et 99m. (voir la figure 19). La perméabilité vaut  $10e-8 m^2$  ( $f_c=3.5 Hz$ ). Noter que la P2 descendante est en général plus importante que la P2 montante, et qu'elle peut être du même ordre de grandeur que la P1.



- 1) Dans certains cas, l'amplitude de l'onde P2 montante est du même ordre de grandeur que celle de la P1 descendante. Dans ces cas là, l'amplitude de la P1 descendante est minimale (voir par exemple lorsque  $h=65 m$ , et  $f=7$  ou  $21 Hz$ ).
- 2) L'amplitude de l'onde P2 montante est inférieure à celle de l'onde P2 descendante.

De plus, si l'on superpose les figures 19 et 20, on observe que :

- 1) Il y a amortissement des pics de résonance de la fonction de transfert lorsqu'il existe simultanément un "creux" de la P1 descendante et une maximum significatif de la P2.
- 2) Par contre, certains pics de résonance correspondent à de très faibles amplitudes de l'onde P2; dans ces cas, il n'y alors pas d'écarts sur la figure z entre les modèles A et B.

2-4-2 Interprétation : mécanismes de génération de l'onde P2.

Les observations précédentes suggèrent l'interprétation physique des phénomènes se produisant aux interfaces de la couche de sédiments saturés (voir figure 21) :

1) Lorsque l'onde P verticalement incidente arrive à l'interface imperméable poreux/élastique, la condition de flux nul empêche tout mouvement différentiel entre la matrice et le fluide, et ainsi, la génération éventuelle de l'onde P2 est entravée.

Lorsque l'onde P1 montante arrive au toit de l'aquifère, alors, des mouvements différentiels entre les deux phases fluide et solide se produisent, du fait qu'on impose à la pression d'être nulle. Une onde P2 est ainsi générée, qui se propage vers le bas. De plus, une partie de l'énergie de l'onde P1 est transmise au milieu sec. Cette énergie transmise se réfléchit à la surface libre ( $z=0$ ) et est à nouveau transmise en partie dans le milieu saturé : à l'interface sec/saturé, il y a alors à nouveau génération d'onde P2, etc... Ainsi, un régime permanent s'établit par suite des multiples réflexions et transmissions des différentes ondes. A chaque réflexion, le mécanisme de génération de l'onde P2 est réactivé. Par contre, ce mécanisme est étouffé à l'interface élastique/poreux, et la P2 montante qui en résulte est relativement plus faible.

2) Du fait de la présence de la P2, les coefficients de réflexion et de transmission de la P1 sont affectés. Il en résulte que les minima d'amplitude de la P1 descendante coïncident avec les maxima d'amplitude de la P2 (voir aussi DUTTA et ODE (1983)).

2) C'est toujours pour les fréquences de résonance que les écarts entre les modèles A et B sont les plus importants; la réciproque n'est pas vraie : il y a des fréquences de pic qui correspondent à des ondes P2 de très faible amplitude. Ceci suggère que, lors de la résonance de la structure, les mouvements des 2 phases ne sont pas amplifiés de la même façon. Ceci s'observe sur la figure

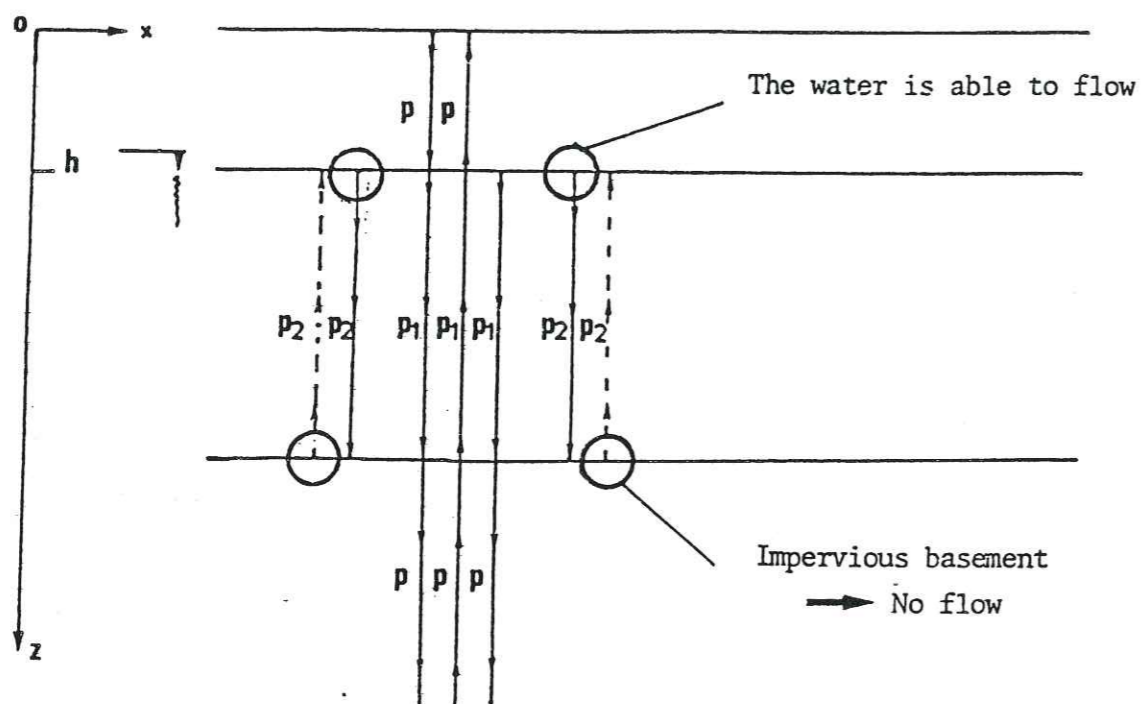


Figure 21 : MECANISME DE GENERATION DE L'ONDE P2 :

A l'interface élastique - saturé, la condition de flux nul interdit tout mouvement différentiel entre la phase fluide et la matrice; de ce fait, aucune onde P2 n'y est générée.

A l'interface sec - saturé, rien n'empêche les mouvements différentiels de se produire : ainsi une onde P2 est générée à l'interface, et réactivée à chacune des réflexions ou transmissions de la P1.

Ce mécanisme permettrait d'expliquer pourquoi la P2 descendante est plus importante que la P2 ascendante. De plus, si une condition de flux à l'interface sec - saturé conduit à une réduction des mouvements différentiels, alors l'onde P2 est elle-même réduite.

23 qui représente les mouvements différentiels observés lorsque la nappe est à diverses profondeurs, en fonction de la cote  $z$  et de la fréquence.

On remarque qu'alors les maxima des mouvements différentiels se produisent pour les fréquences de résonance de la structure.

Cependant, il peut se produire que, par suite d'interférences destructives et constructives, les deux phases vibrent simultanément, et l'onde P2 est étouffée : ceci explique le fait que certains pics de résonance ne sont pas affectés par la nature du modèle A ou B.

\*\*\*\* Pour résumer :

Pour comprendre les mécanismes d'atténuation observés sur les fonctions de transfert dans le cas des ondes P, il est nécessaire d'interpréter les phénomènes en termes de résonance :

- 1) Les réflexions multiples entretiennent les mécanismes de génération de l'onde P2, essentiellement actifs pour l'onde P2 descendante, qui est créée à l'interface sec/saturé.
- 2) Lors de la résonance de la structure, on peut admettre que les mouvements des phases fluide et solide ne sont pas amplifiés avec la même vigueur. Cependant, des phénomènes d'interférences destructives peuvent réduire les mouvements différentiels entre les deux phases.
- 3) Il est difficile d'établir une loi systématique pour quantifier de façon simple l'amortissement des pics d'amplification.

2.-5 Pression intersticielle induite par le séisme :

\*\*\*\* Pression intersticielle :

Nous avons vu que c'est à l'interface sec-saturé que l'onde P2 est générée, car c'est là que les déplacements différentiels entre les deux phases sont maximaux. Donc, d'après la loi de Darcy généralisée, (eq.25), le gradient de pression étant en partie proportionnel à la vitesse de filtration de l'eau, c'est au sommet de l'aquifère que le gradient de pression est maximum.

Pour vérifier cette proposition, nous avons représenté, sur la figure 22, la pression induite par le séisme, calculée en fonction de la profondeur z et de la fréquence. La perméabilité vaut  $10e-8 \text{ m}^2$  ( $f_c = 3.5 \text{ Hz}$ ) et la profondeur de nappe est successivement égale à 0, 10, 30, 50, 65 et 80 m. Le gradient de pression est maximum au voisinage de  $z=h$  : on observe une montée en pression très brutale. En  $z=h$ , la pression est très faible (quelques dizaines de millibars pour des amplitudes de déplacements incidents égaux à  $10e-4 \text{ m}$ ). Donc la pression de l'air reste toujours voisine de zéro, et l'approche suivant laquelle  $p=0$  au toit de l'aquifère trouve ici sa justification.

Le maximum de la pression induite est atteint lors des résonances de la structure pour lesquelles les écarts entre les modèles A et B sont maximaux. Ces observations coïncident tout à fait avec celles faites précédemment à propos de la figure 23 pour les mouvements différentiels entre les deux phases : lors de la résonance, l'amplification est maximale et il peut arriver que le fluide et le solide e ne soient pas amplifiés de la même façon.

D'après la loi de Darcy généralisée (reliant gradient de pression et vitesse de filtration), les différences entre les deux figures sont représentatives des termes d'inertie. Ceux-ci apparaissent lorsque la P2 est présente, lors de certaines résonances: le maximum du gradient de pression est alors beaucoup plus marqué que le maximum du flux (les pics sont plus accentués dans le premier cas) : c'est donc à ces fréquences que les effets d'inertie sont les plus importants, et que le caractère diphasique du matériau apparaît le plus clairement.

Il y a donc une certaine cohérence entre tous ces résultats :

- le flux est maximum là où le fluide est le plus libre pour se mouvoir, i.e. au sommet de l'aquifère.
- lorsque le flux est important, il résulte une onde P2 non négligeable, et un fort gradient de pression au voisinage de  $z=h$ .

\*\*\*\* Le lieu des ventres de la pression : un indicateur de la présence de la P2

Lorsqu'une onde monochromatique se propage entre deux parois, un régime d'ondes stationnaires se produit, et on observe des noeuds et des ventres d'amplitude tous les  $1/4$  de la longueur d'onde.

Figure 22 : VARIATIONS DE LA PRESSION INTERSTICIELLE INDUITE EN FONCTION DE LA PROFONDEUR ET DE LA FREQUENCE. INFLUENCE DU NIVEAU DE LA NAPPE. La perméabilité vaut  $10e-8 \text{ m}^2$ , et la porosité, 35 % ( $f_c = 3.5 \text{ Hz}$ ). Le toit de l'aquifère est successivement placé à 0, 10, 30, 50, 65, et 80 m. Les valeurs maximales de la pression sont en bars lorsque l'amplitude des déplacements incidents est égale à  $10e-4 \text{ m}$ .

Noter que :

- Un très fort gradient de pression apparaît au voisinage de la nappe : c'est là que les mouvements différentiels entre l'eau et la matrice sont les plus importants, car l'eau est à peu près libre de se mouvoir.
- Les valeurs maximales se produisent aux fréquences de résonance de la structure. Les plus fortes valeurs de la pression correspondent aux pics pour lesquels les écarts entre les modèles A et B sont maximaux.

$$\text{Permeability} = 10^{-8} \text{ m}^2 \text{ Porosity} = 0.35$$

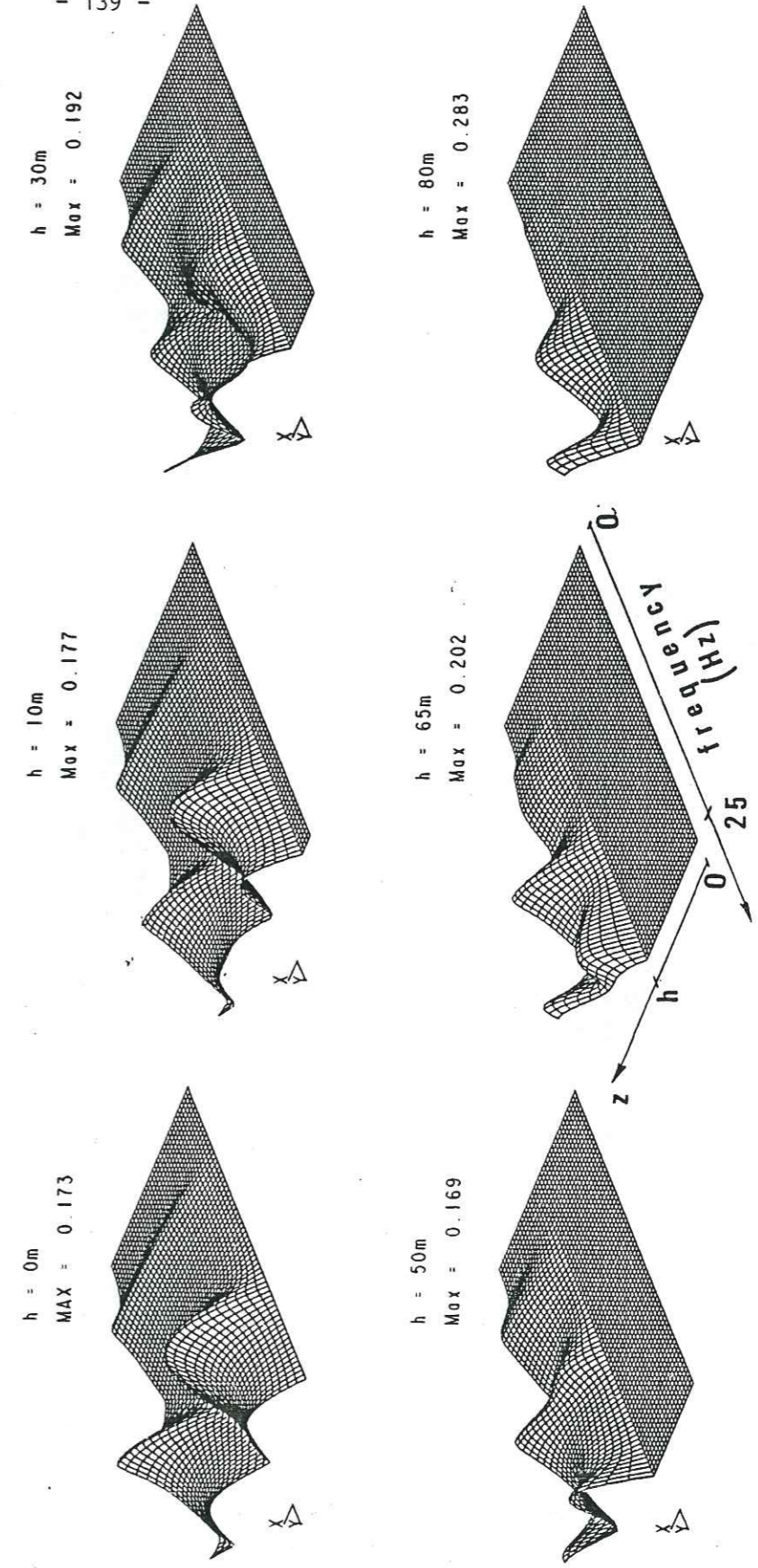
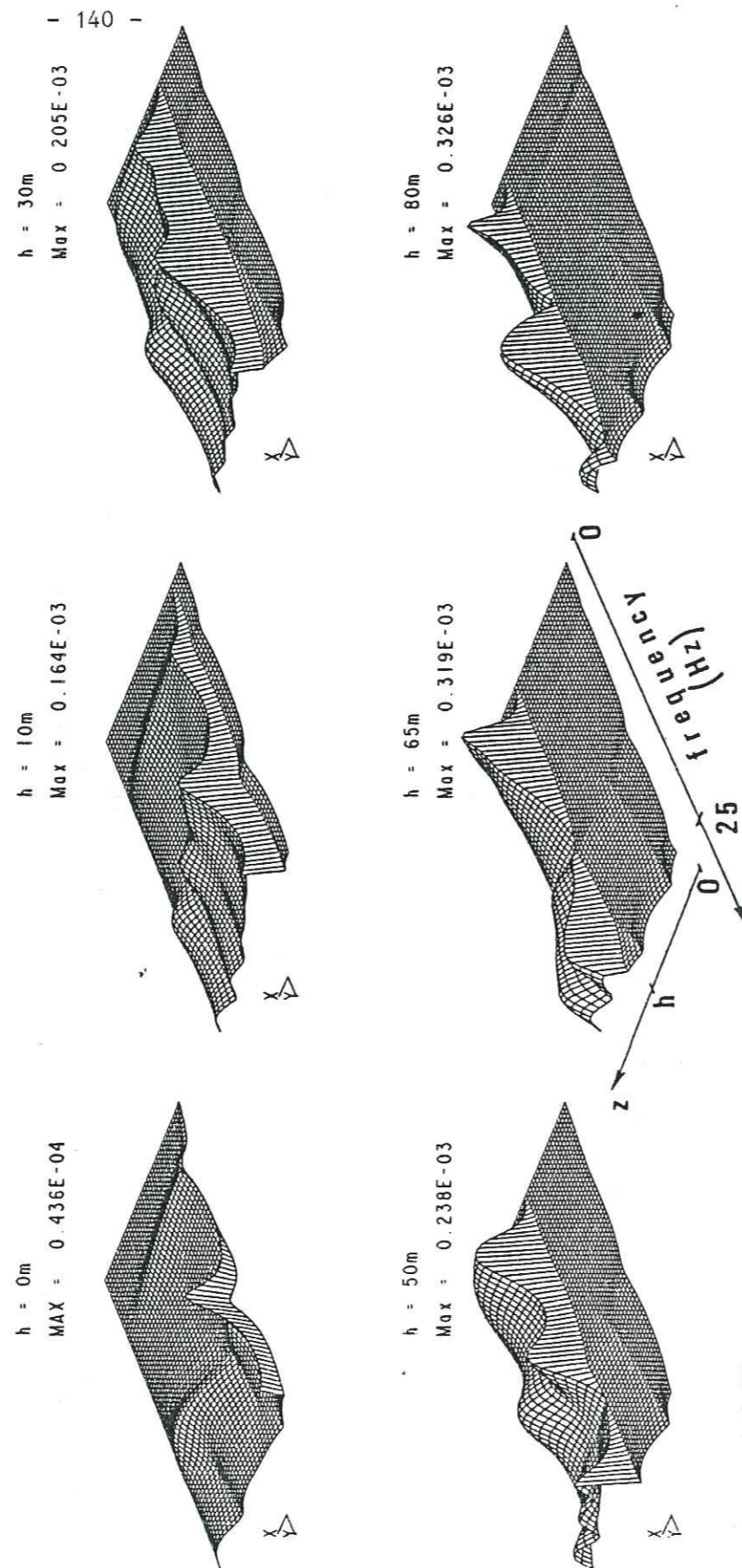


Figure 23 : VARIATIONS DES DEPLACEMENTS DIFFERENTIELS ENTRE LE FLUIDE ET LA MATRICE, EN FONCTION DE LA FREQUENCE ET DE LA PROFONDEUR. INFLUENCE DU NIVEAU DE LA NAPPE. La perméabilité vaut  $10e-8 \text{ m}^2$ , et la porosité, 35% ( $f_c = 3.5 \text{ Hz}$ ). Le niveau de la nappe vaut 0, 10, 30, 50, 65, et 80 m. Les valeurs maximales sont en mètres, lorsque l'amplitude des déplacements est égale à  $10e-4 \text{ m}^2$ .

Noter que :

- Les déplacements différentiels sont maximaux au toit de l'aquifère, à la surface libre de l'eau.
- Il y a une correspondance très nette avec la figure 22 : les différences traduisent l'importance des termes d'accélération dans la loi de Darcy généralisée.
- Les valeurs maximales se produisent aux résonances de la structure. Comparer avec la figure 20, et noter que les pics de déplacement différentiel correspondent aux maxima d'amplitude de la P2.

$$\text{Permeability} = 10^{-8} \text{ m}^2 \text{ Porosity} = 0.35$$



Lorsqu'il n'y a que la P1 dans la couche de sédiments saturés, les maxima de pression s'établissent, pour une fréquence donnée, à des profondeurs égales à 1/4 de la longueur d'onde en dessous de la nappe. C'est ce qu'on observe pour  $h=0$  et  $h=10\text{m}$ , où la pression varie sinusoidalement avec la profondeur.

Par contre, cette observation ne tient plus aux fréquences de résonance lorsque  $h=30, 50$  ou  $65 \text{ m}$  : un régime de battements s'établit, vraisemblablement dû à la présence de l'onde P2.

\*\*\*\* Contraintes induites et contraintes normales

La figure 24 montre le rapport entre la pression induite et la contrainte normale induite par le séisme, dans les mêmes cas que précédemment :  $k_s = 10e-8 \text{ m}^2$ , et le niveau de la nappe est successivement situé à différentes profondeurs. Les pics de la figure 24, pour lesquels la pression est très supérieure à la contrainte, sont vraisemblablement dus à des cas où la contrainte induite est très faible.

Il est intéressant d'étudier le rapport entre la pression totale (i.e. induite + hydrostatique) et la contrainte totale (i.e. induite + lithostatique). Pour cela on a rajouté, aux pressions et contraintes (calculées lorsque l'amplitude des déplacements incidents est égale à  $10e-4$ ), le poids respectivement, de la colonne d'eau, et de la colonne de terre. Ce rapport donne une idée de la contrainte effective, et de la résistance a priori du matériau.

La figure 25 montre le rapport entre les pressions totales et les contraintes normales totales, pour les mêmes valeurs des paramètres que précédemment. Le rapport, relativement uniforme, décroît lorsque le niveau de la nappe s'abaisse, du fait que le poids de la colonne augmente, et, est maximum :

- 1) Aux résonances de la structure sédimentaire.
- 2) Au voisinage du toit de l'aquifère.



Figure 24 : VARIATIONS DU RAPPORT PRESSION INDUITE/CONTRAÎNTE TOTALE INDUITE EN FONCTION DE LA PROFONDEUR ET DE LA FREQUENCE. INFLUENCE DU NIVEAU DE LA NAPPE  
 La perméabilité vaut  $10e-8$  m<sup>2</sup>, et la porosité, 35% ( $F_c = 3.5$  Hz). Le niveau de la nappe est successivement égal à 0, 10, 30, 65, 80 m.  
 Les très fortes valeurs des pics isolés correspondent à des cas pour lesquels la contrainte induite est très faible.  
 En dehors de ces valeurs particulières, LE NIVEAU MOYEN DU RAPPORT EST AU PLUS, DE L'ORDRE DE 0.5 (comparer avec la figure 38).

Permeability =  $10^{-8}$  m<sup>2</sup> Porosity = 0.35

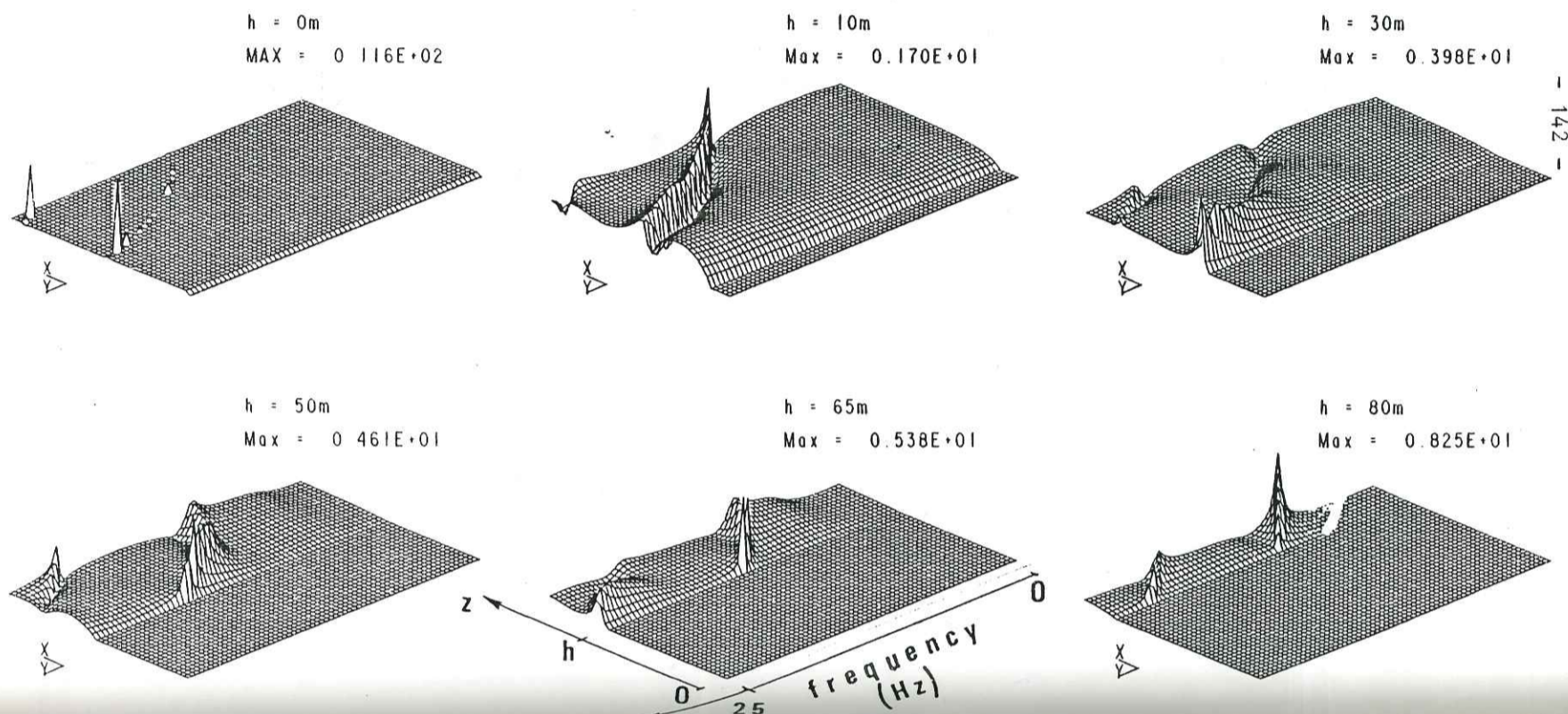
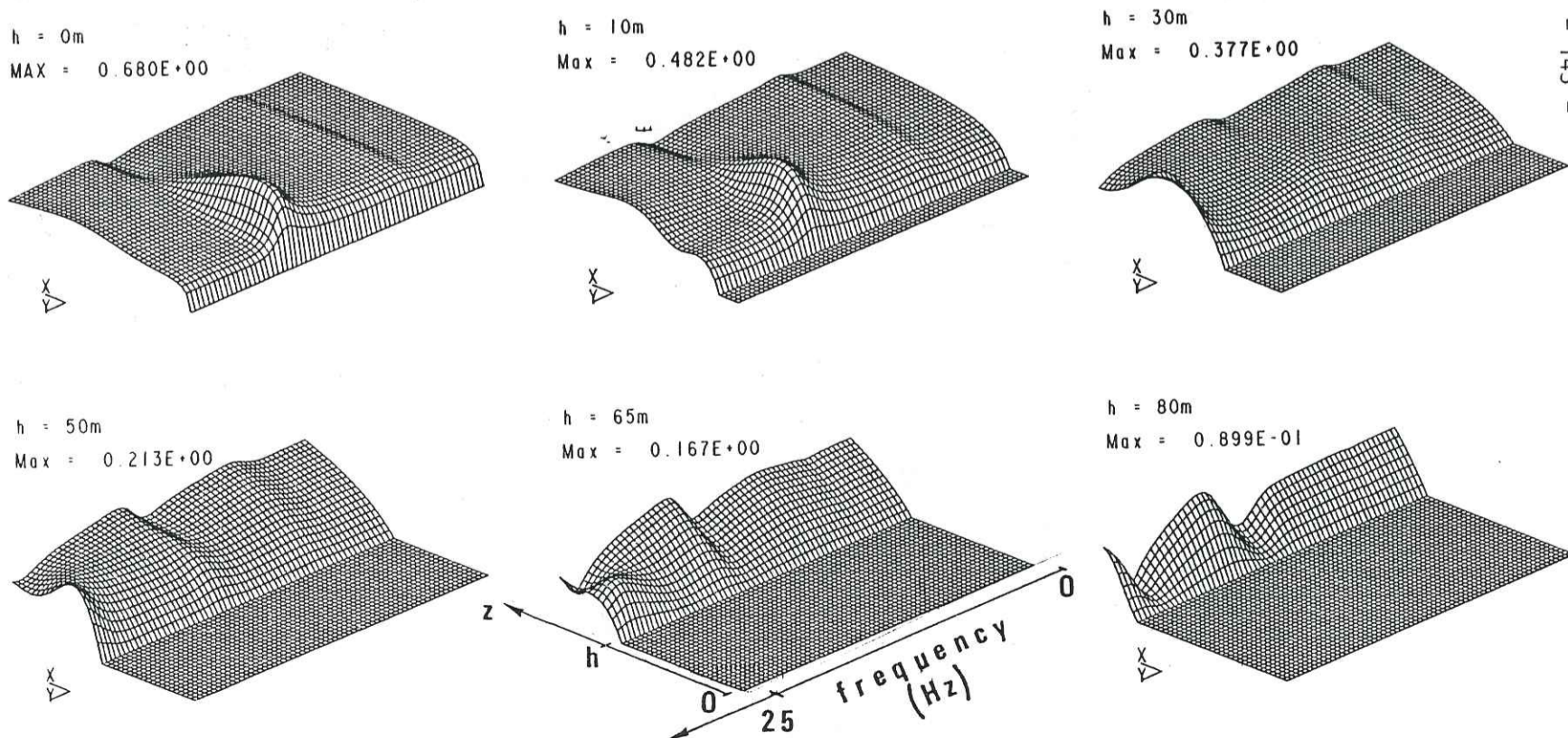


Figure 25 : VARIATIONS DU RAPPORT (PRESSION INDUITE + PRESSION HYDROSTATIQUE) / (CONTRAÎNTE INDUITE + CONTRAÎNTE LITHOSTATIQUE), pour des déplacements incidents d'amplitude  $10e-4$  m. Etude de l'influence du niveau de la nappe (placé à 0, 10, 30, 50, 65, 80 m).  
 La perméabilité vaut  $10e-8$  m<sup>2</sup>, et la porosité, 35% ( $f_c = 3.5$  Hz).

Noter que :

- Le maximum décroît lorsque le niveau de la nappe s'abaisse : cela traduit que la contrainte lithostatique devient prédominante.
- Il y a une correspondance entre les maxima du rapport et les pics de résonance de la structure.

Permeability =  $10^{-8}$  m<sup>2</sup> Porosity = 0.35



2-6 Cas où le flux est nul au toit de l'aquifère :

On suppose maintenant que la condition de flux nul (78)' est imposée au toit de l'aquifère, au lieu de la condition (77)'. Soit A1 le modèle correspondant.

Dans le cas d'une onde S d'incidence verticale, la réponse de la structure est rigoureusement identique à celle pour laquelle l'égalité des pressions est imposée au toit de l'aquifère (voir les figures 7,12,13, et 18).

Dans le cas d'une onde P verticalement incidente, la figure 26 montre les déplacements de surface lorsque le toit de l'aquifère est à 6 profondeurs différentes, et ceci, pour les deux perméabilités extrêmes :  $10e-12$  m<sup>2</sup> et  $10e-8$  m<sup>2</sup>. Les modèles A1 et B sont toujours pratiquement identiques dans presque tous les cas (l'écart maximum entre les 2 modèles, à peine égal à 15 %, apparaît lorsque  $k_s=10e-8$  m<sup>2</sup> et  $h=65$  m). Ainsi, l'onde P2 ne joue plus aucun rôle, et son amplitude est très faible, ainsi que le montre la figure 27, lorsque  $k_s$  vaut  $10e-8$  m<sup>2</sup>. On observe qu'ici encore l'amplitude de la P2 descendante reste supérieure à celle de la P2 montante, même si elle demeure très inférieure à l'amplitude de la P1.

Lorsque, par exemple, la profondeur de nappe est égale à 15m, les mouvements différentiels entre les 2 phases au voisinage du toit de l'aquifère sont très inférieurs à ceux du modèle A (voir plus loin).

Du fait de la condition de flux nul, les déplacements différentiels entre les 2 constituants sont beaucoup plus faibles que précédemment, notamment au voisinage immédiat du toit de l'aquifère.

Pour une déformation de la structure égale à  $3 \cdot 10e-5$  (à 16.7 Hz), et une perméabilité égale à  $10e-8$  m<sup>2</sup>, on a :

- modèle A1 : gradient de pression maximal = 0.19 bar en 2.5 m.  
déplacement différentiel maximal au voisinage de  $z=15$ m = 0.03 mm
- modèle A : gradient de pression maximal = 0.17 bar en 2.5 m.  
déplacement différentiel maximal au voisinage de  $z=15$ m = 0.3 mm

La condition de flux imposée réduit considérablement la valeur du déplacement différentiel. De ce fait, l'onde P2 n'est plus générée.

Ces résultats confirment les observations exposées dans les paragraphes précédents. Notamment :

- les ondes S et P sont affectés par des mécanismes d'atténuation radicalement différents. Lors de la propagation des ondes S, le fluide reprend moins bien les cisaillements que le solide, et ceci indépendamment de tout couplage éventuel entre les deux phases. C'est l'énergie de la P2 qui est responsable de l'atténuation des ondes P

Figure 26 : COMPARAISON DES MODELES A ET B LORSQU'UNE CONDITION DE FLUX EST IMPOSEE A L'INTERFACE SEC-SATURE. Le cas étudié est le même que pour la figure 19 :  $f_c = 3.5$  Hz, et la nappe est successivement enfouie à 10, 30, 50, 65, 80, et 99 m. Comparer avec la figure 19, et remarquer qu'ici, les modèles A et B donnent des résultats identiques (à quelques pourcents près).

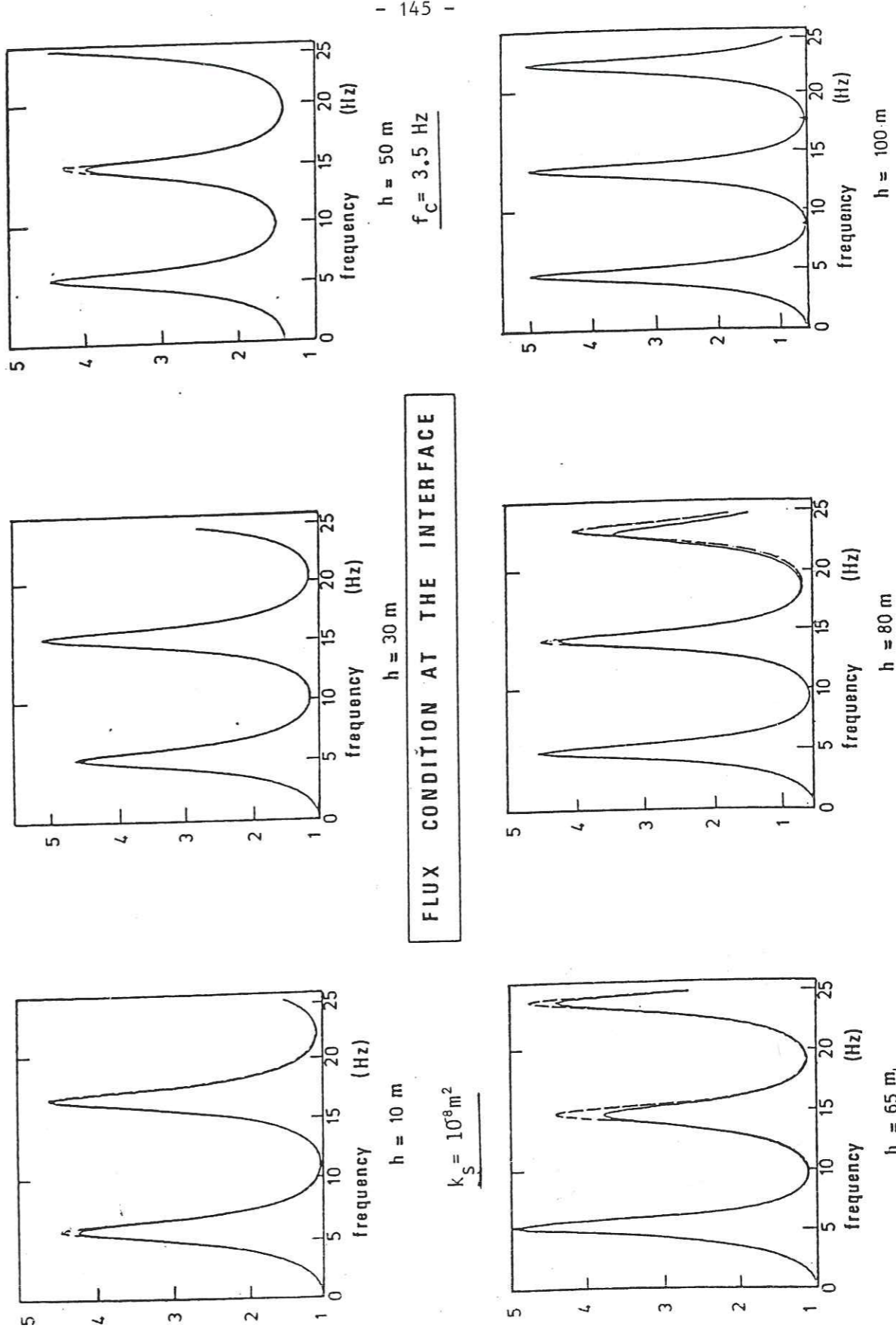


Figure 27 : POTENTIELS DES ONDES DE COMPRESSION, rapportés au potentiel de l'onde P1 montante, dans le cas où une condition de flux est imposée à l'interface sec - saturé. Cas d'une onde P verticale incidente.  $f_c = 3.5$  Hz, et h vaut successivement 10, 30, 50, 80, et 99 m. Comparer avec la figure 20, et associer la figure 26. Notez qu'ici l'onde P2 est inexistante: la condition de flux n'est pas propice à sa génération.

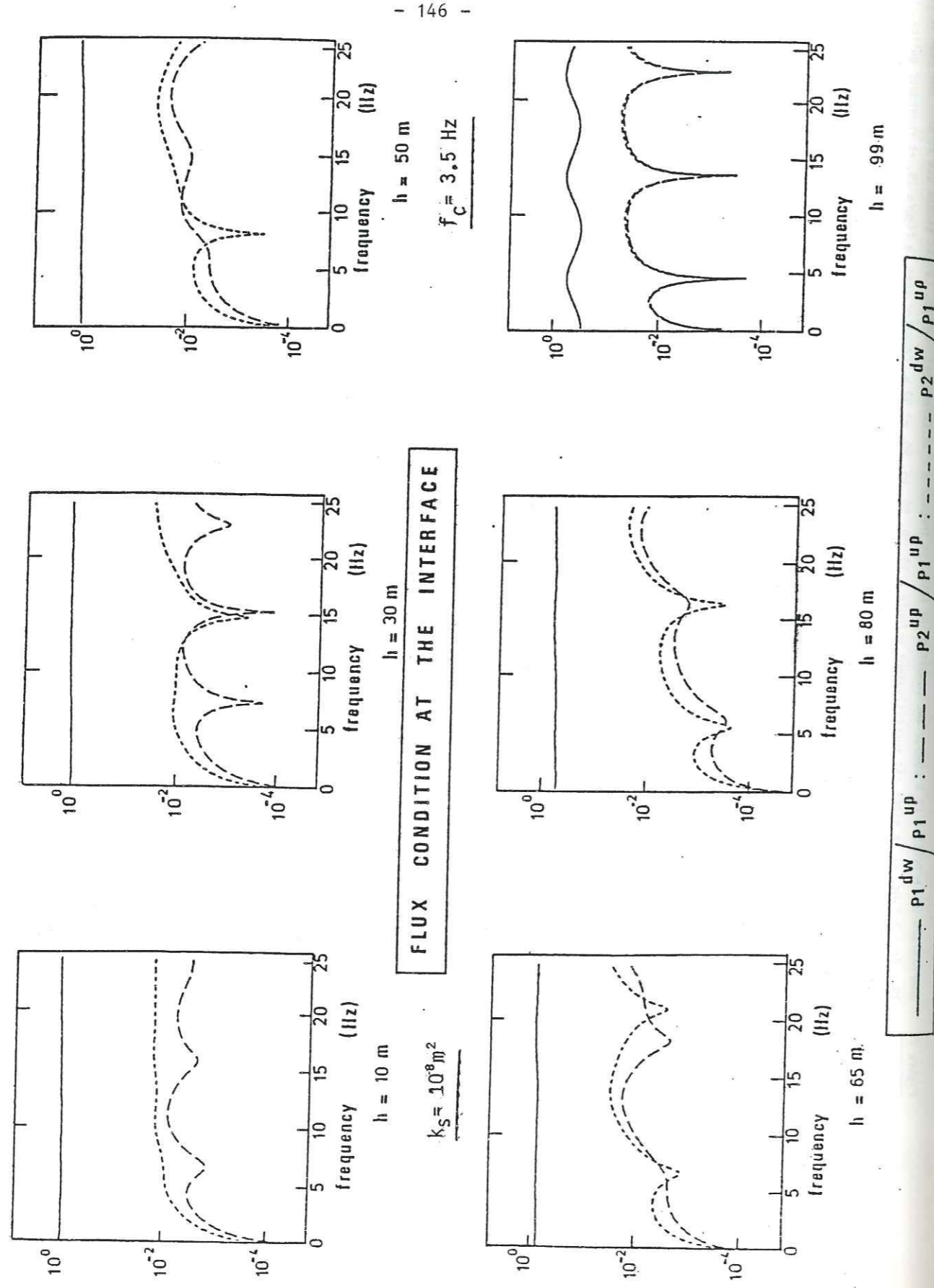


Figure 28 : PRESSION INDUITE ET DEPLACEMENTS DIFFERENTIELS ENTRE LES 2 PHASES LORSQU'UNE CONDITION DE FLUX EST IMPOSEE A L'INTERFACE SEC-SATURE.

Le toit de l'aquifère est à 15 m en profondeur, la perméabilité vaut  $10e-8 \text{ m}^2$ , et la porosité, 35%; ( $f_c = 3.5 \text{ Hz}$ ). Les valeurs maximales sont indiquées lorsqu'il s'agit de déplacements et égales à  $10e-4 \text{ m}$ , dans le 1/2 espace. Notez que les 2 quantités (pression et mouvement différentiel) varient de façon similaire: les quelques différences sont dues aux termes d'accélération intervenant dans la loi de Darcy généralisée.

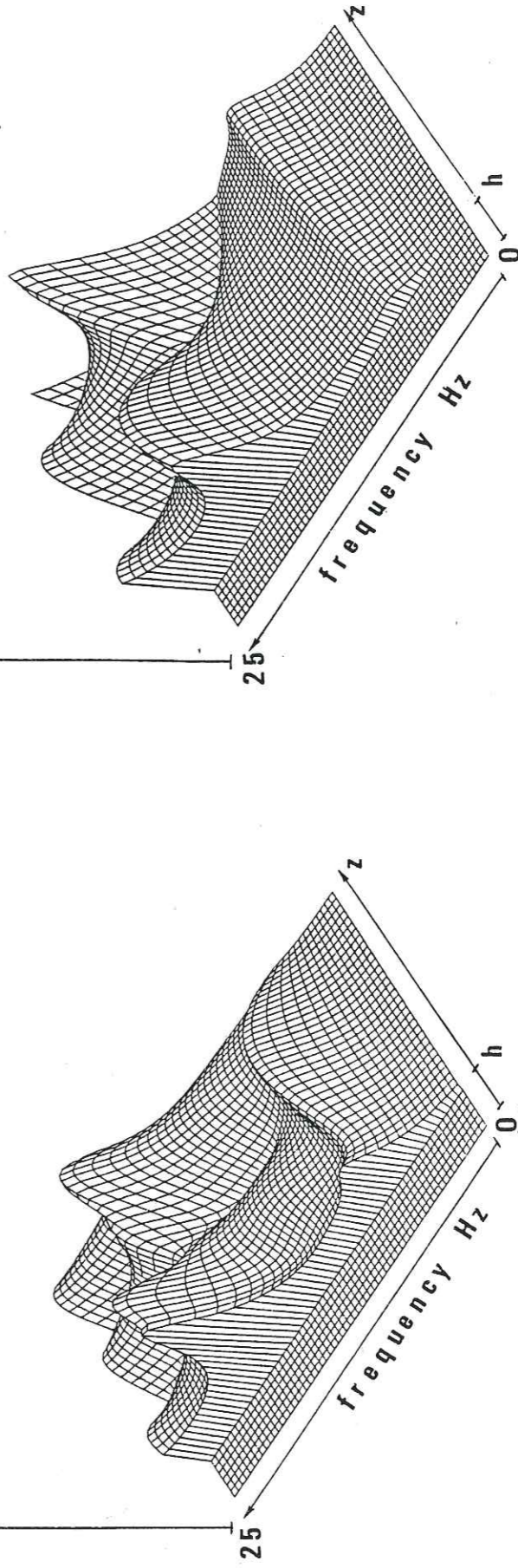
Notez aussi que ces termes d'accélération sont comparativement plus faibles que lorsque la pression est imposée à l'interface (figure 22, et 23)

## flux condition at the interface

differential displacement between the fluid and the matrix      pore pressure

max. =  $0.35 \cdot 10^{-4} \text{ m}$

max. = 0.19 bar



- l'onde P2, lorsqu'elle existe, est essentiellement générée au toit de l'aquifère. Elle résulte de la capacité du fluide à se mouvoir relativement au solide. En particulier, lorsqu'on impose qu'aucun mouvement différentiel entre les deux phases ne puisse se produire, alors la P2 est négligeable.

### 3 APPLICATIONS

#### 3-1 Application au risque sismique :

##### 3-1-1 Introduction

Il est généralement reconnu que la présence d'une couche de sédiments de très faibles vitesses provoque des amplifications importantes. Par contre, l'influence de la profondeur de la nappe est mal connue : c'est, de premier chef ce que nous nous proposons d'étudier ici.

Le deuxième objectif du présent paragraphe est d'établir des relations entre les mouvements du sol, les caractéristiques du matériau et la pression induite par le séisme. En effet, rares sont actuellement les modèles qui à la fois soient faciles de mise en oeuvre, et permettent de prendre en compte la pression intersticielle : nous souhaitons montrer que le modèle de BIOT en est un.

Le chapitre précédent avait pour but de mettre en évidence les mécanismes physiques de propagation des ondes dans les milieux poreux saturés. Afin d'insister sur les aspects phénoménologiques, nous avons considéré des matériaux rigides ( $V_S=800$  m/s et  $K_b=4.5 \cdot 10^9$  m<sup>2</sup>), pour lesquels l'onde P2 pouvait jouer un rôle déterminant (voir aussi les remarques de YAMAMOTO (1983a)).

Dans la nature, il arrive souvent cependant que les sols soient beaucoup moins rigides, et que, sur une épaisseur d'une dizaine de mètres, la vitesse des ondes de cisaillement ne dépasse quelques centaines de m/s. Nous nous intéressons dans ce paragraphe à ce type de sols. Le profil choisi est représenté sur la figure 29. Il a été établi par REPETTO et al. (1980) pour déterminer l'influence des conditions locales sur l'endommagement des structures observé lors du séisme de Lima (1974), dans le quartier de LA MOLINA. Ce profil est relativement standard et représentatif d'un grand nombre de dépôts alluviaux peu consolidés ; voir, par exemple ESPINOSA et ALGERMISSEN (1972, p. 61), JOYNER, FUMAL et TINSLEY (1983), MURPHY et al. (1971). Sur de tels sites, les dégâts causés par les tremblements de terre sont en général supérieurs à ceux qu'on observe sur des zones avoisinantes plus fermes.

Sur le profil 29, il apparaît que la vitesse des ondes P1 passe brutalement de 370 m/s à 2000 m/s : ce "saut" brutal détermine le niveau de la nappe phréatique. Nous ferons varier la profondeur de cette nappe, l'épaisseur des dépôts superficiels étant fixée à 30 m. Notre modèle ne comporte que trois couches, dont les caractéristiques correspondent aux moyennes prises sur les différentes sous-couches du profil réel. Les couches en présence sont donc :

- le sous-bassement, supposé élastique.
- la couche de sol saturé.
- la couche de sol sec.

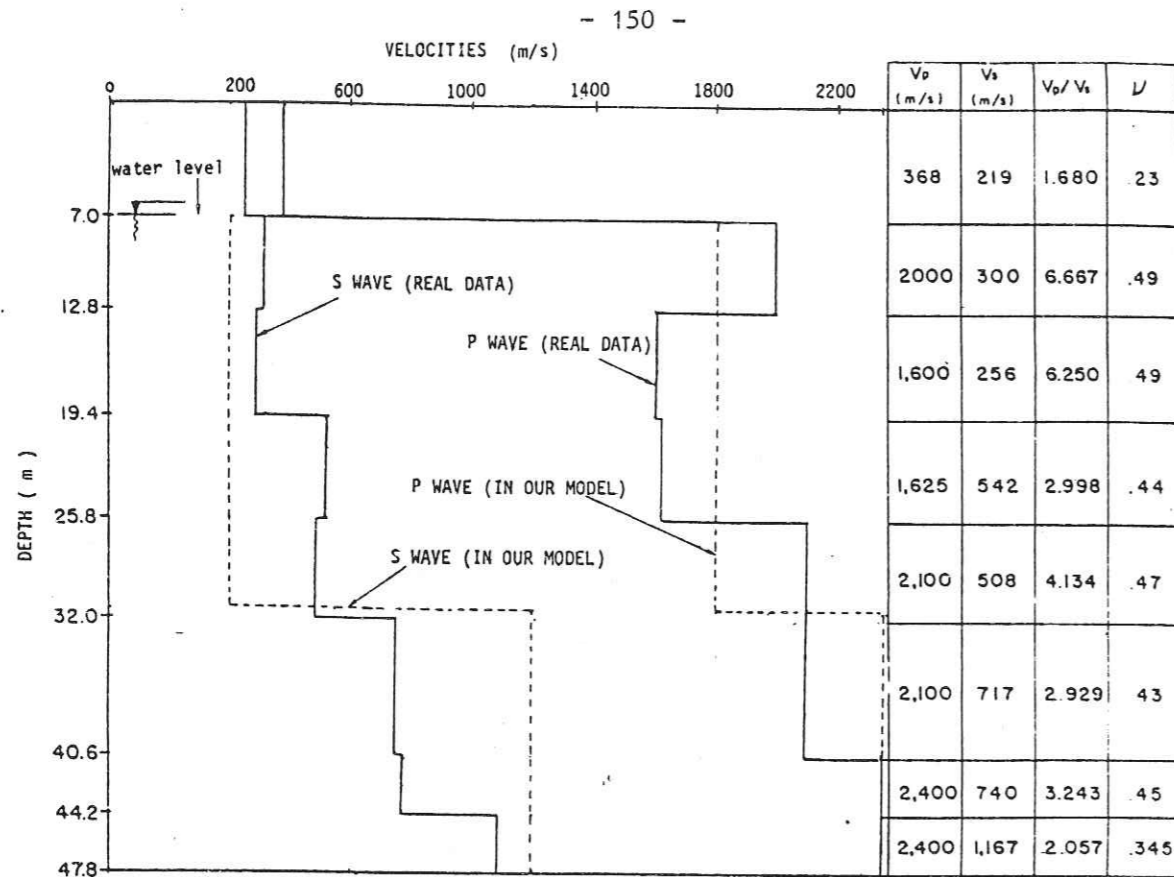


Figure 29

PROFIL DE VITESSES REEL ET UTILISE (d'après REPETTO et al. (1980)).

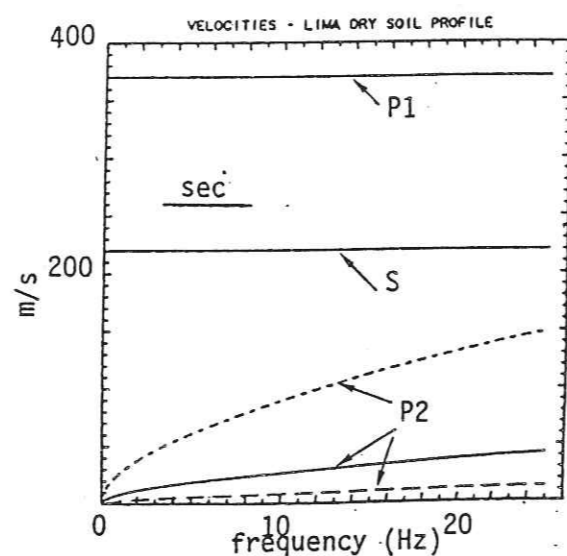
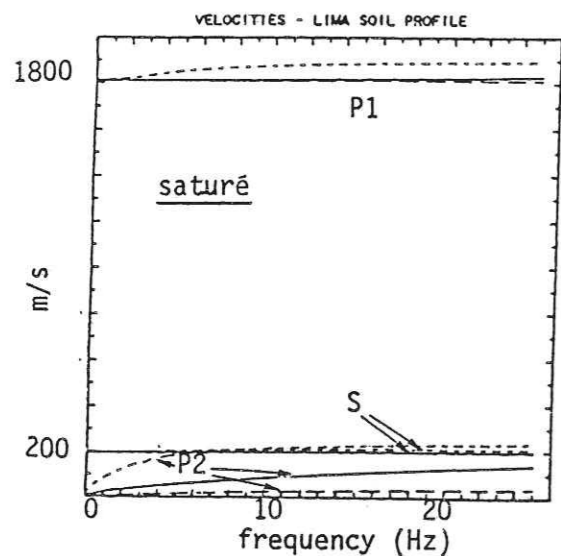
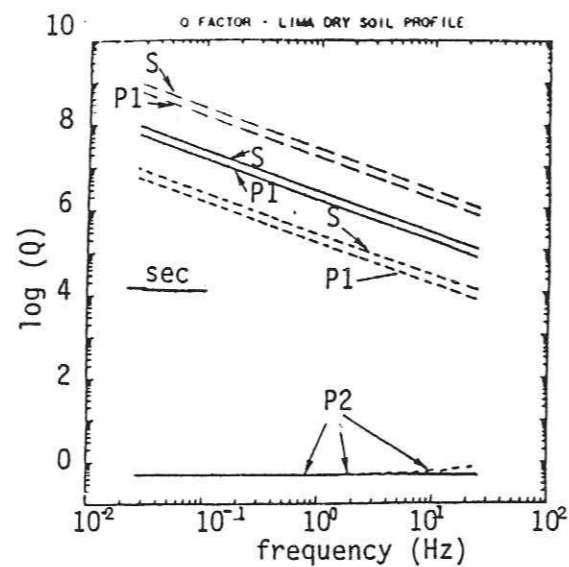
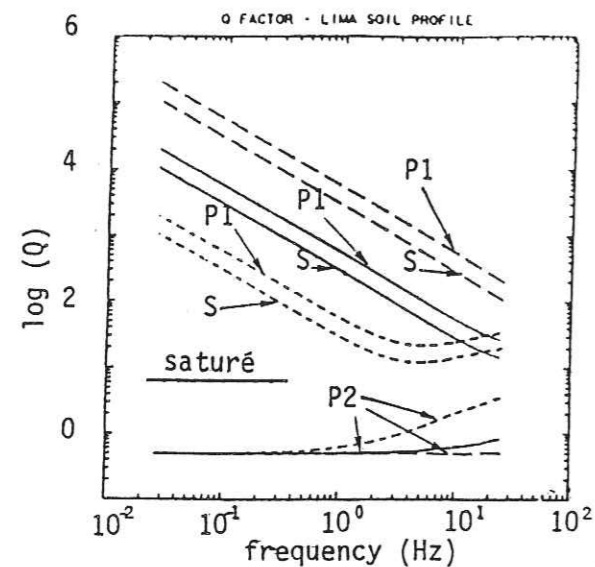
Le profil réel est en trait plein, alors que le profil utilisé dans la présente étude est en pointillé. Noter, pour les ondes P, la discontinuité de vitesse à 7 m, probablement due à la présence d'eau.

Noter aussi que, d'après le modèle de Biot, les ondes S se propagent plus vite ici dans le milieu sec que dans le milieu saturé.

Le tableau à droite reproduit les valeurs exactes trouvées par REPETTO et al. dans la zone de LA MOLINA (Lima, Perou).

	porous sediment	elastic basement
$k_s$ (m <sup>2</sup> )	from $10^{10}$ up to $10^8$	
n	35 %	
$\rho_m$ (g/cm <sup>3</sup> )	2.2	2.1
$\rho = (1-n)\rho_m + \rho_f$	1.8	2.1
$K_b$ (Mpa)	$1.3 \cdot 10^2$	$14 \cdot 10^3$
$K_m$ (MPa)	$30 \cdot 10^3$	$14 \cdot 10^3$
$V_P$ (m/s)	<u>dry</u>	<u>saturated</u>
	370	1800
$V_S$ (m/s)	<u>dry</u>	<u>saturated</u>
	220	200
		2400
		1200

Tableau IV : Caractéristiques mécaniques utilisées dans le modèle de Biot pour le calcul de la réponse du profil de sol de LA MOLINA. Comparer avec le tableau I : la différence principale réside dans la différence des ordres de grandeur de  $K_b$ : le sol modélisé ici est beaucoup plus mou que précédemment.



- - - - -  $k_s = 10e-10 \text{ m}^2$        $f_c = 350 \text{ Hz}$   
 —————  $k_s = 10e-9 \text{ m}^2$          $f_c = 35 \text{ Hz}$   
 - - - - -  $k_s = 10e-8 \text{ m}^2$          $f_c = 3.5 \text{ Hz}$   
 $K_b = 1.3 \cdot 10^2 \text{ MPa}$

Figure 30 : VARIATIONS DES VITESSES ET DU FACTEUR DE QUALITE ENTRE 0 ET 25 Hz.

Les caractéristiques du matériau poreux sont données dans le tableau IV. Comparer avec la figure 6, et noter que  $Q_{P1}$  est ici à peu près du même ordre de grandeur que  $Q_S$ , qui demeure toujours très supérieur à  $Q_{P2}$ . La différence vient du fait que le matériau considéré est beaucoup moins rigide que précédemment.

Enfin, en l'absence de mesures, nous avons pris une porosité égale à 35 %, et la perméabilité comprise entre  $10e-10 \text{ m}^2$  et  $10e-8 \text{ m}^2$ . Les fréquences critiques sont donc respectivement égales à 350, 35, et 3.5 Hz.

3 -1-2 Analyse des résultats :

a) Facteur Q et atténuation des ondes en milieu infini :

La figure 30 représente, pour chacune des 3 ondes, la valeur du facteur Q, calculé à partir de l'expression (84).

Par rapport au paragraphe 1-3 du présent chapitre, seul change le module  $K_b$  d'incompressibilité du matériau poreux.

Le facteur de qualité  $Q_S$  des ondes S ne dépendant pas des paramètres de rigidité du matériau poreux, les valeurs trouvées ici sont les mêmes que précédemment (voir la figure 30, et comparer avec la figure 6).

Par contre,  $Q_{P1}$  dépend de  $K_b$  : c'est pourquoi les valeurs de  $Q_{P1}$  de la figure 30 sont beaucoup plus faibles que celles de la figure 6. Dans le cas présent,  $Q_{P1}$  est à peu près du même ordre de grandeur que  $Q_S$  : on doit donc s'attendre à une forte atténuation de type viscoélastique des ondes P1 lors de leur propagation : par exemple, pour  $f_c=3.5 \text{ Hz}$ ,  $Q_{P1} < 60$  sur une large de fréquences.

Signalons ici que ces courbes sont en accord avec les données expérimentales in situ de Gardner et Harris (1969), mesurées sur des sables.

Enfin, on notera que les ondes P2 sont beaucoup plus atténuées que les S.

b) Le cas des cisaillements :

\*\*\*\* déplacements de surface :

D'après la figure 29, les ondes de cisaillement se propagent à peu près à la même vitesse dans le milieu sec que dans le milieu saturé. De ce fait, (puisque'il n'y a pas de contraste), lorsqu'une onde S arrive verticalement sur la couche sèche de surface, les mouvements ne sont pas significativement amplifiés. C'est pourquoi la profondeur de la nappe n'a pratiquement aucune influence sur les déplacements de surface (figure 31).

\*\*\*\* contraintes de cisaillement :

La figure 32 montre la distribution des contraintes de cisaillements en fonction de la fréquence et de la profondeur. Un régime d'ondes stationnaires s'établit dans la couche de sédiments. Pour une fréquence donnée, les maxima des contraintes se produisent à des profondeurs égales à un multiple impair du quart de longueur d'onde.

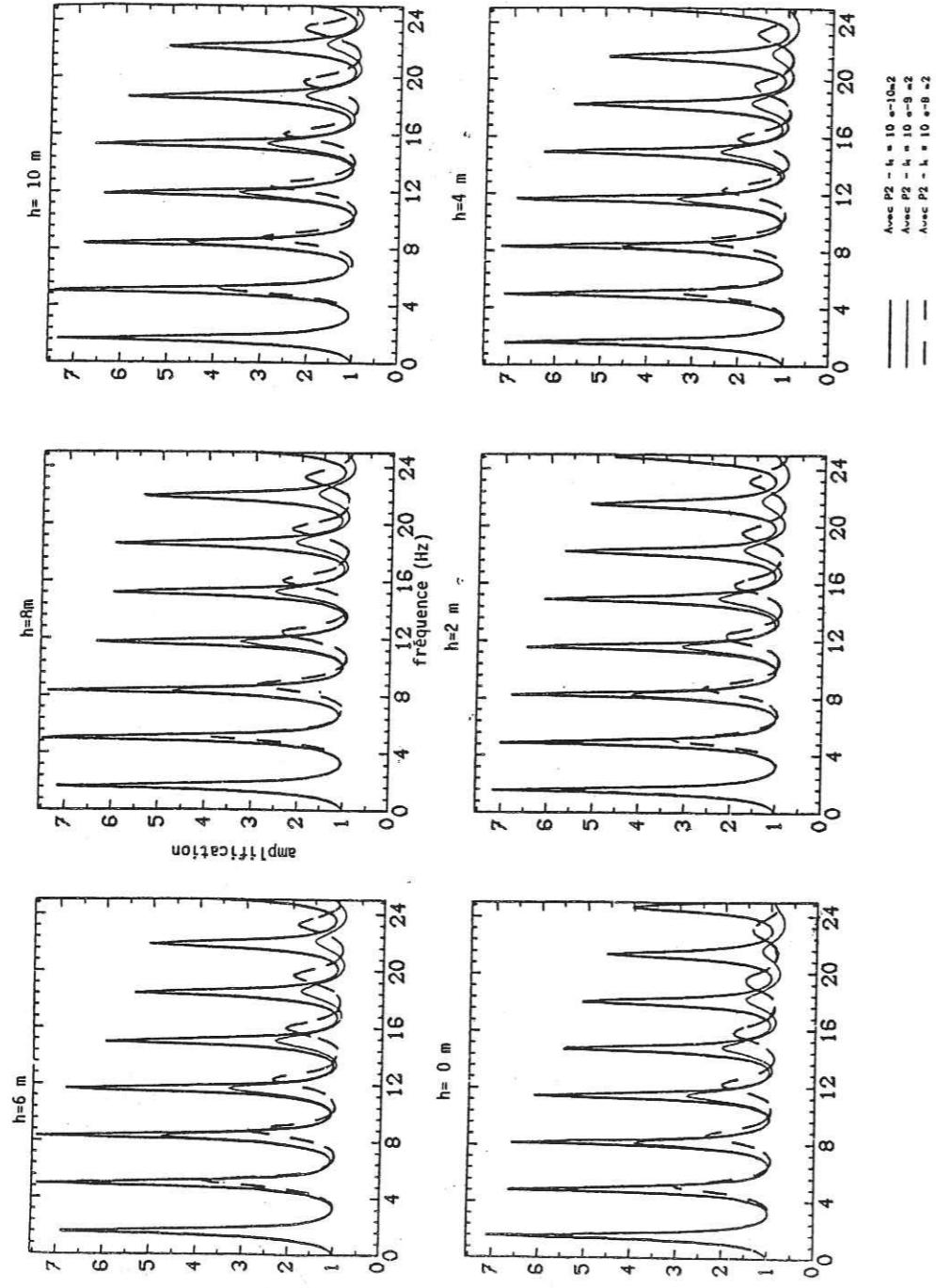
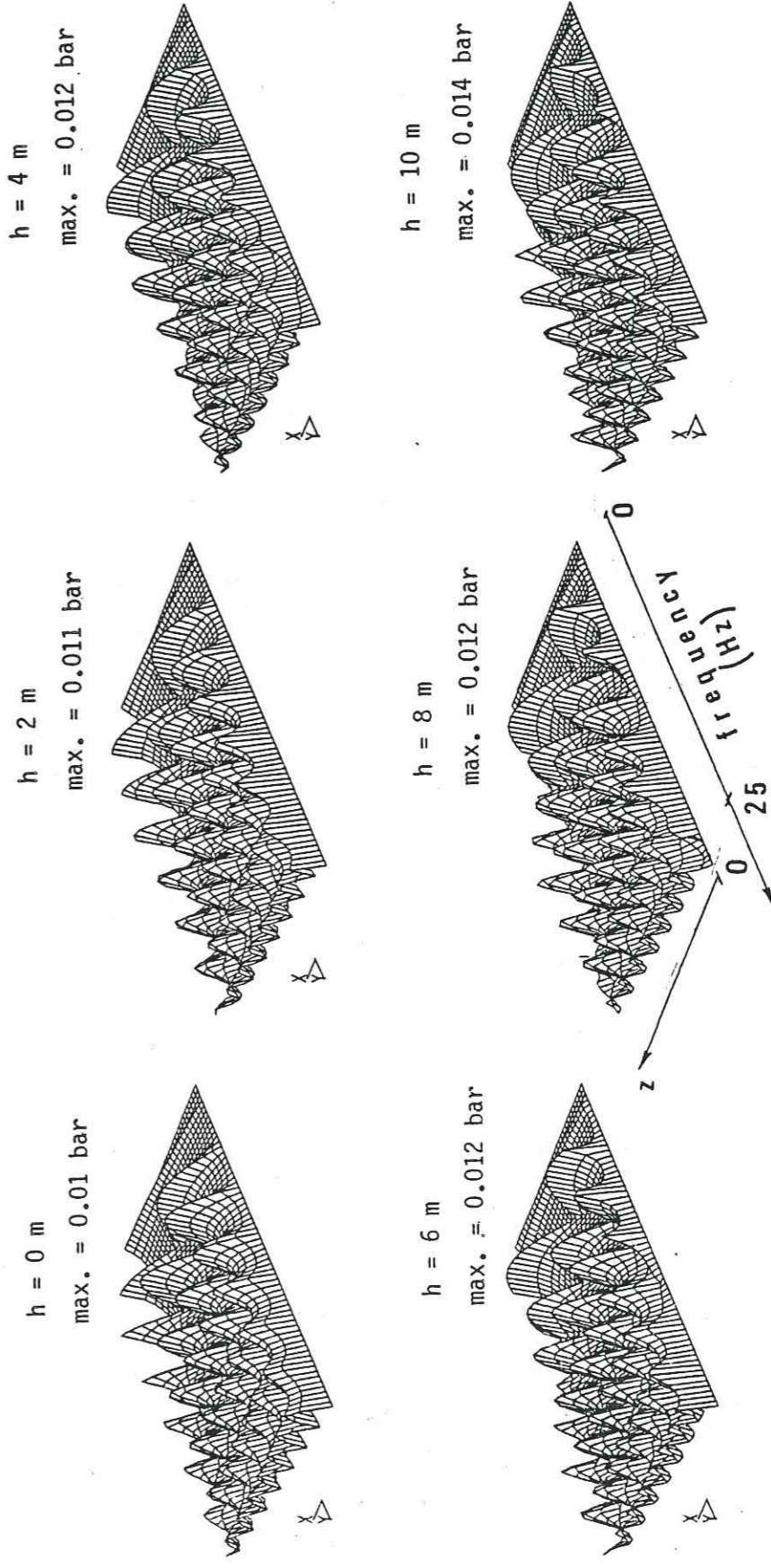


Figure 31: Fonctions de transfert pour le profil de sol LA MOLINA, dans le cas d'une onde S incidente verticale.

Figure 32 : Variations des contraintes de cisaillement induites, en fonction de la profondeur et de la fréquence, lorsqu'une onde S arrive verticalement sur le profil de LA MOLINA. Les maxima sont notés pour des déplacements incidents d'amplitude égale à  $10^{-4} m^2$ . Noter que, pour une profondeur donnée, les maxima se produisent à des profondeurs égales aux multiples impairs du 1/4 de la longueur d'onde.

Permeability =  $10^{-9} m^2$  Porosity = 0.35



Le maximum des contraintes de cisaillements est d'autant plus élevé que la perméabilité est faible, i.e. que l'atténuation est faible. De plus, le maximum augmente légèrement lorsque le niveau de la nappe s'abaisse.

c) Le cas de compressions :

\*\*\*\* déplacements de surface :

1) L'onde P2 ne joue ici aucun rôle : c'est ce qu'indique la figure 33, où sont représentés les déplacements de surface calculés pour les différentes profondeurs de nappe : les modèles A et B sont équivalents. La figure 34 confirme ces résultats : les amplitudes des ondes P2 sont négligeables devant celles des ondes P1. L'interprétation de l'absence de P2 est discutée plus loin, lorsqu'il est question des pressions.

2) LE FACTEUR DE QUALITE QP1, qui rend compte de l'atténuation des ondes P1 lors de leur propagation, NE SUFFIT PAS POUR RENDRE COMPTE DE TOUTE L'ATTENUATION DES FONCTIONS DE TRANSFERT : ce point est d'une grande importance et est discuté au paragraphe 3-1-3.

3) La profondeur de nappe a une influence déterminante sur les fonctions de transfert : plus la nappe est enfouie (on ne descend pas en dessous de 10 m), et plus l'amplification des déplacements de surface est importante.

Dans le cas élastique, l'amplification due à la présence d'une couche de surface est égale au contraste d'impédance acoustique, et la fréquence de résonance est proportionnelle à la vitesse du milieu supérieur. Or lorsque le niveau de la nappe s'abaisse, la couche sèche devient prépondérante, et la vitesse moyenne de la couche de sédiments de surface diminue. Les déplacements de surface sont donc amplifiés et les fréquences de résonance, décalées vers le bas.

\*\*\*\* pression intersticielle induite par le séisme :

Les commentaires qui suivent sont qualitativement analogues à ceux qui ont été faits précédemment pour les contraintes de cisaillement. Seule change la longueur d'onde.

La figure 35 montre la répartition des pressions intersticielles en fonction de la profondeur et de la fréquence. Ce type de courbe est, dans le cas présent, peu sensible à la valeur de  $f_c$  : on peut donc comparer les figures 22 et 35. Il apparaît que les pressions sont 10 fois plus faibles pour LA MOLINA, et surtout, qu'au voisinage de l'interface sec/saturé, elles varient beaucoup moins abruptement. Ainsi, le gradient de pression étant beaucoup plus faible sur la figure 35, les déplacements différentiels qui en résultent sont aussi inférieurs, et l'onde P2 n'est pas générée avec la même vigueur. Ceci expliquerait en partie son absence. Dans la couche de sédiments saturés et, pour une profondeur donnée, le maximum de la pression se produit lorsque la profondeur est multiple impair du 1/4 de la longueur d'onde. Ce maximum des

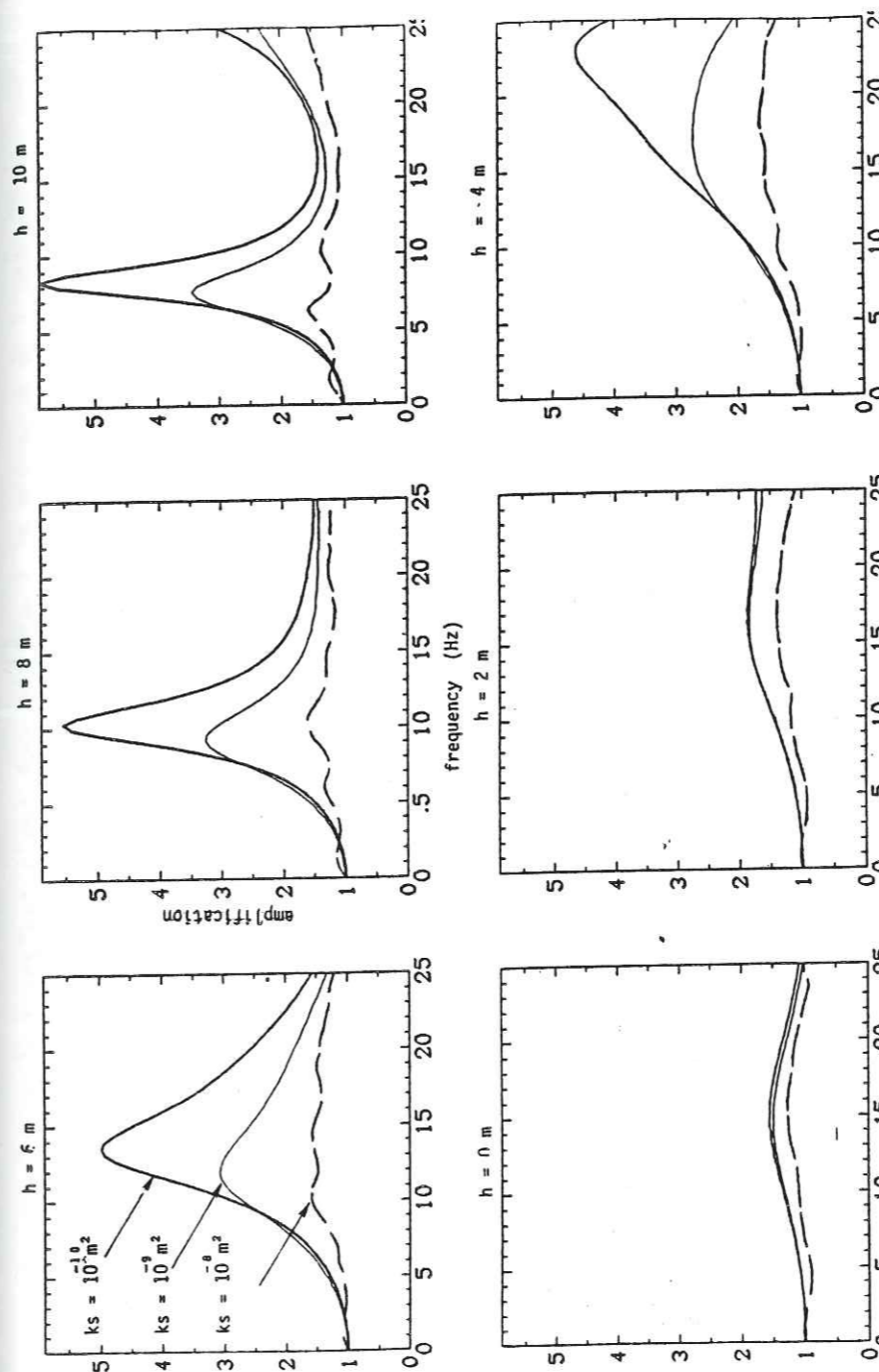
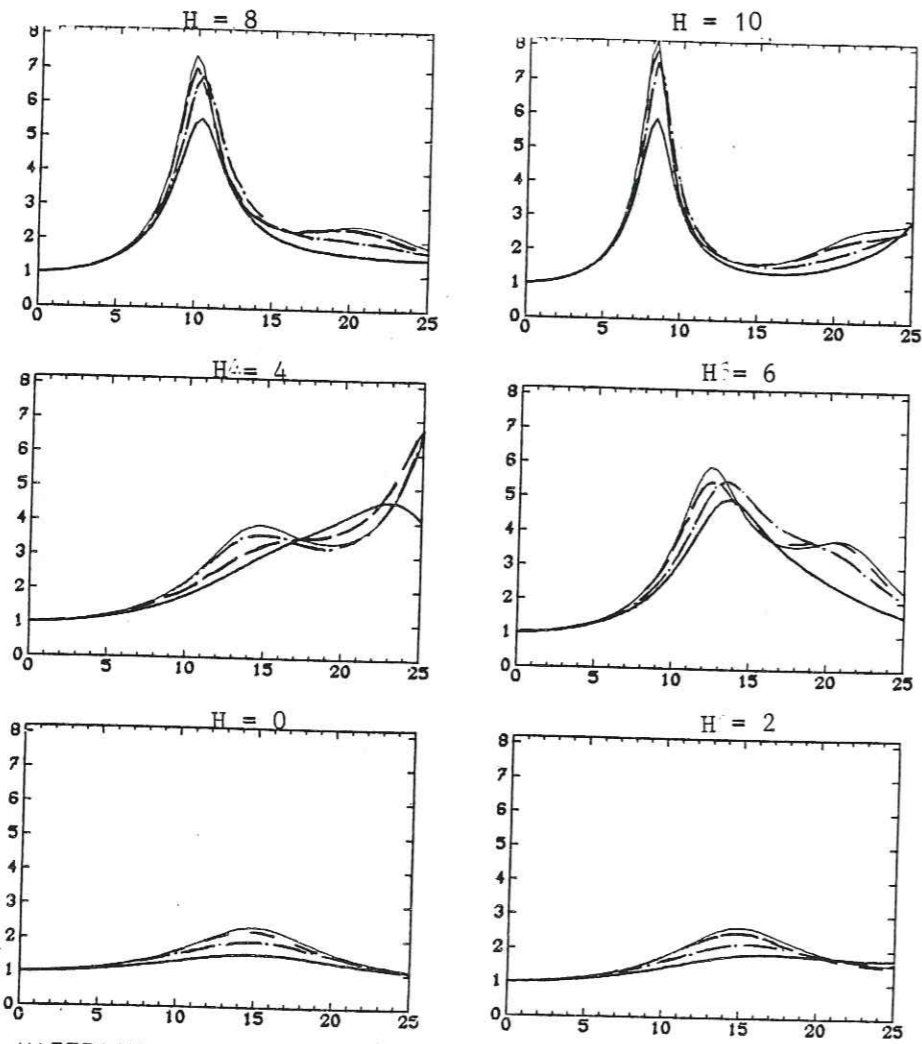


Figure 33 : Fonctions de transfert calculées pour le profil de sol "LA MOLINA", lorsqu'une onde P est verticalement incidente, La perméabilité vaut successivement égale à  $10e-10\text{ m}^2$ ,  $10e-9\text{ m}^2$  et  $10e-8\text{ m}^2$ . Comparer avec les figures 9, 10, 15 et 16 : ici, il n'y a pas de P2 (voir figure 34), et les modèles A et B sont identiques.

Pourtant, une très forte atténuation affecte les fonctions de transfert, par exemple pour  $f_c = 3,5\text{ Hz}$ ; des dissipations d'énergie se produisent aux interfaces, et, du fait de la présence de fluide, les coefficients de transmission et de réflexion sont affectés.



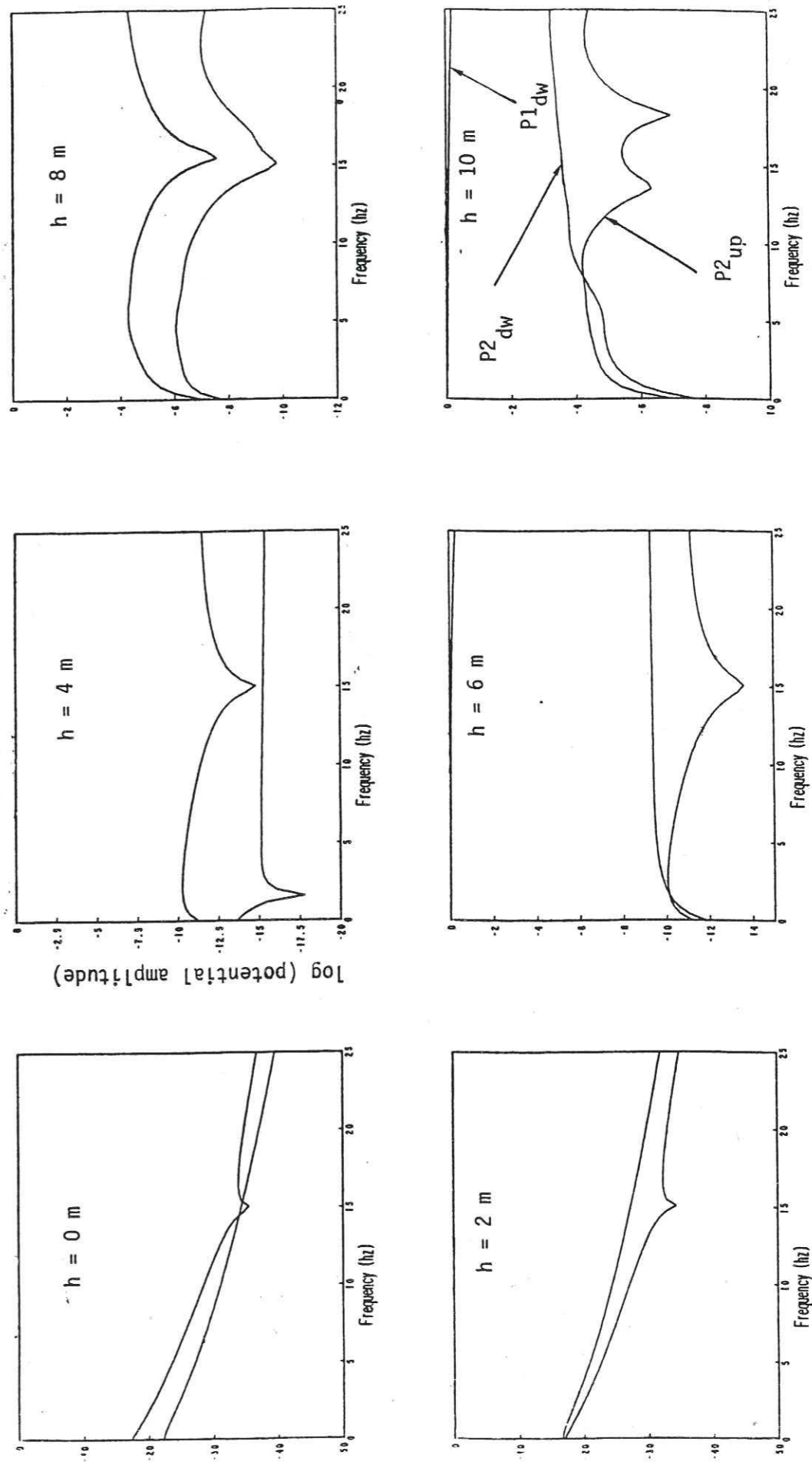


MATERIAU:  
 $n = 0.35$   
 $f_c = 3.50$   
 DEPLACEMENTS (SURFACE) ONDE P

Viscoélastique correspondant à  $k_s = 10^{-10} \text{ m}^2$  ———  
 " "  $k_s = 10^{-9} \text{ m}^2$  - - - -  
 " "  $k_s = 10^{-8} \text{ m}^2$  - - - -  
 Modèle A correspondant à  $k_s = 10^{-10} \text{ m}^2$  ———

Figure 33bis - Déplacement de surface dans le cas où le milieu saturé est viscoélastique monophasique avec des vitesses complexes VP et VS qui correspondent au modèle de BIOT (figure 30).

Figure 34 : Amplitude des ondes de compression rapportées à l'amplitude de l'onde P1 montante: l'onde P2 est négligeable. L'atténuation des fonctions de transfert n'est donc pas due à la présence de l'onde P2, ni entièrement à l'atténuation des P1. La présence de fluide doit être prise en compte explicitement. Le profil étudié est celui de la MOLINA, et la nappe est à diverses profondeurs h;  $k_s = 10^{-8} \text{ m}^2$ .



$K_b = 130 \text{ MPa}$

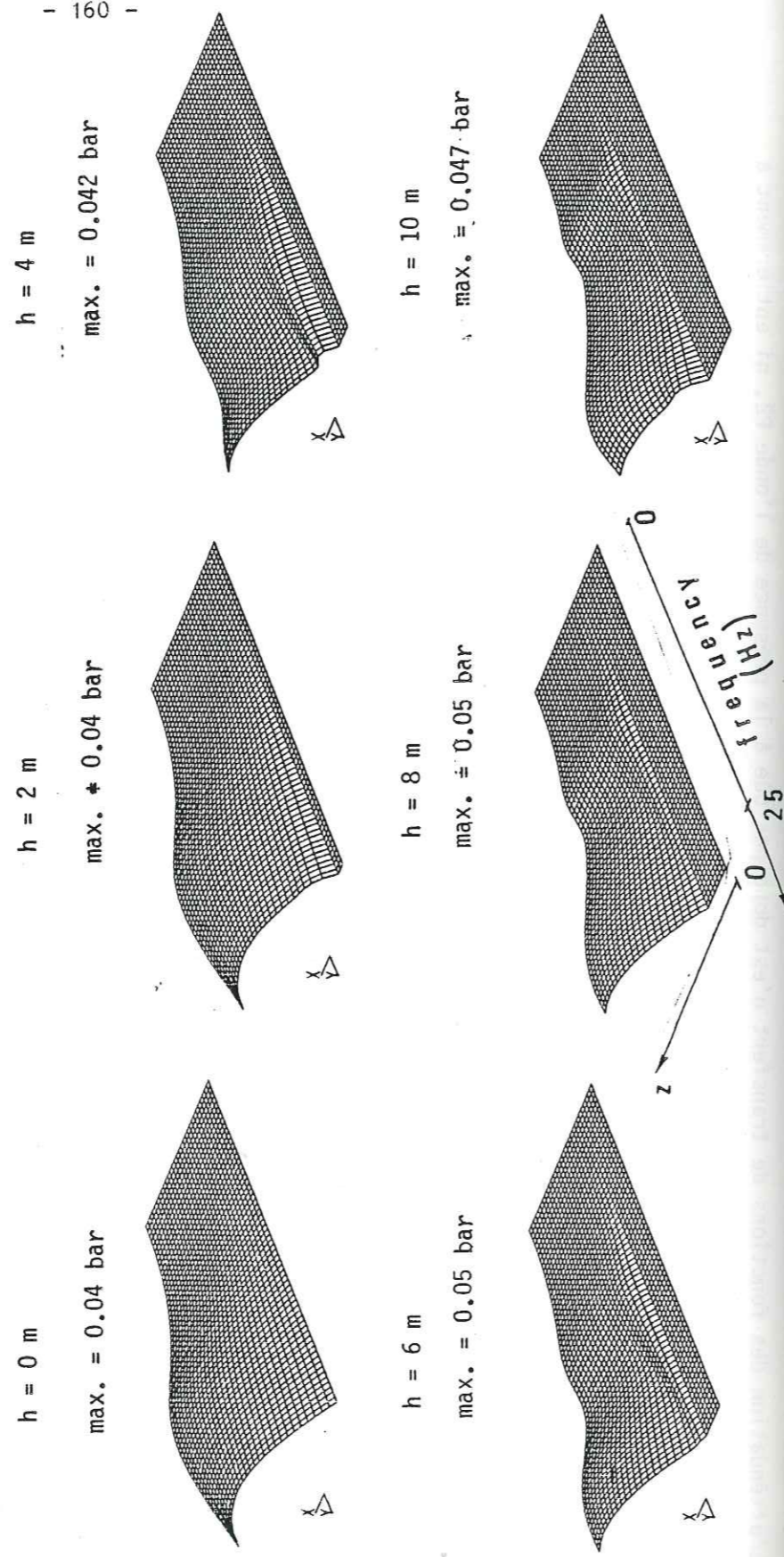
$n = 35 \%$

$k_s = 10^{-8} \text{ m}^2$

FIGURE 35:

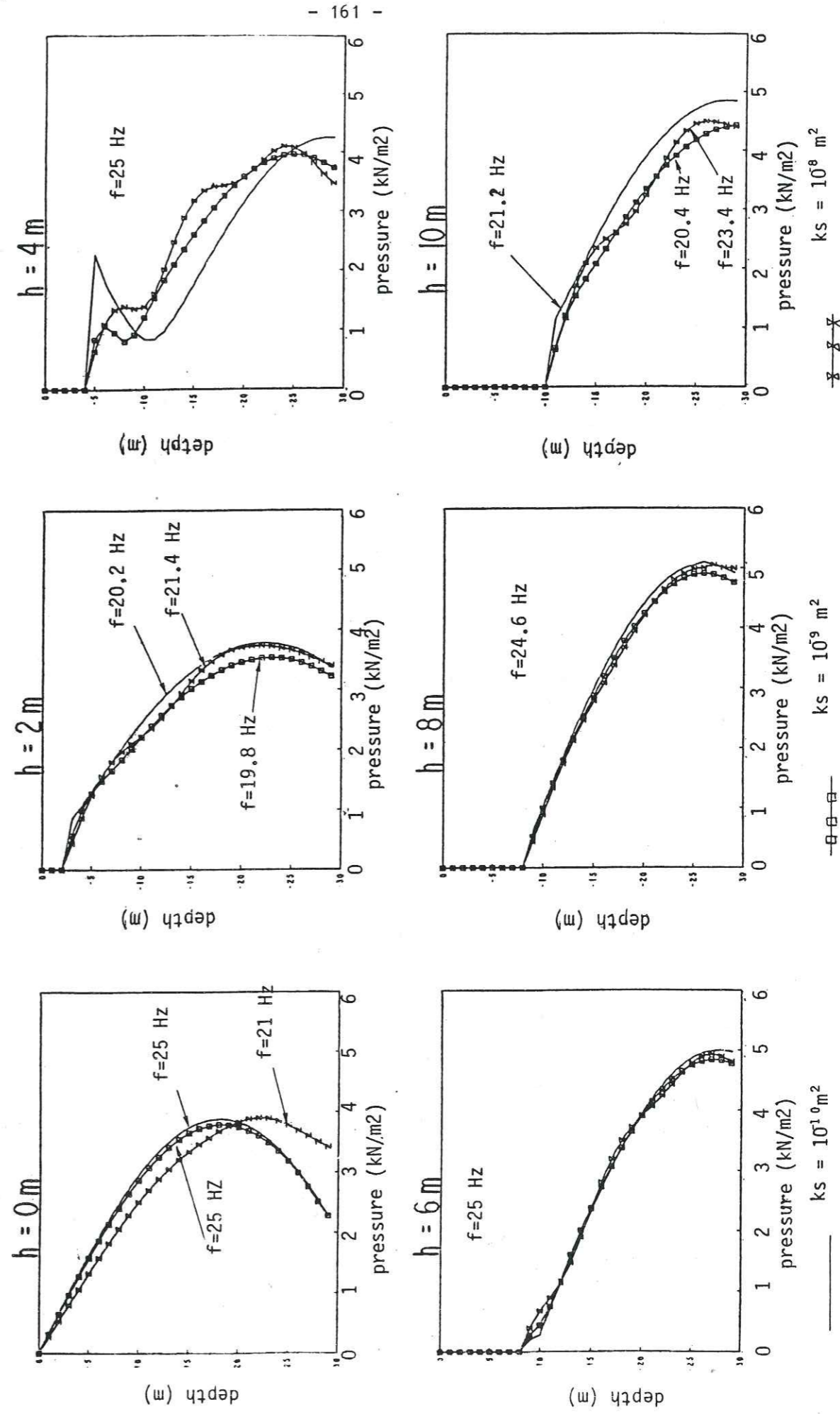
Variations des pressions interstitielles induites en fonction de la profondeur et de la fréquence, lorsqu'une onde P arrive verticalement sur le profil de LA MOLINA. Les valeurs indiquées sont en bars, lorsque l'amplitude des déplacements incidents est égale à  $10^{-4}$  m. Pour une fréquence donnée, les max. de pression se produisent à des profondeurs égales aux multiples impairs du 1/4 de la longueur d'onde P1. Noter que les pressions induites sont au moins 4 à 5 fois plus grandes que les contraintes de cisaillement induites par une onde S incidente. Comparer avec la figure 22 (où  $ks=10^{-8} \text{ m}^2$ ): les gradients de pression à l'interface sec-saturé sont beaucoup plus faibles. Ceci expliquerait l'absence de P2 dans le cas présent, du fait de l'absence de mouvements différentiels à l'interface.

$$\text{Permeability} = 10^{-9} \text{ m}^2 \quad \text{Porosity} = 0.35$$



chaque perméabilité, la fréquence pour laquelle le maximum de pression est atteint. Cette fréquence (qui dépend de  $ks$ ) a été fixée ici pour le tracé des courbes présenté ci-dessous de la pression en fonction de la profondeur à fréquence donnée.

La fréquence pour laquelle la courbe est représentée est indiquée en Hz. Les unités de pression sont en  $\text{kN/m}^2$  lorsque l'amplitude des déplacements incidents est égale à  $10^{-4}$  m. Comparez les ordres de grandeur obtenus avec les ordres de grandeurs réels du tableau V correspondant aux enregistrements de IKUTA et al. (1979).



pressions est peu sensible à la valeur de  $f_c$ , et augmente légèrement lorsque la profondeur de la nappe augmente.

Ces observations apparaissent clairement sur la figure 36, où, pour chaque perméabilité, nous avons tracé une "coupe" à fréquence constante de la pression induite en fonction de la profondeur. La fréquence choisie correspond au maximum de la pression portée sur la figure 30. Ces courbes ont une forme classique, proposée par plusieurs auteurs, avec des modèles différents (voir OKA et MUKASE (1981)).

Expérimentalement, les seules données disponibles à notre connaissance sont celles d'IKUTA et al. (1979) et celles de MAVKO et HARP (1984). En l'absence de précisions supplémentaires, nous nous sommes contentés de vérifier que les ordres de grandeurs obtenus pour la pression intersticielle sont corrects : voir le tableau V, pour la comparaison avec IKUTA et al.

\*\*\*\* Rapport pressions totales/contraintes totales :

D'après la figure 38, la pression induite est uniformément du même ordre de grandeur, voire supérieure, à la contrainte induite par le séisme : ceci est un fait nouveau par rapport au cas étudié au paragraphe 2 de ce chapitre (comparer avec la figure 24). Les pressions sont inférieures ici dans le cas de LA MOLINA, mais, relativement à la contrainte induite, elles sont plus importantes. La différence vient du fait que le matériau est moins rigide. Ainsi, pour une approche correcte des phénomènes, il est indispensable de prendre en compte la pression, ce que ne permet pas un éventuel modèle monophasique équivalent.

Le rapport de la pression totale à la contrainte totale (i.e. statique + dynamique) diminue lorsque la profondeur de la nappe augmente : voir la figure 37 pour  $k_s=10e-9$  m<sup>2</sup>, où, aux contraintes et pressions induites, on a rajouté "le poids de la colonne".

Même si les phénomènes de liquéfaction impliquent un comportement très fortement non-linéaire du matériau, ce rapport constitue une première approche pour l'étude de la liquéfaction, laquelle a plus de chance de se produire lorsque la contrainte effective est minimale.

D'après la figure 37, ce rapport est toujours inférieur à 0.6, et donc, la pression reste toujours largement inférieure à la contrainte effective.

IKUTA ET AL.

Table 2. Quantities of fluctuations of earth and water pressure due to earthquake

No.	Depth (m)	p (kN/m <sup>2</sup> )	$\Delta p_r$ (kN/m <sup>2</sup> )	$\Delta p/p \times 100(\%)$
1	8.3	72.13	5.68	7.88
2	15.8	176.20	3.53	2.00
3	18.8	225.89	3.72	1.65
4	20.3	246.08	2.74	1.11
5	4.2	17.05	6.37	37.36
6	11.2	104.96	4.21	4.01
7	18.2	145.53	5.88	4.04
8	7.4	34.59	3.63	10.48
9	20.9	121.81	3.04	2.49
10	10.2	58.80	3.92	6.67

TABLEAU V : ORDRES DE GRANDEURS DES PRESSIONS ET CONTRAINTES INDUITES (d'après IKUTA et al. (1979)), pour le séisme de "Off Miyagi Prefecture", du 12 juin 1978 (M = 7.4). L'enregistrement a été effectué à 380 km de l'épicentre, et l'accélération maximale vaut 12,5 gal. Le spectre d'accélération n'est pas donné par les auteurs, mais le spectre des pressions indique un maximum à 1 Hz. L'accélération maximale à 1 Hz correspond à un déplacement de 3 10e-3 m. Comparer avec les ordres de grandeur de la figure 36 : étant données les incertitudes, l'accord semble satisfaisant.

No = Numéro du point d'enregistrement  
 Depth = Profondeur du point d'enregistrement  
 p = Pression totale (water pressure) ou contrainte (earth pressure), le poids de la colonne étant inclus.  
 $\Delta p$  = Pression induite ou contrainte induite par le séisme.

Pour comparer : 1 gal = 1 cm/s<sup>2</sup>, et les déplacements doivent être multipliés par le carré de la fréquence angulaire à laquelle ils ont été observés, afin qu'une comparaison soit possible avec un niveau donné d'accélération. Dans notre calcul, les déplacements sont égaux à 10e-4, quelque soit la fréquence.

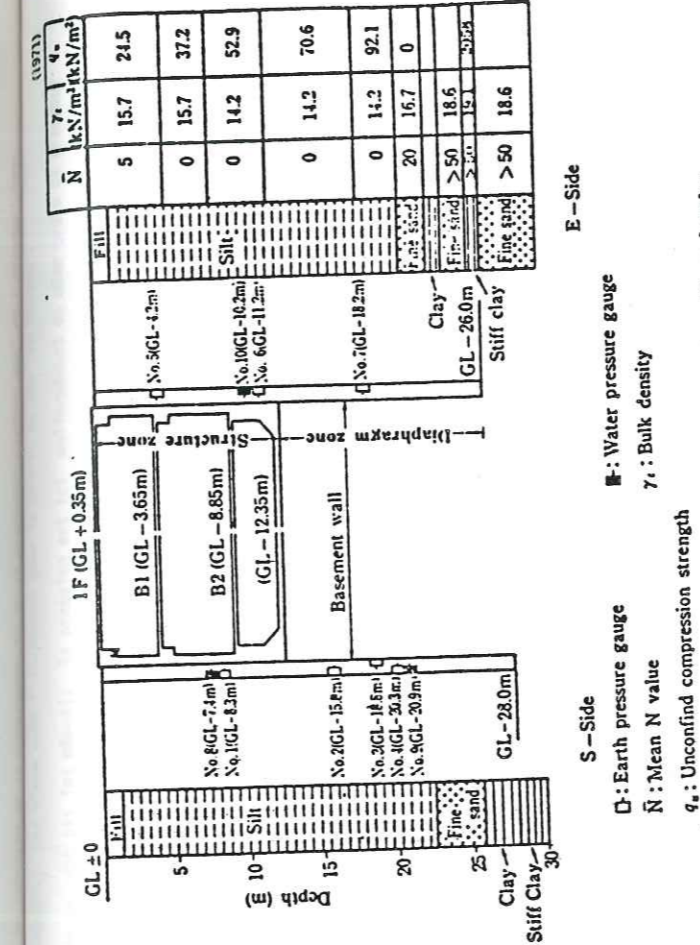
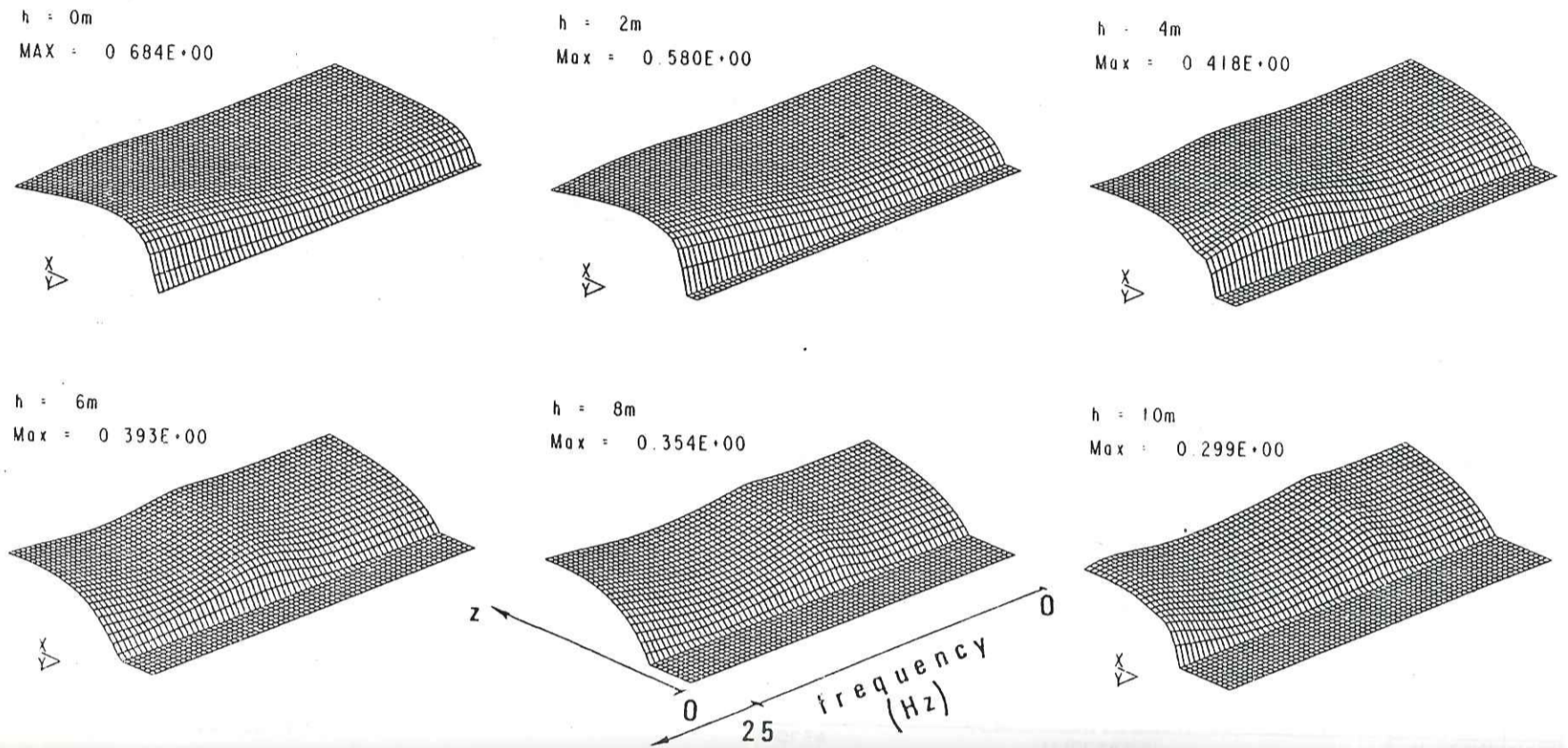


Fig. 3. Geological profile and instruments setting depths

S-Side  
 E-Side  
 D: Earth pressure gauge  
 E: Water pressure gauge  
 $\bar{N}$ : Mean N value  
 $\gamma$ : Bulk density  
 $q_u$ : Unconfined compression strength

Figure 37 : VARIATIONS DU RAPPORT PRESSION TOTALE / CONTRAINTE TOTALE (i.e. le poids de la colonne d'eau et celui de la colonne de terre sont pris en compte). Cas d'une onde P incidente verticale. Ce rapport donne une idée de la valeur de la contrainte effective et de son importance par rapport à la pression.

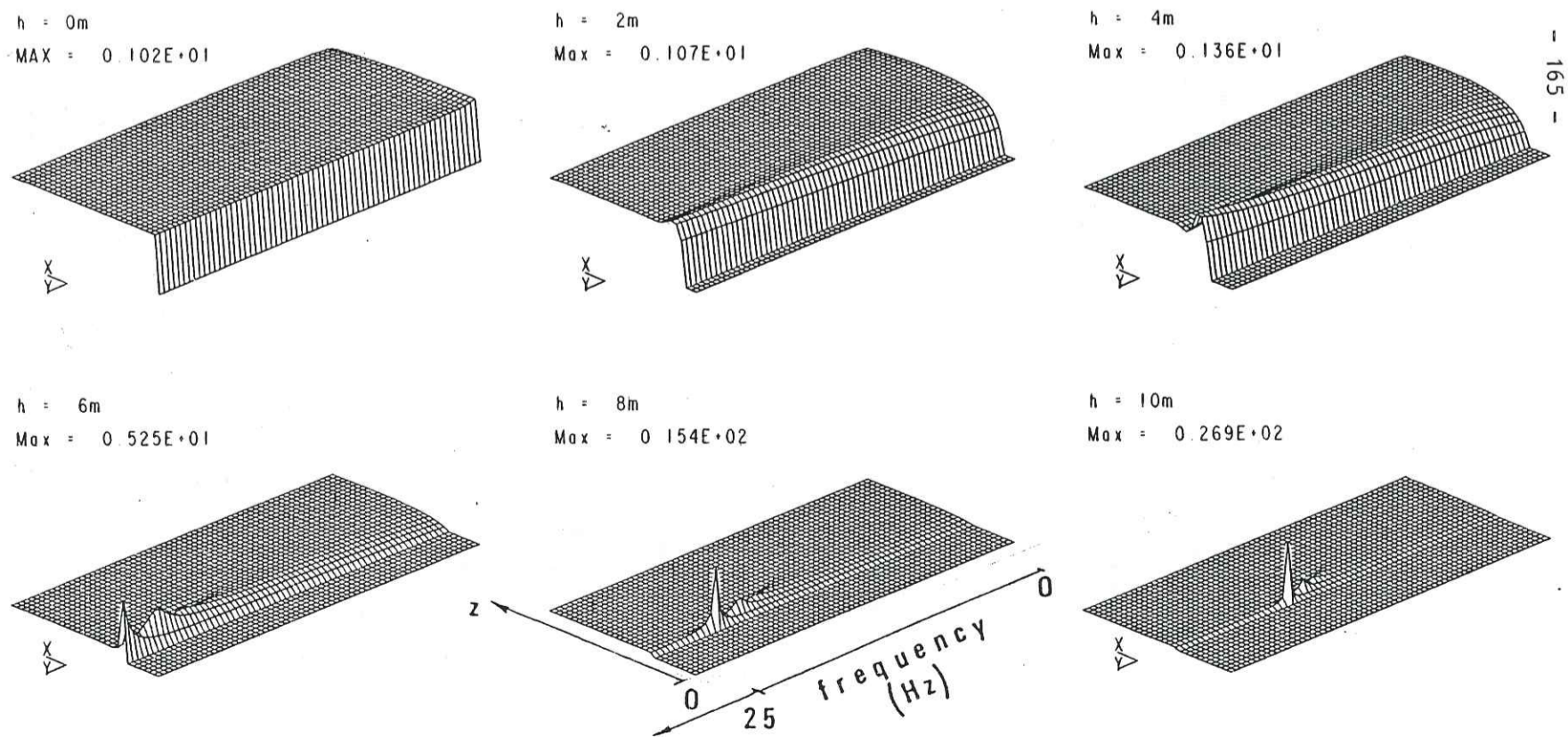
Permeability =  $10^{-9}$  m<sup>2</sup> Porosity = 0.35



- 164 -

Figure 38 : VARIATIONS DU RAPPORT (PRESSION INDUITE/CONTRAINTE INDUITE). Cas d'une onde P incidente pour le profil de sol "LA MOLINA". Comparer avec la figure 24 (même si les perméabilités ne sont pas les mêmes); la pression est ici uniformément du même ordre de grandeur que la contrainte, voire même supérieure. La pression joue ici un rôle déterminant aux interfaces. ICI ( par opposition à la figure 24), LE NIVEAU MOYEN DU RAPPORT EST TOUJOURS DE L'ORDRE DE 1. Les valeurs max. ne sont pas vraiment significatives du fait qu'elles correspondent à une très faible valeur de la contrainte induite.

Permeability =  $10^{-9}$  m<sup>2</sup> Porosity = 0.35



- 165 -

3-1-3 Non validité d'un modèle monophasique viscoélastique équivalent

La figure 33bis représente les fonctions de transfert obtenues dans le cas où le milieu saturé est représenté par un modèle MONOPHASIQUE équivalent pour lequel les vitesses P et S sont exactement égales respectivement VP1 et VS obtenues par le modèle de BIOT.

Le matériau considéré est MONOPHASIQUE, viscoélastique, caractérisé par les deux modules de LAME complexes, définis par les relations suivantes:

(133)  $\lambda + 2\nu = VP^2$

(134)  $\mu = VS^2$

Dans un milieu infini, l'atténuation des ondes P est identique à celle des ondes P1 observée pour un milieu diphasique.

La comparaison des figures 33 et 33bis indique que, même dans le cas où  $f_c = 350$  Hz, les fonctions de transfert obtenues pour le cas monophasique sont très différentes de celles que l'on obtient avec un calcul complet (modèle A). L'atténuation des fonctions de transfert est largement supérieure dans le cas où le fluide est explicitement pris en compte. Ainsi :

LE SIMPLE FACTEUR DE QUALITE QP1 NE SUFFIT PAS POUR RENDRE COMPTE DE L'ATTENUATION DES FONCTIONS DE TRANSFERT.

Pour résumer, on a la situation suivante :

\* l'atténuation des fonctions de transfert n'est pas due à l'énergie reprise par l'onde P2, puisque les modèles A et B sont identiques, et les amplitudes des potentiels de la P2 sont négligeables (figures 33 et 34).

\* l'atténuation n'est pas due non plus à la dissipation d'énergie observée lors de la propagation des seules ondes P1 (figure 33bis), puisque le modèle viscoélastique monophasique est largement insuffisant.

En fait, dans le milieu monophasique, il n'y a pas de termes de pression, alors que ceux-ci jouent un rôle déterminant dans le calcul pour le modèle A : là est toute la différence. Les équations de continuité des contraintes n'ont pas la même nature.

AINSI, ON NE PEUT PAS REPRESENTER LE MATERIAU POREUX PAR UN MODELE MONOPHASIQUE VISCOELASTIQUE EQUIVALENT : IL EST NECESSAIRE DE TENIR COMPTE EXPLICITEMENT DU CARACTERE DIPHASIQUE DU MATERIAU, ET DES TERMES DE PRESSION.

La présence de fluide joue un rôle déterminant lors des multiples réflexions au cours desquelles d'importantes dissipations d'énergie se produisent.

\*\*\*\* Remarque :

Dans le cas de deux milieux viscoélastiques, BOURBIE a montré (1983) que le simple contraste d'atténuation introduit des phénomènes de dissipation d'énergie aux interfaces, qui se rajoutent aux dissipations observées lors de la propagation. Il note en particulier que le phénomène de contraste d'atténuation n'est important que si les 3 conditions suivantes sont vérifiées (sic. BOURBIE (1983), p. XIV) :

- faibles facteurs de qualité.
- fort contraste d'atténuation.
- faible contraste d'impédance acoustique.

Ces trois conditions sont précisément réunies ici, à l'interface demi-espace/saturé, ALORS QU'ELLES NE L'ETAIENT PAS DANS L'EXEMPLE PRECEDENT (paragraphe I et II). Donc, les mécanismes de dissipation d'énergie ne sont pas seulement significatifs à l'interface sec/saturé, mais aussi au contact du sous-bassement et des sédiments.

Enfin, par rapport au cas viscoélastique de Bourbié, intervient aussi la pression intersticielle qui est au moins de l'ordre de grandeur de la contrainte normale induite (voir la figure 38).

3-1-4 Conclusions :

1) Dans le cas d'une onde de cisaillement verticale (il n'y a pas de conversion P-SV, ni de pression induite), le niveau de la nappe n'a pas d'influence significative.

De plus, les fonctions de transfert sont celles que l'on obtient avec un milieu viscoélastique dont le facteur de qualité varie en fonction de la fréquence suivant la loi (84)-(85).

2) Dans le cas d'une onde de compression, la P2 est négligeable. La présence d'eau entraîne cependant deux conséquences importantes :

\*\* Un très fort contraste apparaît entre les parties sèches et saturées d'une même couche. Cela induit de très fortes amplifications, et le décalage des fréquences de résonance.

\*\* La présence de fluide (en plus du contraste d'atténuation entre les différentes couches qui en résulte) doit être explicitement pris en compte de façon à pouvoir représenter correctement les phénomènes se produisant à chacun des interfaces, (aussi bien au contact sec/saturé, qu'au contact élastique/saturé).

De là il résulte la conclusion principale :

----- les fonctions de transfert obtenues ne sont pas celles que donnerait un milieu viscoélastique dans lequel QP

varierait en fonction de la fréquence suivant une loi du type (84)-(85). MEME LORSQUE L'AMPLITUDE DE L'ONDE P2 EST TRES PETITE COMPAREE A CELLE DE L'ONDE P1, ON NE PEUT PAS APPROXIMER LE MATERIAU PAR UN MILIEU VISCOELASTIQUE MONOPHASIQUE EQUIVALENT.

Pour le risque sismique la principale implication réside dans l'importance déterminante de la perméabilité sur l'amplitude des déplacements de surface : ceux-ci sont considérablement atténués lorsque  $f=f_c$ .

A ceci se rajoutent les deux remarques suivantes :

1) Il est nécessaire de tenir compte du niveau de la nappe pour prévoir les caractéristiques du mouvement du sol. De plus, il est nécessaire de représenter correctement les phénomènes d'interface, qui peuvent notablement affecter les fonctions de transfert.

2) Une couche de sédiment est très hétérogène. Il peut y avoir des "tranches" liquéfiables dont l'épaisseur est très faible à la fois devant l'épaisseur totale et devant la longueur d'onde (et qui correspondraient aux zones où la contrainte induite est très faible devant la pression). Une analyse particulière est alors à envisager si la profondeur de ces tranches coïncide avec la profondeur d'un maximum de pression, c'est à dire avec le quart de la longueur d'onde calculée à la fréquence de résonance.

### 3-2 Application à la sismologie : quelques suggestions

Nous pensons que notre modèle peut contribuer à l'interprétation des enregistrements effectués sur des formations sédimentaires saturées.

En fait, les modèles proposés à notre connaissance ne font jamais explicitement appel à la saturation des sédiments. Le caractère poreux, tel qu'il est pris en compte, n'intervient que pour modifier les paramètres mécaniques du matériau (voir ROGERS et al. (1983)): i.e., on introduit éventuellement la porosité, mais jamais la perméabilité).

Nous pensons que la présence d'eau peut être déterminante. Les quatre exemples ci-dessous sont caractéristiques des applications possibles que nous proposons :

#### \*\*\*\* 1er exemple :

Lors du séisme d'Imperial Valley (1979), on a observé des amplifications très importantes d'un site à l'autre, pour des stations distantes de quelques kilomètres. Pour expliquer ces différences, BARKER et STEVENS (1981) calculent par inversion un profil ( $Q$ , VS) pour les ondes de cisaillement, à partir d'un réseau de trois stations situé à El Centro. Pour les 100 premiers mètres, ils déterminent une structure ( $Q$ , VS) à partir de laquelle ils calculent des synthétiques.

Pour le mode fondamental, leur modèle coïncide relativement bien avec les données. Par contre, pour les harmoniques, ils constatent que les signaux synthétiques sont supérieurs aux réels pour 2 des 3 stations et inférieurs pour la troisième.

Pour expliquer ces écarts, nous suggérons qu'il serait important ici d'introduire la dépendance fréquentielle du facteur  $Q$  (dépendance induite par la présence d'eau). La valeur de  $f_c$  qui varie d'un site à l'autre serait ajustée en fonction des caractéristiques physiques in situ.

#### \*\*\*\* 2eme exemple :

Lors du séisme de Coyote Lake (1979), on a attribué la très forte amplification observée en certains sites à la couche d'alluvions superficielle. Les observations de terrain laissent supposer un comportement linéaire du sol (jusqu'à des déformations de  $10e-4$  à  $10e-3$ ). Cependant, les modèles linéaires viscoélastiques proposés ne permettent pas d'expliquer les caractéristiques du mouvement. JOYNER, WARRICK et FUMAL (1981), par exemple, se livrent (sans grand succès) à une gymnastique pour ajuster les coefficients de Poisson et les facteurs  $Q$ , de façon à faire coïncider leur modèle aux données.

#### \*\*\* 3eme exemple :

Pour le séisme de Mammoth Lakes (1980), MAVKO et HARP (1984) disposent d'enregistrements réels des mouvements de surface et de la pression

intersticielle à une profondeur de 1.3 m (le pressiomètre étant situé au bord d'un lac, on peut supposer que le sol était saturé jusqu'en surface).

Pour expliquer leurs résultats, ils présentent un modèle simple "basse fréquence", à partir de la démarche suivante :

1) Dans un premier temps, ils calculent les termes du premier ordre en supposant le matériau élastique, et les pressions, proportionnelles aux dilatations.

2) Dans un deuxième temps, ils corrigent la valeur de la pression intersticielle, et prennent en compte l'effet des cisaillements. Ils supposent toujours que chacun des constituants est élastique, mais ils évaluent la force qu'ils exercent mutuellement l'un sur l'autre, par application du théorème de réciprocité de BETTI-RAYLEIGH.

Par rapport au notre, ce modèle, d'une part, offre l'avantage de présenter des formules asymptotiques (B.F.) simples et applicables, et d'autre part, donne la possibilité de calculer la pression induite par la propagation d'une onde de cisaillement (alors que pour nous, cette pression est nulle).

Par contre, il présente les inconvénients de ne pas faire intervenir directement la perméabilité, et de ne pas être applicable au voisinage de la fréquence critique.

Le modèle de MAVKO et HARP coïncide de façon satisfaisante avec les résultats instrumentaux.

Les ordres de grandeur que nous obtenons coïncident tout à fait (voir la figure 38, tirée de leur papier, et tenir compte, pour la comparaison, des termes proportionnels au carré de la fréquence).

Dans le cas des cisaillements, nous obtenons bien que la profondeur maximale des contraintes de cisaillements est égale à 1/4 de longueur d'onde des ondes S (voir le paragraphe sur les applications au risque sismique).

Dans le cas des compressions, MAVKO et HARP constatent que durant l'arrivée du train d'onde P, la pression intersticielle est approximativement proportionnelle à l'accélération de surface. C'est aussi ce que nous trouvons, (figure non montrée), qui correspond à un profil qualitativement analogue. Cependant nous ne trouvons pas que le rapport des spectres pressions/accélération décroît, même si les ordres de grandeur coïncident. Nous devons nous contenter d'un accord quantitatif.

\*\*\*\* 4eme exemple :

THOUVENOT (1983) met en évidence, pour des alluvions récentes de la zone du TRICASTIN, une dépendance linéaire de QS en fonction de la fréquence. D'après THOUVENOT, l'inversion n'a qu'une validité restreinte, compte tenu du manque de données. De plus, les paramètres physiques ( $k_s$  et  $n$ ) n'ont pas été mesurés. Cependant, il serait intéressant de développer ce type d'étude, de façon à établir éventuellement une loi expérimentale de QS en fonction de  $f$ , afin de confirmer les résultats obtenus dans le présent travail par le modèle de BIOT.

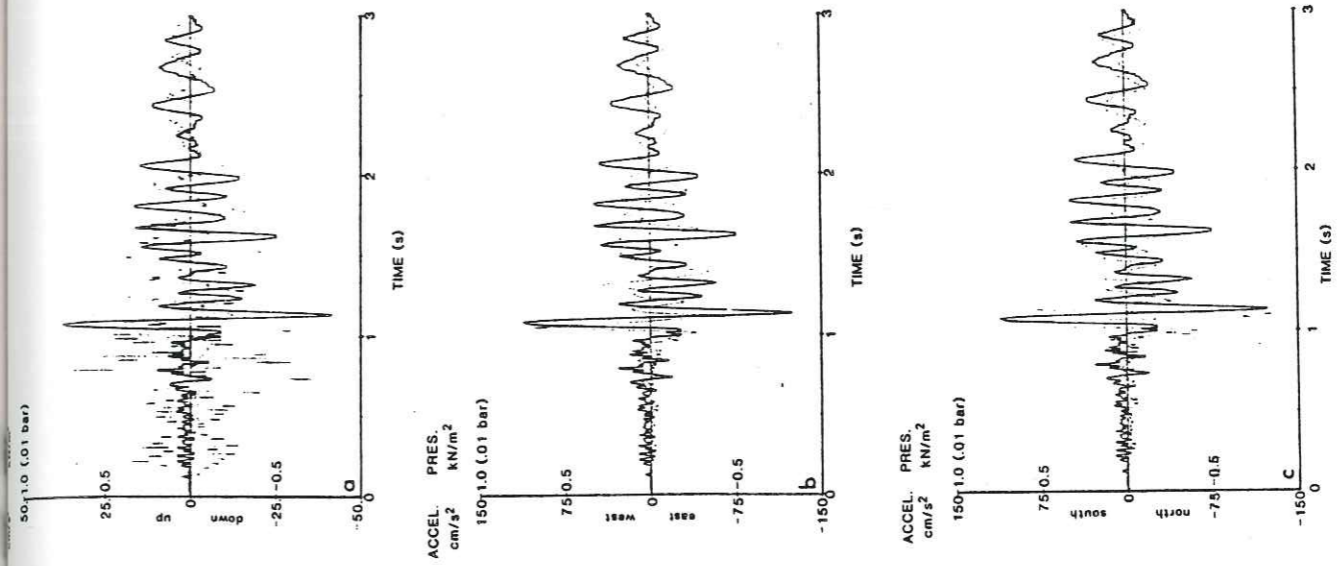


FIG. 1. Acceleration (dotted) measured at the surface and pore pressure (solid) measured 1.3 m below the surface. (a) Vertical component of acceleration compared with pressure. (b) East-west component. (c) North-south component.

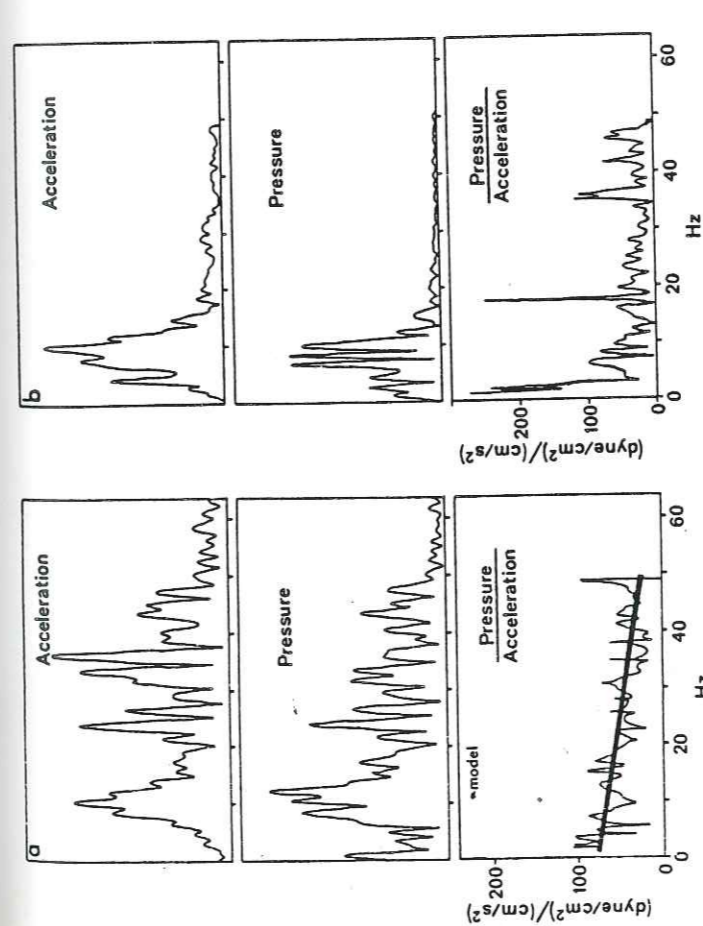


FIG. 4. (a) Amplitude spectra and spectral ratio of pore pressure and vertical acceleration during the P-wave train (0.1 to 0.9 sec in Figure 1). The shaded band on the spectral ratio plot shows the static ratio predicted by the model. The dark sloping line highlights the apparent linear trend that indicates possible fluid flow effects. (b) Amplitude spectra and spectral ratio of pore pressure and horizontal acceleration during the S-wave train (0.95 to 2.05 sec in Figure 1). The acceleration is the square root of the sum of the squares of the spectral amplitudes of the two horizontal components. The shaded band on the spectral ratio indicates the model prediction.

Figure 39 : Enregistrements réels de MAVKO et HARP (1984).  
Comparer les ordres de grandeur avec les nôtres pour le profil de LA MOLINA; l'accord semble satisfaisant.

Conclusion :

A partir de concepts physiques simples, notre modèle permet la description des phénomènes de propagation dans les milieux sédimentaires très perméables. De ce fait, il offre la possibilité de relier directement les caractéristiques du matériau aux amplifications de surface.

Nous pensons que ce modèle peut être utilisé dans de nombreux cas où il est nécessaire de prendre en compte la présence d'eau.

4 CONCLUSION PARTIELLE (1D) :

Le modèle de BIOT s'avère être un outil puissant et simple pour l'étude de la propagation des ondes sismiques dans les milieux poreux saturés très perméables (alluvions récentes, sables, etc...)

Le tableau VI donne une vue synoptique des principaux résultats phénoménologiques obtenus dans le cas d'une configuration 1D (couches planes). Il en ressort que des phénomènes complexes apparaissent lors des réflexions et transmissions aux frontières du milieu poreux, dès lors que la fréquence est supérieure à un dixième environ de la fréquence critique.

Suivant la nature des conditions aux limites (paragraphe 2. et 3.), des mouvements différentiels entre les phases fluide et solide sont créés aux interfaces. Alors, suivant les paramètres du matériau (rigidité, porosité, perméabilité), peut apparaître une onde P2 non négligeable, dont le mécanisme de génération doit être interprété en termes de résonances.

Dans certains cas (paragraphe 3.), la présence de fluide doit être explicitement prise en compte, ainsi que la pression, même lorsque l'onde P2 est d'amplitude négligeable.

De ce fait, dès lors que le rapport fréquence sur fréquence critique est supérieur à 1/20 environ, IL SERAIT ILLUSOIRE DE VOULOIR APPROXIMER LES MATERIAUX POREUX SATURES PAR DES MODELES MONOPHASIQUES EQUIVALENTS.

Ainsi, les phénomènes d'atténuation sont indissociables des mécanismes de couplage fluide-solide aux interfaces. Pour des configurations géométriques particulières, pour lesquelles les résonances sont amplifiées du fait des diffractions particulières et du piégeage des ondes par "effet de cavité", on doit donc s'attendre, du fait de la seule présence de fluide, à des effets d'atténuation importants.

C'est pourquoi, dans le chapitre suivant, nous nous sommes intéressés à des configurations de type "vallées alluviales", qui ont été étudiées en détail par BARD (1983) dans le cas viscoélastique.



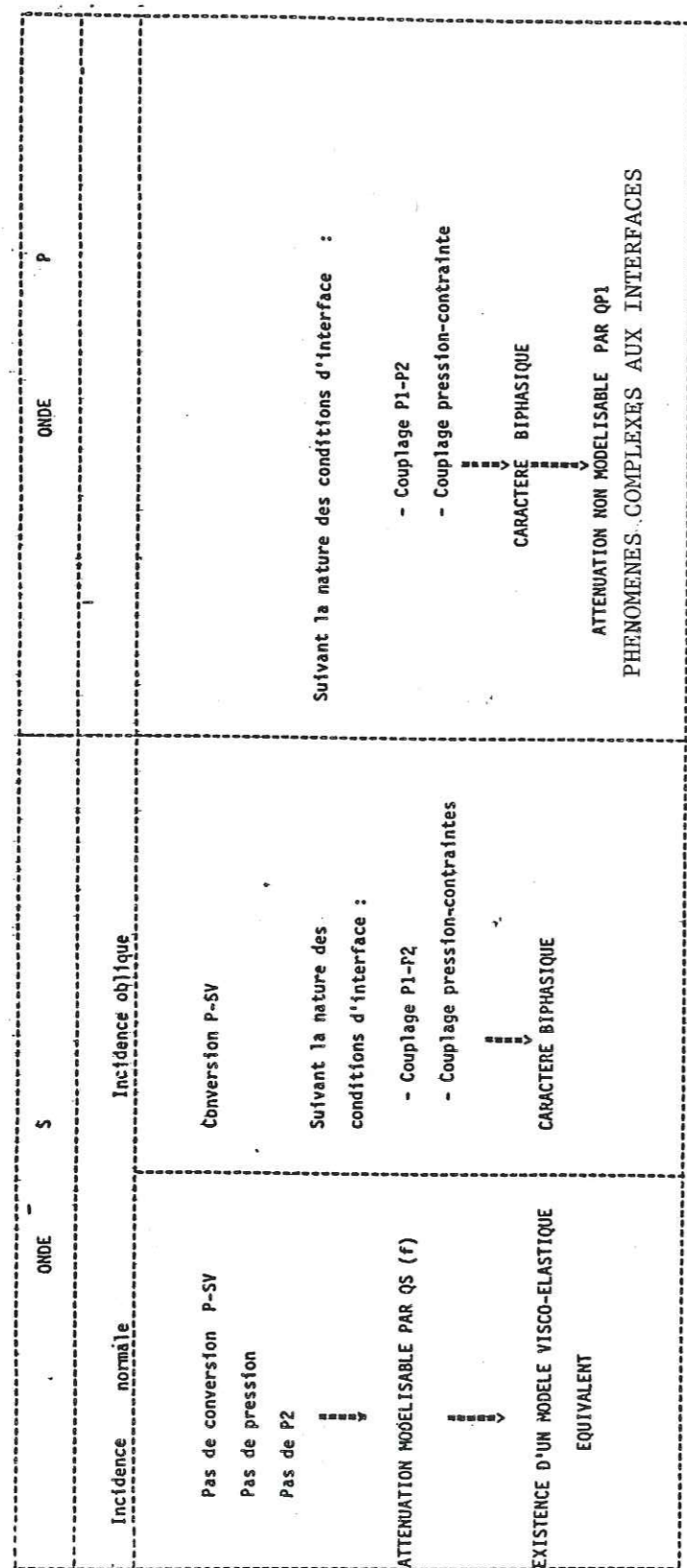


TABLEAU VI : Tableau récapitulatif des principaux résultats phénoménologiques obtenus, pour  $f > 0.05 f_{c(\text{environ})}$ .

La physique des phénomènes de propagation des ondes et de dissipation d'énergie est partiellement gouvernée par la nature des conditions d'interface, et par les couplages qui s'y produisent lors des transmissions et réflexions.

CHAPITRE III

CONFIGURATION 2D - DIFFRACTION SUR DES INTERFACES COMPLEXES

1 UN MOT SUR LES PROBLEMES POSES PAR LA METHODE D'AKI-LARNER

1-1 Introduction :

Nous étudions ici la réponse à une sollicitation sismique d'une vallée alluviale reposant sur un demi-espace élastique homogène. L'aquifère, à l'intérieur de la vallée, est enfoui à une profondeur  $h$ . Les caractéristiques mécaniques des matériaux en présence sont celles du tableau I, utilisées pour le premier exemple du chapitre II.

Deux formes de vallée sont envisagées, suivant le rapport  $H/L$ , où  $H$  est la profondeur maximale de la vallée, et  $L$  la demi-largeur :

- les vallées profondes, en forme de sinusoire, avec ici :  $H/L = 0.4$ .
- les vallées peu profondes, "à fond plat", avec  $H/L = 0.05$

Le choix de ces configurations est dicté par le fait que le comportement de ces vallées a été étudié en détail par BARD et BOUCHON (1985), et lorsqu'un gradient de vitesses est pris en compte, par BARD et GARIEL (1985). Sur les tableaux VII et VIII sont rappelés les faits prédominants qui ressortent de ces études.

La méthode utilisée est celle d'AKI-LARNER, décrite en annexe 2. L'application de la méthode se heurte à de nombreuses difficultés, que nous allons décrire très brièvement.

1-2 Les problèmes posés par la méthode d'AKI-LARNER

\*\*\*\* Préliminaire : cas où les 2 couches à l'intérieur de la vallée sont élastiques

Lorsqu'une onde plane d'incidence  $k_0$  ( $k_0$  = nombre d'onde) arrive de l'infini sur l'interface irrégulier, elle se diffracte dans toutes les directions  $k$ , centrées sur  $k_0$ .

Il y a alors, pour chacune des couches horizontales à l'intérieur de la vallée, 4 inconnues qui sont les amplitudes des potentiels des ondes se

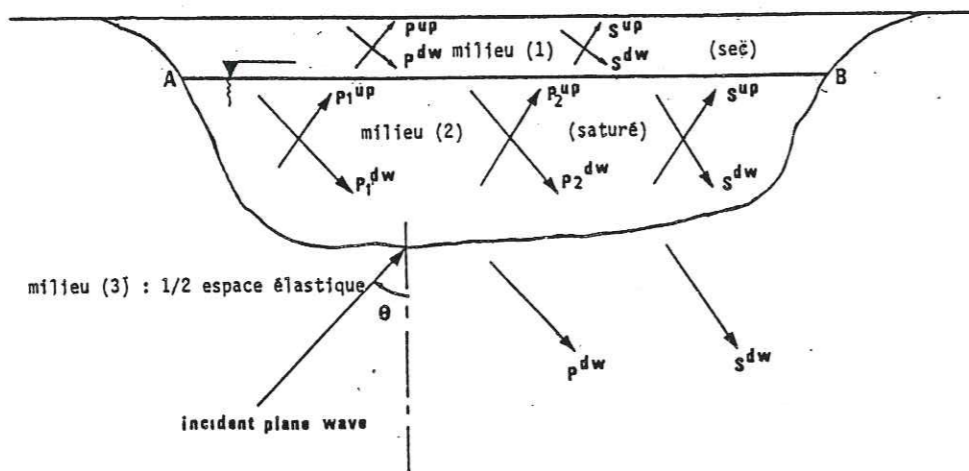


Figure 40 : Configuration 2D étudiée. Une vallée alluviale repose sur un demi-espace élastique, et est soumise à une onde plane (P ou SV), venant de l'infini. Dans le cas où le milieu (1) est élastique, la condition de flux nul à l'interface (2)-(3) n'est valable qu'entre les points A et B. Or, la méthode d'AKI-LARNER suppose que l'on prenne la T. de F. spatiale sur toute la longueur de périodicité, pour chacune des conditions de continuité. On assimile donc le milieu (1) à un milieu saturé d'air, et donc, on calcule l'onde P2 qui en résulte. Au contact milieu (1)-milieu (3), on écrit que le flux d'air est nul.

propageant dans la direction  $k$ , à savoir : l'onde P montante et descendante, et l'onde S, montante et descendante.

A l'aide des 2 équations de surface libre et des quatre équations d'interface milieu (1) - milieu (2) (voir figure 40), on exprime 6 inconnues de la vallée en fonction des 2 autres.

Enfin les conditions d'interface demi-espace / vallée permettent ensuite de calculer les 4 inconnues auxquelles on s'est ramené. La méthode d'AL (annexe 1) suppose que les conditions de continuité soient définies SUR TOUT L'INTERFACE (i.e. sur toute la longueur de périodicité introduite pour le calcul).

\*\*\*\* Cas où le milieu (2) est saturé, et le milieu (1) est élastique :

Dans ce cas, il faut rendre compte de la nature diphasique du milieu (2), et inclure l'onde P2 dans le calcul.

D'une part, par rapport au cas élastique, on a 2 inconnues supplémentaires, qui sont les amplitudes (en potentiels) de l'onde P2 (montante et descendante) dans le milieu (2). D'autre part, deux équations supplémentaires permettent la résolution :

- la pression est nulle à l'interface milieu (1)-milieu(2)
- le flux est nul au contact milieu (2) - demi-espace.

A l'intérieur de la vallée, il y a maintenant 10 inconnues : 7 d'entre elles sont calculées à partir des 3 autres, à l'aide des 7 équations définies à la surface libre et à l'interface milieu (1) - milieu (2).

Pour le calcul des 3 inconnues auxquelles on s'est ramené, on prend, comme le suggère la méthode d'AL, la transformée de fourier spatiale des 3 conditions d'interface vallée - demi-espace, qui sont :

- continuité des déplacements
- continuité de contraintes totales
- flux nul sur la portion d'interface en contact avec le milieu saturé.

Les résultats obtenus SONT PAS STABLES NUMÉRIQUEMENT. Ils ne sont fiables que dans certains cas, comme indiqué plus loin. L'obstacle majeur est que la condition de flux n'est pas définie sur toute la longueur de périodicité comme le voudrait la méthode d'AL, qui n'est donc pas appropriée.

Il faut se placer dans une configuration pour laquelle la condition de flux s'écrive sur tout l'interface vallée - demi-espace. Dans le cas où nous tenons à modéliser un aquifère enfoui (donc 2 milieux à l'intérieur de la vallée), la seule possibilité est de considérer que le MILIEU SEC EST UN MILIEU POREUX, SATURÉ PAR L'AIR.

\*\*\*\* Résolution : Le milieu (1) est saturé d'air, et le milieu (2) saturé d'eau

La démarche est strictement identique à celle présentée précédemment, à la différence près que l'onde P2 dans le milieu sec est prise en compte. Pour cela, on a deux conditions supplémentaires :

- pression d'air nulle à la surface libre
- égalité des flux à l'interface sec - saturé.

Maintenant, tout au long de l'interface irrégulier demi-espace - vallée, la condition de flux nul est définie par :

- flux d'eau nul au contact saturé - élastique
- flux d'air nul au contact sec - élastique

Les résultats obtenus alors NE SONT PAS NUMÉRIQUEMENT PLUS STABLES QUE DANS LE CAS PRÉCÉDENT. ILS NE SONT FIABLES QUE LORSQUE LES CONDITIONS SUIVANTES SONT RÉUNIES :

- le rapport  $f/f_c$  est au moins supérieur à 1/50
- la profondeur de la nappe est petite devant la longueur d'onde de l'onde P2 dans le milieu saturé.

Dans le cas où ces conditions ne sont pas réunies, les résultats deviennent erratiques, car on se heurte à une double cause d'instabilité :

- les termes exponentiels  $\exp(i\nu z)$  et  $\exp(-i\nu z)$  sont respectivement très grands et très petits devant 1, et cette disparité induit un mauvais conditionnement de la matrice d'AKI-LARNER à inverser.

- l'ordre de grandeur du flux d'eau à l'interface saturé - élastique est largement supérieur à celui du flux d'air sur la portion en contact avec le milieu sec.

\*\*\*\* Fiabilité des résultats présentés :

Pour le modèle A, nous ne présentons ici que des résultats calculés avec  $f_c = 3.5$  Hz. La profondeur maximale de la nappe est égale à 0.3 fois la profondeur de la vallée.

Nous ne discutons que les effets spécifiques à la configuration 2D (la discussion phénoménologique ayant déjà été faite au chapitre II).

Bien que le domaine d'application du programme utilisé soit restreint par les conditions énoncées précédemment, les résultats qualitatifs donnent une idée des phénomènes susceptibles de se produire dans des cas où la valeur de  $f_c$  est plus élevée.

## 2 RESULTATS ET DISCUSSION

Les résultats principaux sont résumés de façon synoptique sur les tableaux VII et VIII. Ils sont présentés sur les figures 41 à 52, essentiellement sous la forme de sismogrammes synthétiques, en réponse à une onde de Ricker incidente  $s(t)$ , d'équation :

$$s(t) = (a - .5) \exp(-a) \quad \text{avec} \quad a = (\ddot{H}(t-t_s)/t_p)^{**2}$$

Pour chaque cas, nous avons d'abord calculé les fonctions de transfert entre 0 et  $f_{\max}$ . Aussi bien pour les vallées profondes que pour celles à "fond plat", nous avons pris  $f_{\max}$  égal à 4 fois la fréquence de résonance des ondes S dans le cas 1D équivalent, c'est à dire :

- vallée profonde :  $f_{\max} = 4.5$  Hz
- vallée "fond plat" :  $f_{\max} = 18$  Hz

Puis nous avons noté  $f_p$  la fréquence d'amplification maximale observée sur les fonctions de transfert. Lorsque  $f_p$  est supérieur à  $f_{\max}/2$ , nous avons pris  $f_p = f_{\max}/2$ . Enfin, dans l'expression de l'onde de Ricker, nous avons pris :

$$t_p = 1./f_p \quad \text{et} \quad t_s = n*(.5/f_{\max}) \quad \text{avec } n \text{ tel que } t_s > t_p$$

\*\*\*\* Influence de la nature (P ou S) de l'onde incidente :

Contrairement au cas 1D, des écarts notables apparaissent entre les modèles A et B dans le cas d'une onde S incidente verticale (figures 42 et 44). Du fait de la diffraction des ondes, un important couplage SV-P se produit, et les compressions sont affectées suivant que l'on prend ou ne prend pas en compte l'onde P2.

\*\*\*\* Influence de la présence d'eau sur les effets 2D :

La présence d'eau et le couplage avec l'onde P2 ont pour effet essentiel d'atténuer considérablement les effets 2D spécifiques. En particulier :

1) Pour les vallées profondes, l'effet 2D se traduit par une résonance globale de la vallée avec fondamental et harmoniques. Sur les figures 41 à 44, il apparaît que le corps du train d'ondes est très fortement atténué par rapport au cas élastique (comparer avec BARD et BOUCHON (1985)). De plus la nature du modèle envisagé (A ou B) joue un rôle déterminant.

2) pour les vallées peu profondes, l'effet 2D principal réside dans la diffraction d'ondes de surface de forte amplitude se propageant latéralement à l'intérieur de la vallée. Ce phénomène est considérablement réduit, voire même

"anéanti" (figure 52), dès lors que l'on effectue un calcul complet, avec la P2.

3) Les écarts entre les modèles A et B, qui affectent essentiellement les déplacements horizontaux, apparaissent surtout lorsque l'onde incidente est un cisaillement. Il semble donc que le couplage P1-SV est entravé du fait du couplage P1-P2. Il est donc indispensable de prendre en compte dans le calcul la part d'énergie qui revient à l'onde P2 : le couplage P1-P2 joue un rôle clef dans les phénomènes d'atténuation observés.

\*\*\*\* Importance de la géométrie 2D sur la propagation des ondes

Au chapitre II, la validité physique du modèle B a été discutée. Nous avons vu, dans les deux exemples 1D traités, que le modèle B peut être substitué au modèle A dès lors que  $f/f_c$  est inférieur environ à 1/20.

Dans le cas d'une vallée à fond plat, nous avons représenté, sur les figures 51 et 52, les déplacements de surface, calculés pour le modèle B, lorsque la fréquence critique vaut successivement 35000, 350, et 3.5 Hz. Nous avons comparé ces résultats avec ceux que l'on obtient avec le modèle A lorsque  $f_c=3.5$  Hz.

Lorsque  $f_c$  passe de 35000 à 350 Hz, on observe une très forte atténuation. Or, la figure 5 montre qu'entre 0 et 20 Hz, les ondes P1 et S ne sont quasiment pas atténuées lors de leur propagation dans un milieu infini. L'amortissement observé n'est donc pas due à l'anélasticité des matériaux en présence, mais aux phénomènes qui se produisent aux interfaces (ici,  $f/f_c < .003$ ).

Enfin, il est important de noter que, contrairement au cas 1D, les modèles A et B ne donnent pas les mêmes résultats lorsque la nappe arrive jusqu'en surface.

D'après ces observations, il apparaît que la géométrie 2D a tendance à accentuer la nature diphasique du matériau.

Ceci confirme les observations phénoménologiques de la partie 1D. La génération des ondes P2, ainsi que les atténuations des déplacements de surface doivent être interprétés, d'une part en termes de résonance de la structure, et d'autre part, en termes de couplage fluide-solide aux interfaces. Or, du fait de la diffraction des ondes sur l'interface irrégulière, il apparaît que, comparés au cas 1D, ces 2 phénomènes sont amplifiés. Il résulte notamment que les écarts entre les modèles A et B sont eux aussi amplifiés.

Pour conclure : des phénomènes complexes de couplage fluide-solide se produisent aux interfaces, et entraînent des dissipations d'énergie importantes, même dans le cas où le rapport  $f/f_c$  est très petit devant 1 (ici,  $f_c = 350$  Hz et  $f = 1$  Hz). Un modèle monophasique est alors insuffisant pour rendre compte de ces phénomènes.

\*\*\*\* Influence de la profondeur de la nappe :

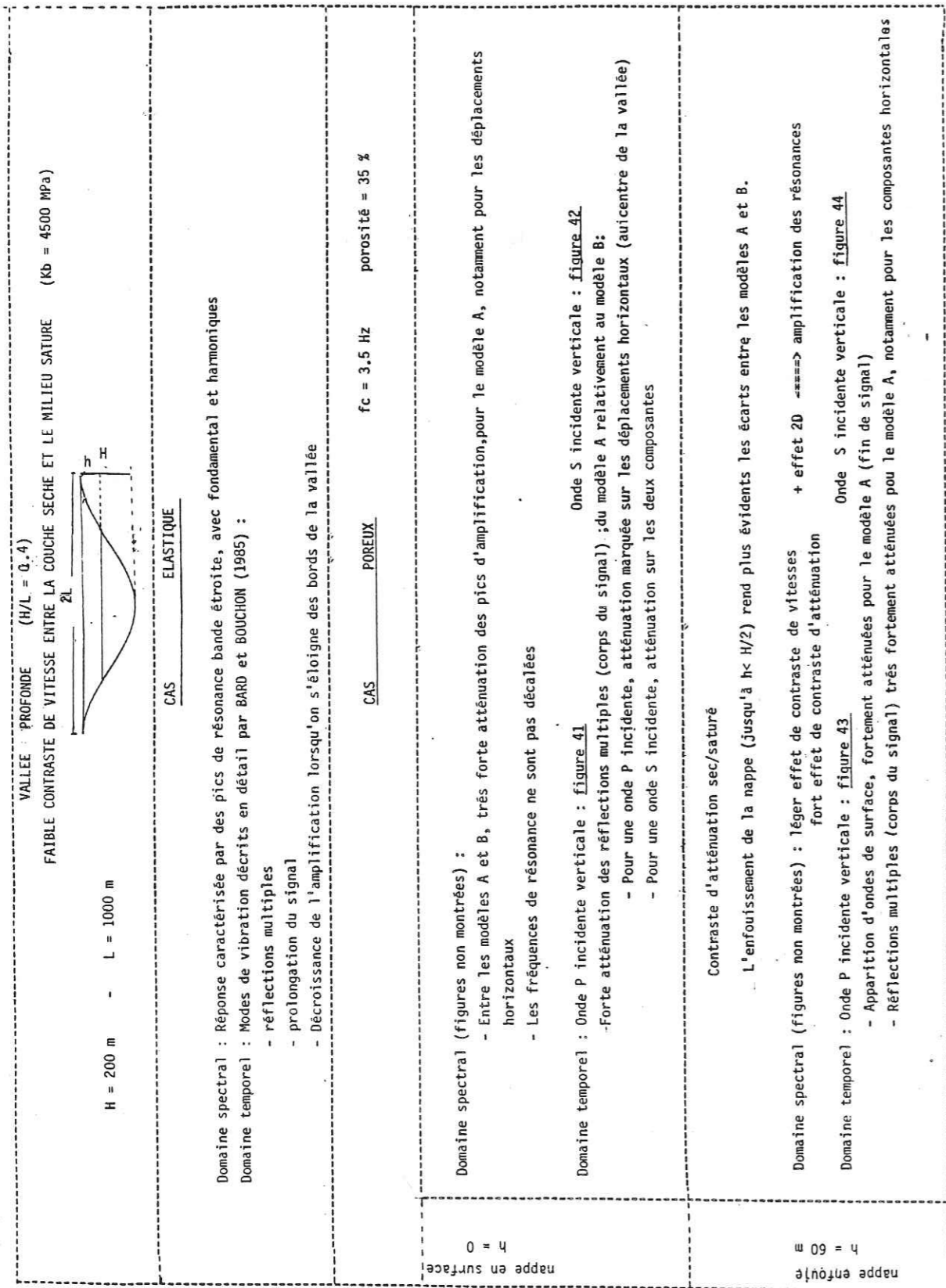
Seul est traité ici le cas où le contraste d'impédance est faible entre le milieu sec et le milieu saturé. Par contre, lorsque  $f_c = 3.5$  Hz, le contraste d'atténuation est important.

Sur les figures 45 à 48, d'une part, et 49 et 50, d'autre part, on observe que l'enfouissement de la nappe a deux effets principaux :

1) Les écarts entre les 2 modèles A et B sont d'autant plus marqués que la nappe est profonde (jusqu'à  $h=0.3$  H). Le fait d'enfouir la nappe introduit un interface supplémentaire, donc rajoute une cause de dissipation d'énergie.

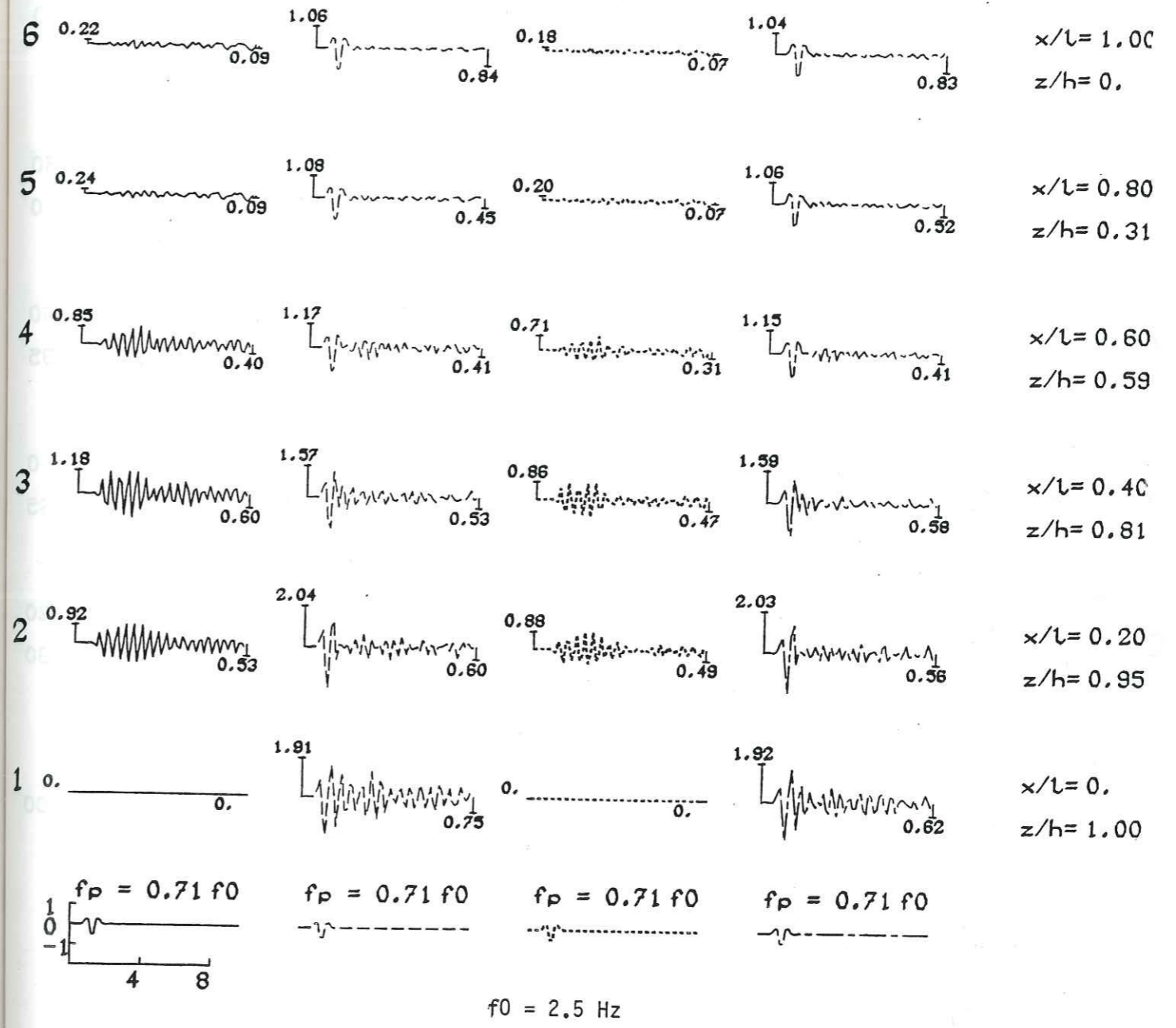
2) Les amplifications sont plus importantes lorsque la prépondérance de la couche saturée a tendance à diminuer. En particulier, les ondes de surface, dans le cas d'une vallée "à fond plat", sont moins atténuées lorsque l'aquifère est souterrain.

Ainsi, l'introduction d'une stratification (couche sèche-couche saturée) à l'intérieur de la vallée induit des phénomènes plus complexes que ceux auxquels on pourrait s'attendre par de simples considérations valables dans le cas élastique ou dans le cas 1D.



EFFET PRINCIPAL DE LA PRESENCE D'EAU : ATTENUER LES REFLEXIONS MULTIPLES ET REDUIRE LA MISE EN RESONANCE DE LA VALLEE

TABLEAU VII



water level = 0.01 m      fc = 3.50 Hz

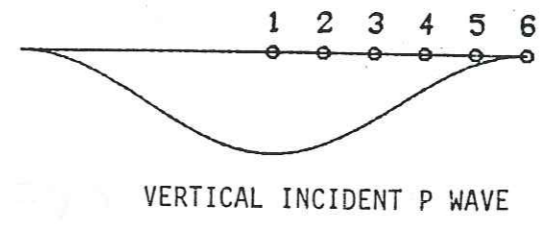
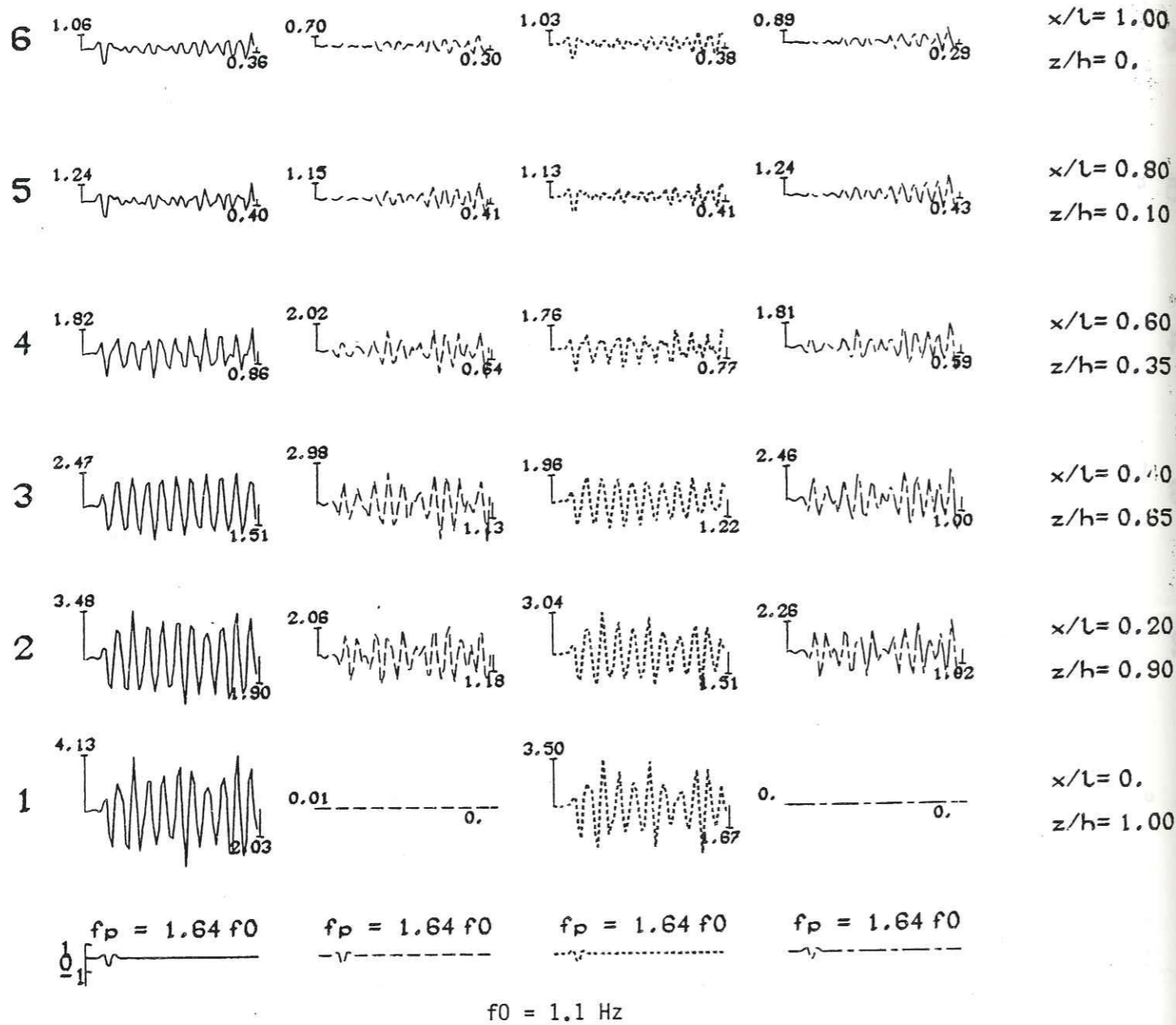
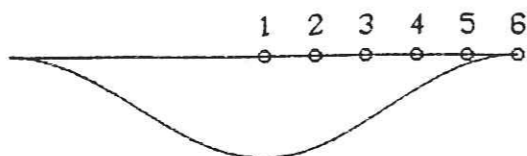


Figure 42 : Réponse à un signal de Ricker (onde S) incident, en chacun des 6 points numérotés. Tout le corps du signal est affecté, lorsqu'on calcule avec le modèle A. Les écarts A-B affectent surtout les dép. horizontaux, notamment au centre.



— B model ux — — B model uz ..... A model ux — — A model uz

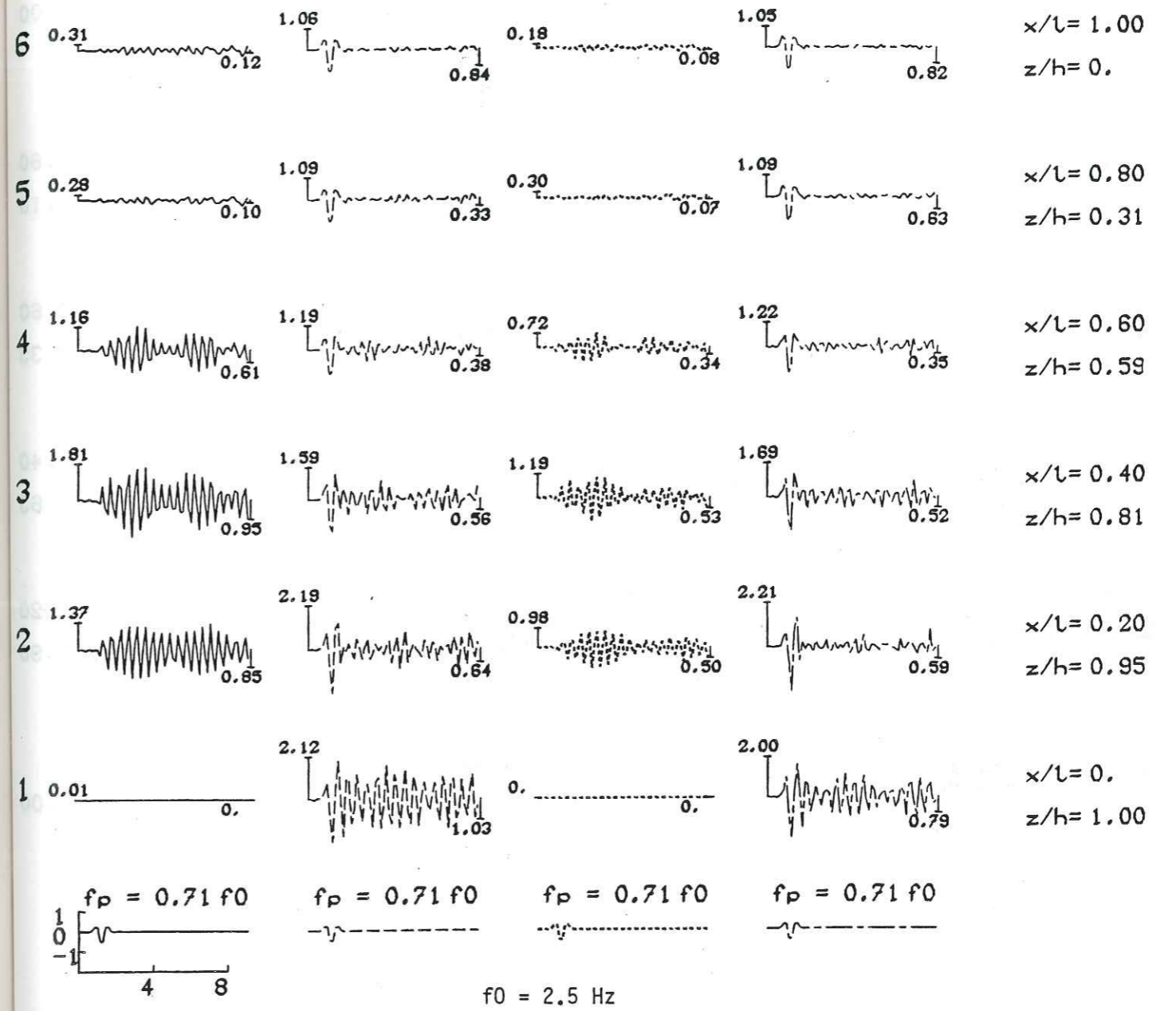
water level = 0.01 m  $f_c = 3.50 \text{ Hz}$



VERTICAL INCIDENT S WAVE

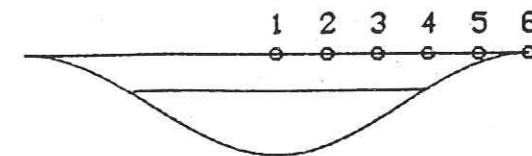
Figure 43 : La profondeur de la nappe est égale à 60 m.

Sismogrammes synthétiques calculés pour une onde P incidente verticale, en chacun des points numérotés du profil (1 à 6). Comparer les modèles A et B. Comparer avec la figure 41, et noter l'apparition d'un train énergétique en fin de signal. Noter aussi que l'enfouissement de la nappe a tendance à accroître les écarts entre les modèles A et B.



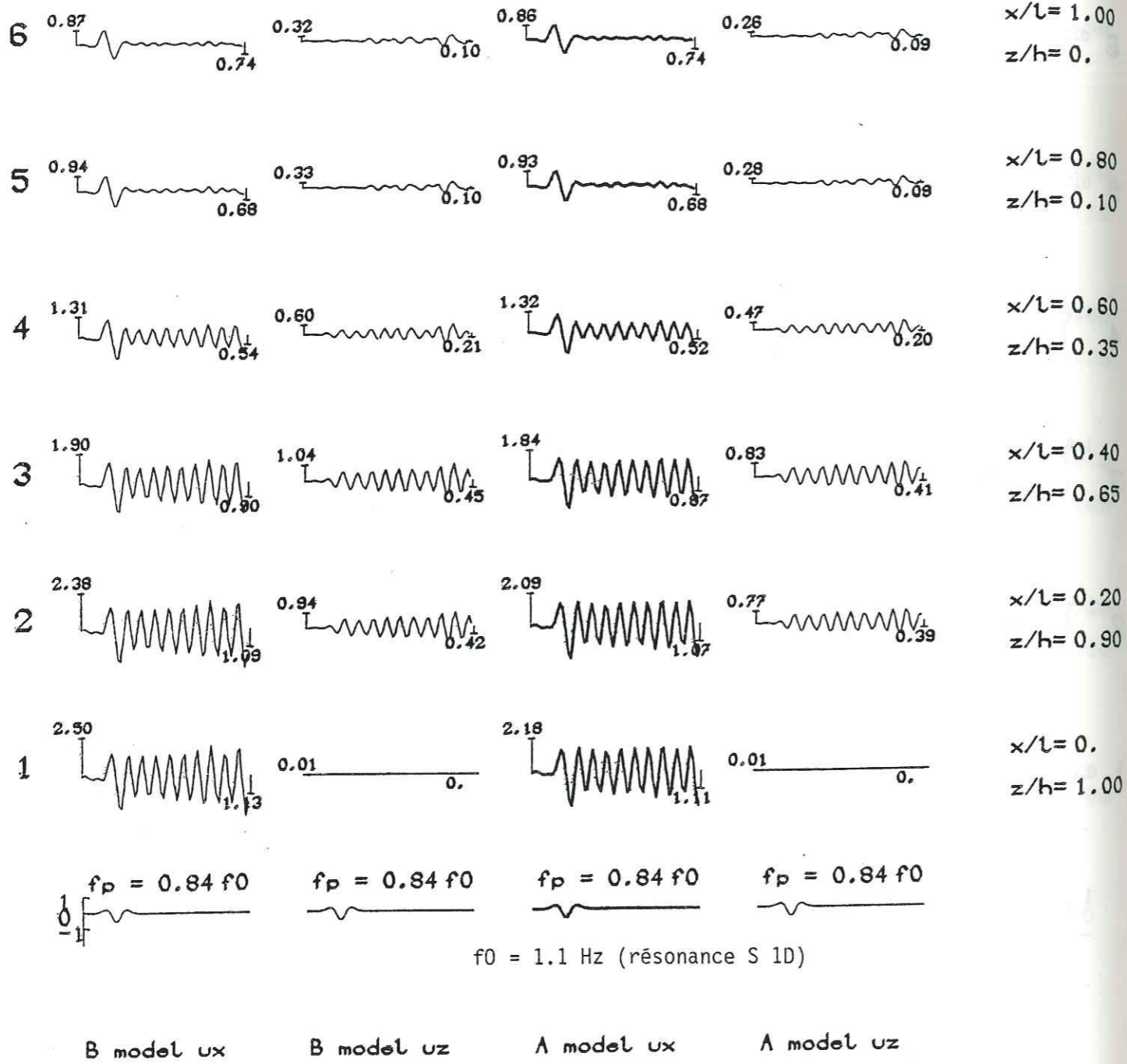
— B model ux — — B model uz ..... A model ux — — A model uz

water level = 60.00 m  $f_c = 3.50 \text{ Hz}$



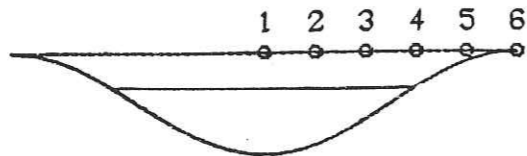
VERTICAL INCIDENT P WAVE

Figure 44: La profondeur de nappe est égale à 60 m. Sismogrammes synthétiques en réponse à un signal de Ricker (onde S), pour chaque point numéroté du profil. Noter les différences modèle A - modèle B.



water level = 60.00 m       $f_c = 3.50$  Hz

VERTICAL INCIDENT S WAVE



VALLEE PEU PROFONDE ( $H/L = 0.05$ ) FAIBLE CONTRASTE DE VITESSES ENTRE LA COUCHE SECHE ET LE MILIEU SATURE ( $K_b = 4500$ MPa) CAS ELASTIQUE... (BARD, 1983). H = 50 m et L = 1000 m		CAS POREUX (le présent travail) $f_c = 3.5$ Hz      et porosité = 35 %
Domaine temporel : Diffractions d'ondes de surface (RAYLEIGH) Effet d'écho pour les déplacements horizontaux  Domaine temporel : Résonance verticale Effet d'écho, notamment pour les déplacements horizontaux, nombreux et rapprochés, avec de fortes amplifications Importants mouvements différentiels, d'un point à l'autre à l'aplomb des variations d'épaisseur.	Onda S incidente : figure 47 - Importants écarts modèle A - modèle B, surtout pour les déplacements horizontaux - L'atténuation (modèle A) affecte surtout les pics de résonance	Onda S incidente : figure 48 - Très forte atténuation des ondes de surface (fin de signal), surtout pour les déplacements horizontaux - Très forte atténuation de l'effet "d'écho"
+ effet 2D fort contraste d'atténuation	L'enfouissement de la nappe exagère les écarts entre les modèles A et B amplifications d'autant plus élevées que la nappe est enfouie ondes de surface d'autant plus importantes que la nappe est enfouie	Onda P incidente : figure 46 - Très forte diminution de l'effet d'écho, MEME POUR $f_c = 3.50$ Hz et modèle B. Résonance verticale considérablement réduite Réduction des fortes amplitudes à l'aplomb de la variation d'épaisseur lorsque $f_c$ augmente "anéantissement" de la fin de signal lorsque $f_c$ augmente
nappe enfouie	Onda P incidente verticale : figures 49 et 50 Onda P incidente verticale : figures 51 et 52	Effet de $k_s$ (modèle B)

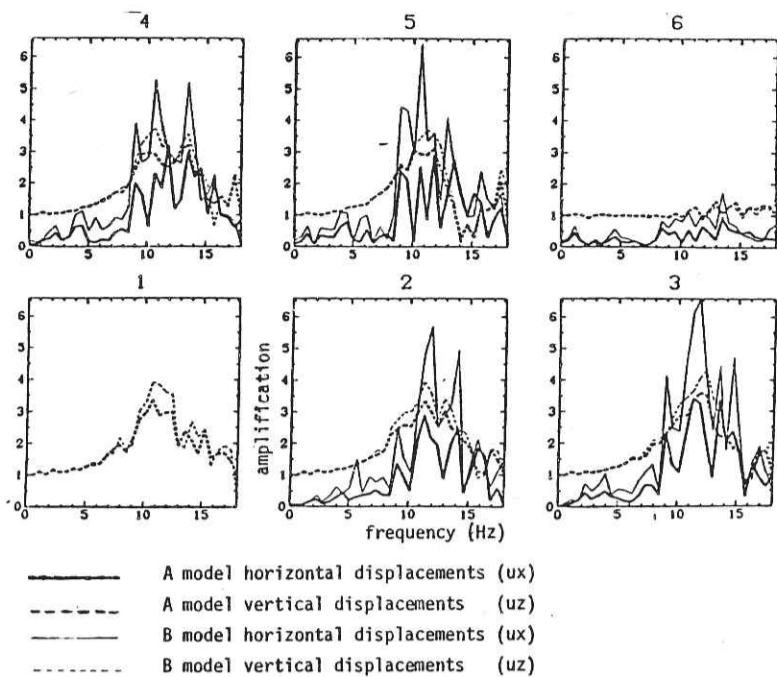


Figure 46 : Fonctions de transfert calculées pour une onde P incidente, en chacun des points numérotés de la figure 45. Noter les écarts importants modèle A - modèle B pour les déplacements horizontaux.  $f_{max}$  (=18 Hz) correspond à 4 fois la fréquence de résonance 1D des ondes S.

Figure 45 : Sismogrammes synthétiques, en réponse à un signal de Ricker incident en compression, pour chaque point numéroté du profil. Noter les écarts A-B.

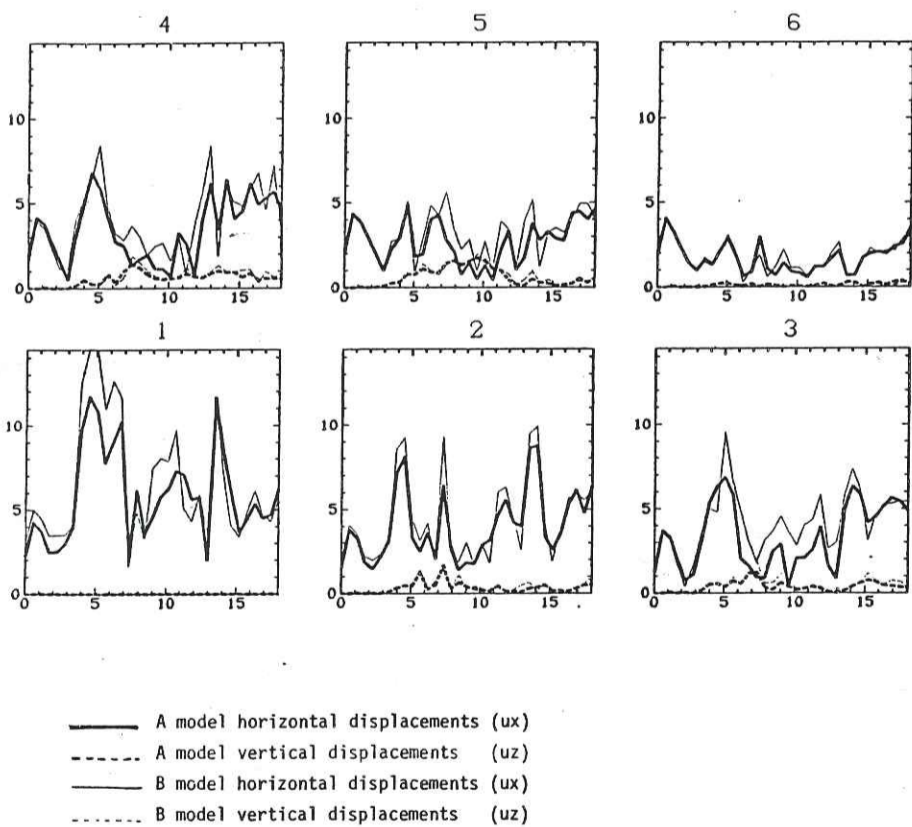
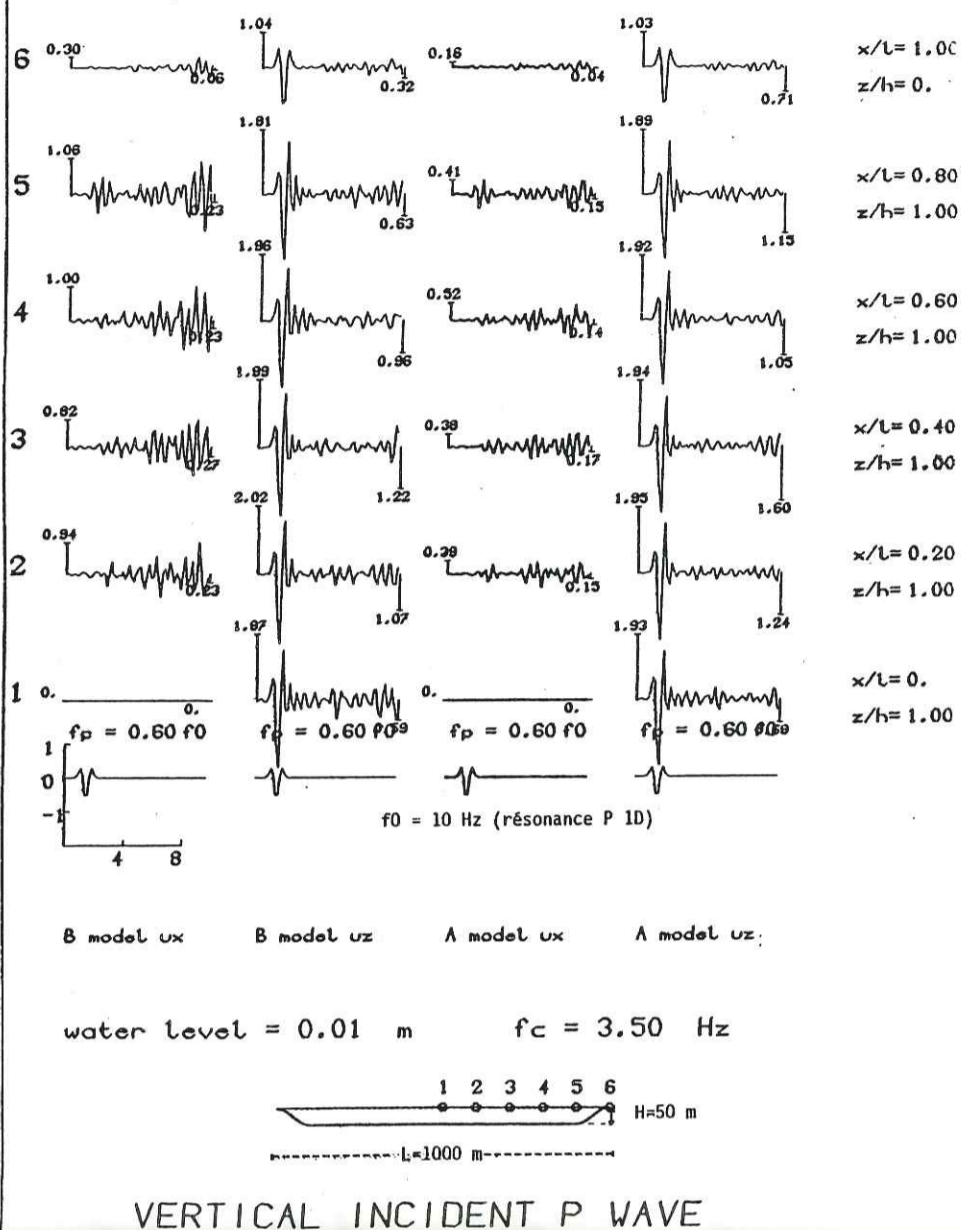
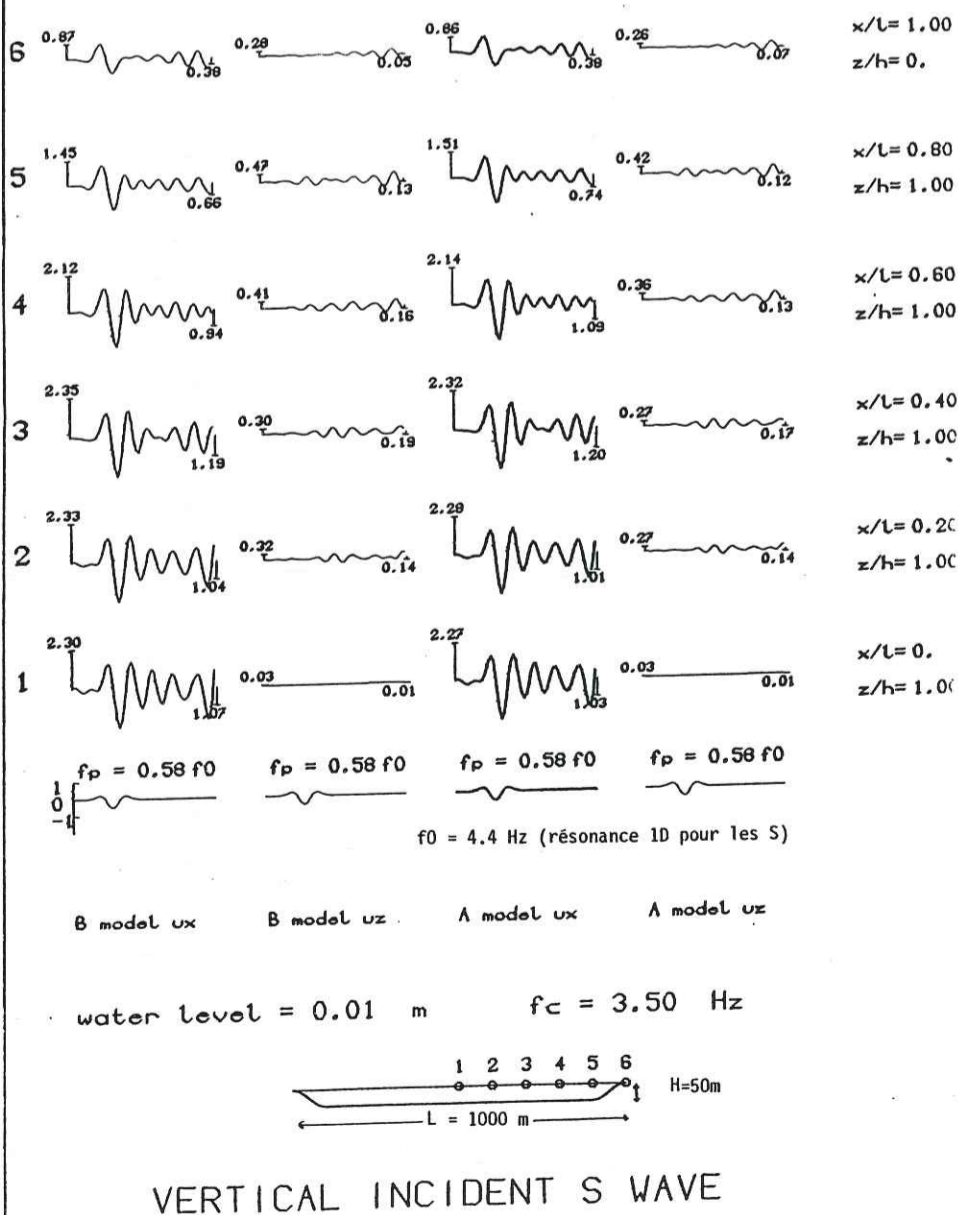


Figure 48 : Fonctions de transfert calculées pour une onde S incidente, en chacun des points du profil numéroté sur la figure 47. Noter que, par rapport à la figure 46, les écarts sont moindres, et qu'ils ne concernent (de façon significative) que les déplacements horizontaux.

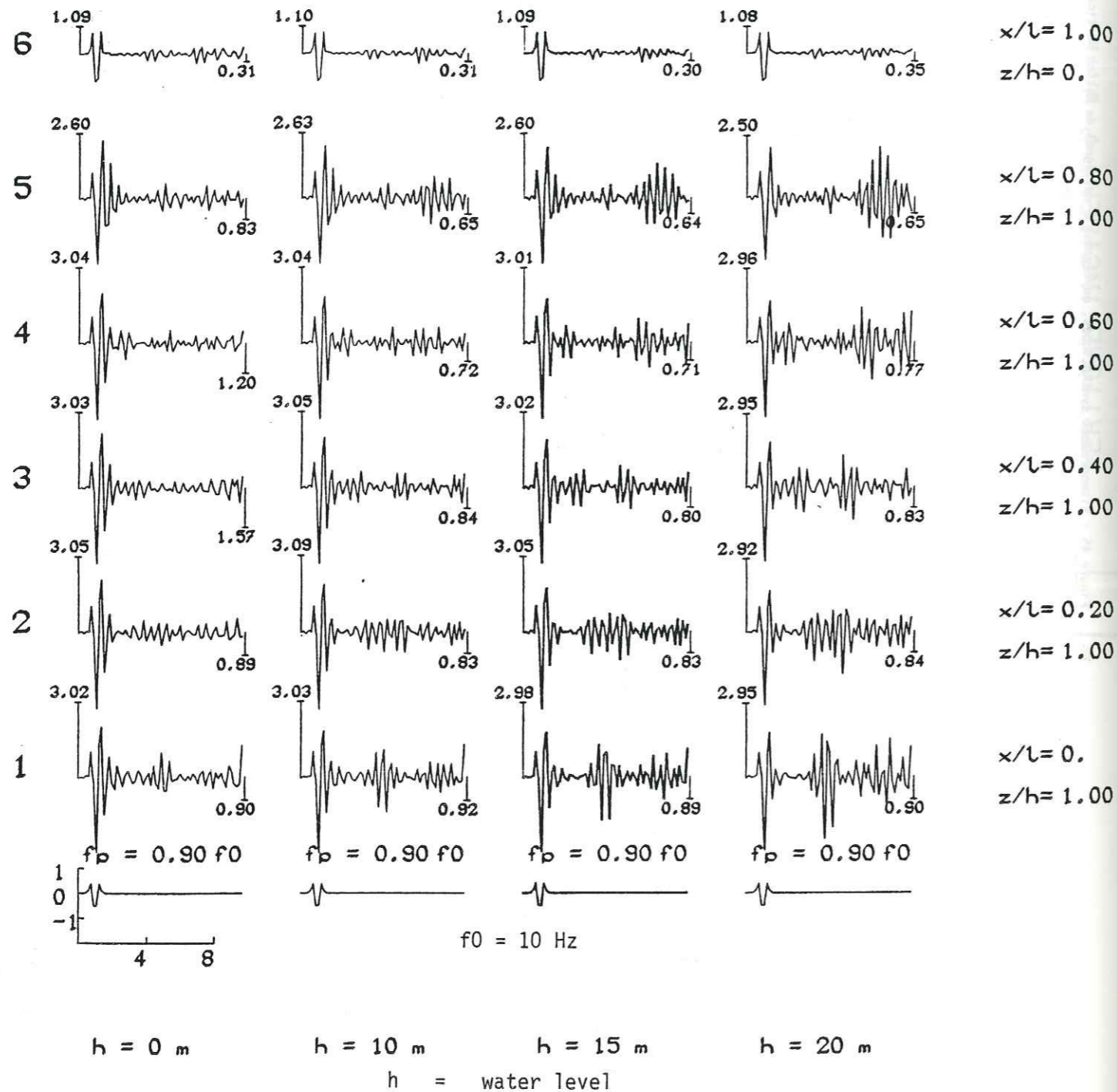
Figure 45 : Sismogrammes synthétiques, en réponse à un signal de Ricker verticalement incident (onde S), pour chaque point numéroté du profil.



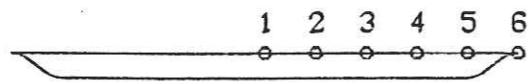
VERTICAL INCIDENT S WAVE



Figure 49 : Déplacements verticaux en réponse à un signal de Ricker incident en compression.  
EFFET DE LA PROFONDEUR DE LA NAPPE.

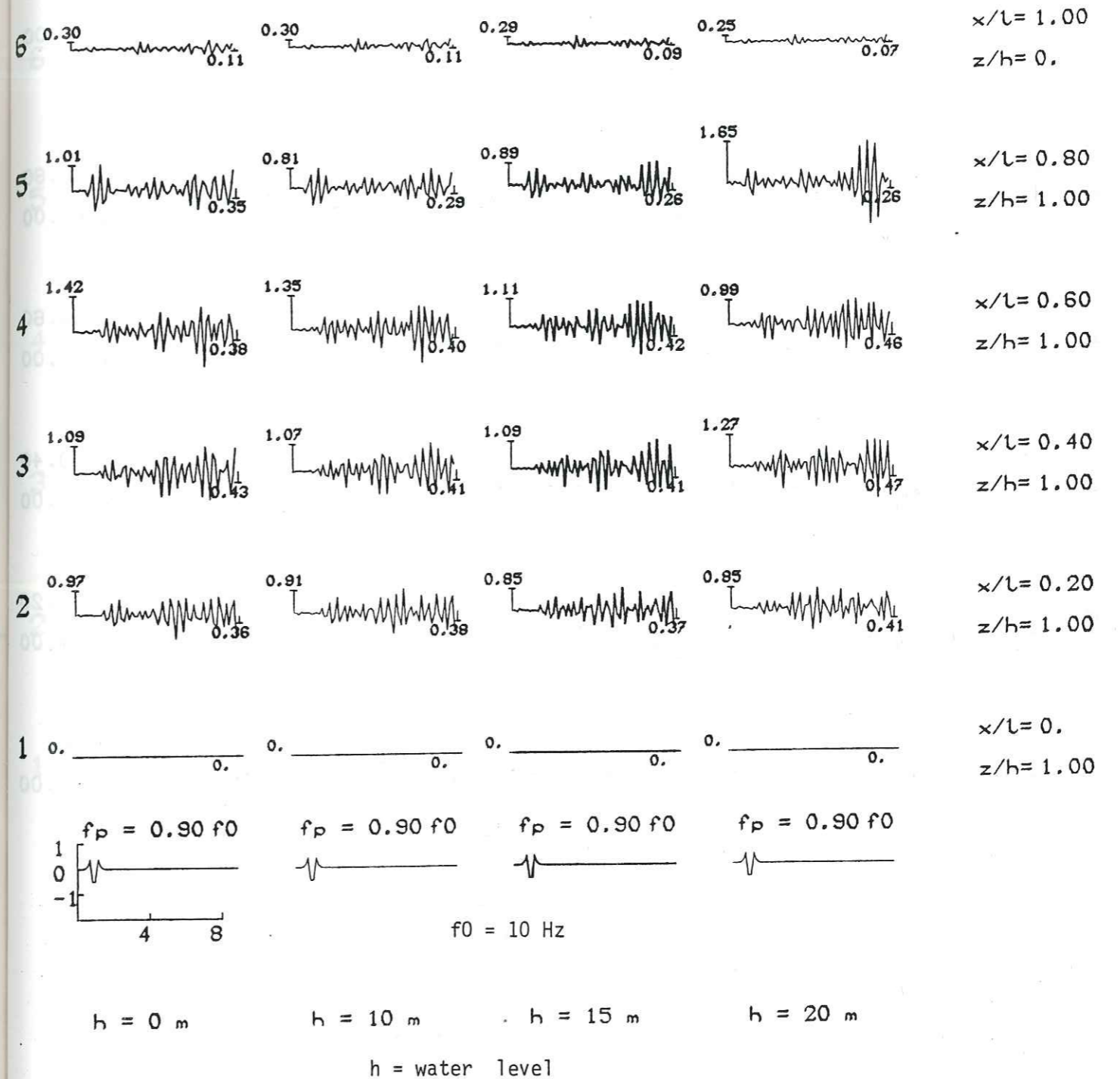


VERTICAL DISPLACEMENTS  $f_c = 3.50 \text{ Hz}$

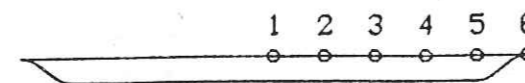


VERTICAL INCIDENT P WAVE

Figure 50 : Déplacements horizontaux en réponse à un signal de Ricker incident en compression.  
EFFET DE LA PROFONDEUR DE LA NAPPE.

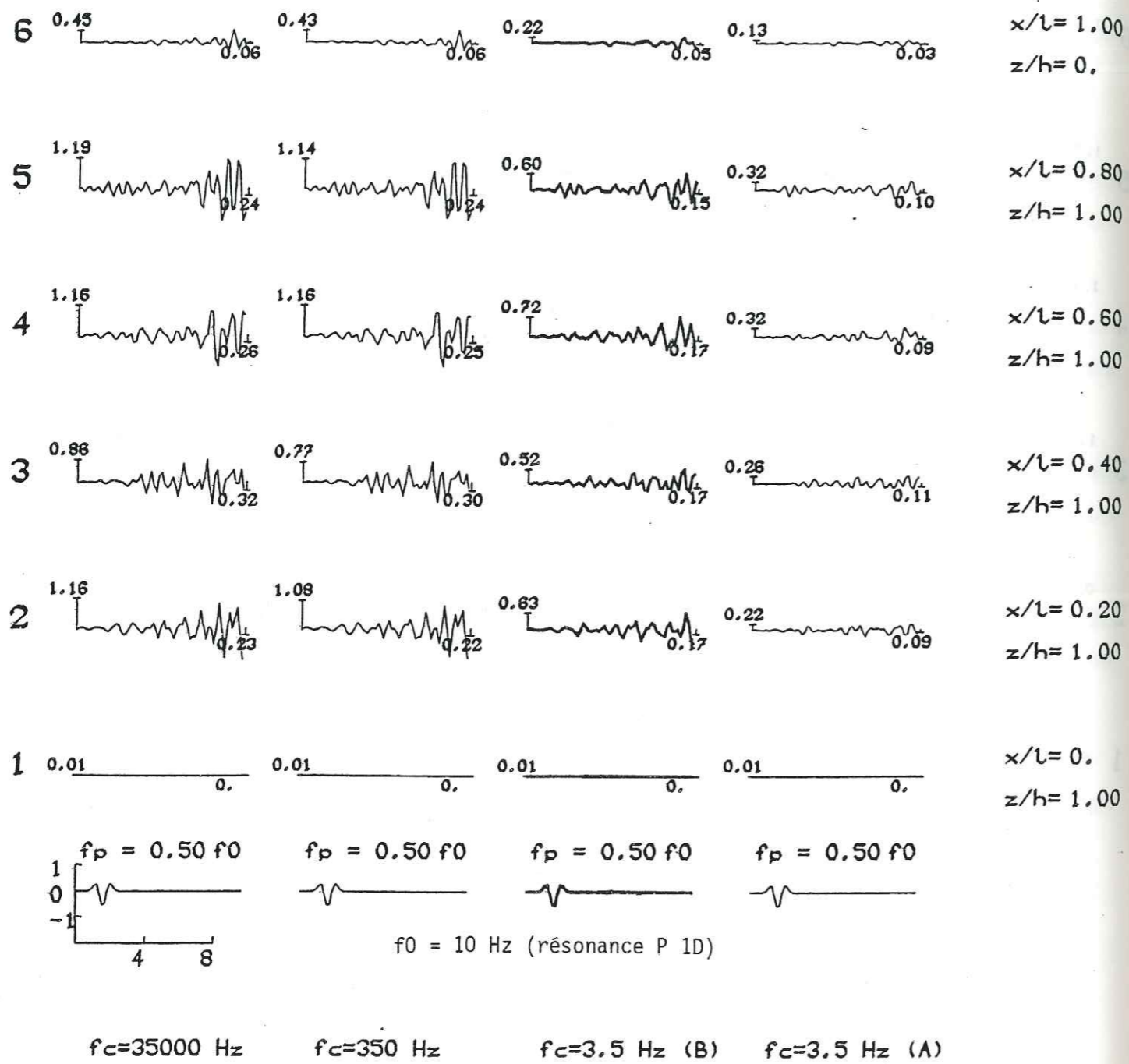


HORIZONTAL DISPLACEMENTS  $f_c = 3.50 \text{ Hz}$

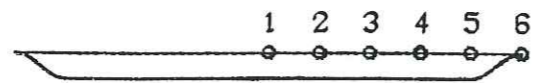


VERTICAL INCIDENT P WAVE

Figure 51 : Déplacements horizontaux (en chaque point numéroté du profil), pour un signal de Ricker en compression incident. La nappe est en surface.  
EFFET DE LA FREQUENCE CRITIQUE.

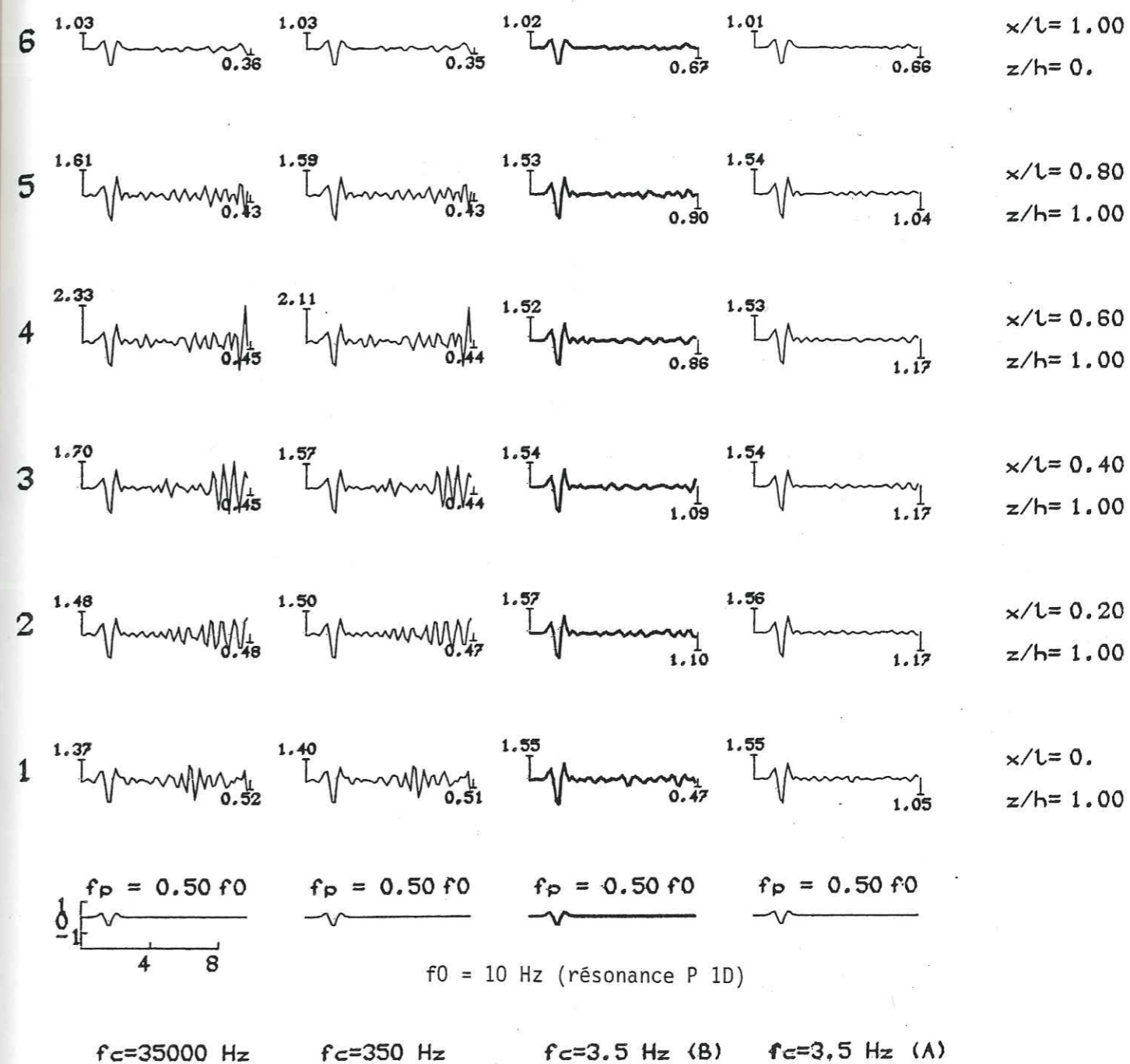


HORIZONTAL DISPLACEMENTS  $K_b = 4500 \text{ MPa}$

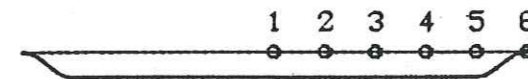


VERTICAL INCIDENT P WAVE

Figure 52 : Déplacements verticaux, en réponse à un Ricker de compression. EFFET DE LA FREQUENCE CRITIQUE : La nappe est en surface.



VERTICAL DISPLACEMENTS  $K_b = 4500 \text{ MPa}$



VERTICAL INCIDENT P WAVE

### 3 CONCLUSION PARTIELLE (2D)

Du fait de très fortes instabilités numériques, les résultats obtenus dans le cas d'une configuration 2D ne sont fiables que pour un éventail très étroit de matériaux poreux. Ils permettent cependant de tirer certaines conclusions, dont le principal intérêt est de confirmer les observations faites lors de la discussion phénoménologique de la partie 1D.:

1) Du fait de la diffraction des ondes sur l'interface irrégulier, la géométrie 2D accentue les effets dus à la nature diphasique du matériau poreux. Notamment :

\* Les "effets diphasiques" apparaissent "plus tôt" en fréquence, même lorsque le rapport  $f/f_c$  est de l'ordre de quelques millièmes (figures 51 et 52).

\* Les écarts entre les modèles A et B sont amplifiés, et apparaissent même dans le cas d'une onde S verticale incidente.

2) La nature diphasique du matériau poreux saturé (par rapport au cas viscoélastique) a tendance à accentuer l'atténuation des ondes, et ainsi à réduire les effets 2D spécifiques.

### CONCLUSIONS GENERALES ET PERSPECTIVES DE RECHERCHE

L'arrangement géométrique des formations entre elles, aussi bien que la présence d'eau jouent un rôle déterminant dans la propagation des ondes sismiques dans les formations superficielles.

Dans la première partie, nous nous sommes intéressés à l'importance d'un arrangement géométrique complexe des formations superficielles.

Deux phénomènes jouent simultanément : d'une part, l'"effet 1D", dû au contraste d'impédance entre les différentes couches; d'autre part, l'"effet 2D", qui résulte de la diffraction des ondes sismiques sur les interfaces irrégulières.

Nous avons réalisé une étude systématique, sur la réponse sismique de configurations géométriques idéalisées. Il apparaît que ces 2 effets sont en général fortement couplés (sauf peut-être dans le cas d'un relief isolé, où nous avons pu mettre en évidence un coefficient d'amplification topographique pour le sommet).

Il est donc impossible de dégager des tendances générales, qui permettraient de décomposer le calcul de la réponse d'une structure complexe en 2 sous-problèmes plus simples.

Pour les applications au génie parasismique, il s'avère donc nécessaire, pour les études détaillées, de considérer chaque site, cas par cas. Pour cela, un programme a été mis au point, dans le cas d'ondes planes SH, pour le calcul de la réponse sismique de sites de géométrie relativement complexe. Ce programme est applicable à des configurations géologiques réelles.

Dans la deuxième partie, nous avons étudié l'influence de la saturation en eau dans les formations superficielles très perméables. La théorie de BIOT, avec quelques compléments apportés par la théorie de l'homogénéisation s'avère être un outil extrêmement puissant.

Nous avons mis en évidence des cas où l'onde P2 joue un rôle prépondérant sur l'atténuation des ondes de compression. De plus, nous avons proposé un mécanisme de génération des ondes P2 à aux frontières du milieu poreux, que nous avons essentiellement interprété en termes de résonance de la structure globale

Nous avons donc insisté sur l'importance toute particulière de l'interaction fluide-solide aux frontières du milieu poreux : lorsque la perméabilité est de l'ordre de  $10e-10m^2$  environ, il est nécessaire de prendre en compte explicitement la présence de fluide, de façon à modéliser correctement ces phénomènes d'interaction.

Il apparaît notamment (et c'est le résultat principal) qu'il est impossible (sous peine d'erreurs supérieures à 100%), d'approximer le matériau

poreux par un milieu monophasique viscoélastique équivalent.

De ces résultats, il apparaît, pour le calcul de la réponse sismique d'une vallée alluviale saturée d'eau, que :

- 1) La diffraction des ondes sismiques sur l'interface irrégulier vallée-bedrock accentue les effets dus à la nature diphasique du matériau poreux.
- 2) La très forte atténuation, due à la présence de fluide, a tendance à réduire les effets typiquement 2D, dus à la diffraction des ondes.

En ce qui concerne les applications au génie parasismique, il apparaît que :

1) La présence d'eau va toujours (dans la mesure où l'approche linéaire est valable) dans le sens d'une plus grande atténuation des déplacements de surface.

2) La profondeur du niveau de la nappe a une influence considérable sur l'amplitude des déplacements de surface : ceci doit aussi s'interpréter en termes de contraste d'impédance dû au brusque "saut" de la vitesse des ondes de compression lorsqu'on passe d'un milieu sec à un milieu saturé.

Au sujet des perspectives de recherche à venir :

Le travail présenté dans ce mémoire a surtout insisté sur la nécessité de prendre en compte explicitement la présence de fluide dans les formations superficielles saturées très perméables. Cependant, notre approche n'est que théorique : nous avons simplement montré que, même dans le cas des fréquences sismiques, la théorie de BIOT, avec quelques aménagements, pouvait être utilisée pour la modélisation. Il faut impérativement, maintenant confronter nos résultats avec des données de terrain, par des expériences in situ de petite sismique, telle que celle qu'on utilise dans la reconnaissance géotechnique (0 à 500 Hz environ).

Un autre aspect du travail à venir (et non le moindre) consiste à faire passer le message auprès des sismologues, quant à la nécessité de mettre au point des modèles explicitement diphasiques pour le calcul du champ d'onde complet : cela vaut mieux que de considérer que l'atténuation introduite par l'eau peut être modélisée en diminuant le facteur de qualité

Enfin, beaucoup de travail reste à faire d'un point de vue théorique, pour, notamment :

- 1) Ecrire "proprement" les conditions aux limites, i.e. justifier l'équation (70)
- 2) Prendre en compte l'anélasticité de la matrice.

ANNEXE 1

LA METHODE D'AKI-LARNER

- 1 - Présentation de la méthode
- 2 - Inconvénients de la méthode
- 3 - Remarques à propos de la formulation de Rayleigh  
du champ diffracté

1. EXPLICATION DE LA METHODE D'AKI-LARNER

La méthode d'Aki Larner a été mise au point pour étudier numériquement la diffraction d'une onde sismique sur une surface irrégulière. Le choix de cette méthode s'explique :

- du fait de son utilisation relativement aisée et parce qu'elle peut être étendue sans difficulté à des milieux plus complexes, milieux viscoélastiques dont la vitesse varie avec la profondeur.

Considérons un milieu (1) homogène linéaire élastique isotrope de caractéristique  $(\rho_1, B_1)$  séparé d'un milieu (2) infini homogène linéaire élastique isotrope de caractéristique  $(\rho_2, B_2)$ , par un interface irrégulier d'équation  $z = \xi(x)$  (cf. fig. 1) (on se place dans le plan  $(x, z)$  et les déplacements sont suivant  $y$ ).

Dans le milieu (2) se propage une onde SH d'incidence  $\theta_0$  dont nous ne considérons que la dépendance harmonique en temps  $e^{i\omega t}$ .

Le déplacement incident  $U_0$  s'écrit :

$$(1) \quad U_0(x, z) = e^{i\omega t} \cdot e^{-i(k_0 \cdot x - v_0 \cdot z)}$$

Appelons le déplacement dans le milieu (1),  $U_1(x, z)$  et celui dans le milieu (2)  $U_2(x, z)$

$U_1$  et  $U_2$  peuvent alors s'écrire (cf. § 2.2.3)

$$U_1(x, z) = u_1(x, z) \cdot e^{i\omega t}$$

$$\text{avec } u_1(x, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} A_1(k) \cdot e^{-i(k \cdot x + v_1 \cdot z)} \cdot dk + \int_{-\infty}^{+\infty} B_1(k) \cdot e^{-(ik \cdot x + i v_1 z)} \cdot dk$$

$$U_2(x, z) = u_2(x, z) \cdot e^{i\omega t}$$

$$\text{avec } u_2(x, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} A_2(k) \cdot e^{-i(k \cdot x - v_2 \cdot z)} \cdot dk + \int_{-\infty}^{+\infty} B_2(k) \cdot e^{-i(k \cdot x + v_2 z)} \cdot dk + e^{-i(k_0 \cdot x - v_0 \cdot z)}$$

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

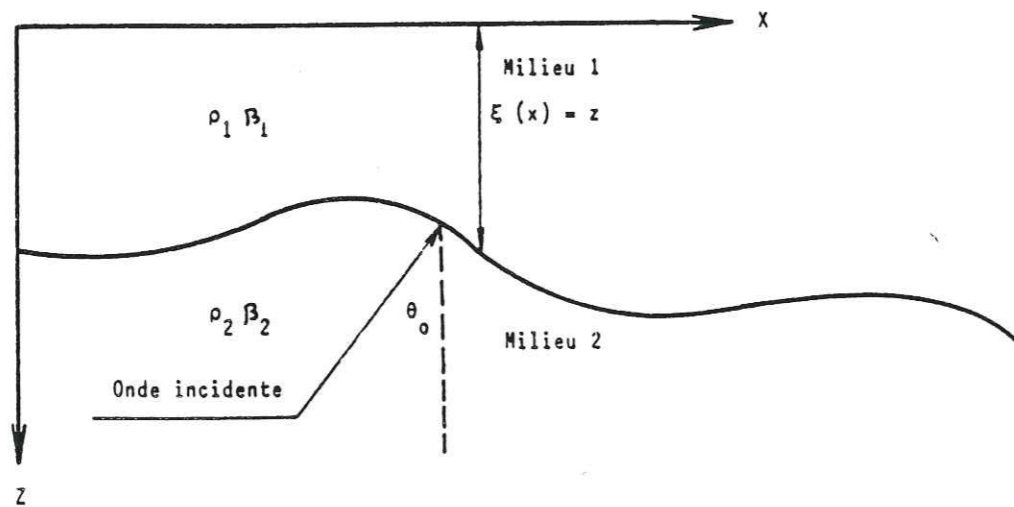


Figure 1

et  $v_0^2 + k_0^2 = \frac{\omega^2}{\beta_2^2}$

$$v_2^2 + k^2 = \frac{\omega^2}{\beta_2^2}$$

$$v_1^2 + k^2 = \frac{\omega^2}{\beta_1^2}$$

Nous considérons ici que  $v_0, v_1, v_2$  s'écrivent :

$$v_0 = v_{R0} + i v_{I0}$$

$$v_1 = v_{R1} + i v_{I1}$$

$$v_2 = v_{R2} + i v_{I2}$$

Ces parties imaginaires de  $v_0, v_1, v_2$  sont négatives de façon que  $U_0(x, z)$  soit une onde incidente venant de  $+\infty$  et que les termes  $A_j(k)$  ( $B_j(k)$ ) correspondent à des ondes venant de l'infini (partant vers l'infini), ondes montantes (ondes descendantes).

La première hypothèse d'Aki Larner suppose que les seules ondes montantes possibles dans le milieu 2 sont les ondes  $U_0$ . Il est impossible que des ondes remontent après avoir été réfléchies.

Le terme  $A_2(k)$  est donc nulle et  $u_2(x, z)$  s'écrit :

$$u_2(x, z) = e^{-i(k_0 \cdot x - v_0 \cdot z)} + \int_{-\infty}^{+\infty} B_2(k) \cdot e^{-i(k \cdot x + v_2 \cdot z)} \cdot dk$$

Pour que cette hypothèse soit vérifiée il faut considérer un interface pas trop chahuté.

Après avoir écrit les conditions aux limites dans ce milieu qui sont :

- contrainte à la surface libre nulle,
- déplacements à l'interface, égaux,
- contraintes à l'interface, égaux,

nous obtenons les résultats suivants :

$$A_1(k) = B_1(k)$$

$$(5) \int_{-\infty}^{+\infty} [A_1(k) \cdot g_{11}(k, x) \cdot dk + B_2(k) \cdot g_{12}(k, x) \cdot dk] e^{-ikx} = h_1(x) \cdot e^{-ik_0 \cdot x}$$

$$(6) \int_{-\infty}^{+\infty} [A_1(k) \cdot g_{21}(k, x) \cdot dk + B_2(k) \cdot g_{22}(k, x) \cdot dk] e^{-ikx} = h_2(x) \cdot e^{-ik_0 \cdot x}$$

avec  $g_{11}(k, x) = 2 \cos v_1 \cdot x \cdot \xi(x)$

$$g_{12}(k, x) = -e^{-i \cdot v_2 \cdot \xi(x)}$$

$$g_{21}(k, x) = 2\mu_1 [i \cdot k \cdot \eta_x \cdot \cos v_1 \cdot \xi(x) + v_1 \eta_z \cdot \sin v_1 \cdot \xi(x)]$$

$$g_{22}(k, x) = \mu_2 (i \cdot k \cdot \eta_x + i \cdot v \cdot \eta_z) \cdot e^{-i \cdot v_2 \cdot \xi(x)}$$

$$h_1(x) = e^{+i \cdot v_0 \cdot \xi(x)}$$

$$h_2(x) = \mu_2 [i \cdot \eta_x \cdot k_0 - i \cdot \eta_z \cdot v_0] e^{i \cdot v_0 \cdot \xi(x)}$$

$\mu_1$  et  $\mu_2$  étant la rigidité dans les milieux 1 et 2,

$\eta_x$  et  $\eta_z$  les composantes de la normale à l'interface.

La seconde hypothèse d'Aki Larner consiste à prendre un interface périodique de L suivant l'axe des x. C'est-à-dire que le nombre d'onde k ne peut prendre que certaines valeurs discrètes  $k_n$  avec  $k_n = \frac{2\pi}{L} n + k_0$ . Formellement cette périodisation de l'irrégularité de l'interface permet de réduire de façon exacte, l'intégrale du 1er membre des équations (5) et (6), à une somme finie discrète.

On obtient alors :

$$(7) \frac{2\pi}{L} \cdot \sum_{n=-\infty}^{+\infty} [A_1(k_n) \cdot g_{11}(k_n, x) + B_2(k_n) \cdot g_{12}(k_n, x)] e^{-i(k_n - k_0) \cdot x} = h_1(x)$$

$$(8) \frac{2\pi}{L} \cdot \sum_{n=-\infty}^{+\infty} [A_1(k_n) \cdot g_{21}(k_n, x) + B_2(k_n) \cdot g_{22}(k_n, x)] e^{-i(k_n - k_0) \cdot x} = h_2(x)$$

avec  $k_n = k_0 + \frac{2\pi}{L} n$

Ces deux sommes infinies pour être numériquement calculées sont tronquées à l'indice N.

On a donc (2N + 1) inconnus  $A_1(k_n)$  et (2N + 1) inconnus  $B_2(k_n)$  à calculer à partir des équations :

$$(9) \frac{2\pi}{L} \sum_{n=-N}^{+N} [A_1(k_n) \cdot g_{j1}(k_n, x) + B_2(k_n) \cdot g_{j2}(k_n, x)] = h_j(x)$$

pour  $j = 1$  et  $2$

Pour résoudre ce système de (4N + 2) inconnus, Aki et Larner (1970) proposent de passer dans le domaine de Fourier associé à x. L'équation (9) s'écrit alors :

$$(10) \frac{2\pi}{L} \sum_{n=-N}^{+N} [A_1(k_n) \cdot g_{ji}(n, p) + B_2(k_n) \cdot g_{j2}(n, p)] = h_j(p)$$

$j = 1, 2$  et  $p = -N$  à  $p = +N$

avec :

$$g_{ji}(n, p) = \frac{1}{L} \int_{-L}^L g_{ji}(k_n, x) \cdot e^{\frac{-i(n-p)2\pi}{L} \cdot x} dx$$

$$h_j(p) = \frac{1}{L} \int_{-L}^L h_j(x) \cdot e^{\frac{i 2\pi x p}{L}} dx$$

pour  $j = 1, 2$

$i = 1, 2$

Connaissant alors les valeurs des  $A_1(k_n)$  et  $B_2(k_n)$  en résolvant le système (10) on peut alors revenir au champ en tout point de l'interface et de la surface libre.

Remarque : L'introduction de la périodisation de l'interface induit des arrivées parasites des structures adjacentes. Pour atténuer ces arrivées, on utilise une fréquence complexe  $\omega = \omega_R + i\omega_I$  avec une partie imaginaire négative  $\omega_I < 0$ .



Le mouvement d'un point M est perturbé par les arrivées des ondes provenant des structures adjacentes. Ces ondes pour arriver en M à l'instant t sont portées à l'instant  $(t - \frac{L}{\beta})$  au plus tard. Ainsi leur effet perturbateur est atténué de  $e^{\omega L/\beta}$

## 2. INCONVENIENTS DE LA METHODE D'AKI-LARNER

La plus grande restriction provient de la description incomplète du champ diffracté. De ce fait le domaine d'application de la méthode est limité à :

- des longueurs d'onde incidente supérieure ou du même ordre de grandeur que l'extension verticale de l'irrégularité de l'interface,
- des pentes de relief ou d'interface relativement douces ( $5^\circ$  à  $40^\circ$ ),
- des incidences relativement peu obliques.

A cette erreur d'onde physique s'ajoutent 2 erreurs d'ordre numérique :

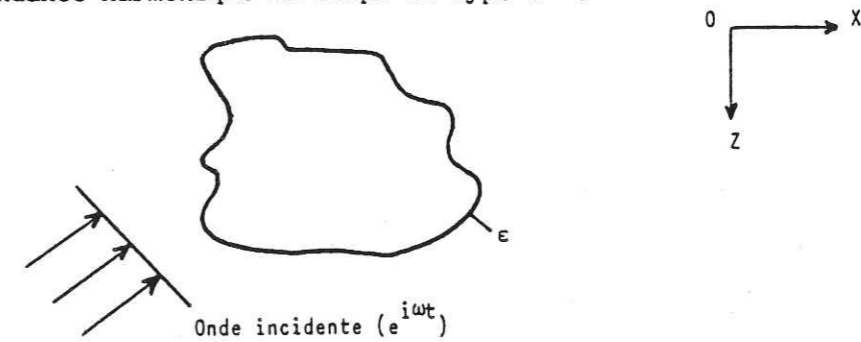
- d'une part la périodisation de la surface induit malgré l'utilisation de la fréquence complexe des arrivées parasites des structures adjacentes,
- d'autre part la troncation de la somme infinie (7), (8) à un ordre fini (9) induit aussi une erreur numérique. C'est pourquoi il faut prendre l'ordre de troncation suffisamment grand pour prendre en compte toutes les ondes notamment les ondes de surface.

## 3. REMARQUES A PROPOS DE LA FORMULATION DE RAYLEIGH DU CHAMP DIFFRACTE

L'hypothèse de Rayleigh consiste à représenter le champ diffracté comme une superposition d'ondes planes se propageant en s'éloignant du diffracteur, et dont l'amplitude est indépendante du point d'observation. Explicitons en détail cette double erreur :

Considérons un diffracteur  $\epsilon$  placé dans un espace homogène élastique linéaire  $(\rho, \alpha, \beta)$ .

Soit une onde plane incidente sur  $\epsilon$  nous ne nous intéressons qu'à la dépendance harmonique en temps de type  $e^{i\omega t}$ .



D'après le principe d'HUYGHENS, chaque point  $(x_0, z_0)$  de  $\epsilon$  va se comporter comme une source, et rayonner dans toutes les directions.

Le potentiel de compression  $g$ , par exemple, dû à la radiation d'une ligne source  $(x_0, z_0)$  vaut en un point  $(x, z)$  de l'espace infini :

$$(1) \quad \rho(x, z, x_0, z_0) = \frac{1}{R} e^{-i\omega \left( \frac{R}{c} - t \right)}$$

$$\text{avec : } R = \sqrt{(x - x_0)^2 + (z - z_0)^2}$$

d'après AKI-RICHARDS (1979)

Cette égalité peut s'exprimer à l'aide de l'intégrale de Weyl :

$$(2) \quad \phi(x, z; x_0, z_0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-ik(x-x_0)} e^{-iv|z-z_0|}}{v} dk$$

$$\text{avec } v = \left( \frac{\omega^2}{\alpha^2} - k^2 \right)^{\frac{1}{2}} \text{ et } \text{Im}(v) < 0$$

En intégrant (2) sur tous les points  $(x_0, z_0)$  du diffracteur et en supposant que chacun de ces points irradie avec une amplitude propre, le potentiel  $\phi$  diffracté, calculé au point  $(x, z)$  peut se mettre sous la forme :

$$(3) \quad \phi(x, z, \omega) = \iint_{\epsilon} dx_0 \cdot dz_0 \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} A(x_0, z_0, k) \cdot e^{-ik(x-x_0)} \cdot e^{-iv|z-z_0|} \cdot dk \right]$$

On retrouve dans cette égalité la formulation de LAMB (1904). La valeur de  $|z-z_0|$  dépend de la position du point d'observation  $(x, z)$ .

Soit :  $\epsilon_{-}(x, z)$  l'ensemble des points  $(x_0, z_0)$  tels que  $|z-z_0| = z-z_0$

$\epsilon_{+}(x, z)$  l'ensemble des points  $(x_0, z_0)$  tels que  $|z-z_0| = -z+z_0$

Le potentiel diffracté s'écrit :

$$(4) \quad \phi(x, z, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-ikx-ivz} \left[ \iint_{\epsilon_{-}(x,z)} A(x_0, z_0, k) \cdot e^{i(kx_0+Vz_0)} \cdot dx_0 \cdot dz_0 \right] dk + \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-ikx+ivz} \left[ \iint_{\epsilon_{+}(z,z)} A(x_0, z_0, k) \cdot e^{i(kx_0-Vz_0)} \cdot dx_0 \cdot dz_0 \right] dk$$

$\epsilon_{+}(x, z)$  et  $\epsilon_{-}(x, z)$  dépendent de  $z$ , donc les fonctions suivantes  $C_{-}(k, z)$  et  $C_{+}(k, z)$  dépendent aussi de  $z$ .

$$C_{-}(k, z) = \iint_{\epsilon_{-}(x,z)} A(x_0, z_0, k) \cdot e^{i(kx_0+Vz_0)} \cdot dx_0 \cdot dz_0$$

et

$$C_{+}(k, z) = \iint_{\epsilon_{+}(x,z)} A(x_0, z_0, k) \cdot e^{i(kx_0-Vz_0)} \cdot dx_0 \cdot dz_0$$

Finalement, le potentiel diffracté s'écrit :

$$(5) \quad \phi(x, z, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-ikx} \left[ e^{-ivz} \cdot C_{-}(k, z) + e^{ivz} \cdot C_{+}(k, z) \right] dk$$

D'après cette expression (5), il apparaît clairement que :

- la décomposition en ondes planes n'est plus valable : l'amplitude des ondes dépend du point d'observation  $(x, z)$  et il n'y a pas de plan suivant lequel cette amplitude est constante.
- au voisinage du diffracteur  $\epsilon$ , l'approximation suivant laquelle les ondes diffractées se propagent en s'éloignant du diffracteur est fautive.

ANNEXE 2

Communication présentée à la Première Conférence Nationale sur le Microzonage sismique, Ech-Cheliff (Algérie), 10-12 Octobre 1984.

ETUDE COMPAREE DES EFFETS BIDIMENSIONNELS LINEAIRES

ET MONODIMENSIONNELS NON LINEAIRES

Louis GELI (I) et (II)

Pierre-Yves BARD (I)

Presenting Author : L. GELI

RESUME

La réponse sismique des formations superficielles est étudiée sur deux profils géologiques typiques des communes de CARROS et GATTIERES (Alpes-Maritimes, France), une vallée alluviale (A) et un étagement de terrasses alluviales (B). Cette réponse est calculée pour des ondes planes SH incidentes avec deux approches différentes, d'abord avec une méthode viscoélastique linéaire bidimensionnelle multicouche (AKI-LARNER) ensuite avec une méthode linéaire équivalent non-linéaire monodimensionnelle (SHAKE). Les résultats sont présentés dans les domaines spectral (fonctions de transfert, spectres de réponse) et temporel (accélérogrammes synthétiques). Les différences entre les deux approches, qui s'expliquent simplement, s'avèrent cependant très importantes, montrant ainsi les limites des méthodes classiques n'intégrant pas simultanément les deux approches.

(I) : Laboratoire de Géophysique Interne et de Tectonophysique, I.R.I.G.M.  
B.P. 68 38402 SAINT MARTIN D'HERES Cédex FRANCE

(II) Bureau de Recherches Géologiques et Minières SGN Provence Route Léon  
Lachamp Domaine de Luminy 13009 MARSEILLE FRANCE

## 1. INTRODUCTION

En un site donné, les caractéristiques des mouvements sismiques (contenu spectral, amplitude, durée, etc) peuvent être fortement influencées par la configuration géologique locale. Celle-ci peut donner lieu d'une part à des effets "géométriques" reliés à l'empilement et à la géométrie des formations géologiques superficielles, et d'autre part à des effets "rhéologiques" associés au comportement dynamique des sols.

En l'absence de données instrumentales suffisantes, la prise en compte de ces effets locaux (conception d'ouvrages sensibles, ou microzonage sismique) passe nécessairement par des modélisations numériques : celles-ci doivent être au moins bidimensionnelles pour rendre compte des effets géométriques, et accepter un comportement non linéaire pour représenter convenablement les effets "rhéologiques". Il n'existe pas actuellement de modèles simples intégrant simultanément ces deux aspects (hormis les modèles en différences finies ou aux éléments finis, de mise en oeuvre assez lourde et de fiabilité parfois discutable), et une certaine priorité est donnée, dans la pratique courante actuelle, à l'aspect non-linéaire par rapport à l'aspect géométrique.

L'objet de la présente étude est justement, sur un exemple, de confronter les résultats fournis par les deux types d'approches, et d'apprécier leur importance relative. Elle a été réalisée dans le cadre de l'élaboration du plan d'exposition aux risques des communes de CARROS et GATTIERES (Alpes-Maritimes, France).

Après une brève présentation géologique du site considéré, nous exposons d'abord séparément chacun des deux aspects, les effets géométriques étant estimés à partir d'un modèle 2D viscoélastique multicouches, et les effets "rhéologiques" à partir du programme SHAKE (1D linéaire équivalent non-linéaire). Les résultats ainsi obtenus sont ensuite comparés et discutés, notamment en vue de leur application au microzonage sismique.

## 2. DESCRIPTION DES PROFILS

Nous étudions ici un profil subperpendiculaire à la Vallée du Var, caractéristique des sites de CARROS et GATTIERES (Alpes Maritimes) (figure 1). Nous l'avons divisé en deux profils, notés A et B, correspondant : le premier au lit du Var proprement dit, le second à un étage de terrasses alluviales.

A l'Est, le profil A de 880 m environ d'extension latérale, centré sur la vallée du Var : il est constitué d'une couche d'alluvions peu consolidées et de galets, de 75m de profondeur maximale, et dont la vitesse  $v_s$  des ondes de cisaillement varie entre 350 m/s en surface et 800 m/s en profondeur. A l'Ouest, le profil B : il englobe toutes les terrasses alluviales qui s'étendent sur 770 m depuis, à l'Ouest, CARROS le NEUF, jusqu'à la TOUR, à l'Est. Ces écaillies alluviales rassemblent des alluvions peu consolidées et des graviers sur 25 à 30 m de profondeur maximale. Pour l'un et l'autre des 2 profils, la formation alluviale repose sur un substratum stratifié horizontalement, assimilé à des poudingues, allant d'argiles molles en surface ( $v_s$  : 800 m/s pour A et 600 m/s pour B), jusqu'à des calcaires durs ( $v_s$  : 2200 m/s) en profondeur. Par la suite, le "sol" sera assimilé au remplissage alluvial superficiel, et le "rocher", au substratum sous-jacent. Le gradient de vitesse, la forme irrégulière de la surface libre et de l'interface alluvions/poudingues seront pris en compte dans l'étude des effets géométriques (3).

Pour étudier l'effet de la non linéarité des sols (4), nous avons sélectionné 3 colonnes de sols par profil là où les effets géométriques sont maximaux. Celles-ci sont représentées sur la figure 2. Pour le profil A, il s'agit de colonnes carottées à la verticale des points numérotés 3, 4, 8, jusqu'à l'interface alluvions/poudingues. Pour le profil B, les colonnes correspondent aux points numérotés 2, 5, 8. Les colonnes seront respectivement notées A3, A4, A8 et B2, B5, B8. Les 3 premières sont identiques sauf en ce qui concerne le niveau de la nappe, égal à 0m pour A4 et - 4m pour A3 et A8. Pour les 3 dernières la nappe est située à 30 m en dessous

de la surface libre.

### 3. EFFETS GEOMETRIQUES

#### 3.1. Généralités sur la méthode et les calculs :

Nous utilisons ici un modèle dit "multicouches". Nous considérons plusieurs formations géologiques à interfaces irréguliers. A l'intérieur de chaque formation, une stratification horizontale permet de rendre compte d'un gradient de vitesse vertical. La diffraction des ondes sur les interfaces irréguliers est traitée par la méthode d'AKI LARNER (1), expliquée en détail par BARD (2). La représentation incomplète du champ d'ondes dans le demi-espace inférieur (hypothèse de RAYLEIGH), limite la méthode à des longueurs d'ondes au moins comparables à l'extension verticale de l'irrégularité. Son intérêt principal est de permettre une approche 2D qui rend compte du phénomène d'interférences latérales.

Par souci de simplicité, nous nous limitons aux ondes SH (correspondant à un mouvement perpendiculaire au plan de coupe). En un point M donné, nous calculons le déplacement  $u_M(w)$  lorsque la structure est soumise à une onde plane harmonique ( $e^{iwt}$ ), venant de l'infini et d'incidence  $\theta$  fixée. Par la suite, pour une pulsation  $w$  donnée, nous appellerons "amplification au point M de la surface", le rapport entre  $|u_M(w)|$  et le déplacement du sol en ce même point, que l'on observerait si le milieu était tout entier constitué par le demi-espace homogène inférieur limité par une surface plane. A partir de la fonction de transfert, on peut calculer, par simple convolution, la réponse temporelle à un signal  $u_M(t)$  quelconque.

Signal incident : Nous avons choisi comme signal incident la composante Nord-Sud de l'accélérogramme enregistré à TOLMEZZO-AMBIESTA, le 6 mai 76 (séisme du Frioul) (figure 3). La distance épacentrale (environ 30 km) et la magnitude (6.5) correspondent à peu près à ce à quoi on peut s'attendre

sur les communes de CARROS et GATTIERES. La station de TOLMEZZO était située sur des calcaires dolomitiques assez fortement altérés et, de plus, sur une topographie assez accentuée. Le spectre de FOURIER du signal contient des pics à 2, 3 et 4 HZ probablement dûs à l'effet propre du site à TOLMEZZO. Cependant, par manque d'informations sur ce site, nous n'avons pas pu déconvoluer le signal de cet effet. C'est pourquoi les signaux synthétiques présentés sont à considérer à titre d'exemple : l'information essentielle est contenue dans les fonctions de transfert (on travaille ici en viscoélasticité linéaire).

L'incidence choisie est de  $20^\circ$  en provenance de l'Est, où sont situées les zones sismogènes les plus "probables". Cependant, étant donné le fort contraste de vitesse, les effets sont certainement peu dépendants de l'angle d'incidence, les ondes arrivant en surface avec une incidence subverticale.

Enfin, signalons que nous nous sommes limités aux fréquences inférieures à 8.3HZ pour des raisons inhérentes à la méthode utilisée. Ce choix n'est pas restrictif ici, car d'une part il englobe une bonne partie des fréquences intéressant le génie parasismique, et d'autre part comme l'indique la figure 3, il apparaît que l'essentiel de l'énergie du signal incident est répartie sur des fréquences inférieures à 8 HZ.

#### 3.2. Les résultats :

Profil A : La figure 4 représente les fonctions de transfert pour les 8 points de la surface libre indiqués figure 1 et leurs homologues de l'interface alluvions/poudingues. En général, les effets sont importants. Les effets "large bande" observés pour les points 1 et 2 situés à l'extérieur de la vallée sont dûs au gradient de vitesse dans le poudingue "rocher" qui remonte jusqu'à la surface. C'est aux points 3 et 8 situés vers les bords de la vallée que l'amplification, voisine de 6, est maximale : on observe des pics de résonance prononcés vers 3 HZ pour le point 3, et vers

4 HZ pour le point 8. Cette résonance se traduit de façon plus évidente que pour le centre de la vallée pour des interférences constructives en surface et destructives à l'interface alluvions/poudingues. Pour les 3 points situés vers le centre de la vallée (points 4 à 7) on a des amplifications maximales atteignant 4, et des mouvements différentiels importants : aux alentours de 4 HZ, le mouvement au centre de la vallée est environ 6 fois supérieur à celui des points 4 et 6, immédiatement voisins. On note aussi alors d'importants mouvements différentiels verticaux : les 2 courbes (surface et interface) se séparent notablement, surtout là où l'épaisseur des alluvions est importante (40 m environ).

A l'exception des points centraux 5 et 6, les pics des fonctions de transfert des points de la vallée se situent aux alentours de 3 HZ, fréquence pour laquelle le signal incident a une forte amplitude. C'est pourquoi, à l'exception des points 5 et 6, on obtient de fortes amplifications en surface dans le domaine temporel (figure 5). Ceci s'accompagne de plus d'une très nette prolongation du signal.

Profil B : La figure 6 représente les fonctions de transfert pour les 12 points de la surface indiqués sur la figure 1, et pour leurs homologues de l'interface alluvions/poudingues. Ici aussi, les effets sont très notables. Comme pour le profil A, le gradient de vitesse dans le substratum se manifeste, à l'extérieur de la formation alluviale, par une amplification non négligeable (de l'ordre de 2). Pour les points 2 et 3 situés sur le tertre en bordure des écaillles alluviales, on observe un pic de résonance très marqué, aux alentours de 6 HZ, avec une amplification voisine de 8. Ceci est vraisemblablement dû à l'effet conjugué du contraste de vitesses alluvions/poudingues, et de la géométrie en forme de cavité de la couche alluviale. Un effet de résonance semble jouer un rôle important pour les points 6, 7 et 8, où on observe des interférences constructives en surface et destructives à l'interface : en ces points, l'épaisseur des écaillles alluviales est au moins égale à 10 m, et les deux couches, (surface et interface), se différencient nettement. Enfin, notons qu'au point 8 l'épaississement de la couche alluviale coïncide avec un net pic d'amplifi-

cation, égal à 6.

A l'exception des points 3, 4 et 7, les fortes amplifications ont lieu à des fréquences supérieures à 5 HZ. De ce fait, sur les accélérogrammes synthétiques, que nous ne présentons pas ici, on n'observe pas d'amplification notable dans le domaine temporel, excepté au point 3 où elle vaut environ 2.

#### 4. CALCUL 1D NON LINEAIRE PAR LE MODELE

##### "EQUIVALENT LINEAIRE" (SHAKE)

##### 4.1. Généralités sur la méthode et les calculs :

En fait, à partir d'un certain niveau de déformation, les sols se comportent de façon non-linéaire : leur module de cisaillement diminue lorsque la déformation de cisaillement augmente, alors que l'amortissement, lui, augmente. Pour représenter cette rhéologie particulière, nous avons choisi le modèle dit "linéaire équivalent", et utilisé le programme SHAKE (3). Ce modèle rend compte de la dissipation d'énergie qui se produit au cours d'un cycle de chargement, mais ne permet pas de représenter les déformations permanentes qui peuvent intervenir dans les sols. Il existe des modèles plus réalistes, mais nous nous sommes limités à l'équivalent linéaire, car SHAKE est couramment utilisé dans la pratique et sert souvent de référence.

Pour notre étude, rappelons que :

- i) le modèle utilisé ici est 1D : on ne prend pas en compte les variations latérales d'épaisseur des couches géologiques,
- ii) on ne considère que des ondes de cisaillement d'incidence verticale,
- iii) le calcul impose que le mouvement à la base de la colonne de sol

soit égal à l'accélérogramme donné en "input" (alors que dans la méthode d'AKI LARNER utilisée en 3, c'est la forme temporelle de l'onde plane incidente que l'on impose).

Signal incident : A partir du signal incident de la figure 2 appliqué à la base des profils A et B, nous avons calculé avec la méthode 2D utilisée en 3 des accélérogrammes résultants à la base de chacune des 6 colonnes de sol considérées. Nous avons calé les signaux calculés à la base à un niveau d'accélération nominale égal à 0.25 g., niveau utilisé pour les règles PS84. Les accélérogrammes calés servent maintenant de signal d'entrée pour le programme SHAKE. Pour notre calcul, le signal incident utilisé, différent d'une colonne à l'autre, tient donc un peu compte des effets géométriques propres aux profils A et B : nous nous démarquons ici des calculs habituels pour lesquels, pour un profil donné, le signal d'entrée est le même à la base de chacune des colonnes de sol étudiées.

Résultats : Nous avons calculé la valeur du pic d'accélération pour chacun des signaux de sortie, rapportée à 0.25 g : il s'agit là d'une mesure couramment utilisée (quoique discutable) de l'amplification dans le domaine temporel due à chaque colonne de sol. Le rapport obtenu vaut 1.55 pour 4 des 6 cas étudiés, est minimal pour A4 où il vaut 1.45 ; et maximal pour B2 où il est égal à 1.9. Ces valeurs d'amplification apportent peu d'informations quant au comportement propre de chaque colonne. La confrontation des accélérogrammes synthétiques d'entrée et de sortie (non représentés ici) indique une prolongation de la durée des signaux, due à un effet de résonance verticale.

La figure 7 représente les spectres de réponse en vitesse des signaux d'entrée et de sortie propres à chaque colonne, calculés pour un coefficient d'amortissement de 5 %. Sur le spectre de surface, on remarquera essentiellement l'apparition systématique de deux pics "bande étroite" très marqués : le premier aux alentours de 1 HZ, et le second vers 2 HZ. Le pic basse fréquence à 1 HZ est plus prononcé pour le profil B que pour le profil A. Les spectres calculés pour l'interface alluvions/poudingues ne comportent qu'un seul pic principal, plus large qu'en surface, et localisé autour de 2 HZ.

De ce fait, c'est vers 1 HZ que l'amplification entre la base et le sommet de chaque colonne est la plus importante.

## 5. CONFRONTATION DES RESULTATS

### 5.1. Domaine spectral :

La figure 8 représente le spectre de FOURIER de la réponse temporelle obtenue, pour le cas 2D linéaire, à la base et à la surface de chacune des colonnes de sol. Ces spectres sont assez similaires aux spectres de réponse en vitesse à amortissement nul, et peuvent donc faire l'objet d'une comparaison qualitative avec les spectres de réponse 1D non linéaire de la figure 7, comparaison résumée dans le tableau I.

Le fait le plus marquant réside dans le décalage systématique vers les basses fréquences observé dans le cas 1D non linéaire, par rapport au cas 2D linéaire : dans le premier cas, l'énergie en surface est pratiquement entièrement contenue dans bande 0.5 à 2.5 HZ, alors que dans le second, c'est seulement à partir de 1.5 HZ qu'apparaît un peu d'énergie, les maxima étant situés au minimum à partir de 2 HZ.

### 5.2. Domaine temporel :

Dans le domaine temporel, la confrontation des résultats est très différente entre le profil A et le profil B, comme l'indique le tableau II. Pour le premier, les pics d'amplification obtenus avec le modèle 2D linéaire sont systématiquement très supérieurs (1.7 à 2.4 fois) aux résultats de SHAKE. De plus, comme le souligne la comparaison temporelle de la figure 9 (colonne A8), ce n'est pas seulement la valeur pic d'accélération qui est très supérieure, mais aussi la valeur moyenne. Pour le profil B par contre,

la comparaison est inversée pour deux raisons : d'une part le contenu fréquentiel du signal incident ne correspond pas à la bande d'amplification des fonctions de transfert 2D (cf. paragraphe 3), et d'autre part le décalage spectral vers les basses fréquences dû à la non linéarité ramène cette bande dans la zone énergétique du signal incident.

		Bande de fréquence (HZ)	
: Profil :		-----:	
:		2D linéaire	1D non linéaire
: A3	:	1.5 - 2.5 et 3-5	0.5 - 2.5
: A4	:	1.5 - 2.5 et 3-5	0.5 - 2.5
: A8	:	1.5 - 2.5 et 3-5	0.5 - 2.5
: B2	:	2 - 4	0.5 - 2
: B5	:	2 - 4	0.5 - 2
: B8	:	2 - 4	0.5 - 2

TABLEAU I

TABLEAU II

		Pics d'amplification temporelle (g) <sup>+</sup>	
: Profil :		-----:	
:		2D linéaire	1D non linéaire
: A3	:	0.70	0.40
: A4	:	0.80	0.375
: A8	:	0.95	0.40
: B2	:	0.30	0.475
: B5	:	0.25	0.40
: B8	:	0.325	0.40

+ Pour un accélérogramme à l'interface sol-rocher normé à 0.25 g.

5.3. Interprétation :

Les différences entre les résultats des 2 approches sont donc extrêmement importantes. Cela peut s'expliquer assez simplement :

- i) Pour le modèle 1D non linéaire, le décalage spectral vers les basses fréquences provient essentiellement de la diminution du module de cisaillement, tandis que l'augmentation de l'amortissement tempère les amplifications et filtre davantage les hautes fréquences. On peut d'ailleurs noter, au passage, que ce dernier effet est, pour partie au moins, un artefact du modèle linéaire équivalent non linéaire utilisé dans SHAKE (cf. réf (4)).

- ii) Avec le modèle 2D linéaire par contre, la prise en compte des effets géométriques conduit, sauf cas exceptionnel, à une très nette amplification (100 %) par rapport au cas 1D linéaire, et de plus à un léger décalage vers le haut des fréquences de résonance (cf. réf. (2)).

Les phénomènes impliqués dans chacune des deux approches jouent donc exactement en sens inverse, à tel point que l'écart entre leurs résultats respectifs finit par être considérable.

6. DISCUSSION - CONCLUSION

L'objet essentiel des études sur les effets de site, est de mieux orienter la conception parasismique des ouvrages ou immeubles devant être implantés sur un site donné, ou même, lorsqu'il s'agit de microzonage sismique, de donner quelques contraintes sur un schéma d'aménagement ou un plan d'occupation. Dans les deux cas, il est bien évident sur l'exemple de CARROS - GATTIERES, que les conclusions seront tout-à-fait différentes selon que l'on fait confiance à l'une ou à l'autre des deux approches utilisées. Par exemple, les fonctions de transfert des figures 4 et 6 incitent à construire des immeubles de taille assez importante, dont la période propre soit supérieure à 0.5s, alors que les spectres de réponse de la figure 7 incitent au contraire à construire des



immeubles de taille beaucoup plus petite :  $T \leq 0.40$  s.

Donc, par delà les avantages et inconvénients purement techniques de chacune des deux approches utilisées ici (simplicité d'emploi, rapidité de calcul, etc), les résultats de cette confrontation posent de façon évidente le problème de la fiabilité des modèles trop simples qui ne prennent en compte qu'un seul aspect des effets de site. En fait, pour être complète, une telle étude à défaut d'une modélisation complète, c'est-à-dire bidimensionnelle non linéaire, aurait dû se terminer sur une comparaison avec des données expérimentales : cela aurait permis d'apprécier un peu mieux le degré d'adéquation (ou d'inadéquation) des deux méthodes partielles utilisées ici. Du fait de l'absence de données instrumentales, cela n'a malheureusement pas été possible dans le cas de CARROS et GATTIERES, mais il est hautement souhaitable que cela se fasse sur d'autres sites plus propices.

REMERCIEMENTS :

Nous remercions Madame VIARGUES du BRGM de l'aide apportée pour les calculs non linéaires. Quant à l'approche bidimensionnelle, les moyens de calcul utilisés ont été attribués par le Conseil Scientifique du Centre de Calcul Vectoriel pour la Recherche.

REFERENCES

- (1) : AKI-LARNER (1970) : "Surface Motion of a layered medium having an irregular interface due to incident plane SH waves" J.G.R. 75 , 933.954
- (2) : BARD P.Y. (1983) : Les effets de site d'origine structurale en sismologie. Modélisation et interprétation. Application au risque sismique. Thèse d'Etat, Université Scientifique et Médicale de Grenoble.
- (3) : SCHNABEL - SEED - LYSMER (1972) : "SHAKE : a computer program for earthquake response analysis of horizontally layered sites". Report n° EERC 77.12, UCLA. Berkeley.
- (4) : MOMAMADIOUN - PECKER (1984) : "Low frequency transfer of seismic energy by superficial soil deposits and soft rocks". Earthquake Engineering and Structural Dynamics, vol. 12 537.564.

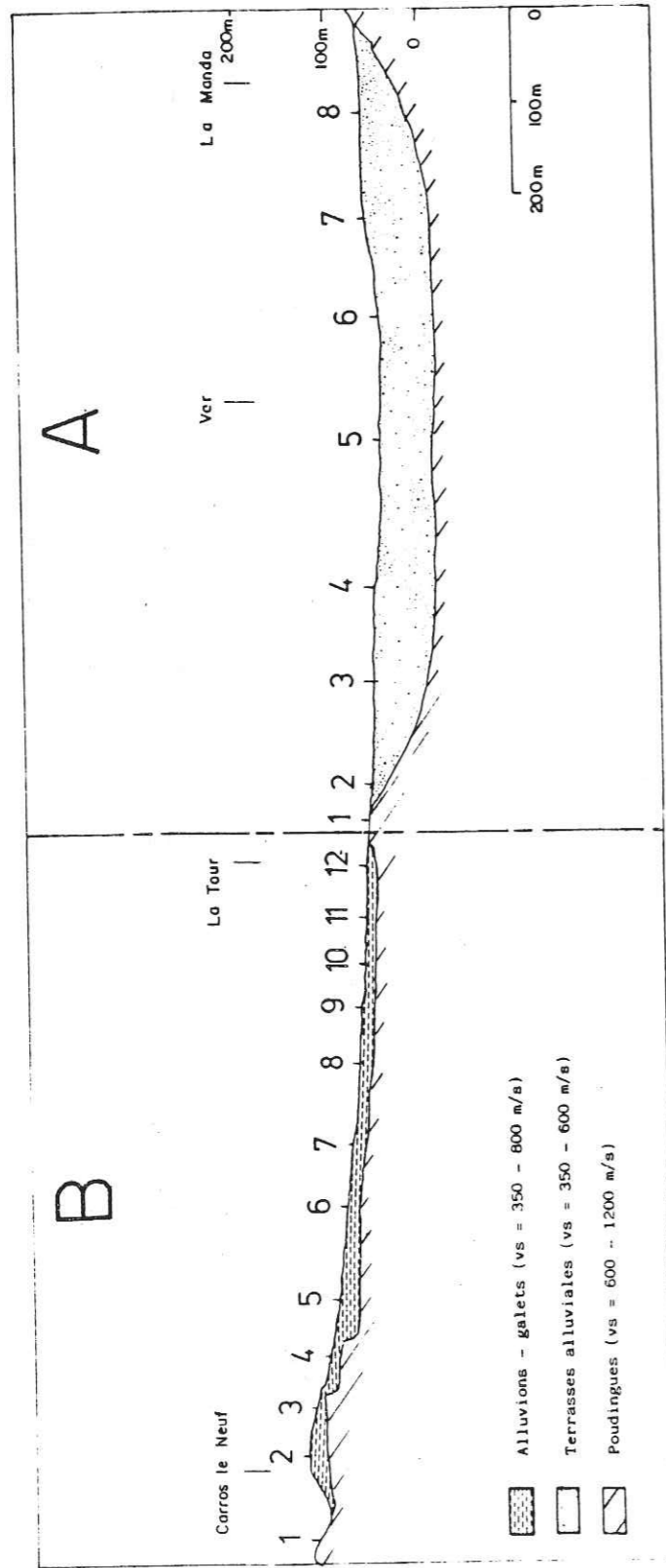


Figure 1 : Profils A et B en coupe . Pour chaque profil, les points de référence sont numérotés.

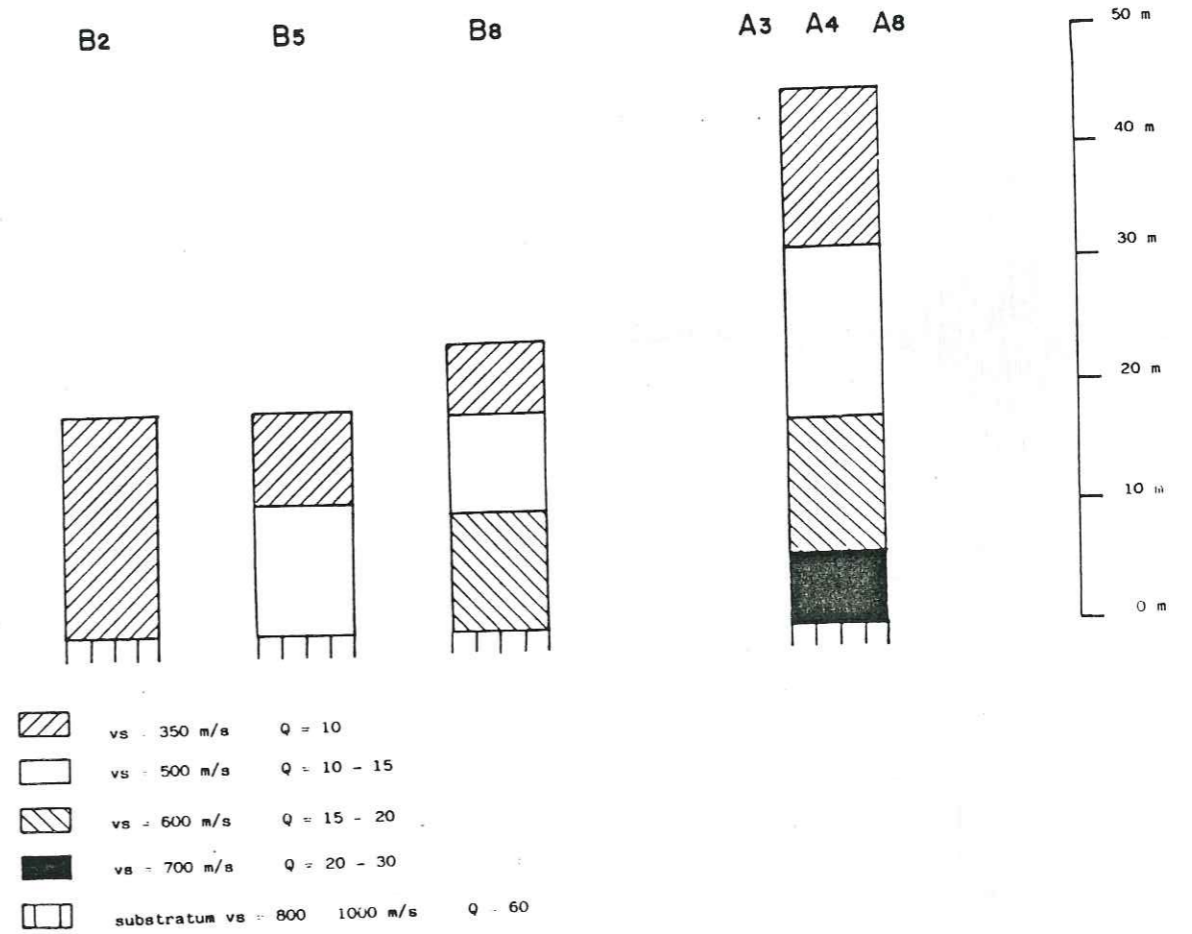


Figure 2 : Colonnes de sol étudiées. Q est le facteur de qualité.

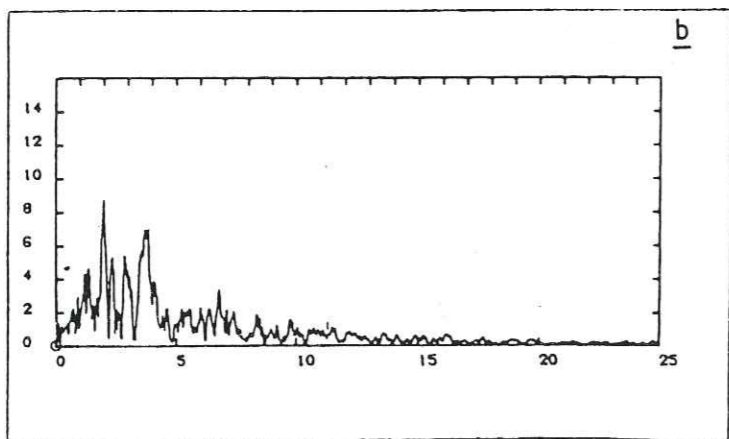
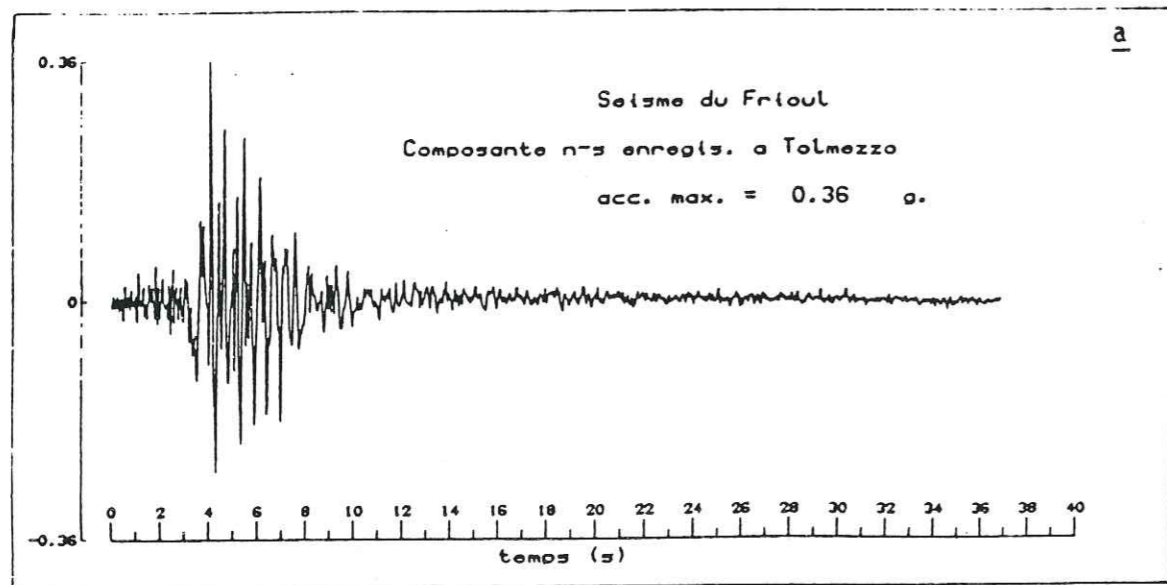


Figure 3 : Signal incident .Accélérogramme (a) et spectre de Fourier (b)

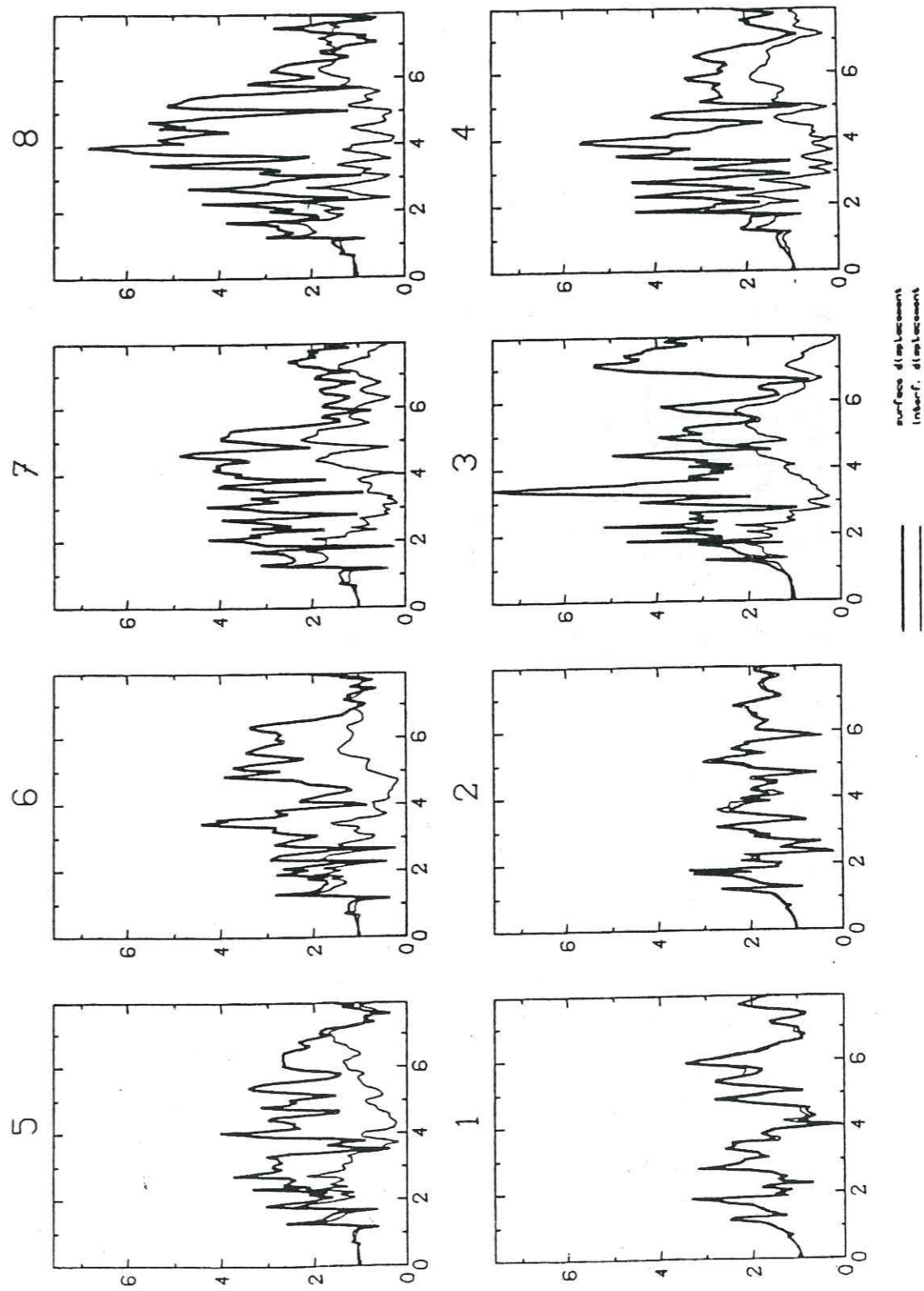


Figure 4 : Fonction de transfert profil A.

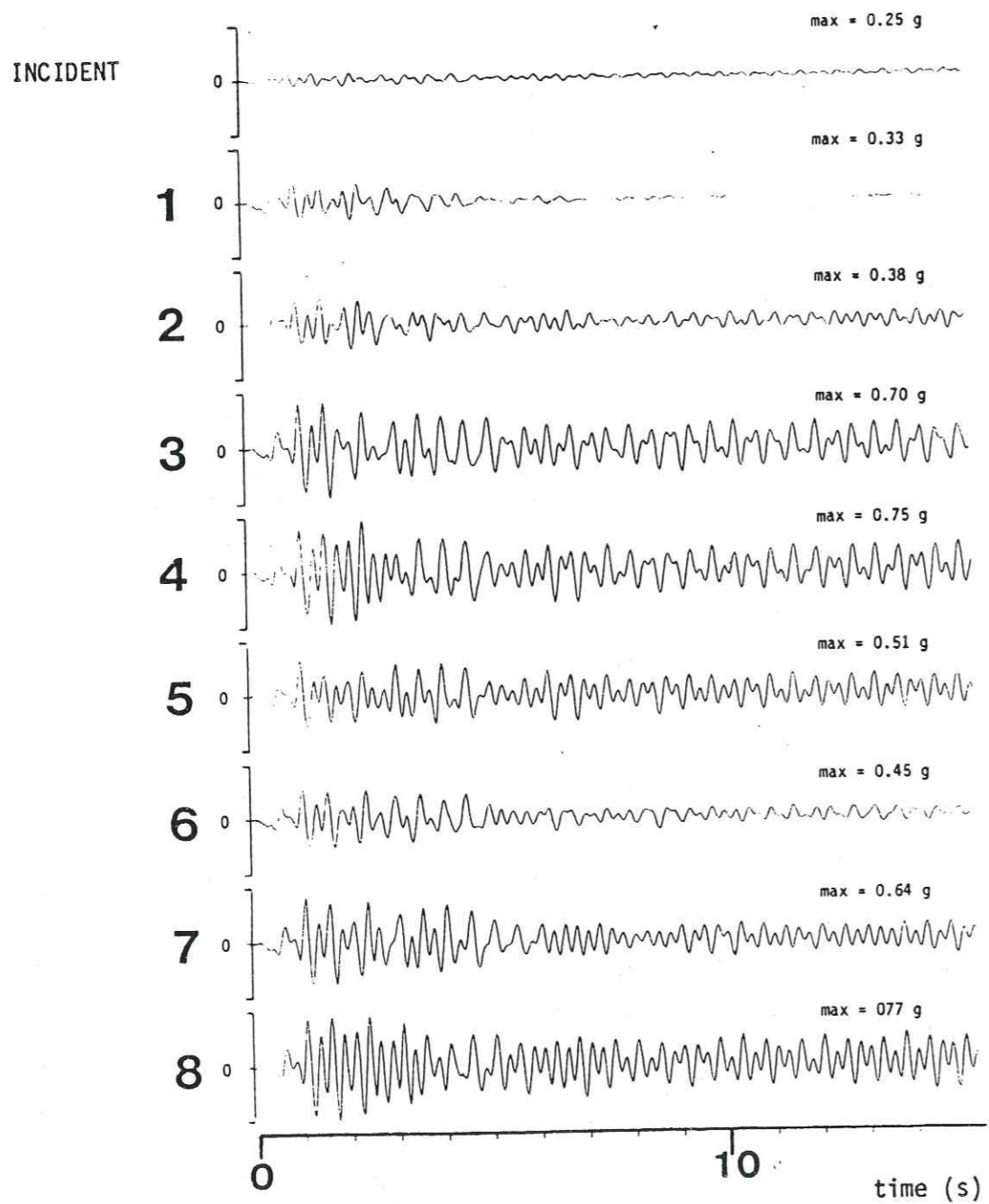


Figure 5 : Accélérogrammes de surface (profil A . Modèle 2D linéaire)  
La numérotation est celle de la figure 1-A.

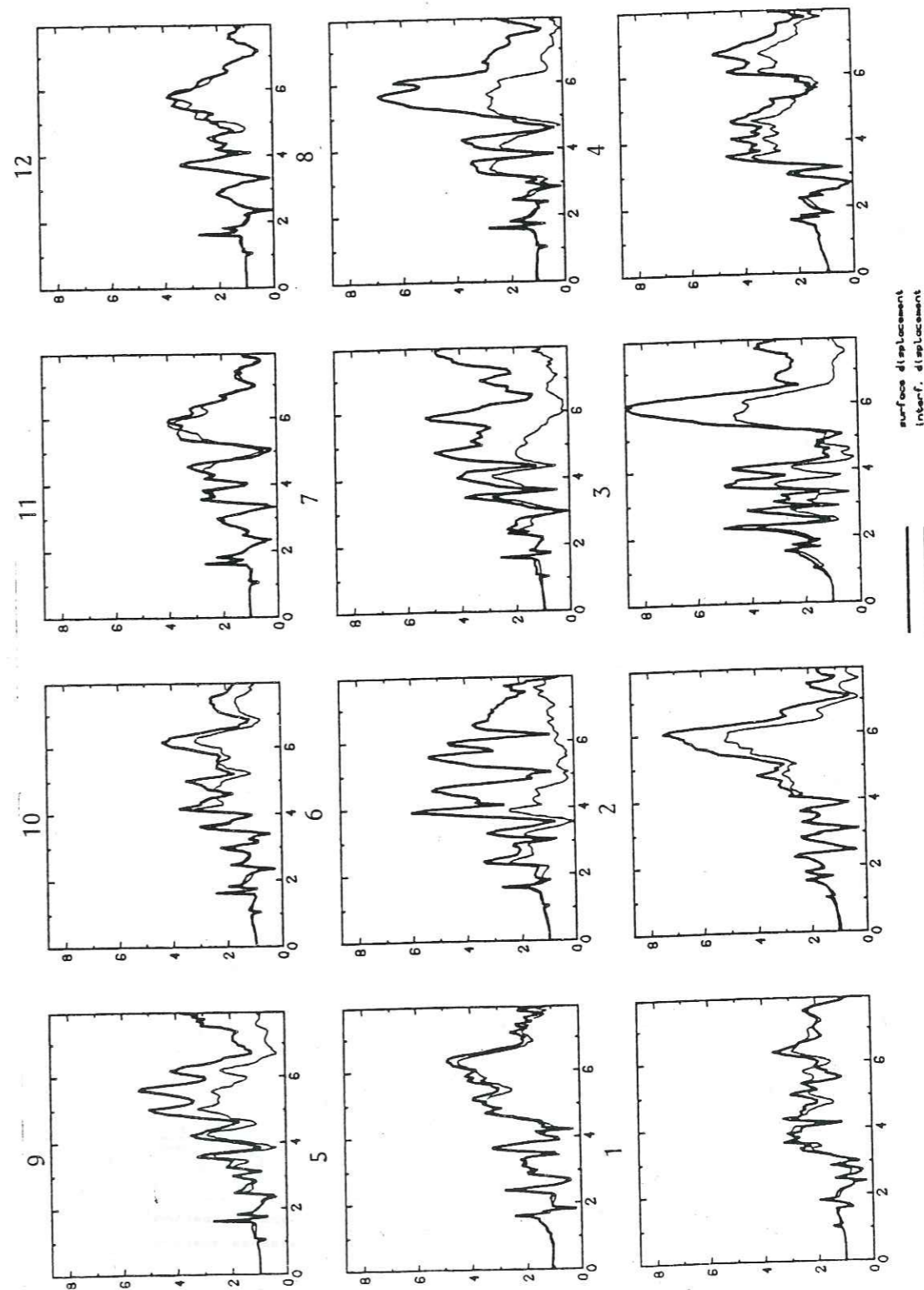


Figure 6 : Fonctions de transfert profil B.

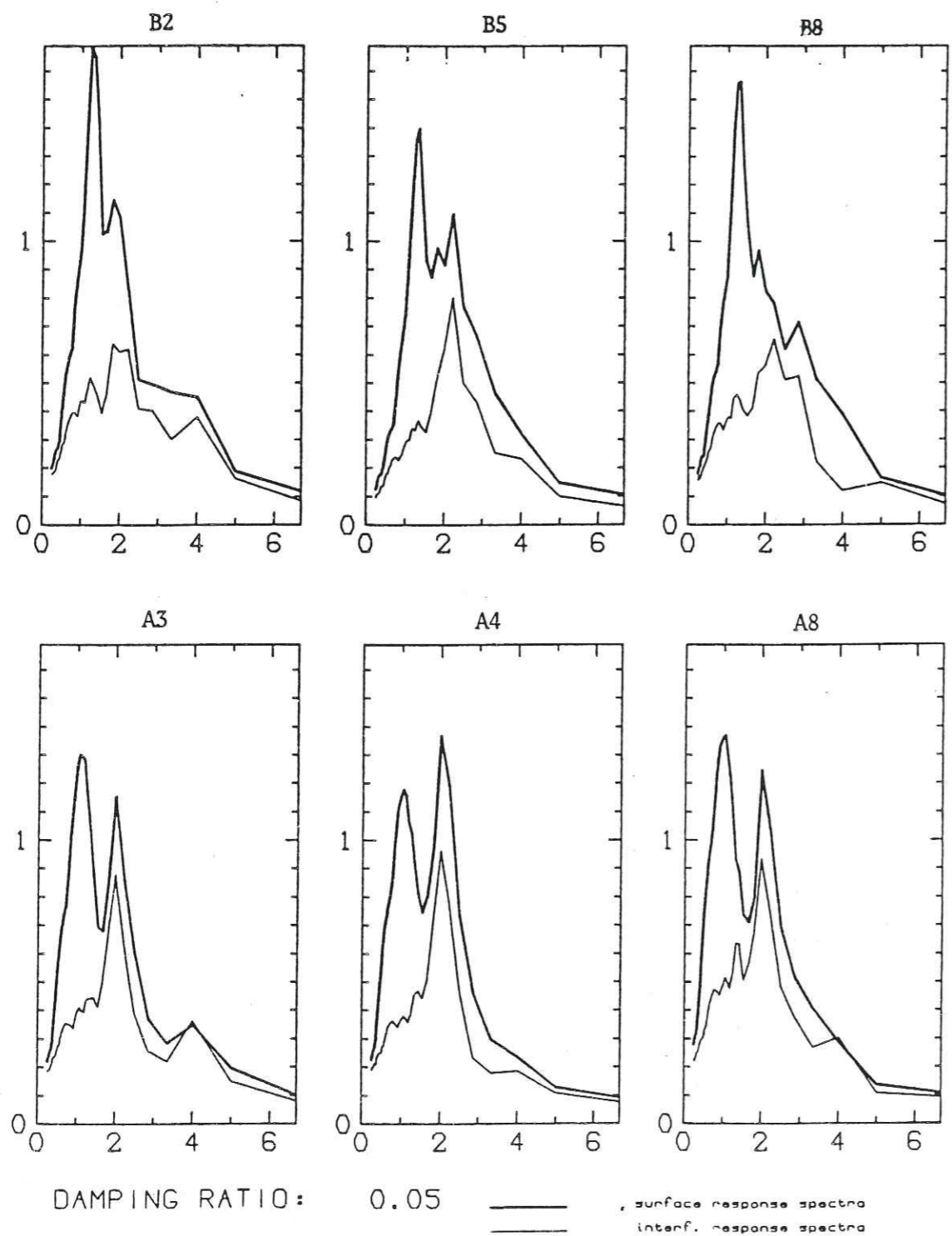


Figure 7 : Spectre de réponse pour le modèle 1D non linéaire.

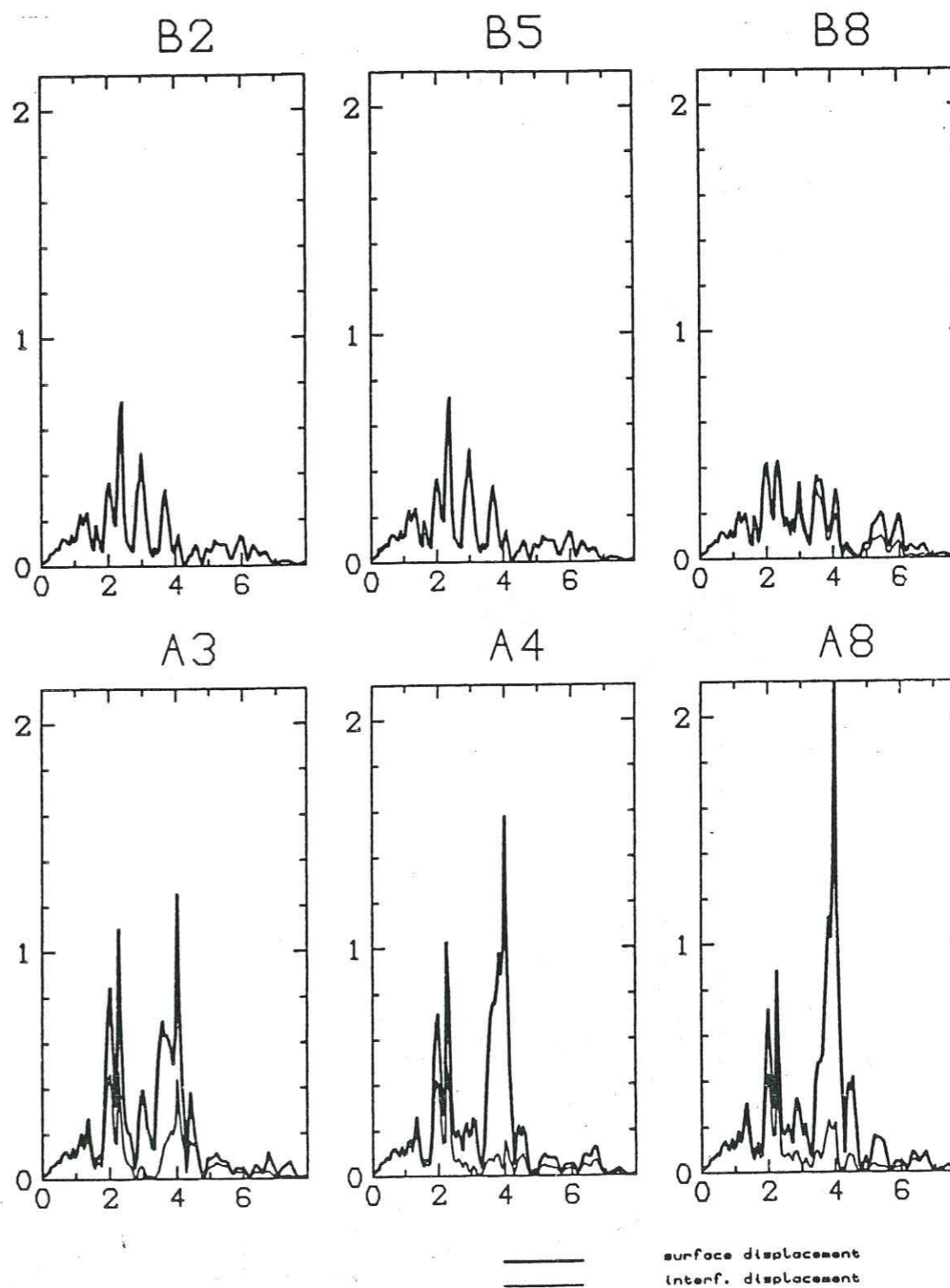


Figure 8 : Spectres de Fourier (Modèle 2D linéaire)

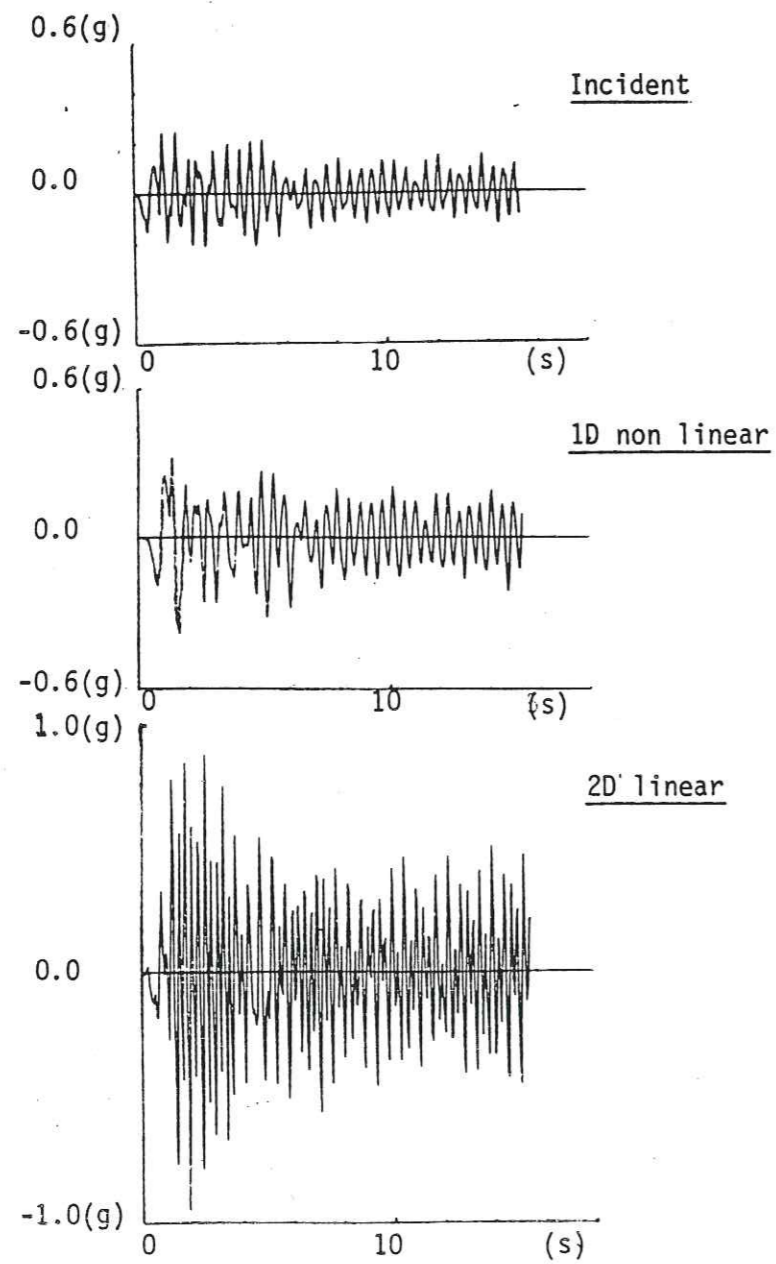


Figure 9 : Accélérogrammes comparés (colonne A8)

BIBLIOGRAPHIE

---

- ABRAMOWITZ M. et STEGUN I.A. (1964) - Handbook of mathematical functions. Dover Publications, Inc., New-York.
- ABRAMSEYS N., SARMA S. (1969) Liquefaction of soils induced by earthquakes Bull. Seis. Soc. Am. ,59, pp. 651-664
- AKI K. et LARNER K.L. (1970) - Surface motion of a layered medium having an irregular interface due to incident plane SH waves. J. geophys. Res., 75, 933-954.
- AKI K. et RICHARDS P.G. (1980) - Quantitative Seismology, 1980. W.H. Freeman et Company, San Francisco.
- AUBRY, D., D. CHOUVET, H. MODARESSI and P. MOUROUX (1985). Local amplification of a seismic incident field through an elastoplastic sedimentary valley. Int. Conf. Num. Models Geomechanics, Nagoya, Japan, April 1985.
- AURIAULT J.L. (1982) - Homogeneisation. Applications aux milieux poreux satures deformables. I.M.G.
- AURIAULT J.L., (1980) Dynamic behaviour of a porous medium saturated by a newtonian fluid. Int. J. Eng. Sci., vol. 18, pp. 775-785.
- AURIAULT J.L., AVALLET C., (1982) Comportement dynamique d'un amortisseur compose d'un milieu poreux sature. J. Mec. Theorique et appliquee. Vol. 1, n. 2, pp. 269-290.
- AURIAULT J.L., SANCHEZ PALENCIA E., (1977) Etude du comportement macroscopique d'un milieu poreux sature deformable. J. de Mecanique, vol. 16, p. 575.
- AVALLET (1981) - Comportement dynamique de milieux poreux satures deformables. These de 3eme cycle, U.S.M.G.
- BACRI J., SALIN D., (1982) Propagation du son dans les milieux poreux satures. Revue du CETHEDC. Ondes et Signal, n. 71 (1982), pp. 111-120.
- BARD P.Y. (1982) - Diffracted waves and displacement field over two dimensionnal elevated topography. Geophys., J.R. astr. Soc., 71, 731-760.
- BARD P.Y. et BOUCHON M. (1980a) - The seismic response of sediment-filled valleys. Part. 1 : The case of incident SH waves. Bull. seism. Soc. Am., 70, 1263-1286.
- BARD P.Y. et BOUCHON M. (1980b) - The seismic response of sediment-filled valleys. Part. 2 : The case of incident P and SV waves. Bull. seism. Soc. Am. 70, 1921-1941.
- BARD PY., GARIEL J.C. (1985) The seismic response of 2D sedimentary deposits with large velocity gradients. Submitted to Bull. Seis. Soc. Am.
- BARD, P.-Y. and B.E. TUCKER (1985). Response of sedimentary valleys: Comparing observations and theoretical predictions. Bull. Seism. Soc. Am., Submitted.

- BARD, P.-Y., and M. BOUCHON (1985). The two-dimensional resonance of sediment-filled valleys. *Bull. seism. Soc. Am.*, 75, 519-541.
- BARKER T.G., STEVENS J.L. (1983) Shallow shear wave velocity and Q structures at the El Centro Strong Motion Accelerograph Array *Geophys. Res. Letters*, 10, pp.853-856
- BEDFORD A., COSTLEY R.D., STERN M. (1984) On the drag and virtual mass coefficient in Biot's equations *J. Acoust.Soc.Am.*, 76, pp.1804-1809
- BEDFORD A., INGRAM J.P., (1971) A continuum theory of fluid saturated porous media. *J. Appl. Mech.*, vol. 38, pp. 1-7.
- BERARDI, CAPOZZA, ZONETTI (1978) Analysis of rock motion accelerograms recorded at surface and underground during the 1976 Friuli seismic period. *Proceedings of the 1976 Friuli Earthquake and the antiseismic design of nuclear installations, Rom, 11-13 october 1977*
- BERRYMAN J.G., (1980) Confirmation of the BIOT's theory. *Appl. Phys. Lett.* 37(4), pp. 382-384.
- BERRYMAN J.G., (1981a and 1981b) Elastic waves in fluid saturated porous media. *J. Acoust. Soc. Am.* vol. 69(2), pp. 416-24; vol. 70(6), pp. 1754-1756.
- BIOT M.A., (1956) General solutions of the equations of elasticity and consolidation for a porous material. *J. Applied Mech.*, vol. 23, pp. 91-96.
- BIOT M.A., (1956a) Theory of propagation of elastic waves in a fluid saturated porous solid I- Low frequency range. *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 28, n. 2, pp. 168-178.
- BIOT M.A., (1956b) Theory of propagation of elastic waves in a fluid saturated porous solid II- High frequency range. *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 28, n. 2, pp. 179-191.
- BIOT M.A., (1962a) Generalised theory of acoustic propagation in porous dissipative media. *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 34, n. 9, pp. 1254-1264.
- BIOT M.A., (1962b) Mechanics of deformation and acoustic propagation in porous media. *J. Appl. Phys.*, vol. 33, n. 4.
- BIOT M.A., WILLIS D.G., (1957) The elastic coefficients of the theory of consolidation. *J. Appl. Mech.*, vol. 24, *Trans ASME*, vol. 79, pp. 594-601.
- BONNET G. (1985) "Contribution à l'étude de milieux poreux saturés en régime dynamique. Application à la reconnaissance par pompage harmonique et à la reconnaissance sismique". Thèse d'Etat, U.S.T.L Montpellier.
- BOORE D.M. (1972) - A note on the effect of simple topography on seismic SH waves. *Bull. seism. Soc. Am.*, 62, 275-284.

- BOORE D.M. et JOYNER W.B., OLIVER, III, A.A. et PAGE R.A. (1980) - Peak acceleration, velocity and displacement from strong-motion records. *Bull. seism. Soc. Am.*, 70, 305-321.
- BOORE D.M., HARMSSEN S.C., HARDING S.T. (1981) - Wave scattering from a step change in surface topography. *Bull. seism. Soc. Am.*, 71, 117-125.
- BORCHERDT, R.D., (1973) - Energy and plane waves in linear viscoelastic media, *J. Geophys. Res.*, 78, 2442-2453
- BORNE L., (1983) Contribution a l'etude du comportement dynamique des milieux poreux satures deformables. *These Doct. Ing.*, Grenoble.
- BOUCHON M. (1973) - Effect of topography on surface motion. *Bull. seism. Soc. Am.*, 63, 615-632.
- BOUCHON M., AKI K. et BARD P.Y. (1982) - Theoretical evaluation of differential ground motions produced by earthquakes. *Proceedings of the 2rd Microzonation Conference, Seattle, Juin 1982.*
- BOURBIE T. (1983) Effet de l'atténuation sur les réflexions, *Thèse d'Etat, Université de Paris VII*
- BURRIDGE, R., F. MAINARDI and G. SERVIZI (1980). Soil amplification of plane seismic waves. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 22, 122-136.
- CASTELLANI A., PEANO A. et SARDELLA L. (1982) - On analytical and numerical techniques for seismic analysis of topographic irregularities. *Proceedings of the 7th European Conference on Earthquake Engineering, Athens 1982.*
- CERVENY V., POPOV M., PSENCIK I. (1982) Computation of wave fields in homogenous media. *Gaussian Beam Approach. Geoph. J. R. Astr. Soc.*, 70, pp. 109-128
- CHANDLER R.N., JOHNSON D.L., (1981) The equivalence of quasi-static flow in fluid saturated porous media and BIOT's slow wave in the limit of zero frequency (a paraitre dans *J. Acoust. Soc. Am.*).
- CLEARY M.P., (1977) Fundamental solutions for a fluid saturated porous solid. *Int. J. Solid Struct.*, vol. 13, pp. 785-806.
- COUSSY O., BOURBIE T. (1984) Propagation des ondes acoustiques dans les milieux saturés *Revue de l'Institut Français du Pétrole*, 39, No 1
- COUSSY O., RASSOLOFOSSAON (1985) A paraitre, *Revue de l'IFP*
- DAVIS L.L. et WEST L.R. (1973) - Observed effects of topography on ground motion. *Bull. seism. Soc. Am.*, 63, 283-298.
- DERESIEWICZ H., SKALAK R., (1963) On uniqueness in dynamic poroelasticity. *Bull. Seism. Soc. Am.*, vol. 53, n. 4, pp. 783-789.



DOMENICO S.N., (1977) Elastic properties of unconsolidated porous sand reservoirs. Geophysics, vol. 42, pp. 1339-1368.

DRAVINSKI M. (1983), Amplification of P,SV, and Rayleigh waves by two alluvial valleys, Soil Dyn. and Earth.Eng.,2, pp.66-77

DRAVINSKI, M. (1983). Scattering of plane harmonic SH wave by dipping layers of arbitrary shape. Bull. seism. Soc. Am. 73, 1303-1319.

DUTTA N.C., ODE H., (1983) Seismic reflections from a gas water contact, Geophysics, vol. 48, n. 2, pp. 148-162.

DUTTA N.C., ODE M., (1978) Attenuation and dispersion of compressional waves in fluid filled porous rocks with partial gas saturation. Geophysics, vol. 44, n. 11, pp. 1777-1805.

ENGLAND R., SABINA F.J., HERRERA I. (1980) - Scattering of SH waves by surface cavities of arbitrary shape using boundary methods. Phys. Earth Planet. Inter., 21, 148-157.

ESPINOSA A.F., ALGERMISSEN S.T. (1972), A study of Soil Amplification in Earthquake Damage Areas, Caracas, Venezuela .NOAA Technical Report. ERL 280-ESL 31.

EWING M., JARDETSKY W.S. et PRESS F. (1957) - Elastic waves in layered media. Mc Graw-Hill, New-York.

GANGI A.F. (1985) Permeability of unconsolidated sands and porous rocks, J. Geoph. R., 90, pp. 3099-3104

GANSLEY D.C., KANASEWICH (1980) Measurement of absorption and dispersion from check shot surveys J. Geoph. Res., 85, pp.5219-5226

GARDNER G.H.F., HARRIS M.H. (1969) Velocity and attenuation of elastic waves in sands, Proceedings of SPWLA ninth annual logging symposium, june 22-26 1968

GEERSTMA J., SMIT D.C. (1961). Some aspects of elastic wave propagation in fluid saturated porous solids. Geophysics, 26, pp. 169-181. GILBERT F. (1984) Description des sols saturés par une méthode d'homogénéisation Ecole d'Hiver déc. 1984, Aussois

GRIFFITHS D.W. et BOLLINGER G.A. (1979) - The effect of Appalachian mountain topography on seismic waves. Bull. seism. Soc. Am., 69, 1081-1105.

HAMILTON E.L. (1979) VP/VS and Poisson's ratio in marine sediments and rocks J. Acoust. Soc. Am., 66, pp.1093-1101

HAMILTON E.L., (1971) Elastic properties of marine sediments. J. Geophys. Res., vol. 76, pp. 579-604.

HAMILTON E.L., (1972) Compressional wave attenuation in marine sediments. Geophysics, vol. 37, pp. 620-646.

HAMILTON E.L., (1976) Attenuation of shear waves in marine sediments. J. Acoust. Soc. Am., vol. 60, n. 2.

HARDIN B.O. et DRNEVICH V.P. (1972a) - Shear modulus and damping in soils : measurement and parameter effects. J. Soil. Mec. Found. Div., 98, 603-624.

HARDIN B.O. et DRNEVICH V.P. (1972b) - Shear modulus and damping in soils : design equations and curves. Journal of the Soil Mec. and Found Div., ASCE, 98, 667-692.

HARMSSEN S. et HARDING S. (1981) - Surface motion over a sedimentary valley for incident plane P and SV waves. Bull seism. Soc. Am., Vol 71, N. 3, 655-670.

HARP E., SARMIENTO J., CRANSWICK E. (1984) Seismic induced pore-water pressure records from the Mammoth Lakes, Cal., earthquake sequence, may 1980, Bull.Seis.Soc.Am.,74, pp.1381-1393

HILL N.R., LEVANDER R.A. (1984) Resonances of low-velocity layers with lateral variations , Bull. Seis. Soc. Am., 74, pp. 521-537

HONG T.L. et HELMBERGER D.V. (1978) - Glorified optics and wave propagation in non planar structure. Bull seism. Soc. Am., 58, 2013-2032.

IKUTA Y., MARUOKA M., MITOMA T., MASATAKE N. (1979) Record of lateral pressure taken during earthquake. J. of Soils and foundations vol.19, n0 4

ISHIHARA K., (1967) Propagation of compressional waves in a saturated soil. Proc. Int. Symp. on wave propag. & dyn. prop. of earth materials, p. 451.

ISHIHARA K., (1970) Approximate forms of wave equations for water saturated porous materials and related dynamic modulus. J. of Soils and Foundations, vol. 10, n. 4, pp. 10-71 (Japan).

ISHIHARA, SHIMISU, YASUO (1981) Pore water pressures measured in sands during an earthquake . Soils and foundations, 21, pp.86-100

JOHNSON D.L., PLONA T.J., (1982) Acoustic slow waves and the consolidation transition. J. Acoust. Soc. Am. vol. 72(2), pp. 556-565.

JOHNSON L.R. et SILVA W. (1981) - The effects of unconsolidated sediments upon the ground motion during local earthquakes. Bull. seism. Soc. Am., 71, 127-142.

JOYNER W.B., WARRICK R.E., FUMAL Th. E. (1981) - The effect of quaternary alluvium on strong ground motion in the Coyote Lake, California, earthquake of 1979. Bull. seism. Soc. Am., 71, 1333-1349.

JULLIEN B. (1985) Le plan d'exposition aux risques sur les communes de CARROS et GATTIERES : méthodologie proposée pour la prise en compte de l'aléa sismique. Diplôme d'Ingénieur Géophysicien. IPG STRASBOURG

- JOYNER W.B., WARRICK R.E., et A.A. OLIVER, III. (1976) - Analysis of seismograms from a downhole array in sediments near San Francisco Bay. Bull. seism. Soc. Am., 66, 937-958.
- KAGAMI H., DUKE C.M., LIANG G.C. et OHTA Y. (1982) - Part 1 and Part 2. Bull. seism. Soc. Am., 72, 987-998.
- KING J.L. (1981) - Observations on the seismic response of sediment-filled valleys. Ph. D. Thesis, University of California at San Diego.
- KING J.L. et BRUNE J.N. (1981) - Modeling the seismic response of sedimentary basins. Bull. seism. Soc. Am., 71, 1469-1487.
- KING, J. and B.E. TUCKER (1984). Observed variations of earthquake motion across a sediment-filled valley. Bull. seism. Soc. Am. 74, 137-151.
- KJARTANSSON E, (1979) - Constant-Q, Wave propagation and attenuation, Jr Geophy. Res., 84, 4737-4748.
- KUSTER G.T., TOKSOZ N.M., (1974) - Velocity and attenuation of seismic waves in two-phase media - I-Theoretical formulations, Geophysics, 39, 587-606.
- KUSTER G.T., TOKSOZ N.M., (1974a) - Velocity and attenuation of seismic waves in two-phase media - II-Experimental results, Geophysics, 39, 607-618.
- LAMBE, WHITMAN (1970) Soil Mechanics, John Wiley, NY.
- LANDAU L., LIFSCHITZ E., (1971) Mecanique des fluides, Ed. Mir Moscou.
- LARNER K.L. (1970) - Near receiver scattering of teleseismic body waves in layered crust-mantle models having irregular interfaces. Ph. D. Thesis, Massachusetts Institute of Technology. Cambridge.
- LEVY T., (1979) Propagation of waves in a fluid-saturated porous elastic solid. Int. J. Eng. Sci., vol. 17, pp. 1005-1014.
- LOMNITZ C., (1957) - Linear dissipation in solids, J. Appl. Phys., 28, 201-205.
- LUNDQUIST G., (1977) - Evidence for a frequency dependent Q (abstract), EOS Trans-AGU, 58, 1182.
- MADARIAGA R. (1984) Gaussian beam synthetic seismograms in a vertically varying medium Geophysical J. R. astr. Soc., 79, 589-612
- MADARIAGA R., GEORGE T. (1985), en preparation
- MAINARDI F., SERVIZI G., TURCHETTI G., (1977) On the propagation of seismic pulses in a porous elastic solid. J. of Geophysics, vol. 43, pp. 83-94.
- MARSILY G. de (1981) Hydrologie quantitative (215p.) MASSON, Paris

- MAVKO G.M., HARP E. (1984) Analysis of wave induced pore pressure changes recorded during the 1980 Mammoth Lakes, Cal. earthquake sequence Bull. Seis. Soc. Am., 74, pp. 1395-1407
- MAVKO G.M., KJARTANSSON E., WINKLER K., (1979) - Seismic wave attenuation in rocks, Rev. of Geoph. and Space Phys., 17, 1155-1164.
- MAVKO G.M., NUR A., (1979) - Wave attenuation in partially saturated rocks, Geoph., 44, 161-178.
- MEI C.C., FODA M.A., (1981) Wave induced responses in a fluid filled poroelastic solid with a free surface. A boundary-layer theory. Geophys. J. Royal Astr. Soc., vol. 66, pp. 597-631.
- MEI C.C., SI B., CAI D. (1984) Scattering of simple harmonic waves by a circular cavity in a fluid infiltrated poro-elastic medium 6, pp. 265-278
- MODARESSI (1985) Thèse de l'université. Préparée à l'Ecole centrale des Arts et Manufactures
- MURPHY J.R., DAVIS A.H. et WEAVER N.L. (1971) - Amplification of seismic body waves by low-velocity surface layers. Bull. seism. Soc. Am., 61, 109-145.
- Mc IVOR I.K. (1969) - Two-dimensional scattering of a plane compressional wave by surface imperfection. Bull. seism. Soc. Am., 59, 1349-1364.
- NOWACK, R. and K. AKI (1984). The two-dimensional gaussian beam synthetic method: testing and applications. J. Geophys. Res. 89, 7797-7819
- O'CONNELL R.J., BUDIANSKY B., (1978) - Measures of dissipation in viscoelastic media, Geoph. Res. Letters., 5, 5-8.
- OKA, MUKASE (1981) Liquefaction analysis of sands deposits based on cyclic elasto-plasticity Proceedings of Int. Conf. Earth. Eng. Soil Dyn. Saint Louis, Missouri
- P.E.R. (1984) Plan d'exposition aux risques : prise en compte de l'aléa sismique pour les communes de CARROS et GATTIERS, Labo. Régional Ponts et Chaussées, Nice, CETE d'Aix en Provence
- P.E.R. (1985) idem, application à la commune de MENTON.
- PLONA T.J., (1979) Observation of a second bulk compressional wave in a porous medium at ultrasonic frequencies. Appl. Phys. Lett. 36(4), pp. 259-261.
- PLONA T.J., JOHNSON D.L., (1980) Experimental study of the two bulk compressional modes in water saturated porous structures. Ultrasonics symposium proceedings, pp. 868-872, nov. 1980.
- PREVOST J. (1985) Wave propagation in fluid saturated porous media : an efficient finite element procedure. Submitted to ASCE Division

REPETTO, P., I. ARANGO and H.B. SEED (1980). Influence of site characteristics on building damage during the October 3, 1974, Lima earthquake. Report no UCB/EERC 80/41, University of California, Berkeley.

RICE J.R., CLEARY M.P., (1976) Basic stress diffusion solutions for fluid saturated elastic porous media with compressible constituents. Rev. Geophys. & Space Physics., vol. 14, pp. 227-241.

ROGERS A.M., KATZ L.J. et BENNETT T.J. (1974) - Topographic effects of ground motion for incident P waves - a model study - Bull. seism. Soc. Am., 64, 437-456.

ROGERS A.M., TINSLEY J.C., HAYS W.W. et KING W. (1979) - Evaluation of the relation between near surface geological units and ground response in the vicinity of Long Beach, California. Bull. seism. Soc. Am., 69, 1503-1622.

SABINA F.J. et WILLIS J.R. (1975) - Scattering of SH waves by a rough half-space of arbitrary slope. Geophys. J.R. astr. Soc., 42, 685-703.

SALIN D., SCHON W., (1981) Acoustics of water saturated packed glass spheres. J. Physique Lettres, vol. 42, pp. 477-480.

SANCHEZ PALENCIA E., (1980) Non homogeneous media and vibration theory. Springer Verlag ed. (Berlin).

SANCHEZ-SESMA F.J. (1978) - Ground motion amplification due to canyons of arbitrary shape. Proc. Int. Conf. on Microzonation, 2nd, San Francisco, 2, 729-738.

SANCHEZ-SESMA F.J. (1983) - Diffraction of elastic waves by three dimensional surface irregularities. Submitted to the Bull. seism. Soc. Am., Avril 1983.

SANCHEZ-SESMA F.J. et ESQUIVEL I.A. (1979) - Ground motion on alluvial valleys under incident plane SH waves. Bull. seism. Soc. Am., 69, 1107-1120.

SANCHEZ-SESMA F.J. et ROSENBLUETH E. (1979) - Ground motion at canyons of arbitrary shape under incident SH waves. Int. J. Earthq. Eng. Struct. Dyn., 7, 441-450.

SATO H. (1982) - Attenuation of S waves in the lithosphere due to scattering by its random velocity structure. J. Geophys. Res., 87, 7779-7785.

SCHMITT D., BOUCHON M., (1984) Full wave acoustic logs in porous media. Communication au Congrès de la S.E.G., Atlanta, 2-7 dec. 1984.

SCHMITT D., BOUCHON M., BONNET G., (1985) Full wave acoustic logs in porous media (submitted to Geophysics).

SEED H.B. et IDRIS I.M. (1970) - Analysis of ground motions at Union Bay, Seattle, during earthquakes and distant nuclear blasts. Bull. seism. Soc. Am., 60, 125-136.

SILLS L.B. (1978) - Scattering of horizontally polarised shear waves by surface irregularities. Geophys. J.R. astr. Soc., 54, 319-348.

SINGH S.K. et SABINA F.J. (1977) - Ground motion amplification by topographic depressions for incident P waves under acoustic approximation. Bull. seism. Soc. Am., 67, 345-352.

STOLL R.D. (1974). Acoustic waves in saturated sediments, in "Physics of sound in marine sediments", edited by L.D. HAMPTON, (Plenum, N.Y.)

STOLL R.D., (1980) Theoretical aspects of sound transmission in sediments. J. Acoust. Soc. Am., vol. 68(5), pp. 1341-1350.

STOLL R.D., BRYAN G.M., (1970) Wave attenuation in saturated sediments. J. Acoust. Soc. Am., vol. 47, pp. 1440-1447.

THOUVENOT F. (1983) - Le facteur de qualite dans la croûte. Rapport d'etudes IRGM-CEA, Grenoble, Janvier 1983, 49 pages.

THOUVENOT F. (1983) Frequency dependence of the quality factor in the upper crust : a deep seismic sounding approach, Geophys. J.R. Soc. vol. 73, pp. 427-447

TOKSOZ M.N., JOHNSTON D.H., TIMUR A., (1979) - Attenuation of seismic waves in dry and saturated rocks: I-Laboratory measurements, Geoph., 44, 681-690.

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

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

TRUESDELL C., TOUPIN R., (1960) Handbuch der Physik, vol. III/1, Springer-Verlag, ed. Berlin.

TUCKER (1985) Site effects observations, Communication présentée à Nato Advanced Study Institute on Strong Ground Motion Seismology, Ankara, Turquie, Juin 1985.

TUCKER B., KING J.L. (1984) Dependence of Sediment-filled valley response on Input amplitudes and Valley properties, Bull. Seis. Soc. Am., 74, pp. 153-166

TUCKER B., KING J.L., HATZFELD D., NERSESOV I.L. (1984) Observations of Hard-Rock Site Effects, Bull. Seis. Soc. Am., 74, pp. 121-136

VASIL'YEV, GVOZDEV, IVANOVA, KONDRAT'YEVA (1981) Residual strains of soft soil during explosions and earthquakes. Earth Physics, 17, pp. 817-824

VIRIEUX J. (1984) SH wave propagation in heterogeneous media : velocity-stress finite difference method. Geophysics, vol. 49, no 11, pp. 1933-1957

- WINKLER K., NUR A. and GLADWIN M., (1979) - Friction and seismic attenuation in rocks. *Nature*, 277, 525-531.
- WINKLER K., NUR A., (1979) - Pore fluids and seismic attenuation in rocks, *Geoph. Res. Lett.*, 6, 1-4.
- WINKLER K.W., NUR A. (1982) Effects of pore fluids and frictional sliding . *Geophysics* ,47, pp. 1-15
- WONG H.L. et JENNINGS P.C. (1975) - Effects of canyon topography on strong ground motion. *Bull seism. Soc. Am.*, 65, 1239-1258.
- WONG H.L. et TRIFUNAC M.D. (1974) - Surface motion of a semi elliptical alluvial valley for incident plane SH waves. *Bull seism. Soc. Am.*, 64, 1389-1408.
- YAMAMOTO (1983a) Propagator matrix for continuously layered porous seabeds . *Bull. Seis. Soc. Am.* 73, pp.1599-1620
- YAMAMOTO (1983c) Numerical Integration for seabed response to water waves. *Soil Dyn. and Earth. Engineering*, 2, pp.92-100
- YAMAMOTO T., KONING H.L., SELLMERIJER H., HIJUM E., (1978) The response of a poroelastic bed to water waves. *J. Fluid Mech.*, vol. 87, pp. 193-206.
- YAMOMOTO (1983b) Acoustic propagation in the ocean with a poro-elastic bottom. *J. Acoust. Soc. Am.* , 73, pp.1597-1596
- YEGIAN M.K., VITELLI B.M (1981) Analysis of liquefaction : an empirical approach *Proceedings of Int. Conf. Earthquake Eng. and Soil Dyn.* Saint Louis, Missouri
- YEW C., JOGI P.N., (1976) Study of wave motion in fluid saturated porous media. *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 60, n. 1.
- YEW C., JOGI P.N., (1978) Determination of Biot's Parameters for a sandstone. *Exp. Mech.*, vol. 18, pp. 167-172.
- ZAHRADNIK J. (1977) - SH waves in a vicinity of a Rectangular Impenetrable wedge. *Ann. Geophys.*, 33, 201.
- ZAHRADNIK J. (1979) - Theoretical seismograms for Block Structures. *Studia geoph. et geod.*, 23, 17.
- ZAHRADNIK J. (1982) - Seismic response analysis of two-dimensional absorbing structures. *Studia geoph. et geod.*, 23, 24-41.

THESE de DOCTORAT d'U.S.M.G.  
Spécialité : Géophysique

*Titre de l'ouvrage :*

**PROPAGATION D'ONDES SISMIQUES  
DANS LES FORMATIONS SUPERFICIELLES  
Effet d'un arrangement géométrique complexe  
et influence de la saturation en eau**

*Nom de l'auteur :* Louis GELI

*Établissement :* Institut de Recherche Interdisciplinaires de  
Géologie et de Mécanique

**RÉSUMÉ**

Ce travail est une contribution à l'étude numérique de la propagation des ondes sismiques dans les formations géologiques superficielles.

Dans la *première partie*, un programme de calcul combinant les méthodes d'Aki-Larner et de Thomson-Haskell a été développé. Il permet de calculer la réponse de configurations géologiques géométriquement complexes à des ondes SH planes.

Une étude systématique de quelques configurations géologiques-type montre que les effets dus aux hétérogénéités verticales (contraste d'impédance : amplification) et latérales (irrégularités géométriques : diffraction) sont fortement couplés : il est le plus souvent impossible de décomposer le calcul d'une structure complexe en 2 sous-problèmes, plus simples. En génie parasismique, il est donc nécessaire de traiter chaque site cas par cas pour les études détaillées.

Dans la *deuxième partie*, on étudie l'influence de la saturation en eau dans les formations poreuses très perméables. La représentation du milieu saturé est celle de Biot, avec quelques compléments issus de la théorie de l'homogénéisation. Ce modèle est appliqué au calcul de la réponse sismique de structures simples tricouches (sol poreux sec sur sol poreux saturé sur bedrock élastique imperméable) en 1D ou 2D, dans la gamme 0 - 25 HZ.

On montre des cas théoriques pour lesquels l'onde P2 (générée aux interfaces du milieu poreux, puis très atténuée et non observable en surface) intervient dans le mécanisme d'atténuation des ondes de compression. On insiste sur l'importance de l'interaction fluide-solide aux frontières du milieu poreux : dès que la perméabilité est supérieure à  $10^{-10} \text{m}^2$  environ, il s'avère nécessaire de prendre en compte explicitement la présence de fluide. En particulier, il est alors impossible (sous peine d'erreurs supérieures à 100 %) d'approximer le matériau poreux par un modèle monophasique viscoélastique équivalent.

**MOTS-CLÉS**

Ondes sismiques ; Interfaces irréguliers ; Diffraction ; Modélisation Numérique ; Modèle Multicouche ; Méthode d'Aki-Larner ; Milieux poreux saturés ; Théorie de Biot ; Homogénéisation ; Onde P2 ; Atténuation ; Pression Intersticielle ; Conditions d'interfaces.