

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
Département de Génie-Civil

THESE
Présentée par
ZENDAGUI Djawad

المدرسة الوطنية المتعددة التخصصات
BIBLIOTHEQUE — المكتبة
Ecole Nationale Polytechnique

Ingénieur d'Etat en Travaux Publics
E.N.T.P Juin 1992

Pour l'obtention du titre de

MAGISTER
en Génie Civil

Sujet

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA
DECONVOLUTION STOCHASTIQUE
DES ONDES SISMIQUES

Soutenue publiquement en Juillet 1996 devant le Jury composé de:

Président	: Mr B. TILIOUINE	Professeur	ENP
Rapporteur	: Mr M.K. BERRAH	Maître de Conférences	ENP
Examineurs	: Mr S. BELKACEMI	Maître de Conférences	ENP
	Mr M. DEMIDEM	Chargé de cours	ENP
	Mr M. HAMMOUTENE	Maître de Conférences	ENP

Ecole nationale polytechnique
10, Avenue Hassen Badi, El-Harrach-Alger

*A mes parents, à mes frères et soeurs
A mes tantes.
A la famille Negadi*

"..Ceux qui ont l'esprit de discernement savent combien il y a de différence entre deux mots semblables, selon les lieux et les circonstances qui les accompagnent.."

Blaise PASCAL

Avant Propos

Cet avant propos est pour moi l'occasion de remercier vivement tous ceux qui ont accompagné ce travail depuis l'origine.

Tout d'abord, je tiens à remercier Monsieur Mounir Khaled BERRAH, mon directeur de thèse, pour sa contribution dans ma formation scientifique. Tout au long de cette thèse, il a su par son sens physique aigu et ses conseils éclairés, dissiper mes incertitudes.

Je tiens aussi à exprimer ma profonde gratitude à Monsieur B. TILIOUINE, Professeur à l'ENP, qui a bien voulu me faire l'honneur de présider mon Jury.

Je remercie Messieurs M. DEMIDEM, M. HAMMOUTENE et S. BELKACEMI qui m'ont fait l'honneur d'accepter d'être les examinateurs de la présente thèse.

Qu'il me soit permis d'exprimer ma profonde gratitude envers la société BATIWIT-Tlemcen pour m'avoir accordé, durant ces deux dernières années, son soutien moral et financier.

Mes remerciements vont aussi à tous mes collègues de l'ENP, à mes amis et particulièrement à ZEHANA Abdeljouad, ANGAR Ismail, BESSENOUCI Zakaria et à GHELLAIMI Sid-Ahmed.

Je ne saurai terminer cet avant propos sans adresser mes plus sincères remerciements à Monsieur NEGADI Kouider ainsi qu'à sa famille pour leur soutien et encouragement. Je leur exprime toute ma cordialité et ma grande sympathie.

5.3.1	Introduction	44
5.3.2	Ondes planes harmoniques	44
5.3.3	Demi-espace et interface	45
5.3.4	Propagation des ondes dans un demi-espace	46
5.3.5	Propagation des ondes dans un sol stratifié. Matrice de Transfert	54
5.4	Conclusion	56
6. ANALYSE STOCHASTIQUE DE LA PROPAGATION DES ONDES SISMQUES		57
6.1	Introduction	57
6.2	Variation spatiale du mouvement sismique Passages d'ondes Cohérence du mouvement	57
6.2.1	Effet de Passage d'onde "Wave Passage Effect"	58
6.2.2	Effet d'Incohérence "Incoherence Effect"	58
6.2.3	Effets de site locaux "Site Response Effect"	58
6.2.4	Effet de l'atténuation "Attenuation Effect"	58
6.2.5	Synthèse générale	58
6.3	Elements de base de la déconvolution stochastique	59
6.3.1	Analyse de la matrice d'inter-corrélation	59
6.3.2	Caractéristiques de la matrice de FDSP	62
6.4	Conclusion	64
7. ANALYSE PARAMETRIQUE DE LA DECONVOLUTION STOCHASTIQUE DES ONDES SISMQUES		65
7.1	Introduction	65
7.2	Description du champ aléatoire d'ondes incidentes Cas d'onde SH	65
7.2.1	Schéma de base pour le cas d'un sol semi-infini	65
7.2.1.1	Propriétés statistiques du champ d'ondes en surface	66
7.2.1.2	Propriétés statistiques du champ d'ondes en profondeur	73
7.2.1.3	Investigation paramétrique	74
7.2.1.4	Déconvolution du spectre d'inter-corrélation	78
7.2.2	Propriétés statistiques du champ d'ondes dans le cas d'un sol stratifié	79
7.3	Description du champ d'ondes incidentes Cas des ondes P	81
7.3.1	Schéma de base	81
7.3.2	Analyse de la matrice de fonctions d'inter-corrélation	81
7.3.3	Résultats et interprétations	83
7.3.4	Déconvolution du spectre d'inter-corrélation	83
7.4	Spectre de réponse	84
7.4.1	Fonction filtre (FF)	85
7.4.1.1	Cas des ondes SH	85
7.4.1.2	Cas des ondes P	86
7.4.2	Spectre de réponse (SPR)	86
7.5	Conclusion	87
8. CONCLUSIONS ET RECOMMANDATIONS POUR TRAVAUX FUTURS		89
8.1	Conclusions	89
8.2	Recommandations pour travaux futurs	89

ANNEXES

GRAPHES

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

CHAPITRE 1 INTRODUCTION GENERALE

1.1 OBJECTIFS

L'analyse de la réponse dynamique de structures à des excitations sismiques revêt une importance capitale pour la sécurité et la stabilité de ces structures. En effet, le niveau d'énergie transportée par l'input sismique est de loin le plus important et par conséquent engendre le plus de dégât. Par conséquent on se doit de connaître rigoureusement les caractéristiques de l'explosion sismique.

Le chargement sismique est généralement le résultat d'une dislocation à l'intérieur de la croûte terrestre qui par un complexe phénomène de propagation d'ondes sismiques à travers un massif de sol à caractéristiques fortement hétérogènes, induit des vibrations nettement variables en surface. La prise en compte de cette variabilité spatiale est inéluctable dans le cadre de l'analyse parasismique de structures étendues, i.e., fondées sur plusieurs appuis. Afin d'étudier cette variabilité un certain nombre de denses réseaux d'accélérographes ont été déployés au début de la dernière décennie. Toutefois, cette approche ne prend pas en compte la variabilité en profondeur du signal sismique qui représente pour les structures enterrées telles que les tunnels ou les fondations profondes de pont un paramètre primordial de dimensionnement. Bien que de denses réseaux d'accélérographes en Down-Hole sont aujourd'hui opérationnels, ils restent limités de par leurs capacités à permettre l'étude de la variabilité en profondeur du chargement sismique.

Cette situation nous a motivé à développer un modèle analytique permettant la réelle quantification de ce phénomène. Ce modèle se base sur la modélisation du mouvement de sol par un champ aléatoire en y associant une fonction d'inter-densité spectrale de puissance. Le signal sismique est caractérisé par la superposition d'ondes de volume (SH, SV, P) se propageant dans toutes les directions à travers un sol à stratification horizontal reposant sur un demi-espace élastique. Dans le but d'introduire un tel aspect dans le

cadre d'un calcul parasismique, on introduit la notion de spectre de réponse.

Le modèle qui sera développé permet de procéder à l'extrapolation du mouvement pour des sites où les informations ne sont pas disponibles et plus particulièrement pour des points situés en profondeur. Cette méthode peut être utilisée dans l'interprétation des données de denses réseaux d'accélérographes.

1.2 ORGANISATION:

Le deuxième chapitre de cette thèse est consacré à un exposé de l'état de l'art en matière d'analyse des effets de site sur le mouvement sismique et de là la description des divers approches de traitement de la variabilité en profondeur du chargement sismique.

Dans le troisième chapitre, nous présenterons les notions fondamentales de sismologie, qui sont à la base de la description phénoménologique du processus de propagation des ondes sismiques. A travers ces notions, on définit l'ensemble des facteurs qui modifient le signal sismique.

Le quatrième chapitre est consacré à l'introduction de la théorie de vibrations aléatoires. Le recours à cette théorie est justifié par la nature aléatoire du signal sismique due d'une part au caractère stochastique du problème de source et d'autre part à la complexe configuration du massif de sol où l'onde sismique se propage.

Les notions fondamentales de propagation des ondes sismiques sont développées dans le cinquième chapitre. Dans la présente thèse, l'excitation sismique est idéalisée par la superposition d'ondes planes de volume.

Le sixième chapitre nous permet d'élaborer le modèle analytique de déconvolution stochastique des ondes sismiques. L'ensemble des propriétés statistiques du champ d'ondes incidentes sont évaluées en tout point du massif de sol sans recourir aux denses réseaux d'accélérographes.

Une étude paramétrique est développée dans le septième chapitre. A travers ce traitement numérique nous avons testé l'ensemble des propriétés inhérentes au signal sismique à savoir le degré de cohérence entre train d'ondes, l'amplitude des ondes sismiques et le niveau d'énergie véhiculé par l'onde sismique. Nous fournissons les résultats pour d'une part le cas d'ondes planes SH se propageant à travers un sol à stratification horizontale et d'autre part le cas d'onde P se propageant à travers un sol semi-infini.

Enfin, nous présenterons une conclusion de l'ensemble des travaux présentés au niveau du chapitre huit avec les recommandations et suggestions relatives à un certain nombre de paramètres à incorporer dans le modèle.

CHAPITRE 2

EFFETS DE SITE - SYNTHÈSE DES TRAVAUX ANTERIEURS

2.1 Introduction :

L'investigation des effets de site sur les caractéristiques du mouvement sismique est probablement un domaine de recherche aussi ancien que la discipline de géodynamique elle-même. Ces effets ont fait l'objet d'études soutenues dès lors que d'importantes différences ont été notées entre excitations au niveau de sites pourtant équidistants de la source [32].

En fait, ces effets introduisent une modification du signal sismique entre points situés à la surface libre du massif de sol et en profondeur. La prise en compte de cette modification ou variabilité est d'autant plus importante lorsqu'il s'agit de structures fondées sur un dépôt de sol où le mouvement sismique est fortement amplifié. L'analyse de cette variabilité a fait l'objet de nombreux travaux de recherche; ils ont porté sur la description du phénomène de propagation des ondes sismiques à travers un sol hétérogène par des modèles analytiques ou numériques ([3],[4],[12],[22],[31],[52],[56]). La validation de ces modèles n'a été rendue possible qu'après la mise en place de stations d'enregistrements. L'introduction de ce phénomène dans le cadre du calcul parasismique est amplement justifiée pour les structures "ponctuelles", i.e., non étendues.

Toutefois, il est clairement établi maintenant que le signal sismique présente une autre catégorie de variabilité, il s'agit de la variabilité spatiale du séisme. En effet, les forces induites dans une structure lors d'un séisme ne sont pas dues uniquement aux forces inertielles en réaction au mouvement du sol mais aussi à la variabilité dans l'espace du séisme. Il en découle donc que l'hypothèse d'excitations uniformes est irréaliste dans le cadre de l'étude dynamique de structures étendues, du fait de la génération de mouvements différentiels en divers points ou appuis de la structure. Afin de quantifier cette variabilité, plusieurs modèles ont été proposés liées pour la plupart au traitement statistique des données de denses réseaux d'accélérographes.

Cependant, ces modèles ne donnent que les propriétés statistiques du mouvement sismique en surface car les réseaux d'accélérographes ne sont déployés qu'en surface. Par conséquent, la variabilité du signal sismique en profondeur ne peut être étudiée par le biais de ces réseaux. Il est donc impératif de développer des méthodes analytiques afin d'obtenir les propriétés statistiques du signal sismique en n'importe quel point du massif de sol. De telles informations sont nécessaires dans l'analyse sismique de structures enterrées et particulièrement dont les dimensions spatiales sont importantes tels que les tunnels et ponts pour lesquels le recours aux denses réseaux est inadéquat.

Ce chapitre a pour objet de présenter les diverses contributions relatives à l'étude de la variabilité spatiale et temporelle de l'excitation sismique.

2.2 Caractérisation de l'environnement sismique:

La modification du signal sismique par les paramètres de conditions de site est un phénomène ayant été observé sur plusieurs sites ([1],[30],[36],[60]). Ces paramètres sont au nombre de trois: les conditions géologiques ([10],[51],[53]); les conditions topographiques ([6],[10]) et l'interaction sol-structure. Une meilleure compréhension du processus de propagation d'ondes sismiques, et partant, l'évaluation de la modification du signal sismique permet d'estimer la variabilité spatiale et temporelle de l'action sismique. Cette double variabilité est essentielle pour le dimensionnement et la stabilité des ouvrages stratégiques et plus précisément des structures étendues.

Les études menées se sont fixées pour objectif de présenter une meilleure caractérisation de l'environnement sismique du site à savoir:

- * l'identification du point de contrôle où le mouvement sismique est connu (Fig 2.1). Ainsi pour un sol multicouche reposant sur un substratum, ce point est situé soit en surface (Point A), soit au niveau d'une roche qui affleure situé au même niveau de la roche (Substratum) (Point B), soit enfin à la surface libre d'un autre site stratifié (Point C).

- * la quantification de ce même mouvement.

* l'étude de propagation d'ondes sismiques.

Des trois paramètres, il ressort que le troisième est le moins maîtrisé. En effet, la direction et l'amplitude des ondes sont fonction de la localisation du site par rapport à la source. Or, dans l'état actuel des connaissances, la sismologie ne peut nous renseigner sur l'importance relative entre les divers types d'ondes émanant à partir d'une source. De ce fait, on se limite donc à des cas extrêmes où la nature de l'onde est supposée être connue [57].

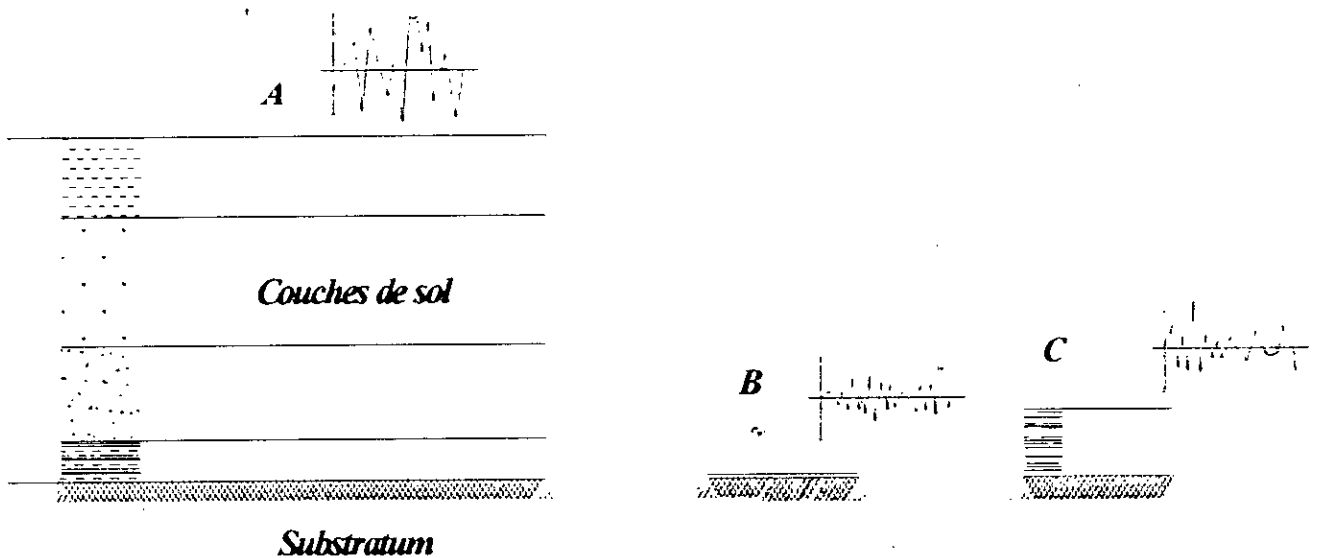


Figure 2.1: Sélection du point de contrôle de l'excitation sismique

2.3 Revue des travaux antérieurs:

L'étude de la variabilité dans l'espace de l'action sismique passe inéluctablement par l'analyse du phénomène de modification du signal sismique par les conditions de site. En effet, Schneider et al. [45] ont évalué les fonctions de cohérence qui permettent d'estimer la variabilité spatio-temporelle (VST) de l'action sismique pour dix denses réseaux d'accélérographes déployés au niveau de sites de caractéristiques différentes mais néanmoins uniformes pour chacun d'eux. Leurs résultats ont mis en évidence, d'une part, une similarité des fonctions de cohérence pour les sites situés sur des dépôts

d'alluvions, et d'autre part, de faibles fonctions de cohérence pour des réseaux situés sur un terrain rocheux par rapport à ceux situés sur le dépôt d'alluvions.

Ce phénomène a été étudié pour la première fois par Wood [59] et Reid [41] suite au séisme de San Francisco en 1906. Dans son étude, Wood montra que le niveau de dégâts causés par le séisme dans les différentes localités dépendait énormément des caractéristiques géologiques du sol. Des études similaires menées par Sezawa [in [30]] et Ishimoto [in [30]] confirmèrent les résultats de Wood. Mieux encore, ces résultats ont été confortés avec l'introduction des appareils d'enregistrement, où il s'est avéré que les résultats de Wood étaient en parfaite concordance avec la réalité.

Dans un souci de prédiction des effets de sites sur l'input sismique, trois approches sont envisageables:

-a- L'accumulation d'enregistrements liés à plusieurs séismes avec divers épicentres et sur plusieurs sites caractérisés par une large variation des conditions géologiques. Si ces opérations sont accomplies, l'estimation du degré d'altération du signal sismique peut être accomplie. En théorie, cette approche est intéressante mais en pratique, elle est irréalisable du fait du manque de données d'enregistrement et de la faible instrumentation des zones sismiques de par le monde.

-b- Le recours à des essais in situ; toutefois, à cause du comportement non linéaire du sol, les résultats obtenus par l'intermédiaire de ces essais ne sont pas fiables, car ils sont valables uniquement pour de faibles déformations.

-c- L'utilisation de procédures analytiques par l'implication de la théorie de la propagation d'ondes sismiques.

Des trois méthodes sus-mentionnées, la troisième a été la plus utilisée. L'intérêt a porté dès lors, d'une part sur la modélisation du sol et d'autre part sur l'introduction des différentes méthodes d'analyse de propagation d'ondes. En fait, le formalisme d'étude de propagation d'ondes dans un milieu

stratifié a été développé par Thomson [52] et Haskell [22]. Il est basé sur l'utilisation d'une matrice de transfert dans le domaine des fréquences-nombre d'ondes. Par ailleurs, la modélisation du sol se ramène essentiellement à deux cas:

1- Stratification horizontale des couches de sol et homogénéité latérale. Dans le cadre de cette hypothèse, la réponse en surface est le produit du spectre de Fourier du mouvement à la base (substratum) par le spectre d'amplification [60], [42]. Idriss et al. [25] ont proposé une approche différente basée sur la modélisation par masse concentrée des couches de sol (**Lumped Mass Approach**). Cette méthode présente l'avantage d'incorporer le caractère non linéaire du comportement du sol par la méthode "Equivalent linear soil properties".

2- Dépôt de sol ayant des frontières irrégulières. La configuration de sol stratifié horizontalement sur une étendue semi-infinie est plus théorique que réelle. En fait, l'inclusion de frontières latérales implique une concentration de contraintes au niveau de ces frontières [40]. Certains chercheurs ont essayé d'adapter la méthode mentionnée en 1- moyennant certaines hypothèses simplificatrices [44]. Toutefois, la prise en compte de cette hétérogénéité latérale ne peut être rigoureusement effective que par le recours aux méthodes numériques telles que la Méthode des Eléments Finis (MEF) [17].

Toutefois, un calcul par Eléments Finis a une portée limitée en raison, notamment, des problèmes de frontières et de l'importance du maillage à considérer. Dans le souci d'éviter ces problèmes, plusieurs auteurs [5], [49], [43] ont proposé diverses méthodes basées sur d'autres méthodes numériques telles la Méthode des Eléments de Frontière ou par la MEF caractérisée par des Hyperéléments.

En résumé, l'évaluation des effets de conditions de sites sur le mouvement sismique est actuellement un domaine relativement bien maîtrisé. Son incorporation dans le cadre de l'analyse de la variabilité spatiale en profondeur peut être accomplie. Dans la présente thèse, le modèle de Haskell-Thomson [22], [52] est utilisé.

Il est évident que l'effet de site n'est qu'une cause parmi d'autres de la variabilité spatiale du mouvement sismique. En effet, à ce paramètre s'ajoute l'effet du passage d'ondes, de l'incohérence et de l'atténuation [16]. Une des premières méthodes d'investigation de la variabilité spatio-temporelle (VST) du mouvement sismique consiste à interpréter par des méthodes statistiques les données de denses réseaux d'accélérographes[2], [21]. De tels réseaux furent déployés en un certain nombre de sites tels que le **S.M.A.R.T.1 (Strong Motion Array Taiwan N°1)**, ou le **Chiba Array**. Les résultats obtenus ont permis d'estimer le degré d'incohérence du signal sismique. En marge de cette approche purement statistique, d'autres auteurs ont proposé des modèles semi-empiriques d'analyse de la VST:

a°) Harada [18]: a présenté une modélisation probabiliste de la variabilité spatiale du mouvement sismique. Les valeurs maximales de déplacement du sol et du déplacement relatif entre deux points de la surface ont été exprimées à partir de la fonction de corrélation spatiale estimée à partir des données expérimentales.

b°) Harada et Shinozuka [19]: ont introduit une nouvelle notion : **spectre de déformation du sol** qui exprime la relation entre la valeur maximale du déplacement relatif entre deux points en surface et la distance qui les sépare.

c°) Harada [20]:a caractérisé la variation spatio-temporelle par l'amplification d'ondes stochastiques par une couche de sol ayant une profondeur aléatoire du fait de la forme irrégulière du profil en surface et reposant sur un substratum. L'action sismique est simulée par la propagation d'une seule onde plane.

Toutefois, l'approche expérimentale d'analyse de la VST en surface est sévèrement limitée car les résultats obtenus ne sont valables que pour le site où le réseau est déployé. Dans le but de surpasser cette restriction, plusieurs modèles analytiques ou semi-analytiques ont été proposés:

a°) Zerva et al. [62]: La VST en surface est analysée à partir de la magnitude du séisme, la vitesse des ondes de volume dans le substratum et

la localisation des divers points par rapport à la faille où l'on veut estimer les coefficients de corrélation.

b°) Sommerville et al. [47]: Afin d'estimer la composante, dans l'expression de la VST du mouvement sismique, de l'effet de la variation du profil de sol, Sommerville et al. ont suggéré d'utiliser les données de denses réseaux d'accélérographes pour de faibles intensités sismiques où l'effet de cette composante est significatif et d'incorporer cette composante dans l'expression de la cohérence estimée à partir de la simulation d'excitation sismique dans le cas d'une source étendue en zone proche. Cette technique a été notamment testée en recourant aux données recueillies suite aux séismes de Imperial Valley (1979) et Coalinga (1983). Toutefois, cette approche se trouve limitée du fait du nombre restreint des réseaux.

c°) Der Kiureghian [16]: a proposé un modèle analytique pour évaluer la fonction de cohérence qui décrit la VST. Ce modèle est la superposition de trois composantes qui génèrent la VST nommément: l'effet de l'incohérence, du passage d'onde et de l'effet de site.

L'ensemble des contributions sus-mentionnées s'inscrivent dans le cadre de l'analyse de la VST en surface. En profondeur, l'approche expérimentale ne peut être utilisée [16]. En effet, bien que de denses réseaux en Down-hole sont aujourd'hui opérationnels, l'analyse de la VST par l'intermédiaire de ces réseaux est limitée. De ce fait, une approche analytique basée sur la modélisation du mouvement de sol par un champ aléatoire en y associant une fonction d'inter-densité spectrale est une alternative intéressante. Une telle approche a été utilisée par Hoshiya et Ishii [24] dans l'étude d'un réservoir enterré. Cependant, la fonction d'inter-densité spectrale qui a été employée s'appuyait plus sur des considérations mathématiques que physiques; par conséquent, une meilleure approche consiste à formuler un modèle mécanique du processus de propagation d'ondes et d'évaluer les propriétés statistiques du champ d'ondes associé d'une manière directe. Un tel traitement a été initié par Kausel et Pais [28] en analysant la variabilité spatio-temporelle du mouvement sismique par l'utilisation de modèle physique simple simulant la propagation d'ondes stochastiques SH dans un milieu homogène. Les propriétés

statistiques du mouvement en deux points quelconques du massif de sol sont évaluées.

2.4 Conclusion :

La détermination des propriétés statistiques du mouvement sismique dans le massif de sol est une opération importante dans le cadre du calcul de structures étendues et enterrées où la variation du niveau d'excitation entre appuis engendre des contraintes additionnelles dans la structure. Au vue des contributions présentées, une investigation analytique s'avère nécessaire pour estimer ces propriétés statistiques et particulièrement le coefficient de corrélation dans le cas de sol stratifié horizontalement reposant sur un demi-espace pour divers types d'ondes de volume.

CHAPITRE 3 ELEMENTS DE SISMOLOGIE

3.1 Introduction:

L'excitation sismique représente l'une des plus importantes sollicitations dynamiques auxquelles une structure est soumise durant sa durée de vie. Ainsi, dans le cadre du calcul et dimensionnement d'ouvrages stratégiques tels que les centrales nucléaires, les ponts à grandes portées ou les barrages, la prise en compte du chargement sismique est une nécessité absolue. Il faut donc connaître le mécanisme de génération des séismes, ainsi que les caractéristiques du mouvement sismique au niveau du sol tant en profondeur qu'en surface. Le présent chapitre a pour objectif l'identification des différents paramètres caractéristiques de l'excitation sismique.

3.2 Séismes :Origine et effet

La cause principale génératrice des tremblements de terre est en référence à l'état actuel des connaissances, un processus complexe non entièrement élucidé [12]. Toutefois, l'analyse de la carte du monde, donnant la localisation des séismes ressentis, montre que ceux-ci sont en majeure partie concentrés le long de lignes relativement bien définies impliquant ainsi une étroite relation entre le processus de génération des séismes et la théorie de tectonique des plaques.

3.2.1 Tectonique des plaques:

Le tremblement de terre peut être défini comme étant le mouvement d'une partie de la surface de la terre provoqué par des procédures de déformations et de ruptures à l'intérieur de la croûte terrestre. Les tremblements de terre peuvent être d'origines tectoniques (le cas le plus fréquent), volcaniques ou dus aux effondrements à l'intérieur de la terre.

Les séismes sont reliés aux mouvements relatifs des continents les uns

par rapport aux autres. Ce mouvement a été initialement imaginé par Francis Bacon au 17^e siècle lorsqu'il a observé que les contours des continents pouvaient former un tout comme les pièces d'un puzzle. Il l'a alors baptisé: *Dérive des continents*.

On considère actuellement que la terre est formée de plusieurs couches successives à savoir:

- * une croûte de quelques kilomètres (km) d'épaisseur, plus mince sous les océans qu'au droit des continents;
- * la lithosphère de 70 à 150 km d'épaisseur;
- * l'asthénosphère, de 100 et 350 Km d'épaisseur;
- * le manteau qui enveloppe un noyau central.

La lithosphère, de nature solide, est formée d'une quinzaine de plaques, plus ou moins importantes, dites plaques tectoniques flottant sur l'asthénosphère et se déplaçant lentement.

L'asthénosphère, quant à elle est plutôt visqueuse de par les conditions de température et de surface auxquelles elle est soumise. Par conséquent, les plaques, qui peuvent porter des continents, se meuvent au dessus de l'asthénosphère sous l'effet de courants de convection. Il se crée donc des zones de contact où justement a lieu une très forte concentration de contraintes, qui en dépassant la limite de résistance des roches de la croûte terrestre libère l'énergie élastique emmagasinée sous diverses formes: rupture de ces roches ou vibrations du massif de sol. Le processus ainsi enclenché est communément connu sous le nom de tremblement de terre [9]. On peut estimer le taux d'accumulation d'énergie à la frontière de deux plaques, mais on ne peut savoir quand cette énergie sera dissipée. Les dommages causés par un séisme peuvent provenir de deux sources:

- * le mouvement de la faille;
- * les vibrations causées par la propagation des ondes sismiques. Presque la totalité des dommages aux structures sont dues à la vibration des sols.

3.2.2 Analyse des failles:

La rupture au niveau de la croûte terrestre suit généralement des

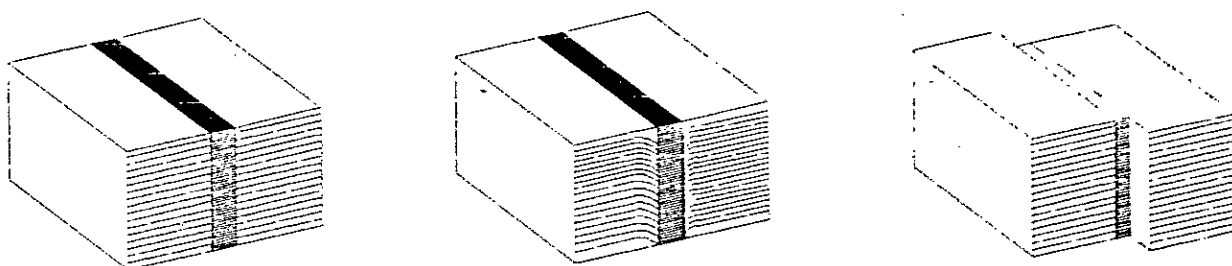
lignes de faibles résistance. Ces lignes dites aussi failles peuvent être anciennes ou nouvelles. Elles sont classées en trois catégories (Fig 3.2):

* failles coulissantes (Strike-slip fault):

Elles correspondent à des zones de cisaillement définies par le mouvement latéral des plaques. Un exemple typique de cette faille est celle de San Andreas (Californie).

* failles normales (Normal fault):

Elles se caractérisent par des zones d'extension, causées par le mouvement divergent des plaques.



a) Modèle au repos

b) Modèle déformé

c) Rupture de la faille

Figure 3.1: Schéma de base de la théorie du rebond élastique

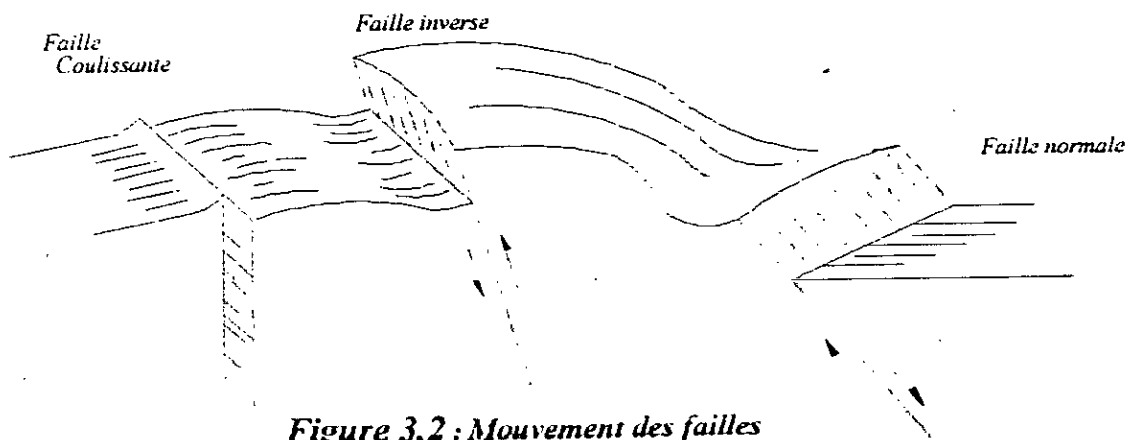


Figure 3.2 : Mouvement des failles

*** failles inverses (Underthrust fault):**

Elles correspondent à des zones de compression (mouvement de traction compression) engendrées par le mouvement de subduction des plaques. Le séisme d'El Asnam (Algérie 1980) a résulté de ce type de faille.

Au niveau de la source, l'énergie emmagasinée est brutalement libérée sous forme d'ondes élastiques et d'énergie transformée en chaleur ou énergie potentielle. La faille engendrée par ce processus peut apparaître en surface comme c'est le cas de la faille de San Andreas. D'après la théorie du rebond élastique [12] la rupture du sol n'est pas une conséquence du séisme mais plutôt sa cause. Cette théorie suppose qu'une faille ne peut bouger tant que des contraintes substantielles ne s'accumulent de chaque côté. Cette accumulation de contraintes est une conséquence du mouvement graduel de la croûte terrestre. Une distorsion apparaît alors dans le sol mais la faille maintient sa position originale (Fig 3.1.b). Lorsque le taux de contraintes accumulés dépasse la résistance du roc, la croûte terrestre reprend soudainement une position libre sans contrainte. Le modèle de la (Fig 3.1) explique les différentes phases du processus de rupture d'une faille de coulissage d'après la théorie du rebond élastique.

L'analyse et l'identification des types de failles engendrées par un séisme permet de mettre au point une carte sismique de la région où la faille se développe (cas de la région de Chlef), ainsi que la modélisation du type de vibration dans le massif de sol.

3.3 Paramètres caractéristiques du mouvement sismique:**3.3.1 Introduction :**

L'excitation sismique est le résultat d'un complexe phénomène de propagation d'ondes à travers un sol hétérogène. Une meilleure compréhension des divers paramètres affectant le mouvement sismique permet d'estimer l'impact de chacun d'eux sur ce dernier. L'objet de ce paragraphe est de présenter de façon succincte, la notion de vibration de sols avec une brève

rupture et de sa propagation le long de la faille. Ils peuvent être caractérisés par deux paramètres: le moment sismique M_0 et la chute de contrainte $\Delta\tau$. Le moment sismique est défini comme étant la rigidité du roc multipliée par la surface de rupture et par la longueur de rupture. L'ingénieur caractérise le séisme, soit par la magnitude, soit par son intensité à l'épicentre.

a) Magnitude :

La magnitude est calculée comme étant le logarithme de l'amplitude des ondes sismiques d'une certaine fréquence enregistrées sur un sismographe. Elle n'est pas unique pour un séisme donné, en fait pour tous types d'ondes (onde de surface ou de volume) existe une magnitude. Elle représente une mesure de l'énergie libérée dans une certaine bande de fréquence. Le concept de magnitude a été introduit par Stan Richter afin de décrire de façon rationnelle, la dimension relative d'un séisme par rapport à un autre. Richter adopta le sismographe de Wood-Anderson pour lequel la période naturelle est de **0.8 s**, l'amortissement critique de **80%** et l'amplification statique des ondes de 28000 qui représente le rapport entre l'amplitude mesurée sur le sismographe et l'amplitude réelle du mouvement de sol. Il est à noter que le calcul de la magnitude ne prend pas en compte les caractéristiques géologiques locales. Dans bien des cas, une correction arbitraire est introduite pour refléter une déviation systématique d'une station par rapport aux autres.

b) Intensité

L'intensité représente une caractérisation non instrumentale du mouvement sismique à la surface du sol. Elle donne un récit subjectif de l'intensité locale des dégâts subis par les constructions et des effets ressentis par les personnes. Les échelles d'intensité sont nombreuses: Mercalli Cancani-Sieberg (MCS), Mercalli modifiée, Mednev-Sponheuer-Karnik (MSK).

3.3.3 Effets de facteurs liés au trajet parcouru:

L'hypothèse d'altération des caractéristiques du mouvement par les effets de site a été largement observée lors de récents enregistrements et notamment durant le séisme de Mexico (Septembre 1985 $M_s = 8.1$) et celui de

Central Chile (3 Mars 1985 $M_s=7.8$) [10]. Il a été particulièrement noté que le niveau d'accélération enregistré sur la roche représente 1/100 de l'accélération enregistrée en surface, mettant en évidence ainsi l'amplification du mouvement par les conditions géologiques locales et aussi par la forme en bassin du dépôt de sol.

L'éloignement de la source affecte le mouvement en modifiant son amplitude et son contenu fréquentiel; ainsi, certains sols filtrent les hautes fréquences. De plus, la configuration géologique du site conditionne pour beaucoup le degré de la magnitude. La prise en compte de ces phénomènes est extrêmement complexe et impose en particulier de connaître la structure interne de la terre entre le foyer et le site. Or, ce paramètre ne peut être estimé que de façon approximative, en fait l'influence du trajet parcouru n'est définie que par la distance de la source au site.

L'analyse de la figure (Fig 3.3) met en évidence la complexité d'un traitement rigoureux de l'effet de la géologie de par l'importance des paramètres mis en jeu.

3.3.4 Facteurs liés aux conditions locales:

Les conditions locales de sites, la topographie, la variation des caractéristiques du sol en zone proche [20] l'interaction sol-structure modifient la nature du mouvement sismique.

L'influence de la topographie a fait l'objet de plusieurs investigations [10]. Les résultats obtenus par Bard [6] ont mis en évidence, dans les domaines temporel et fréquentiel, de très fortes amplifications du mouvement pour des points situés en reliefs par rapport au point bas. Ces résultats montrent la nécessité de prendre en compte dans une stratégie parasismique, cet effet par l'acquisition de données expérimentales.

3.4 Mesures des caractéristiques du mouvement sismique:

La mesure du mouvement sismique se traduit pour l'ingénieur par

plusieurs paramètres à savoir le niveau de contraintes et de déformations ainsi que par le taux d'endommagement qu'il produit [12]. La mesure réelle du séisme n'a été initiée qu'à la fin des années 30 (Séisme d'El Centro 1940) par essentiellement deux types d'appareils: Sismomètre et accélérographe.

3.4.1 Sismomètre:

Afin de pouvoir détecter les mouvements de sol dus à un séisme, le sismographe fut conçu par J.Ewing et réalisé par E.Von Reuber. Il est globalement basé sur un système mécanique oscillant amorti associé à un capteur de mesure du mouvement de sol. Chaque sismomètre possède sa propre bande de fréquence. Par ailleurs, une station d'observation sismologique est composée de trois sismomètres(un vertical, deux horizontaux). Les enregistrements sont, soit numérisés, soit enregistrés sous forme de graphes. Ils servent à déterminer la magnitude, l'épicentre, la distance focale.

3.4.2 Accélérographe:

Il peut enregistrer les mouvements forts du sol dus à des séismes très proches. Il présente trois différences par rapport au sismomètre:

a) l'accélérographe ne se déclenche que si le mouvement du sol dépasse le seuil de réglage alors que le sismomètre est en permanence à l'écoute de tous les mouvements de la terre.

b) l'accélérographe est utilisé aussi bien au niveau du sol (Champ libre) qu'au niveau des constructions alors que le sismomètre n'est utilisé qu'au niveau du sol.

c) l'enregistrement d'un accélérographe a approximativement la même réponse aux ondes sismiques pour toutes les bandes de fréquences.

3.4.3 Mesure du mouvement sismique en profondeur:

L'enregistrement du mouvement sismique en surface permet d'avoir les données nécessaires pour le dimensionnement des structures. Toutefois, pour des éléments structuraux enterrés, ces enregistrements ne sont pas directement

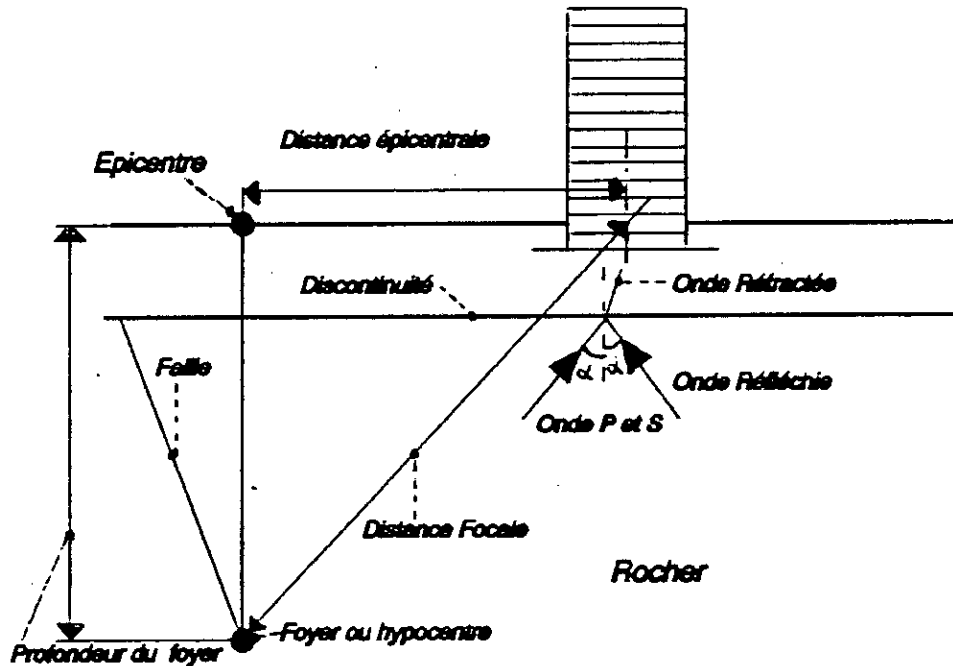


Fig 3.3: Caractérisation du séisme par les paramètres liés à la source et de l'effet des paramètres géologiques et topographiques sur sa nature.

exploitables du fait de la modification du signal sismique. Afin de mesurer le niveau d'excitation en profondeur, un certain nombre d'essais basés sur des enregistrements dans des forages sont pratiqués. On citera: l'essai down-hole (Méthode verticale), l'essai up-hole et l'essai cross-hole (Méthode horizontale). L'essai down-hole permet d'étudier la variabilité du signal sismique en profondeur. Cet essai consiste à disposer plusieurs capteurs au niveau de chaque forage.

3.5 Conclusion:

L'excitation sismique est le résultat d'un processus complexe de propagation d'ondes, de sorte qu'au niveau de la surface, le signal enregistré est fortement incohérent, aléatoire. Cette altération est liée à plusieurs paramètres décrits dans le présent chapitre.

La modification du signal sismique par l'ensemble des paramètres décrits

dans le paragraphe (3.3) permet de refléter avec fidélité le niveau d'excitation en surface. Une grande part de cette modification est due aux effets de la géologie. Dans les chapitres suivants, on s'intéressera à la quantification de cette contribution en combinant respectivement la théorie des Vibrations Aléatoires (Chapitre 4) et la théorie de Propagation des Ondes Sismiques (Chapitre 5).

CHAPITRE 4

NOTIONS DE VIBRATIONS ALEATOIRES

4.1 Introduction:

L'étude des systèmes mécaniques soumis à des excitations dynamiques dépend en grande partie de la nature du chargement. L'excitation (input) est subdivisée en deux classes: déterministe et probabiliste. Ainsi, pour le premier type, l'excitation est supposée être connue dans le temps alors que pour le second type, elle ne l'est pas; en fait, la valeur du chargement prend des valeurs aléatoires. L'analyse des structures soumises à des excitations déterministes relève du domaine de la dynamique des structures. Ce type de traitement est adopté en partie lorsque le chargement est aléatoire, il faut en fait lui associer la théorie des processus aléatoires qui permet d'étudier le caractère probabiliste du chargement. Cette combinaison est connue sous le nom de théorie des vibrations aléatoires. Cette théorie a connu un essor important grâce en particulier à sa souplesse et les nombreuses applications qu'elle a trouvées.

L'objectif de ce chapitre est de présenter en premier lieu, les paramètres d'identification des processus aléatoires. On traitera ensuite la réponse des systèmes mécaniques par la théorie des champs aléatoires.

4.2 Processus aléatoires:

Un processus aléatoire (P.A) représente une famille paramétrique de variables aléatoires $X_i(t)$ d'un phénomène. Chaque échantillon $X_i(t)$ représente le résultat de circonstances uniques qui ne se répéteront pas à l'occasion d'autres réalisations. Une fonction est dite aléatoire, si à chaque argument correspond une variable aléatoire. Dans le cas de plusieurs paramètres, on parle de champ aléatoire.

4.2.1 Description d'un processus aléatoire:

La caractérisation d'un processus aléatoire repose essentiellement sur deux paramètres: la fonction de densité de probabilité et les moments.

a) Fonction de densité de probabilité:(FDP)

Un processus aléatoire est complètement décrit par les FDP d'ordres croissants suivantes [46] :

$$\begin{aligned}
 P_X(X,t) & \quad \text{d'ordre 1} \\
 P_X(X_1,t_1;X_2,t_2) & \quad \text{d'ordre 2} \\
 & \quad \vdots \\
 P_X(X_1,t_1;\dots;X_n,t_n) & \quad \text{d'ordre } n
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

b) Moments:

Un processus aléatoire peut être caractérisé par ses moments définis par:

$$E[\prod_{i=1}^n X(t_i)] = \int \prod_{i=1}^n x_i P_X(x_1,t_1;\dots;x_n,t_n) \prod dx_i \tag{4.2}$$

Où $i=1,\dots,n$. Les deux premiers moments sont définies par:

L'espérance mathématique:

$$m_X = E[X(t)] \tag{4.3.a}$$

La fonction d'autocorrélation:

$$R_{XX}(t_1,t_2) = E[X(t_1).X(t_2)] \tag{4.3.b}$$

La fonction d'autocovariance:

$$\Gamma_{XX}(t_1,t_2) = E[(X(t_1)-m_{X_1}).(X(t_2)-m_{X_2})] \tag{4.3.c}$$

$$\text{où } m_{X_1} = m_X(t_1) \quad \text{et} \quad m_{X_2} = m_X(t_2)$$

A partir des trois fonctions définies ci-dessus on caractérise

* La variance:

$$\sigma_X(t) = \sqrt{E[(X(t)-m_X(t))^2]} \tag{4.3.d}$$

* Le coefficient de corrélation

$$\rho_{XX}(t_1, t_2) = \frac{\Gamma_{XX}(t_1, t_2)}{\sigma_X(t_1)\sigma_X(t_2)} \quad (4.3.e)$$

Les mêmes définitions présentées pour le cas d'un processus aléatoire peuvent être étendues au cas de deux ou plusieurs processus aléatoires. On définit ainsi :

* La fonction d'inter-corrélation :

$$R_{XY}(t_1, t_2) = E[X(t_1).Y(t_2)]$$

* La fonction d'inter-covariance:

$$\Gamma_{XY}(t_1, t_2) = E[(X(t_1) - m_X)(Y(t_2) - m_Y)]$$

$$\text{où } m_{X_1} = m_X(t_1) \quad \text{et} \quad m_{Y_2} = m_Y(t_2)$$

* Les coefficients d'inter-corrélation:

$$\rho_{XY}(t_1, t_2) = \frac{\Gamma_{XY}(t_1, t_2)}{\sigma_X(t_1)\sigma_Y(t_2)}$$

L'intérêt porté aux processus stochastiques Gaussiens réside dans le fait qu'ils sont entièrement décrits par les statistiques du premier et second ordre.

4.2.2 Stationnarité et ergodicité:

Un processus stochastique $X(t)$ est dit fortement stationnaire si toutes les FDP définies par (4.1) restent constantes lorsque l'on procède à une translation dans le temps τ [46], ainsi on aboutit à:

$$P_{X(t_1), X(t_2)}(x_1, x_2) = P_{X(t_1+\tau), X(t_2+\tau)}(x_1, x_2) \quad \forall n \quad (4.4)$$

A partir du système d'équations (4.4), les moments individuels sont constants et les moments conjoints sont fonctions de la différence des arguments (t_1, t_2) soit:

$$E[X^*(t)] = \int x^* P_X[X(t)] dx = \text{cste} \quad (4.5.a)$$

$$E[X_1^{k_1} \dots X_n^{k_n}] = \int x_1^{k_1} \dots x_n^{k_n} P_X[x_1, \dots, x_n] dx_1 \dots dx_n \quad (4.5.b)$$

$$= R_{XX}(\tau_1, \dots, \tau_n)$$

où $\tau_i = t_{i+1} - t_i$

Si la relation (4.5.b) est vraie uniquement pour $n \leq 2$ alors le processus est dit faiblement stationnaire. Ainsi,

$$E[X(t)] = \int x P_X(x) dx = m_X = \text{cste} \quad (4.6.a)$$

$$\text{et } E[(X(t) - m_X)^2] = \int (x - m_X)^2 P_X(x) dx = \sigma_X^2 \quad (4.6.b)$$

Un cas particulier de processus faiblement stationnaire est le processus Gaussien. Les fonctions d'autocorrélations $R_X(\tau)$ et d'autocovariance $\Gamma_X(\tau)$ sont aussi indépendantes du temps et ne sont fonction que de la différence τ entre les instants considérés, soit:

$$E[X(t_1)X(t_2)] = E[X(t_1)X(t_1 + \tau)] = R_{XX}(t_1, t_2) = R_{XX}(\tau) \quad (4.7.a)$$

$$E[(X(t_1) - m_X)(X(t_2) - m_X)] = \Gamma_{XX}(t_1, t_2) = \Gamma_{XX}(\tau) \quad (4.7.b)$$

A partir des relations (4.7.a) et (4.7.b), on définit les relations suivantes:

*pour la fonction d'autocorrélation:

$$R_X(0) = E[X^2] = S_X \quad (4.8.a)$$

$$R_X(-\tau) = R_X(\tau) \quad (4.8.b)$$

$$|R_X(\tau)| \leq R_X(0) \quad (4.8.c)$$

*pour la fonction d'autocovariance

$$\Gamma_X(-\tau) = \Gamma_X(\tau) \quad (4.9.a)$$

$$\Gamma_X(\tau) = R_X(\tau) - m_X^2 \quad (4.9.b)$$

$$|\Gamma_X(\tau)| \leq \Gamma_X(0) = \sigma_X^2 \quad (4.9.c)$$

Pour des processus ne contenant aucune composante périodique avec des différences d'abscisses temporelles très larges, la fonction d'autocorrélation tend vers la valeur du carré de la moyenne. Soit:

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} \Gamma_{XX}(\tau) = 0 \quad (4.10)$$

$$\text{ou } R_{XX}(\tau \rightarrow \infty) = m_X^2 \quad (4.11)$$

A partir des relations (4.10) et (4.11), on conclut que la fonction

d'autocorrélation d'un processus stationnaire $R_X(\tau)$ est réelle, paire et atteint son maximum à l'origine ($\tau=0$).

D'autre part, un processus stationnaire $X(t)$ est dit ergodique si la moyenne temporelle sur un échantillon définie par:

$$S = \frac{1}{2T} \int_{-T}^T x(t) dt = \langle x(t) \rangle_T \quad (4.12)$$

et la moyenne d'ensemble sont identiques.

Ainsi un processus stationnaire Gaussien est dit:

* Ergodique dans la moyenne si:

$$E[X(t)] = \lim_{T \rightarrow \infty} \langle x(t) \rangle_T \quad (4.13)$$

* Ergodique dans la corrélation si

$$R_X(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \langle x(t)x(t+\tau) \rangle_T \quad (4.14)$$

4.2.3 Analyse spectrale de processus stochastique:

4.2.3.1 Transformée de Fourier:

Soit une fonction réelle $h(t)$, sa transformée de Fourier est caractérisée par:

$$H(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} h(t) \cdot e^{-i\omega t} dt \quad (4.15)$$

où $H(\omega)$ représente l'amplitude spectrale de la fonction considérée. D'autre part, $H(\omega)$ existe si et seulement si $h(t)$ est absolument intégrable soit:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |h(t)| dt < \infty \quad (4.16.a)$$

De même, on définit la transformée inverse par:

$$h(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H(\omega) \cdot e^{i\omega t} dt \quad (4.16.b)$$

4.2.3.2 Fonction de densité spectrale de puissance: (D.S.P)

Pour un processus aléatoire stationnaire $X(t)$, la transformée de Fourier n'existe pas, car ce processus a une durée infinie et n'est pas absolument intégrable. Par conséquent, la transformée de Fourier est appliquée non pas sur le processus aléatoire $X(t)$ mais sur la fonction d'autocorrélation $R_X(\tau)$ pour obtenir ainsi la fonction de densité spectrale de puissance (D.S.P) $S_X(\omega)$. Les relations (4.17) et (4.18) sont dites relations de 'Wiener-Khintchine' [55].

$$S_X(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R_X(\tau) \cdot e^{-i\omega\tau} d\tau \quad (4.17)$$

$$R_X(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} S_X(\omega) e^{i\omega\tau} d\omega \quad (4.18)$$

En prenant $\tau=0$, l'équation (4.18) s'écrit donc:

$$R_X(0) = E[X^2] = \int_{-\infty}^{\infty} S_X(\omega) d\omega \quad (4.19)$$

La DSP peut être interprétée comme étant la distribution d'énergie sur l'ensemble des fréquences. Elle existe si la fonction $R_X(\tau)$ est absolument intégrable, condition largement vérifiée pour les processus faiblement stationnaires. Elle donne une indication sur la décomposition spectrale du signal $X(t)$. Ainsi, à partir de la transformée de Fourier tronquée d'un processus faiblement stationnaire $X(t)$:

$$\bar{X}(\omega, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} X(t) \cdot e^{-i\omega t} dt \quad (4.20)$$

On exprime $S_X(\omega)$ par :

$$S_X(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} (2\pi/T) E[|\bar{X}(\omega, T)|^2] \quad (4.21)$$

A partir de l'équation précédente, il est prouvé donc que $S_X(\omega) \geq 0$. La fonction d'autocorrélation d'un signal réel est réelle et paire. Plusieurs types de DSP existent dont on citera :

*Bruit blanc (White noise): caractérisé par une DSP constante

$$S_X(\omega) = S_0, R_X(\tau) = 2\pi S_0 \delta(\tau) \quad (4.22)$$

où $\delta(\tau)$ est la fonction de Dirac. Un tel processus est physiquement impossible à réaliser car il suppose une contribution uniforme de toutes les fréquences.

* Processus à bande large (Wide band process): Caractérise les processus ayant un contenu spectral large ou étalé.

* Processus à bande étroite (Narrow band process): Caractérise les processus ayant un contenu spectral réduit ou étroit.

4.2.3.3 Fonction de densité spectrale de puissance unilatérale (D.S.P.U):

Au lieu d'utiliser directement la DSP, on caractérise le processus $X(t)$ par sa DSPU $G_X(f)$ qui est plus conforme à la physique car l'ensemble des P.A sont définis pour les valeurs positives de ω ; elle est définie par:

$$\int_0^{\infty} G_X(f) df = E[X^2] \quad \text{avec} \quad f = \frac{\omega}{2\pi} \quad (4.23)$$

La relation entre $S_X(\omega)$ et $G_X(f)$ est donnée par :

$$G_X(f) = 4\pi S_X(2\pi f) \quad (4.24)$$

4.2.3.4 Fonction d'inter-densité spectrale de puissance:

La fonction d'inter-densité spectrale de puissance de deux P.A $X(t)$ et $Y(t)$ est définie par:

$$S_{XY}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R_{XY}(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau \quad (4.25)$$

Cette fonction existe si $S_{XX}(\omega)$ et $S_{YY}(\omega)$ existent. Elle satisfait généralement l'équation $S_{YX}(\omega) = S_{XY}^*(\omega)$ où $S_{XY}^*(\omega)$ est le conjugué complexe de $S_{XY}(\omega)$.

On définit l'inter-densité spectrale de puissance par :

$$S_{XY}(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} (2\pi/T) E[\bar{X}(\omega, T) \cdot \bar{Y}^*(\omega, T)] \quad (4.26)$$

4.2.4 Analyse spectrale de processus dérivés:

a) Fonction d'autocorrélation :

Les deux premières fonctions d'auto-corrélation de processus dérivés sont caractérisées par:

$$R_{\dot{X}\dot{X}}(\tau) = R_{\dot{X}}(\tau) = -\frac{d^2}{d\tau^2} [R_X(\tau)] \quad (4.27)$$

et

$$R_{\dot{X}\ddot{X}}(\tau) = R_{\dot{X}}(\tau) = \frac{d^4}{d\tau^4} [R_X(\tau)]$$

Tout processus faiblement stationnaire est orthogonal à sa dérivée $\dot{X}(t)$:

$$E[X(t) \cdot \dot{X}(t)] = 0$$

b) Fonction de densité spectrale de puissance:

En combinant les relations (4.17) et (4.27) on aboutit à :

$$S_{\dot{X}}(\omega) = \omega^2 S_X(\omega) \quad (4.28)$$

et

$$S_{\dot{X}\ddot{X}}(\omega) = \omega^4 S_X(\omega)$$

4.3 Analyse stochastique des systèmes linéaires :

4.3.1 Introduction:

L'analyse de systèmes mécaniques soumis à des excitations aléatoires est subdivisé en trois parties:

- * Caractérisation stochastique du processus d'entrée.
- * Identification paramétrique du système mécanique excité, soit par des facteurs connus (déterministes), ou bien par des facteurs non déterministes (aléatoires).

- * Evaluation du processus de sortie

L'hypothèse de base dans la présente étude est de considérer le

système mécanique excité invariant dans le temps.

4.3.2 Réponse d'un système linéaire à un degré de liberté:

4.3.2.1 Domaine temporel:

La réponse temporelle unitaire d'un système initialement au repos est la fonction impulsionnelle $h(t)$, causée par une impulsion de Dirac $\delta(t)$. A partir du principe de superposition, on définit la réponse $y(t)$ du système par un produit de convolution ou intégrale de Duhamel:

$$y(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x(\tau) \cdot h(t-\tau) d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} h(\tau) \cdot x(t-\tau) d\tau = h * x \quad (4.29)$$

D'après le principe de causalité on a $h(\tau) = 0$ pour $\tau < 0$ soit:

$$y(t) = \int_{-\infty}^t x(\tau) \cdot h(t-\tau) d\tau = \int_0^{\infty} h(\tau) \cdot x(t-\tau) d\tau \quad (4.30)$$

4.3.2.2 Domaine fréquentiel :

La réponse unitaire fréquentielle est la fonction de transfert $H(\omega)$ induite par une excitation harmonique unitaire $e^{i\omega t}$. Par ailleurs, $H(\omega)$ est la transformée de Fourier de $h(t)$ soit:

$$H(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) \cdot e^{-i\omega t} dt \quad (4.31)$$

Ainsi la réponse dans le domaine fréquentiel est une multiplication.

$$Y(\omega) = H(\omega) \cdot X(\omega) \quad (4.32)$$

4.3.3 Caractérisation d'une réponse aléatoire :

La réponse d'un système soumis à une excitation aléatoire stationnaire est stationnaire. Ainsi, on se limitera à l'utilisation des deux premiers moments. Les caractéristiques du processus de sortie sont déterminées par :

* Moyenne : $m_y = H(0) \cdot m_x$

* Fonction d'autocorrélation :

$$R_{YY}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(\theta_1) \cdot h(\theta_2) \cdot R_{XX}(\tau + \theta_1 - \theta_2) d\theta_1 d\theta_2 \quad (4.33)$$

*Fonction de densité spectrale de puissance :

$$S_{YY}(\omega) = H(\omega) \cdot H(\omega)^* \cdot S_{XX}(\omega) = |H(\omega)|^2 S_{XX}(\omega) \quad (4.34)$$

Les équations (4.33) et (4.34) mettent en évidence l'intérêt porté pour l'analyse de la réponse aléatoire dans le domaine fréquentiel. En plus de sa simplicité, la relation (4.34) est l'une des plus importantes expressions dans la théorie des vibrations aléatoires, puisqu'elle joue un rôle clé dans l'évaluation des réponses stochastiques (variances) et plus précisément la valeur extrême de la réponse (**peak response**) qui sera présentée dans le paragraphe suivant.

4.4 Statistiques du pic de la réponse à une excitation Gaussienne :

L'analyse de la réponse d'un système soumis à des excitations sismiques stationnaires permet d'estimer un certain nombre de paramètres liés pour la plupart à la fiabilité de structures existantes ou pour la conception de structures futures. Cette analyse portera sur l'évaluation de certaines caractéristiques à savoir la fonction de répartition , la moyenne et la variance de la réponse maximale sur un intervalle de temps déterminé.

Leur évaluation à partir de la densité spectrale de puissance est un problème délicat à traiter. En effet, ce problème n'a pas reçu de solutions rigoureuses, même dans le cas de la réponse d'un oscillateur linéaire à un bruit blanc Gaussien. Toutefois, sous certaines conditions, des résultats probants peuvent être obtenus. Ainsi, en supposant que la structure est linéaire et soumise à une excitation Gaussienne de moyenne nulle, sa réponse sera tout autant un processus Gaussien et de moyenne nulle. Vanmarcke a exprimé la fonction de répartition du pic de la valeur absolue de la réponse sur une durée τ définie par [14],[15]:

$$R_{\tau} = \max_t |R(t)| \quad (4.35)$$

comme étant:

$$F_{R_x}(r) = [1 - e^{-(s^2/2)}] \cdot \exp\left[-v\tau \frac{1 - \exp\{(-\pi/2)^{1/2} \delta_e s\}}{\exp(-s^2/2) - 1}\right] \quad r > 0 \quad (4.36)$$

où s représente une amplitude normalisée donnée par :

$$s = \frac{r}{\sigma_R} = \frac{r}{\lambda^{1/2}} \quad \text{et} \quad v = \frac{\sigma_R}{\pi \sigma_R} = \frac{1}{\pi} \sqrt{\lambda_2/\lambda_0} \quad (4.37)$$

est le taux moyen de passage du processus de réponse par la valeur zéro. Le terme λ_i représente le moment spectral d'ordre i , soit:

$$\lambda_i = \int_0^\infty \omega^i G_X(\omega) d\omega$$

D'autre part, le facteur δ_e est une mesure de la largeur de la bande défini par:

$$\delta_e = \delta^{1.2} \quad \text{où} \quad \delta = \sqrt{1 - \lambda_1^2 / (\lambda_0 \lambda_2)} \quad (4.38)$$

δ est le facteur de forme de la densité spectrale de la réponse et dont la valeur varie entre 0 et 1 (une faible valeur de δ caractérise un processus en bande étroite tandis qu'une valeur proche de l'unité marque un processus à bande large). La moyenne et l'écart type de R_x sont obtenus par:

$$\bar{R}_x = p \cdot \sigma_R \quad , \quad \sigma_R = q \cdot \sigma_R \quad (4.41)$$

où p et q sont les facteurs de pic s'exprimant en fonction des trois premiers moments spectraux sur une durée τ (généralement prise égale à la durée de la phase forte de l'excitation) tout en considérant les conditions:

$$10 \leq \nu\tau \leq 1000 \quad \text{et} \quad 0.11 \leq \delta \leq 1$$

Ces valeurs sont compatibles avec le domaine d'analyse des séismes. Les expressions de p et q sont définies par [14]:

$$p = \sqrt{2 \ln(\nu_e \tau)} + \frac{\gamma}{\sqrt{2 \ln(\nu_e \tau)}} \quad (4.40)$$

$$q = \frac{1.2}{\sqrt{2 \ln(\nu_e \tau)}} - \frac{5.4}{13 + (2 \ln(\nu_e \tau))^{3.2}} \quad (4.41)$$

où: γ est la constante d'Euler = 0.577216

$$\nu_e \tau = \begin{cases} \max(2, 1; 2\delta \nu\tau) & 0 < \delta < 0.1 \\ (1.63\delta^{0.45} - 0.38)\nu\tau & 0.1 < \delta < 0.69 \\ \nu\tau & 0.69 < \delta < 1 \end{cases} \quad (4.42)$$

Le terme $\nu_e \tau$ est le taux équivalent des passages par zéro statistiquement indépendants. Les expressions (4.42) conviennent au cas d'excitations sismiques.

4.5 Conclusion :

Les notions fondamentales de la théorie des vibrations aléatoires ont été présentées à travers ce chapitre. L'analyse de structures soumises à des excitations aléatoires peut être menée à bien en utilisant ces notions. L'analyse dans le domaine fréquentiel s'avère plus pratique car la relation entrée-sortie s'exprime simplement par un produit, alors que dans le domaine temporel, elle se traduit par un double produit de convolution. D'autre part, l'hypothèse de processus Gaussien est intéressante dans la mesure où la caractérisation de ce type de processus ne requiert que la connaissance des deux premiers moments, i.e., la moyenne et la fonction d'autocorrélation

Dans le chapitre (6), nous présenterons une approche probabiliste de la

déconvolution des ondes sismiques en s'appuyant sur le présent chapitre et le chapitre (5).

CHAPITRE 5

ELEMENTS DE PROPAGATION D'ONDES SISMIQUES

5.1 Introduction :

Ce chapitre a pour objet l'identification des différents types d'ondes sismiques. On se penchera plus précisément sur la description du phénomène de propagation du signal sismique à travers un sol à stratification horizontale reposant sur un demi-espace élastique en analysant l'effet des conditions de site liées à la variation en profondeur des caractéristiques du massif de sol et les conditions aux limites sur la nature du mouvement. A partir des équations régissant le mouvement, il sera montré l'existence de deux types d'ondes : les ondes de volume et les ondes de surface. Enfin, la notion de fonction de transfert sera présentée.

5.2 Théorie de l'élastodynamique. Notions de Potentiels de Déplacements:

5.2.1 Introduction:

L'objet de ce paragraphe est de présenter brièvement la théorie de l'élastodynamique. Les équations d'équilibre définies pour un état élastodynamique sont à la base de l'analyse mathématique de la propagation des ondes sismiques. Le recours à la décomposition vectorielle d'Helmholtz nous permet de découpler le mouvement par le biais des potentiels scalaires et vectoriels.

5.2.2 Description d'un état élastodynamique:

Dans le cadre de l'hypothèse de petits déplacements d'un solide élastique, homogène et isotrope occupant un domaine Ω , limité par sa surface Γ et repéré par rapport au système de coordonnées (x_1, x_2, x_3) défini par la base vectorielle (i_1, i_2, i_3) , le couple $S = [u, \sigma]$ caractérisé par le champ de déplacement $u(x, t)$ et le tenseur de contrainte $\sigma(x, t)$ correspondant à une densité volumique de forces $f(x, t)$ et une masse volumique ρ , est un état

élastodynamique s'il vérifie le système d'équations gouvernant le mouvement:

$$\sigma_{ij} + \rho f_i = \rho \ddot{u}_i \quad (5.1)$$

$$\sigma_{ij} = \lambda \varepsilon_{kk} \delta_{ij} + 2\mu e_{ij} \quad (5.2.a)$$

$$e_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i}) \quad (5.2.b)$$

Où σ_{ij} représente un élément du tenseur de contrainte d'ordre 2 $\sigma(x,t)$ correspondant à la $i^{\text{ème}}$ ligne et $j^{\text{ème}}$ colonne différencié par rapport à la variable x_j .

En injectant les équations (5.2.a) et (5.2.b) dans (5.1), on aboutit à :

$$\mu u_{i,jj} + (\lambda + \mu) u_{j,ji} + \rho f_i = \rho \ddot{u}_i \quad (5.3)$$

En notation vectorielle, on a donc:

$$\mu \nabla^2 \mathbf{u} + (\lambda + \mu) \nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}) + \rho \mathbf{f} = \rho \ddot{\mathbf{u}} \quad (5.4)$$

Où \cdot dénote le produit scalaire,

Δ dénote le produit vectoriel,

∇ est le vecteur gradient défini par $\nabla = \frac{\partial}{\partial x_j} \mathbf{i}_j$,

∇^2 est l'opérateur de Laplace définie par: $\nabla^2 \mathbf{u} = u_{,jj} \mathbf{i}_j$.

Cet état d'équilibre est complété par les conditions initiales:

$$\mathbf{u}(x,0) = \mathbf{u}_0(x) ; \dot{\mathbf{u}}(x,0) = \mathbf{v}_0(x) \quad (5.5)$$

et les conditions aux limites sur la surface Γ en exprimant le vecteur traction $\mathbf{t}^{(n)}(x,t)$ appliqué sur une facette de normale $\mathbf{n}(x)$ en fonction du vecteur déplacement par la relation:

$$\mathbf{t}^{(n)} = \lambda (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{n} + 2\mu \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial n} + \mu \mathbf{n} \Delta (\nabla \Delta \mathbf{u}) \quad (5.6)$$

5.2.3 Notions de Potentiels de déplacements:

La résolution de l'équation (5.4) est difficile dans la mesure où les trois déplacements sont couplés dans une même équation. On aura par conséquent à procéder par élimination ce qui nous amènera à une équation du 6^{ème} ordre. Une meilleure approche consiste à appliquer le concept de Décomposition vectorielle d'Helmholtz (Annexe A) au champ inconnu u , i.e., exprimer le champ u en terme de dérivées de potentiels scalaire φ et vectoriel ψ soit :

$$u = \nabla\varphi + \nabla\Delta\psi = u_1 + u_2 \quad \text{et} \quad \nabla \cdot \psi = 0 \quad (5.7)$$

Le champ de déplacement u peut être interprété alors comme étant la somme d'un champ irrotationnel u_1 et d'un champ rotationnel u_2 .

Ainsi, si deux potentiels φ et ψ vérifient les équations d'ondes (B.8) et (B.10) (Annexe B) alors le champ u donné par la représentation (5.7) vérifie l'équation de déplacement du mouvement (5.4). Inversement, d'après le théorème de complétude (Annexe B), toute solution de l'équation (5.4) admet la représentation (5.7).

En l'absence de force de volume, les équations d'ondes définies par (B.8) et (B.10) s'écrivent:

$$\nabla^2 \varphi = \frac{1}{C_p^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} \quad (5.8)$$

$$\nabla^2 \psi = \frac{1}{C_s^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \quad (5.9)$$

Ces expressions représentent une classe d'équations linéaires aux dérivées partielles du second ordre. Ces équations ont des solutions différentes selon qu'il s'agisse de front d'ondes près ou loin de la source. En effet, pour des sites loin de la source du séisme, la courbure du front d'ondes est négligeable (Fig 5.1.a) et de ce fait, le front d'ondes en P peut être

D'autre part, la divergence du potentiel vectoriel est nulle (Equation 5.7). Il en découle que:

$$\mathbf{B} \cdot \mathbf{m} = 0 \quad (5.12)$$

Cette expression implique donc que les vecteurs \mathbf{B} et ψ sont perpendiculaires à \mathbf{m} .

Dans le cas où elles sont toutes réelles, les composantes du vecteur \mathbf{l} (ou \mathbf{m}) représentent les cosinus directeurs de la direction de propagation des ondes. A un instant donné t_0 , φ (ou ψ) est constant sur tout plan normal à \mathbf{l} (ou \mathbf{m}), d'équation $l_1 x_1 + l_2 x_2 + l_3 x_3 - C_p t_0 = Cste$ (ou $m_1 x_1 + m_2 x_2 + m_3 x_3 - C_s t_0 = Cste$), et varie sinusoïdalement le long de la direction \mathbf{l} (ou \mathbf{m}). En fait, tous types d'ondes qui présentent une telle variation sont dites ondes harmoniques. Globalement, le concept d'ondes planes fait référence à deux conditions essentielles:

-1- Pour un temps donné, le mouvement des particules dus à cette propagation est constant au niveau de tous plan perpendiculaire à la direction de propagation

-2- Ce plan se propage dans la direction de propagation avec une vitesse C .

La combinaison des équations (5.7), (5.10) et (5.11) nous permet d'écrire

$$\mathbf{u}_1 = \mathbf{u}_p = \left(\frac{i\omega A}{C_p} f_p \right) \mathbf{l} \quad (5.13)$$

$$\mathbf{u}_2 = \mathbf{u}_s = \left(\frac{i\omega}{C_s} f_s \right) \mathbf{m} \Delta \mathbf{B} \quad (5.14)$$

L'expression (5.13) montre que le déplacement \mathbf{u}_1 a lieu dans le sens de la direction de propagation (Fig 5.2.a); ce type d'onde est dit de compression ou onde P. D'autre part, l'expression (5.14) indique que le déplacement \mathbf{u}_2 prend place dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation; ce

type d'onde est dit de cisaillement ou onde S. Mis à part le cas particulier où $m_1=m_3=0$ et $m_2=\pm 1$, c'est à dire où la direction de propagation coïncide avec l'axe x_2 , il est toujours possible de décomposer le mouvement engendré par les ondes de cisaillement en un mouvement dans un plan horizontal (x_1, x_3) et en un mouvement dans un plan vertical (x_2) . Les ondes correspondantes au mouvement horizontal sont dites SH et celles correspondantes au mouvement dans un plan vertical sont dites SV (Fig 5.2.b). En effet le plan (π_1) de normale \mathbf{m} définit l'ensemble des vecteurs \mathbf{B} (d'après l'équation 5.12).

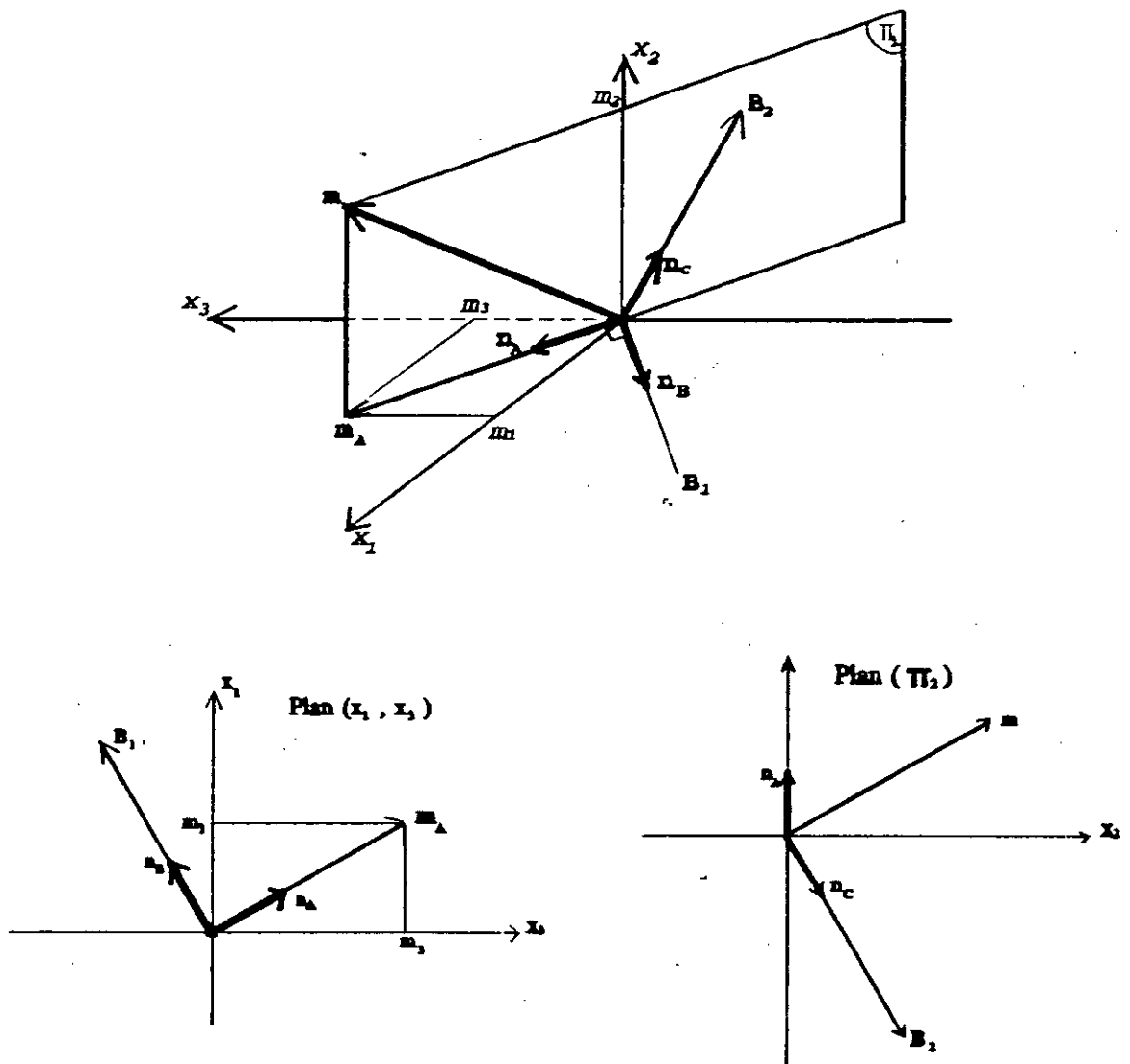


Fig 5.2: Définition des plans de propagation

Tout vecteur \mathbf{B} peut être décomposé en deux vecteurs \mathbf{B}_1 et \mathbf{B}_2 définis comme

suit:

- * B_1 appartient au plan (x_1, x_3)
- * B_2 appartient au plan (π_2) défini par la direction de propagation \mathbf{m} et l'axe x_2 ; soit:

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_1 + \mathbf{B}_2 \quad (5.15)$$

On démontre aisément que B_1 et B_2 sont respectivement perpendiculaires à \mathbf{m}_A (projection de \mathbf{m} sur le plan (x_1, x_3)) et \mathbf{m} . Par conséquent :

$$\mathbf{B}_1 = A_1 \mathbf{n}_B \quad \text{et} \quad \mathbf{n}_B = \frac{m_3 \mathbf{i}_1 - m_1 \mathbf{i}_3}{\sqrt{m_1^2 + m_3^2}} \quad (5.16.a)$$

$$\mathbf{B}_2 = A_2 \mathbf{n}_C \quad \text{où} \quad \mathbf{n}_C = -m_2 \mathbf{n}_A + \sqrt{m_1^2 + m_3^2} \mathbf{i}_2 \quad \text{et} \quad \mathbf{n}_A = \frac{\mathbf{m}_A}{\|\mathbf{m}_A\|} = \frac{m_1 \mathbf{i}_1 + m_3 \mathbf{i}_3}{\sqrt{m_1^2 + m_3^2}} \quad (5.16.b)$$

En combinant les expressions (5.14), (5.15) et (5.16), on aboutit à :

$$u_1 = \frac{i\omega}{C_s \sqrt{m_1^2 + m_3^2}} f_s [(-A_1 m_1 m_2 - A_2 m_3) \mathbf{i}_1 + A_1 (m_1^2 + m_3^2) \mathbf{i}_2 + (-A_1 m_1 m_3 + A_2 m_1) \mathbf{i}_3] \quad (5.17)$$

En vertu des équations (5.14) et (5.16), on déduit que l'amplitude A_1 est relative à un mouvement dans le plan (π_2) , l'onde associée à ce type de propagation est dite SV, alors que l'amplitude A_2 est associée à un mouvement dans le plan horizontal (x_1, x_3) caractérisé par la propagation d'ondes SH.

Par une opération d'identification entre les équations (5.14) et (5.17), les amplitudes A_1 et A_2 sont égales à :

$$A_1 = \frac{m_3 B_1 - m_1 B_3}{\sqrt{m_1^2 + m_3^2}}, \quad A_2 = \frac{B_2}{\sqrt{m_1^2 + m_3^2}} \quad (5.18)$$

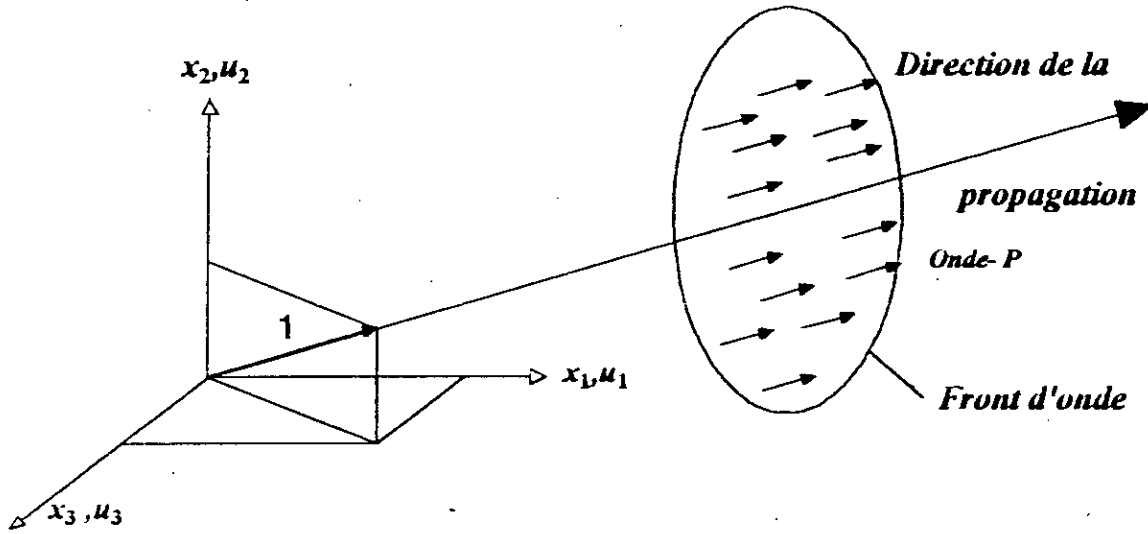


Fig 5.3 Système de propagation des ondes P

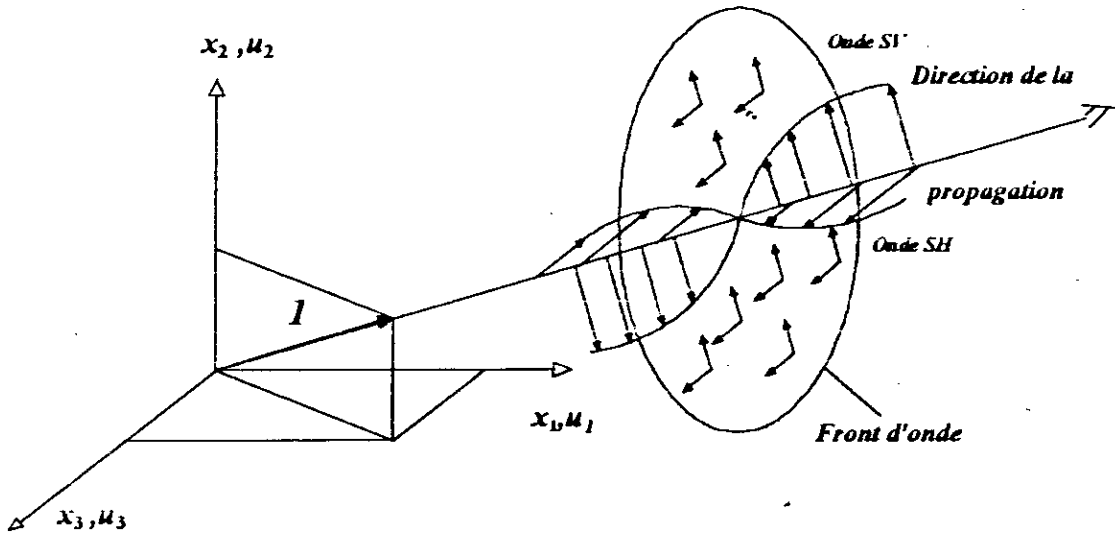


Fig 5.4 Système de propagation des ondes S (SH,SV)

Il est très fréquent de considérer que la propagation se fait dans le plan vertical (x_1, x_2) soit $m_3 = l_3 = 0$. Les équations (5.13), (5.14) et (5.17) s'écrivent donc:

$$u_s = f_s(-A_{SV}m_2i_1 + A_{SV}m_1i_2 + A_{SH}i_3) \quad \text{où} \quad A_{SV} = \frac{i\omega}{C_s}A_1 \quad A_{SH} = \frac{i\omega}{C_s}A_2 \quad (5.19.a)$$

$$u_p = f_p(A_p l_1 i_1 + A_p l_2 i_2) \quad \text{où} \quad A_p = \frac{i\omega}{C_p} \quad (5.19.b)$$

En un point quelconque du massif de sol, le mouvement engendré par les ondes de volume est défini par:

$$u_1 = -A_{SV}m_1 f_s + A_p l_1 f_p \quad (5.20.a)$$

$$u_2 = A_{SV}m_2 f_s + A_p l_2 f_p \quad (5.20.b)$$

$$u_3 = A_{SH} f_s \quad (5.20.c)$$

L'examen des expressions (5.20) montre que, dans le cas d'ondes planes, le déplacement suivant l'axe x_3 est découplé des déplacements suivant les axes x_1 et x_2 , il ne résulte que de la propagation d'ondes SH alors que les déplacements suivant les axes x_1 et x_2 sont fonctions des ondes P et SV. Les deux problèmes peuvent être étudiés séparément.

Les ondes P et S sont des *ondes de volume*, leurs vitesses de propagation dans le massif de sol sont définies respectivement par C_p et C_s . Les ondes P correspondent à des mouvements de dilatation alors que les ondes S sont des ondes de cisaillement caractérisées par un mouvement sans variation de volume. Les ondes de volume sont les seules à exister dans un milieu infini. Les solutions (5.10) et (5.11) restent valables si l'une des trois composantes de l (ou m) est imaginaire. En effet si, par exemple, l_1 et l_3 sont réels et l_2 est imaginaire pur, la solution représente alors des ondes se propageant dans le plan (x_1, x_3) avec une amplitude qui décroît exponentiellement dans le sens x_2 . Ces ondes sont dites *ondes de surface* généralisées. Les ondes Love correspondent au cas où seules les déformations de cisaillement se produisent; les ondes de Rayleigh sont par ailleurs caractérisées par des déformations de cisaillement accompagnées de déformations de volume. La génération d'ondes de surface dépend des

conditions aux limites du problème: Surface libre, surface de discontinuité.

5.3 Ondes planes harmoniques . Représentation mathématique:

5.3.1 Introduction:

Le problème de propagation d'ondes sismiques depuis une source est essentiellement tridimensionnel. Toutefois, en considérant que la source est constituée d'une ligne (faille) et en se plaçant à une certaine distance de celle-ci, le problème devient bidimensionnel. Toutes les ondes se propagent parallèlement à un plan (x_1, x_2) et le mouvement résultant est indépendant de la direction x_3 . La présence de discontinuité dans le massif de sol produit de notables modifications sur le système de propagation d'ondes. Ainsi, lorsqu'une onde rencontre une frontière, le système d'ondes à l'interface entre deux couches est la superposition d'ondes incidentes, réfléchies et réfractées. Dans le cas où la propagation a lieu dans un demi-espace, le système d'ondes susmentionné se limite aux ondes incidentes et réfléchies. Globalement, tout système doit satisfaire les conditions de continuité des déplacements et des contraintes au niveau de l'interface ainsi que les conditions de contraintes nulles au niveau de la surface libre.

En supposant qu'une onde se propage dans un milieu, la question qui se pose est la suivante: à ce mode d'onde incidente, comment sera composé le système d'ondes réfractées et réfléchies ? En fait ce système ne peut être déterminé qu'en faisant appel au principe de causalité.

5.3.2 Ondes planes harmoniques:

Une onde plane harmonique se propageant avec la célérité C dans la direction définie par le vecteur unitaire p est représentée par le champ de déplacement (dédit à partir de (5.20))

$$u = A d e^{i \eta} \quad (5.21)$$

Où : $\eta = k(x \cdot p - Ct)$

k : nombre d'ondes défini par $k = \frac{\omega}{C}$

x : la position du front d'ondes

Le nombre d'ondes définit le nombre de longueur d'ondes sur une période de 2π lequel est égal à $C \frac{2\pi}{\omega}$.

Dans cette équation \mathbf{d} est un vecteur unitaire définissant la direction du mouvement des particules. D'après les expressions (5.4) et (5.21), on a:

$$(\mu - \rho C^2)\mathbf{p} + (\lambda + \mu)(\mathbf{p} \cdot \mathbf{d})\mathbf{p} = 0 \quad (5.22)$$

Or les vecteurs \mathbf{d} et \mathbf{p} sont différents, donc l'équation (5.22) est satisfaite pour deux cas:

$$\mathbf{d} = \pm \mathbf{p} \text{ ou } \mathbf{p} \cdot \mathbf{d} = 0$$

- a) Si $\mathbf{d} = \pm \mathbf{p}$ soit $\mathbf{d} \cdot \mathbf{p} = \pm 1$ on a donc d'après l'expression (5.22) $C = C_p$.
- b) Si $\mathbf{d} \neq \pm \mathbf{p}$, les deux termes de (5.22) doivent s'annuler on a donc $C = C_s$ et $\mathbf{p} \cdot \mathbf{d} = 0$

En associant l'équation de Hooke à l'équation (5.21), on obtient:

$$\sigma_{lm} = [\lambda \delta_{lm} (d_p)_j + \mu (d_p)_m + d_{lm} p_j] i k A e^{i k \cdot \mathbf{r} - \omega t} \quad (5.23)$$

De façon générale, la propagation d'une onde plane est représentée par le champ de déplacement:

$$\mathbf{u} = \mathbf{f} \cdot \mathbf{d} \quad (5.24)$$

où \mathbf{f} est une fonction de la quantité $(\mathbf{x} \cdot \mathbf{p} - Ct)$.

5.3.3 Demi-espace et interface:

Le système d'ondes incidentes, réfractées et réfléchies est défini par la figure 5.4. L'équation (5.21) est réécrite afin de modéliser toutes les ondes. Ainsi,

$$U^{(n)} = A_n d^{(n)} e^{i \eta_n} \quad (5.25)$$

De ce fait, l'indice n représente le type d'onde ainsi que son mode d'incidence soit:

- * $n=0$ onde incidente (P ou S)
- * $n=1$ onde réfléchie (P)
- * $n=2$ onde réfléchie (S)
- * $n=3$ onde réfractée (P)
- * $n=4$ onde réfractée (S)

et $\eta_n = k_n (x \cdot p^{(n)} - C_n t)$.

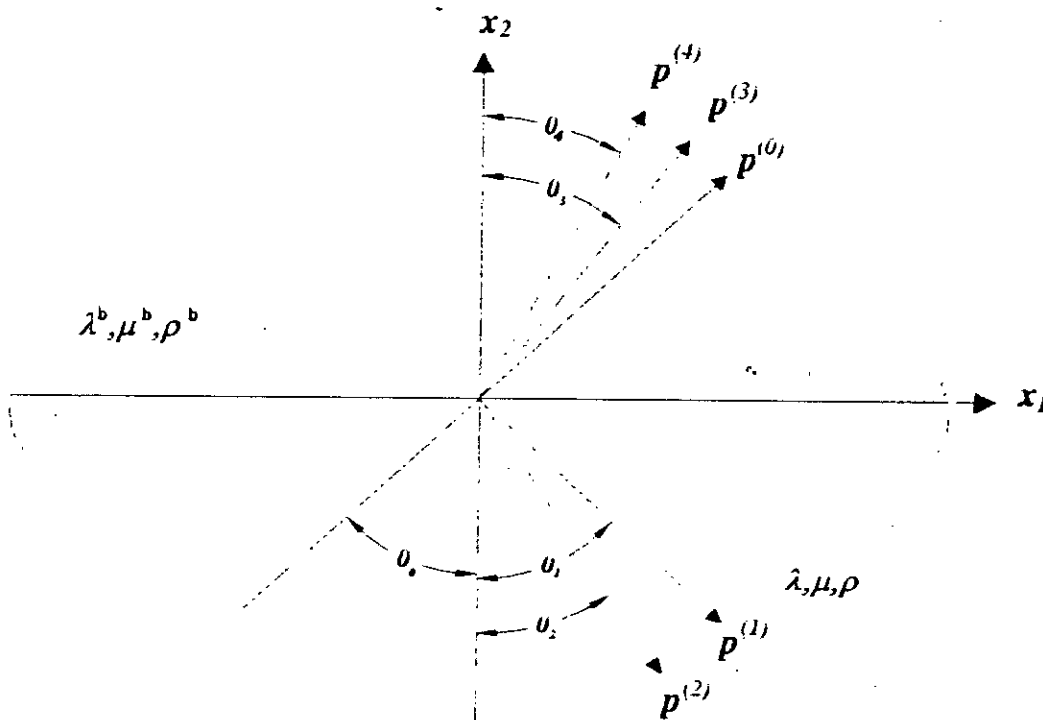


Fig 5.5 Système d'ondes incidentes, réfléchies et réfractées

5.3.4 Propagation des ondes dans un demi-espace:

5.3.4.1 Propagation des ondes SH (mouvement anti-plan):

Considérons une onde de cisaillement SH se propageant dans un demi-

espace élastique identifié par $x_2 < 0$. La direction de propagation \mathbf{m} (ou \mathbf{p}) de l'onde incidente SH est égale à:

$$\mathbf{m} = \sin\theta_0 \mathbf{i}_1 + \cos\theta_0 \mathbf{i}_2 \quad \text{et} \quad \mathbf{d} = \mathbf{i}_3 \quad (5.26.a)$$

Le déplacement induit par cette onde est en vertu de l'équation (5.25):

$$\mathbf{u} = u_3^{(0)} \mathbf{i}_3 = A_0 \exp[ik_0(x_1 \sin\theta_0 + x_2 \cos\theta_0 - C_s t)] \mathbf{i}_3 \quad (5.26.b)$$

La direction de propagation \mathbf{m} (ou \mathbf{p}) de l'onde réfléchie SH est égale à:

$$\mathbf{m} = \sin\theta_2 \mathbf{i}_1 - \cos\theta_2 \mathbf{i}_2 \quad \text{et} \quad \mathbf{d} = \mathbf{i}_3 \quad (5.27.a)$$

Le déplacement induit par cette onde est:

$$\mathbf{u} = u_3^{(2)} \mathbf{i}_3 = A_2 \exp[ik_2(x_1 \sin\theta_2 - x_2 \cos\theta_2 - C_s t)] \mathbf{i}_3 \quad (5.27.b)$$

En un point quelconque du massif de sol, le déplacement et la contrainte sont obtenus par la superposition des ondes incidente et réfléchie soit:

$$\mathbf{u} = (u_3^{(0)} + u_3^{(2)}) \mathbf{i}_3 \quad (5.28.a)$$

$$\boldsymbol{\sigma} = \sigma_{23}^{(0)} + \sigma_{23}^{(2)} \quad (5.28.b)$$

En particulier, le déplacement à $x_2 = 0$ est interprété comme étant la propagation d'une onde plane dans la direction x_1 avec un nombre d'ondes apparent k défini par $k = k_0 \sin\theta_0$ (Fig 5.6).

Par ailleurs, à la surface libre, les contraintes s'annulent. La seule contrainte en présence dans ce cas est σ_{23} . On obtient donc:

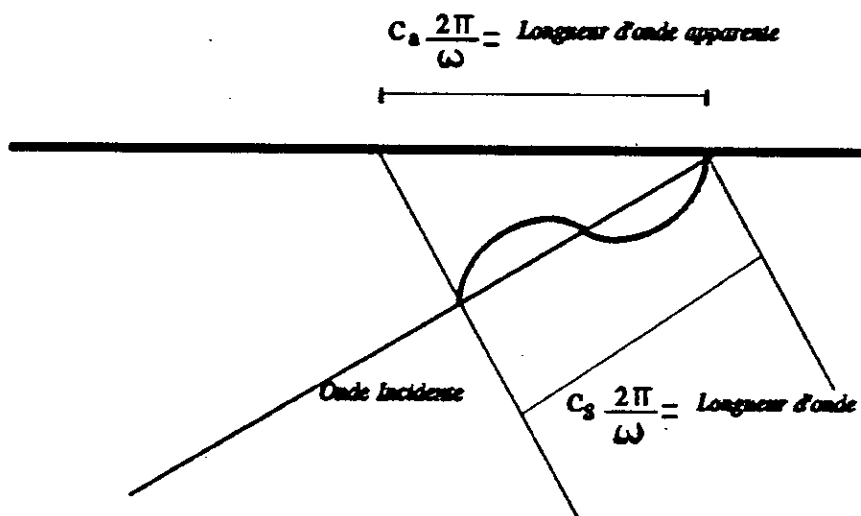


Fig 5.6 Définition du nombre d'onde

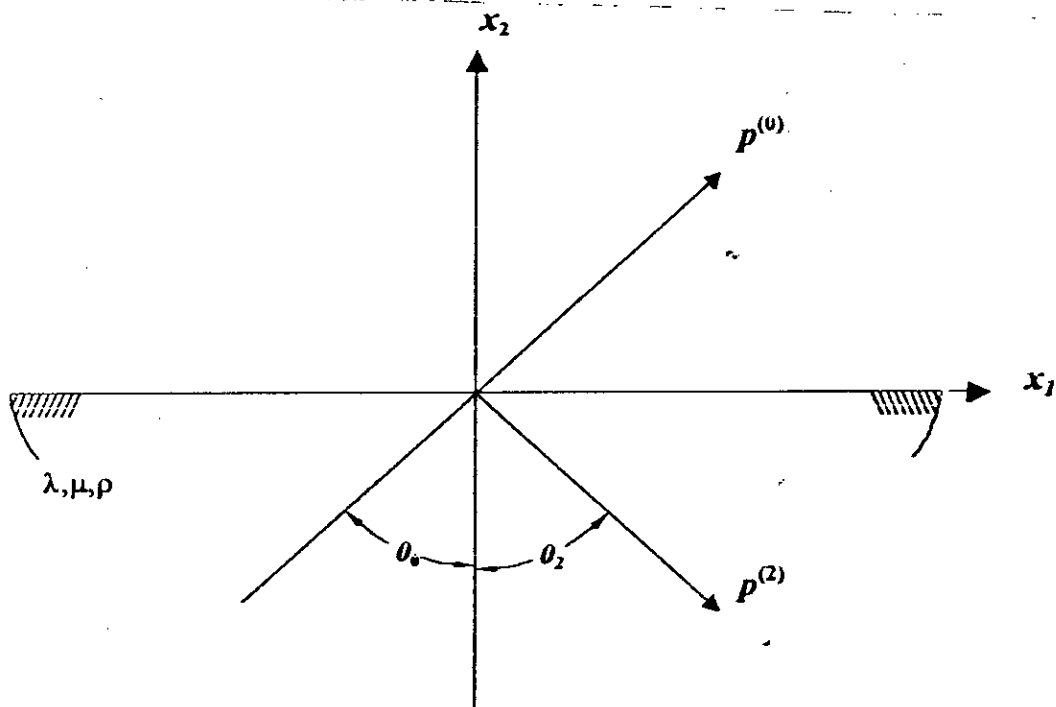


Fig 5.7 Ondes SH dans un demi-espace

$$\sigma_{23}^{(0)} + \sigma_{23}^{(2)} = 0 \tag{5.28.c}$$

L'équation (5.28.c) est satisfaite pour toutes valeurs de x_1 et t si :

$$k_0 \sin \theta_0 = k_2 \sin \theta_2 \text{ et } k_0 C_s = k_2 C_s \quad (5.29)$$

Au moyen des relations définies par (5.29), il en découle :

$$\theta_0 = \theta_2 ; k_0 = k_2 \text{ et } A_0 = A_2 \quad (5.30)$$

Ainsi, le déplacement généré par une onde SH à une profondeur x_2 est défini par :

$$u_3 = 2A_0 \cos(k_0 x_2 \cos \theta_0) \exp[ik_0(x_1 \sin \theta_0 - C_s t)] \quad (5.31)$$

$$u_3(x_2 = -h) = \cos(k_0 h \cos \theta_0) u_3(x_2 = 0) \quad (5.32)$$

L'équation (5.32) met en évidence le terme de fonction de transfert $\cos(k_0 h \cos \theta_0)$ permettant d'estimer le mouvement à une profondeur h en fonction du mouvement à la surface libre.

5.3.4.2 Propagation des ondes P (mouvement dans le plan) :

L'onde P est caractérisée par deux déplacements u_1 et u_2 (Equation 5.19.b). Lorsqu'elle arrive au niveau de la surface libre, elle se réfléchit doublement : une onde P et une onde SV; sans ce mode de réflexion d'ondes incidentes, les conditions de surface libre ne peuvent être vérifiées. Les deux déplacements sont caractérisés par :

$$u = u_1 i_1 + u_2 i_2 \quad (5.33.a)$$

$$u_1 = u_1^{(0)} + u_1^{(1)} + u_1^{(2)} \quad \text{et} \quad u_2 = u_2^{(0)} + u_2^{(1)} + u_2^{(2)} \quad (5.33.b)$$

Les composantes de ces déplacements se déduisent à partir des expressions de k (ou p) et d pour chaque onde et de l'équation (5.19.b) soit :

$$l = \sin\theta_0 j_1 + \cos\theta_0 j_2 \quad \text{et} \quad d = \sin\theta_0 j_1 + \cos\theta_0 j_2 \quad \text{Onde P incidente} \quad (5.34.a)$$

$$l = \sin\theta_1 j_1 - \cos\theta_1 j_2 \quad \text{et} \quad d = \sin\theta_1 j_1 - \cos\theta_1 j_2 \quad \text{Onde P réfléchie} \quad (5.34.b)$$

$$l = \sin\theta_2 j_1 - \cos\theta_2 j_2 \quad \text{et} \quad d = \cos\theta_2 j_1 + \sin\theta_2 j_2 \quad \text{Onde SV réfléchie} \quad (5.34.c)$$

Au niveau de la surface libre, les contraintes s'annulent:

$$\sigma_{21} = \sigma_{22} = 0 \quad (5.35)$$

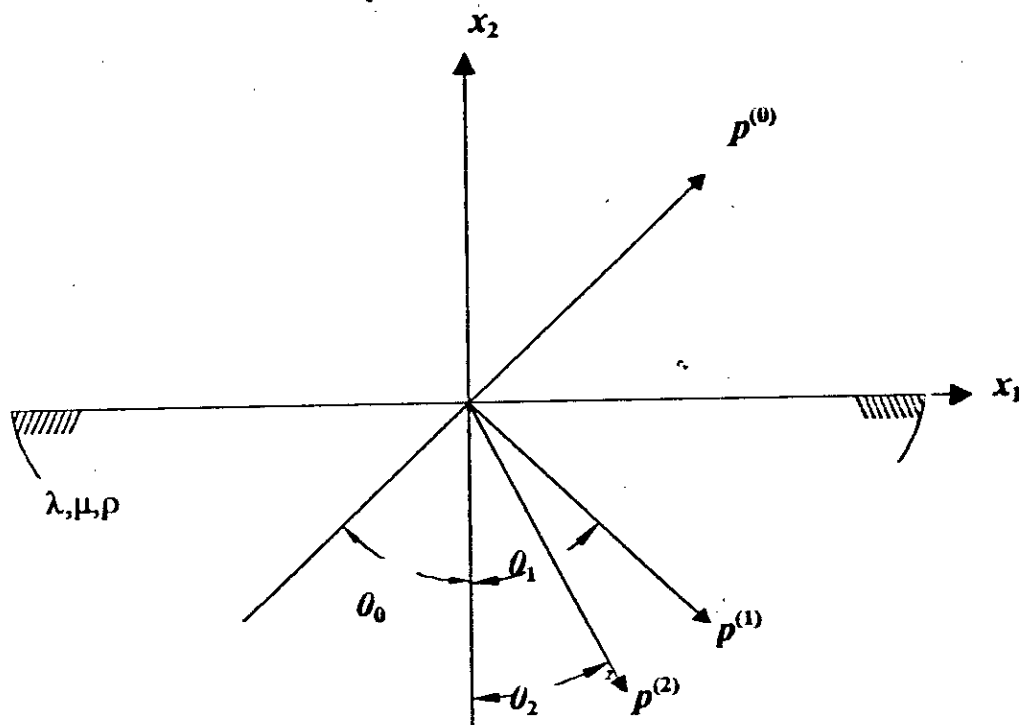


Fig 5.8 Ondes P dans un demi-espace

Par conséquent, la combinaison des équations (5.25), (5.34) et (5.35) implique les conditions suivantes:

$$k_0 \sin\theta_0 = k_1 \sin\theta_1 = k_2 \sin\theta_2 \quad (5.36.a)$$

$$k_0 C_p = k_1 C_p = k_2 C_s = \omega \quad (5.36.b)$$

Ou encore:

$$k_1 = k_0, \frac{k_2}{k_0} = \frac{C_p}{C_s} = \kappa \quad (5.37.a)$$

$$\text{et } \theta_1 = \theta_0, \quad \sin \theta_2 = \kappa^{-1} \sin \theta_0 \quad (5.37.b)$$

Par ailleurs on peut estimer toujours à partir des équations d'équilibre les rapports d'amplitudes des différentes ondes :

$$\frac{A_1}{A_0} = \frac{\sin 2\theta_0 \sin 2\theta_2 - \kappa^2 \cos^2 2\theta_2}{\sin 2\theta_0 \sin 2\theta_2 + \kappa^2 \cos^2 2\theta_2} \quad (5.38.a)$$

$$\frac{A_2}{A_0} = \frac{2\kappa \sin 2\theta_0 \cos 2\theta_2}{\sin 2\theta_0 \sin 2\theta_2 + \kappa^2 \cos^2 2\theta_2} \quad (5.38.b)$$

Plusieurs cas particuliers d'incidences des ondes s'imposent:

a*) Pour une incidence normale, i.e., $\theta_0 = 0$ on a $\theta_1 = 0$ soit

$$\frac{A_2}{A_0} = 0 \text{ et } \frac{A_1}{A_0} = -1. \text{ Par conséquent, l'onde incidente est complètement réfléchie}$$

en une onde P. La même remarque est valable pour $\theta_0 = 90^\circ$.

b*) L'onde incidente P est réfléchie seulement en une onde SV si $\frac{A_1}{A_0} = 0$ soit:

$$\sin 2\theta_0 \sin 2\theta_2 = \kappa^2 \cos^2 2\theta_2 \quad (5.39)$$

5.3.4.3 Propagation des ondes SV (mouvement dans le plan):

L'onde SV est caractérisée par deux déplacements u_1 et u_2 (Equation 5.19.a). Elle se réfléchit doublement : une onde P et une onde SV. Les composantes de ces déplacements se déduisent à partir des expressions de m (ou p) et d pour chaque onde soit:

$$m = \sin\theta_0 i_1 + \cos\theta_0 i_2 \quad d = -\cos\theta_0 i_1 + \sin\theta_0 i_2 \quad \text{Onde SV incidente} \quad (5.40.a)$$

$$m = \sin\theta_1 i_1 - \cos\theta_1 i_2 \quad d = \sin\theta_1 i_1 - \cos\theta_1 i_2 \quad \text{Onde P réfléchie} \quad (5.40.b)$$

$$m = \sin\theta_2 i_1 - \cos\theta_2 i_2 \quad d = \cos\theta_2 i_1 + \sin\theta_2 i_2 \quad \text{Onde SV réfléchie} \quad (5.40.c)$$

En combinant les équations (5.25), (5.35) et (5.40), on aboutit aux conditions suivantes:

$$k_2 = k_0, \quad \frac{k_1}{k_0} = \frac{C_2}{C_p} = \kappa^{-1} \quad (5.41.a)$$

$$\text{et } \theta_2 = \theta_0, \quad \sin\theta_1 = \kappa \sin \theta_0 \quad (5.41.a)$$

Par ailleurs, on peut toujours estimer à partir des équations d'équilibre les rapports d'amplitudes des différentes ondes :

$$\frac{A_1}{A_0} = -\frac{\kappa \sin 4\theta_0}{\sin 2\theta_0 \sin 2\theta_1 + \kappa^2 \cos^2 2\theta_0} \quad (5.42.a)$$

$$\frac{A_2}{A_0} = \frac{\sin 2\theta_0 \sin 2\theta_1 - \kappa^2 \cos^2 2\theta_0}{\sin 2\theta_0 \sin 2\theta_1 + \kappa^2 \cos^2 2\theta_0} \quad (5.42.b)$$

Plusieurs cas particuliers d'incidences des ondes s'imposent

a*) A partir de l'équation (5.42.a), on conclut que pour $\theta_0 = 0, \frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{2}$ on

a $\frac{A_1}{A_0} = 0$ et $\frac{A_2}{A_0} = -1$. Par conséquent, l'onde incidente est complètement

réfléchiée en une onde SV.

b*) L'onde incidente SV est réfléchiée uniquement en une onde P si et seulement si $\frac{A_2}{A_0} = 0$ soit: $\sin 2\theta_0 \sin 2\theta_1 = \kappa^2 \cos^2 2\theta_0$.

Par ailleurs, en considérant les équations (5.41.a) et (5.41.b), on conclut que θ_1 est une valeur réelle si θ_0 est plus petit qu'un angle critique θ_c défini par:

$$\theta_c = \sin^{-1}(1/\kappa) \quad (5.43)$$

Dans le cas où $\theta_0 > \theta_c$, on a donc $\sin \theta_1 > 1$. La solution à ce problème consiste à poser:

$$\cos \theta_1 = i\kappa\beta \quad \text{où} \quad \beta = \sqrt{\sin^2 \theta_0 - 1/\kappa^2} \quad (5.44)$$

L'onde P réfléchiée s'écrit dans ce cas:

$$u^{(1)} = S e^{\alpha} \exp(k_0 \beta x_2) \exp[ik_0 \sin \theta_0 (x_1 - C_p / \kappa \sin \theta_0) - i\alpha] \quad (5.45)$$

Où

$$S = \frac{A_0 \sin 4\theta_0}{\sqrt{\kappa^2 \cos^4 2\theta_0 + 4(\kappa^2 \sin^2 \theta_0 - 1) \sin^2 2\theta_0 \sin^2 \theta_0}} \quad (5.46.a)$$

$$\tan \alpha = \frac{2\sqrt{\kappa^2 \sin^2 \theta_0 - 1} \sin 2\theta_0 \sin \theta_0}{\kappa \cos^2 2\theta_0} \quad (5.46.b)$$

L'onde réfléchiée correspondante se propage ainsi dans la direction x_1 avec un nombre d'ondes $k_0 \sin \theta_0$ et une phase de vitesse $C_p / \kappa \sin \theta_0$. L'amplitude du mouvement décroît avec la profondeur; ce type d'ondes est dit ondes de surface.

5.3.5 Propagation des ondes dans un sol stratifié. Matrice de Transfert :

5.3.5.1 Introduction :

Le phénomène de propagation des ondes sismiques dans un sol stratifié reposant sur un substratum est analysé dans le présent paragraphe en utilisant une matrice de transfert (*Propagator Matrix*) dans le domaine des fréquences-nombre d'ondes. Le formalisme d'étude est inspiré des références [22], [52], [57].

5.3.5.2 Matrice de Transfert pour le cas d'un mouvement anti-plan:

Chaque couche j est repérée suivant un système de coordonnées locales (x_1^j, x_2^j, x_3^j) . L'état des déformations et contraintes est ainsi exprimée respectivement par:

$$u_3^j = [A_0 \exp(ik_0 \cos \theta_0 x_2^j) + A_2 \exp(-ik_0 \cos \theta_0 x_2^j)] e^{i\omega(x_1^j - ct_0 - C_j t)} \quad (5.47)$$

$$\sigma^{(j)} = ik_0 G \cos \theta_0 [A_0 \exp(ik_0 \cos \theta_0 x_2^j) - A_2 \exp(-ik_0 \cos \theta_0 x_2^j)] e^{i\omega(x_1^j - ct_0 - C_j t)} \quad (5.48)$$

La matrice de transfert consiste à lier à partir des équations (5.47) et (5.48) l'état de contrainte et de déformation en haut et en bas de la couche. Ainsi, le déplacement et la contrainte au niveau de la partie supérieure de la couche j sont déterminés à partir de (5.47) et (5.48) en posant $x_2^j = 0$:

$$\begin{Bmatrix} u_3^{(1)} \\ \sigma^{(1)} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -ik_0 G \cos \theta_0 & ik_0 G \cos \theta_0 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} A_0 \\ A_2 \end{Bmatrix} \quad (5.49)$$

Où $u_3^{(1)}$ et $\sigma^{(1)}$ représente l'état de déplacement et de contrainte au niveau de la partie supérieure, désignée par l'indice 1, de la couche j .

De même, l'état du déplacement et de contrainte au niveau de la partie inférieure de la couche sont déduits à partir de (5.47) et (5.48) en posant

$x_2 = -h$:

$$\begin{Bmatrix} u_3^{(2)} \\ \sigma^{(2)} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \exp(-ik_0 \cos \theta_0 h) & \exp(ik_0 \cos \theta_0 h) \\ -ik_0 G \cos \theta_0 \exp(ik_0 \cos \theta_0 h) & -ik_0 G \cos \theta_0 \exp(ik_0 \cos \theta_0 h) \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} A_0 \\ A_2 \end{Bmatrix} \quad (5.50)$$

Où $u_3^{(2)}$ et $\sigma^{(2)}$ représente l'état de déplacement et de contrainte au niveau de la partie inférieure, désignée par l'indice 2, de la couche j .

En éliminant le vecteur amplitude (A_0, A_2) , des deux expressions (5.49) et (5.50) on obtient la matrice de transfert soit:

$$\begin{Bmatrix} u_3^{(2)} \\ \sigma^{(2)} \end{Bmatrix} = [T^j] \begin{Bmatrix} u_3^{(1)} \\ \sigma^{(1)} \end{Bmatrix} \quad (5.51.a)$$

$$[T^j] = \begin{bmatrix} \cos(k_0 \cos \theta_0 h) & -(k_0 G \cos \theta_0)^{-1} \sin(k_0 \cos \theta_0 h) \\ k_0 G \cos \theta_0 \sin(k_0 \cos \theta_0 h) & \cos(k_0 \cos \theta_0 h) \end{bmatrix} \quad (5.51.b)$$

L'analyse de la propagation d'ondes SH à travers un sol stratifié reposant sur un demi-espace élastique est menée dans la présente thèse en se basant sur la méthode matricielle basée sur les étapes suivantes:

-1- Calculer pour chaque couche j la matrice de transfert $[T^j]$ (Equation 5.51).

-2- Etablir les égalités de déplacements et de contraintes au niveau de chaque interface entre deux couches j et $j-1$. Une des conséquences de ces égalités est la loi de Snell, soit:

$$\frac{\sin \theta^{(j)}}{C_s^{(j)}} = \frac{\sin \theta^{(j-1)}}{C_s^{(j-1)}} \quad (5.52)$$

-3- Annuler les contraintes au niveau de la surface libre soit: $\sigma_{(1)}^1 = 0$

Par une relation récursive, l'état de déplacement et de contrainte au niveau d'une couche j est déterminé en fonction de ceux en surface par:

$$\begin{Bmatrix} u_3^{j(2)} \\ \sigma^{j(2)} \end{Bmatrix} = [T] \begin{Bmatrix} u_3^{1(1)} \\ \sigma^{1(1)} \end{Bmatrix} \quad (5.53)$$

$$[T] = [T^j][T^{j-1}] \dots [T^1] \quad (5.54)$$

5.5 Conclusion :

Les notions de propagation d'ondes présentées dans le présent chapitre constituent un support mathématique nécessaire à l'identification de la nature du signal sismique. La combinaison des différents modèles de propagation d'ondes (SH, SV, P) constitue une approche efficace pour estimer la variabilité spatio-temporelle du chargement sismique.

CHAPITRE 6

ANALYSE STOCHASTIQUE DE LA PROPAGATION DES ONDES SISMIQUES

6.1 Introduction :

Le modèle de déconvolution stochastique du mouvement sismique est présenté dans ce chapitre. Il se base sur la formulation d'un modèle mécanique du processus de propagation des ondes sismiques, lequel permet d'évaluer les propriétés statistiques du champ d'ondes d'une manière directe. Le coefficient de corrélation, qui constitue une représentation de ces propriétés statistiques, est déduit. Sur la base de ce modèle, la fonction de densité spectrale de puissance (FDSP) du mouvement est estimée en tout point du massif de sol. Cette étape est justifiée, d'une part, par le fait que l'incorporation de ce modèle dans le cadre d'un calcul parasismique ne peut être menée en recourant à la théorie complexe des vibrations aléatoires et, d'autre part, du fait que le spectre de réponse couramment utilisé par l'ingénieur peut être déduit de la FDSP.

6.2 Variation spatiale du mouvement sismique: Passages d'ondes Cohérence du mouvement:

Pour des ondes planes se propageant dans un milieu élastique semi-infini le long d'une seule direction, le mouvement est dit parfaitement cohérent, si l'histoire temporelle en un point A du milieu se répète en un autre point B du milieu avec un retard τ . La fonction d'inter-corrélation R_{AB} reliant les mouvements de A et de B à l'instant t est égale à la fonction d'autocorrélation du mouvement en A à l'instant $t+\tau$. Or, l'excitation sismique n'est pas simplement le résultat d'ondes planes se propageant avec des phases de vitesse identiques. Par conséquent, les mouvements observés aux deux points A et B ne sont pas identiques, mais présentent des différences résultant d'un phénomène de propagation incohérente. En fait, cette propagation incohérente causant la variabilité spatiale de l'excitation sismique est due à quatre effets [16], [45], [47].

6.2.1 Effet de Passage d'onde "Wave Passage Effect":

Cet effet se traduit par une différence dans les temps d'arrivée des ondes au niveau de stations distinctes. Il est le résultat d'une incidence inclinée des ondes. Pour le cas d'une propagation verticale, cet effet disparaît car l'arrivée des ondes est synchrone.

6.2.2 Effet d'Incohérence "Incoherence Effect":

L'effet d'incohérence est essentiellement lié à la modification de l'onde sismique lors de son trajet du foyer au site de projet par certains facteurs à savoir:

- * La dispersion des ondes soit par réflexion ou par réfraction;
- * La nature de la faille et celle de mécanisme de la source.

6.2.3 Effets de site locaux "Site Response Effect":

Les conditions de site exercent une influence certaine sur le mouvement sismique. En effet, la modification des conditions locales du sol se répercute sur les divers enregistrements tant en amplitude qu'en contenu fréquentiel.

6.2.4 Effet de l'atténuation "Attenuation Effect":

Cet effet se traduit par une diminution de l'amplitude des ondes due à l'énergie de dissipation dans le massif de sol. Toutefois, l'effet de l'atténuation est négligeable sur les structures non étendues ou quelconques car leurs dimensions sont généralement très petites par rapport à la distance nécessaire pour la génération de ces effets.

6.2.5 Synthèse générale:

En résumé, dans l'état actuel des connaissances, l'analyse parasismique des structures étendues dans le cadre d'excitations en surface caractérisées par une variabilité spatio-temporelle est un domaine de recherche relativement maîtrisé. Néanmoins, pour des structures enterrées, ce type d'analyse ne peut

être mené car les denses réseaux ne sont déployés qu'en surface. Bien que de denses réseaux en Down-hole sont aujourd'hui opérationnels, il n'en demeure pas moins qu'une approche analytique basée sur la modélisation du mouvement de sol par un champ aléatoire en y associant une fonction d'inter-densité spectrale est une alternative intéressante. Une telle approche a été utilisée par Hoshiya et Ishii [24] dans l'étude d'un réservoir enterré. Cependant, la fonction d'inter-densité spectrale qui a été employée s'appuyait plus sur des considérations mathématiques que physiques; par conséquent, une meilleure approche consiste à formuler un modèle mécanique du processus de propagation d'ondes et d'évaluer les propriétés statistiques du champ d'ondes associé d'une manière directe. Un tel traitement a été initié par Kausel et Pais [28].

L'avantage principal d'une telle approche est la facilité avec laquelle on peut estimer l'ensemble des informations statistiques du mouvement pour des régions où la connaissance des caractéristiques du mouvement n'est pas disponible et particulièrement pour des points situés en profondeur. La présente étude se propose d'évaluer les propriétés statistiques susmentionnés pour le cas d'un sol à stratification horizontale, en supposant que le mouvement sismique résulte de la superposition d'ondes planes se propageant dans toutes les directions. La procédure proposée constitue une extension des travaux de Kausel et Pais [29].

6.3 Elements de base de la déconvolution stochastique:

6.3.1 Analyse de la matrice d'inter-corrélation:

Considérons un sol à stratification horizontale (Fig 6.1), le mouvement au niveau d'un point du sol est donné par le vecteur:

$$U = \begin{Bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{Bmatrix} = U(r, x_2, t) \quad (6.1)$$

où $r = (x_1, x_3)$

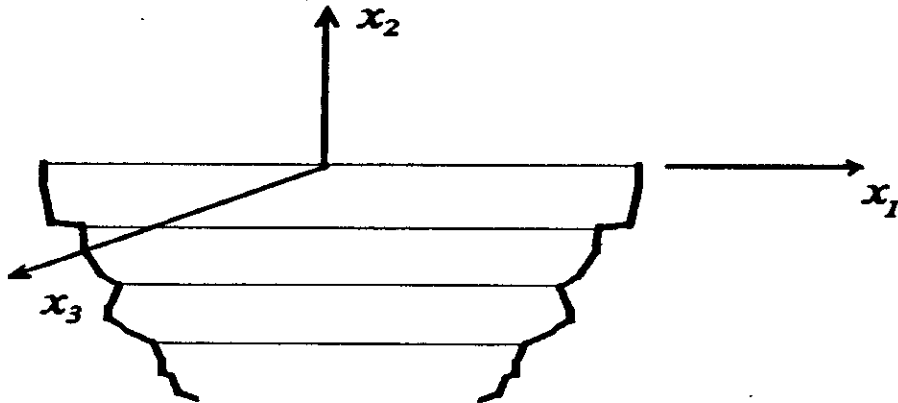


Fig 6.1 Système de configuration du sol

En supposant que le champ de déplacement est le résultat d'une superposition d'ondes planes se propageant dans toutes les directions, alors le vecteur U admet une décomposition de la forme:

$$U(r, x_2, t) = \frac{1}{8\pi^3} \iiint \tilde{U}(k, x_2, \omega) e^{i(\omega t - k r)} dK d\omega \quad (6.2)$$

où $k = (k_1, k_3)$ est le vecteur nombres d'ondes
soit $dK = dk_1 dk_3$ et $k r = k_1 x_1 + k_3 x_3$

L'équation (6.2) permet d'exprimer U en fonction de sa double transformée de Fourier spatio-temporelle \tilde{U} . Une telle décomposition implique l'élimination de l'effet de dispersion (*Scattering*) dû à la nature aléatoire des constituants du sol.

La matrice d'inter-corrélation est alors définie par :

$$C(r, r_0, x_2, 0, t, t_0) = E[U(r, x_2, t) U_0^T(r_0, 0, t_0)] \quad (6.3)$$

où le symbole $E [.]$ désigne l'espérance mathématique;
l'exposant T caractérise la transposée de matrice;

$U_0^T(r_0, 0, t_0)$ est le vecteur de déplacement en un point de référence r_0 situé en surface ($x_2=0$) au temps de référence t_0 .

En substituant l'expression de U donnée par l'équation (6.2) dans l'équation (6.3), on aboutit à :

$$C(r, r_0, x_2, 0, t, t_0) = E \left[\frac{1}{8\pi^3} \iint \tilde{U}(k, x_2, \omega) e^{i(\omega t - k r)} dK d\omega U_0^T(r_0, 0, t_0) \right] \quad (6.4)$$

Par ailleurs, pour tout vecteur \tilde{U} , on peut exprimer la transformée de Fourier du mouvement en profondeur en fonction de la transformée de Fourier du mouvement en surface par l'intermédiaire de la matrice de transfert $T(k, x_2, \omega)$ [22], [52]. Ainsi en l'absence de toute autre source d'excitation entre la profondeur x_2 et la surface, on a :

$$\tilde{U}(k, x_2, \omega) = T(k, x_2, \omega) \tilde{U}(k, 0, \omega) \quad (6.5)$$

Cette matrice peut être déterminée explicitement en fonction de la fréquence et du nombre d'ondes. Elle dépend aussi des caractéristiques mécaniques du sol.

Par ailleurs, le second facteur de l'équation (6.5) s'écrit:

$$\tilde{U}(k, 0, \omega) = \iint U(r', 0, t') e^{-i(\omega t' - k r')} dt' dA' \quad (6.6)$$

où $dA' = dx'_1 dx'_3$

En combinant les équations (6.4), (6.5) et (6.6), on aboutit à:

$$C(r, r_0, x_2, 0, t, t_0) = E \left[\frac{1}{8\pi^3} \iint T(k, x_2, \omega) \cdot \left\{ \iint U(r', 0, t') e^{-i(\omega t' - k r')} dt' dA' \right\} e^{i(\omega t - k r)} dK d\omega U^T(r_0, 0, t_0) \right] \quad (6.7)$$

En introduisant l'opérateur $E [\dots]$ dans l'intégrale, l'équation (6.7):

$$C(r, r_0, x_2, 0, t, t_0) = \frac{1}{8\pi^3} \iint T(k, x_2, \omega) \iint E[U(r', 0, t') \cdot U_0^T(r_0, 0, t_0)] e^{-i(\omega t' - k r')} dt' dA' e^{i(\omega t - k r)} dK d\omega \quad (6.8)$$

Or, on a :

$$E[U(r', 0, t') \cdot U^T(r_0, 0, t_0)] = R(r_0, r', t_0, t') \quad (6.9)$$

où R est la matrice d'inter-corrélation du mouvement en surface. Sa double transformée de Fourier S représente la matrice des fonctions d'inter-densité spectrale en surface caractérisée par:

$$S(r_0, k, t_0, \omega) = \frac{1}{8\pi^3} \iint R(r_0, r', t_0, t') \cdot e^{-i(\omega t' - k r')} dt' dA' \quad (6.10)$$

En associant l'équation (6.8) à l'expression (6.10), on trouve:

$$C(r, r_0, x_2, 0, t, t_0) = \iint T(k, x_2, \omega) S(r_0, k, t_0, \omega) e^{i(\omega t - k r)} dK d\omega \quad (6.11)$$

L'expression (6.11) est une représentation de la déconvolution stochastique du mouvement en surface. Le terme en intégrale ($T S$) représente la matrice des fonctions d'inter-densité spectrale entre la surface et un point situé à la profondeur x_2 . Elle constitue une généralisation des lois régissant les systèmes dynamiques soumis à des excitations stochastiques.

Le but ciblé dans l'étude subséquente est de formuler un modèle très simple qui décrit les caractéristiques du contenu ondulatoire de l'input considéré en permettant de déterminer aisément les propriétés statistiques en deux points distincts quelconques du massif de sol, et notamment le coefficient d'inter-corrélation.

6.3.2 Caractéristiques de la matrice de FDSP:

La méthode développée ci-dessus pour estimer la matrice d'inter-

corrélation peut être utilisée pour caractériser la matrice de FDSP en un point du massif de sol.

L'évaluation de cette matrice permet d'estimer les fonctions de densité spectrale de puissance en un point quelconque du massif de sol. La matrice $C(r, x_2, t)$ de fonctions d'autocorrélations est donnée par:

$$C(r, x_2, t) = E[U(r, x_2, t) \cdot U^T(r, x_2, t)] \quad (6.12)$$

En injectant l'expression (6.2) dans l'équation (6.12), on aboutit à:

$$C = E\left[\frac{1}{8\pi^3} \iint \tilde{U}(k, x_2, \omega) e^{i(\omega t - k \cdot r)} dK d\omega \cdot U^T(r, x_2, t)\right] \quad (6.13)$$

Or, le terme $\tilde{U}(k, x_2, \omega)$ peut être exprimé par l'équation (6.5), soit:

$$C(r, x_2, t) = E\left[\frac{1}{8\pi^3} \iint T(k, x_2, \omega) \tilde{U}(k, 0, \omega) e^{i(\omega t - k \cdot r)} dK d\omega \cdot U^T(r, x_2, t)\right] \quad (6.14)$$

La substitution de $\tilde{U}(k, 0, \omega)$ par sa valeur donnée par l'équation (6.6) implique la forme suivante de l'équation (6.14):

$$C(r, x_2, t) = E\left[\frac{1}{8\pi^3} \iint T(k, x_2, \omega) \left\{ \iint U(r', 0, t') e^{-i(\omega t' - k \cdot r')} dt' dA' \right\} e^{i(\omega t - k \cdot r)} dK d\omega \cdot U^T(r, x_2, t)\right] \quad (6.15)$$

Or

$$E[U(r', 0, t') U^T(r, x_2, t)] = \iint S^T(r', k, t', \omega) T^T(k, x_2, \omega) e^{i(\omega t - k \cdot r)} dK d\omega \quad (6.16)$$

La double transformée de Fourier de C permet de définir la matrice

FDSP en un point quelconque du massif de sol, soit:

$$S(x_2) = T(k, x_2, \omega) S^T(r, k, t, \omega) T^T(k, x_2, \omega) \quad (6.17)$$

6.4 Conclusion:

La double transformée de Fourier du spectre d'inter-corrélation en profondeur qui est en fait la fonction d'inter-densité spectrale F.I.D.S.P en profondeur équivaut au produit de la F.I.D.S.P en surface par la fonction de transfert qui relie les mouvements en surface et à la profondeur voulue. Donc, il est possible d'estimer les caractéristiques du mouvements dans le massif de sol en fonction de ceux en surface sans recourir aux données expérimentales. Toutefois, cette méthode requiert un certain nombre d'hypothèses sur les propriétés mécaniques et géométriques du sol, sur la nature des ondes sismiques et le degré de corrélation entre ondes, et sur la précision avec laquelle le spectre d'inter-corrélation en surface est calculé à partir des enregistrements obtenus au niveau d'un dense réseau d'accélérographes.

Le chapitre suivant va nous permettre de tester les divers modèles physiques de propagation. A travers cette investigation, l'ensemble des paramètres inhérents à l'excitation sismique feront l'objet d'une étude paramétrique. L'élaboration d'un modèle idéal d'étude de la variabilité spatio-temporelle du signal sismique passe en premier lieu par un traitement rigoureux des données de denses réseaux d'accélérographes. La mise au point de ce modèle va nous permettre de traiter cette variabilité sans recourir dans le futur à ces réseaux.

CHAPITRE 7
ETUDE PARAMETRIQUE DE LA DECONVOLUTION STOCHASTIQUE
DES ONDES SISMQUES

7.1 Introduction :

L'approche présentée dans le chapitre 6 permet d'évaluer les propriétés statistiques du mouvement sismique en tout point du massif de sol. Cette méthode est puissante dans la mesure où elle permet d'apporter des éléments de réponse à l'évaluation du degré d'incohérence du signal sismique en profondeur. Le présent chapitre a pour but la mise au point de modèles physiques simples pour les différents cas de propagation d'ondes sismiques et de configuration de sol. Le mouvement sismique est représenté par la propagation d'ondes de volume (SH,SV,P) à travers un sol stratifié horizontalement reposant sur un demi-espace élastique.

7.2 Description du champ aléatoire d'ondes incidentes Cas d'onde SH:

7.2.1 Schéma de base pour le cas d'un sol semi-infini:

L'évaluation des propriétés statistiques en un point quelnque du massif de sol est menée dans le cas d'un demi-espace en considérant le contexte hypothétique suivant:

- * homogénéité spatiale du sol;
- * modélisation de l'événement sismique par la superposition d'ondes S.H;
- * introduction de l'effet de l'amortissement matériel en remplaçant C_s par la vitesse complexe C_s^* exprimée par $C_s^* = C_s \sqrt{1+2\xi i}$;

Le mouvement $U_T(x_1, t)$, engendré en surfacé par la superposition d'ondes SH se propageant dans toutes les directions, est donné par:

$$U_T(x_1, t) = \int_{-s}^s u(s, t - sx_1) ds \quad (7.1)$$

où $u(s, t)$ représente l'histoire temporelle d'une composante d'onde plane SH se

propageant suivant une direction inclinée d'un angle θ par rapport à la verticale avec une vitesse apparente $c = \frac{1}{s}$ et S est l'inverse de la vitesse de cisaillement de l'onde. On a alors:

$$s = S \cdot \sin\theta = \frac{\sin\theta}{C_s} \quad (7.2)$$

Le mouvement engendré par l'onde SH est défini par le déplacement u_3 ; toutefois l'indice 3 sera supprimé afin d'alléger la notation.

7.2.1.1 Propriétés statistiques du champ d'ondes en surface:

Le champ d'ondes incidentes est considéré comme étant stationnaire et ergodique dans le temps. Cette hypothèse nous permet d'exprimer la fonction de covariance entre deux points de la surface distants de L par :

$$C_{U_T}(x_1, L, \tau) = E[U_T(x_1 + L, \tau) U_T(x_1, 0)] = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T U_T(x_1 + L, \tau) U_T(x_1, 0) dt \quad (7.3)$$

En substituant l'équation (7.1) dans (7.3), on obtient (Annexe C):

$$C_{U_T}(x_1, L, \tau) = \int_{-s}^s \int_{-s}^s R_u(s, s', \tau + sx_1 - s'(x_1 + L)) ds ds' \quad (7.4)$$

Où R_u représente la fonction d'inter-corrélation entre deux ondes.

En exprimant R_u par sa transformée de Fourier, i.e., la fonction d'inter-densité spectrale (FIDS), l'équation (7.4) s'écrit donc:

$$C_{U_T}(x_1, L, \tau) = \int_{-s}^s \int_{-s}^s \int_{-\infty}^{\infty} S_u(s, s', \omega) e^{i\omega(\tau + sx_1 - s'(x_1 + L))} d\omega ds ds' \quad (7.5)$$

La normalisation de C_{U_T} par rapport à sa valeur à l'origine ($\tau=0, L=0$),

nous permet d'estimer le coefficient d'inter-corrélation entre deux points:

$$\rho(x_1, L, \tau) = \frac{\int_{-s}^s \int_{-s}^s \int_{-\infty}^{\infty} S_u(s, s', \omega) e^{i\omega(\tau + x_1 - s'(x_1 + L))} d\omega ds ds'}{\int_{-s}^s \int_{-s}^s \int_{-\infty}^{\infty} S_u(s, s', \omega) e^{i\omega x_1(s-s')} d\omega ds ds'} \quad (7.6)$$

D'autre part, la fonction de densité spectrale du mouvement en un point quelconque de la surface d'abscisse x_1 s'écrit :

$$S_{U_r}(x_1, \omega) = \int_{-s}^s \int_{-s}^s S_u(s, s', \omega) e^{i\omega x_1(s-s')} ds ds' \quad (7.7)$$

Dans ce qui suit, nous utiliserons les variables θ et γ (angles de propagation) au lieu de s et s' respectivement.

Les expressions (7.6) et (7.7) sont généralement difficiles à intégrer. Il est donc nécessaire d'introduire certaines hypothèses simplificatrices. Les ondes sont supposées avoir des fonctions de densité spectrales caractérisées par une même variation, mais pas nécessairement la même amplitude. De plus, il est supposé que la fonction d'inter-densité spectrale (FIDS) ne dépend que de la fonction de densité spectrale de chaque onde et des direction de propagation. Ces hypothèses impliquent la forme suivante de la FIDS:

$$S_u(\theta, \gamma, \omega) = S(\omega) \cdot g(\theta) \cdot g(\gamma) \cdot f(|\theta - \gamma|) \quad (7.8)$$

où $f(|\theta - \gamma|)$ est la fonction d'inter-corrélation (FIC) entre les ondes, elle caractérise le degré de corrélation entre les différentes ondes incidentes,

$S(\omega)$ est la fonction de densité spectrale de puissance (FDSP) de chaque onde,

$g(\theta)$ est la fonction d'amplitude d'ondes (FA).

En substituant l'équation (7.8) dans (7.6) et (7.7), on obtient respectivement:

$$\rho(x_1, L, \tau) = \frac{\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} g(\theta)g(\gamma)A(|\theta-\gamma|) \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega)e^{i\omega\bar{\lambda}} d\omega d\theta d\gamma}{\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} g(\theta)g(\gamma)A(|\theta-\gamma|) \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega)e^{i\omega\lambda} d\omega d\theta d\gamma} \quad (7.9)$$

$$S_{U_T}(x_1, \omega) = S(\omega) \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} g(\theta)g(\gamma)A(|\theta-\gamma|) \cos[\omega x_1 (\sin\theta - \sin\gamma)/C_s] d\theta d\gamma \quad (7.10)$$

où $\bar{\lambda} = \tau + x_1(\sin\theta - \sin\gamma)/C_s - L\sin\gamma/C_s$ et $\lambda = x_1(\sin\theta - \sin\gamma)/C_s$

a) Description de la FIDS:

L'évaluation de la FIDS et par conséquent celle du coefficient de corrélation dépend de la variation de la FDSP, de la FA et de la FIC. Dans la présente étude, divers modèles de variation de ces fonctions ont été testés:

- Fonction de densité spectrale de puissance:

L'énergie transportée par les ondes sismiques lors de leur propagation dans un site donné, peut être représentée analytiquement par la fonction densité spectrale de puissance qui décrit l'input sismique dans le domaine fréquentiel. Le bruit blanc (*White Noise*), décrit mathématiquement par $S_s(\omega) = \text{cste}$ constitue la plus simple représentation de la FDSP. Néanmoins, les enregistrements effectués en surface ne s'accordent pas avec la représentation précédente. Physiquement, ceci peut s'expliquer par le fait que le massif de sol parcouru par les ondes sismiques de la source à la surface du sol joue le rôle de filtre, qui, compte tenu de ses caractéristiques physiques intrinsèques, peut, soit amplifier, soit amortir les fréquences qui le traversent. Par

Types de sol	β	ω_0 rad/s	β_f	ω_f rad/s
Sol rigide	0.6	15	0.6	1.5
Sol moyen	0.4	10	0.6	1
Sol mou	0.2	5	0.6	0.5

Tableau 7.1: Valeurs de β, ω_0, β_f , et ω_f .

$$S(\omega) = \begin{cases} \frac{f^2}{0.5+f^2} \cdot (1 - \frac{f^2}{64}) \cdot S_0 & f \leq 8 \text{ Hz} \\ 0 & f > 8 \text{ Hz} \end{cases} \quad (7.14)$$

- Fonction d'inter-corrélation FIC:

Le choix de la fonction d'inter-corrélation se fait dans le respect de la condition suivante; pour $\mathcal{R}(|\theta-\gamma|)=1$ pour $\theta=\gamma$. Trois modèles sont proposés [28]:

* ondes non corrélées

$$\mathcal{R}(|\theta-\gamma|) = \delta(|\theta-\gamma|) \quad (7.15.a)$$

* ondes parfaitement corrélées

$$\mathcal{R}(|\theta-\gamma|)=1 \quad (7.15.b)$$

* ondes partiellement corrélées

$$\mathcal{R}(|\theta-\gamma|)=e^{-2|\theta-\gamma|} \quad (7.15.c)$$

- Fonction d'amplitude FA:

La fonction d'amplitude est une mesure du niveau d'énergie sismique transmise par les ondes. Afin de modéliser cette énergie, on se propose d'étudier les cas suivants [28]:

* Ondes Incohérentes: Ce sont des ondes caractérisées par:

$$g(\theta) = \begin{cases} 1 & 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (7.16.a)$$

* Ondes cohérentes: Ce sont des ondes qui se propagent dans des directions qui dénotent d'une certaine cohérence entre ondes. On distingue deux types d'incidences :

Incidence raide:

$$g(\theta) = \begin{cases} 1 & 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{4} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (7.16.b)$$

Incidence superficielle:

$$g(\theta) = \begin{cases} 1 & \frac{\pi}{4} \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (7.16.c)$$

* Ondes uniformes:

$$g(\theta) = 1 \quad -\frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} \quad (7.16.d)$$

* Ondes non uniformes:

$$g(\theta) = e^{-\frac{(\theta-45^\circ)}{500}} \quad 0 \leq \theta \leq 90^\circ \quad (7.16.e)$$

b) Fonction de DSP en surface du champ d'ondes:

L'évaluation de la Fonction de DSP en surface $S_{U_r}(x_1, \omega)$ est menée en

utilisant les modèles de la FIC développés dans le paragraphe précédent, en considérant une incidence incohérente (Eq 7.16.a). L'équation (7.10) équivaut respectivement pour une corrélation parfaite, partielle et nulle à :

$$S_{U_r}(x_1, \omega) = S(\omega) \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} g(\theta)g(\gamma) \cos\left[\frac{\omega x_1(\sin\theta - \sin\gamma)}{C_s}\right] d\theta d\gamma = S(\omega)A_1(\omega x_1) \quad (7.17)$$

$$S_{U_r}(x_1, \omega) = S(\omega) \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} g(\theta)g(\gamma) e^{-2|\theta-\gamma|} \cos\left[\frac{\omega x_1(\sin\theta - \sin\gamma)}{C_s}\right] d\theta d\gamma \quad (7.18)$$

$$= S(\omega)A_2(\omega x_1)$$

$$S_{U_r}(x_1, \omega) = S(\omega) \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} g^2(\theta) d\theta = S(\omega)A_3(\omega x_1) \quad (7.19)$$

Les variations des fonctions $A_1(\omega x_1)$, $A_2(\omega x_1)$ et $A_3(\omega x_1)$ sont reportées sur la figure 7.1.

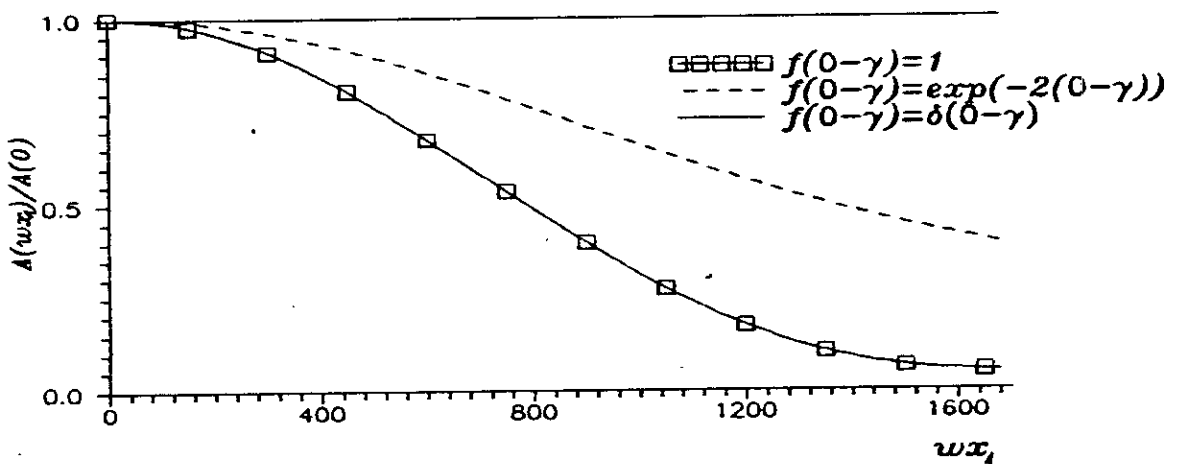


Figure 7.1: Effet de la corrélation entre ondes sur la FDSF en surface

L'analyse de la figure 7.1 montre que la FDSP en surface est constante pour le cas d'ondes non corrélées impliquant ainsi une homogénéité du champ aléatoire. Ce résultat peut être interprété par le fait que les ondes incidentes suivant des ondes différentes ont subi par un complexe processus de propagation, diverses altérations et de ce fait, leur FIC est nulle. D'autre part, pour le cas d'ondes parfaitement corrélées, le champ aléatoire approche l'homogénéité pour un champ lointain. En effet, le rapport:

$$\rho(\omega x_1) = \frac{A_i[\omega(x_1^0 + x_1)]}{A_i[(\omega x_1^0)]} \quad i=1,2$$

qui relie les fonctions de densité spectrale de puissance en deux points d'abscisses $x_1^0 + x_1$ et x_1^0 tend vers 1 lorsque $x_1 \gg x_1^0$.

7.2.1.2 Propriétés statistiques du champ d'ondes en profondeur:

La propagation d'ondes SH dans un milieu semi-infini a été définie dans le chapitre (5). Le mouvement engendré en un point du massif de sol peut être évalué en additionnant les mouvements induits par l'onde incidente et réfléchie (Equations (5.26.b), (5.27.b), (5.28.a):

$$U_T(x_1, t, x_2) = \frac{1}{2} \int_{-s}^s [u(s, t - sx_1 - \eta x_2) + u(s, t - sx_1 + \eta x_2)] ds \quad (7.20)$$

Il est à noter que l'expression (7.1) est déduite de (7.20) en posant $x_2=0$. Le coefficient d'inter-corrélation des mouvements entre deux points du massif de sol est égal à:

$$C_{U_T}(x_1, L, \tau, H, x_2) = E[u(x_1, t, x_2) \cdot u(x_1 + L, t + \tau, x_2 + H)] \quad (7.21)$$

En considérant la stationnarité et l'ergodicité dans le temps du champ d'ondes incidentes, on obtient:

$$C_{U_T}(x_1, L, \tau, H, x_2) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T u(x_1, t, x_2) u(x_1 + L, t + \tau, x_2 + H) dt \quad (7.22)$$

En combinant les équations (7.20), (7.21) et (7.22), on obtient (Annexe C):

$$C_{U_T}(x_1, x_2, \tau, L, H) = \frac{1}{4} \int_{-s}^s \int_{-s}^s \int S_n(s, s', \omega) e^{i\omega(\tau-s)x_1} [e^{i\omega(\eta-\mu)x_2} e^{i\omega\lambda} + e^{i\omega(\eta+\mu)x_2} e^{i\omega\bar{\lambda}} + e^{-i\omega(\eta+\mu)x_2} e^{i\omega\lambda} + e^{i\omega(\mu-\eta)x_2} e^{i\omega\bar{\lambda}}] d\omega ds ds' \quad (7.23)$$

Où $\lambda = \tau - s'L - \mu H$, $\bar{\lambda} = \tau - s'L + \mu H$ $\mu = \sqrt{S^2 - s'^2}$ et $\eta = \sqrt{S^2 - s^2}$

Le spectre d'inter-corrélation $\rho(\tau, L, H)$ est défini par le rapport suivant en prenant $x_2 = 0$ dans l'équation (7.23):

$$\rho(\tau, L, H) = \frac{C_{U_T}(x_1, x_2, \tau, L, H)}{C_{U_T}(x_1, x_2, 0, 0, 0)} \quad (7.24)$$

La densité spectrale de puissance du champ d'ondes incidentes est définie par:

$$S_{U_T}(x_1, x_2, \omega) = \int_{-s}^s \int_{-s}^s S_n(s, s', \omega) e^{i\omega(\tau-s)x_1} \cos(\omega\eta x_2) \cos(\omega\mu x_2) ds ds' \quad (7.25)$$

7.2.1.3 Investigation paramétrique:

Dans ce qui suit, nous allons considérer l'effet des différentes fonctions constituant la FIDS: la FIC, la FA et la FDSP, sur la variation du spectre d'inter-corrélation. La vitesse de cisaillement de l'onde SH est prise égale à 300m/s.

a) Effet de la fonction d'inter-corrélation (FIC):

L'effet de la FIC entre ondes sur la variation du spectre d'inter-

corrélation est menée en considérant les modèles définis par les équations (7.15):

1. Ondes partiellement corrélées Fig C14 pour $x_1=0$ et Fig C15 pour $x_1=50m$.

2. Ondes non corrélées Fig C1.

Un premier traitement des deux spectres Fig C14 et Fig C15 montrent qu'ils sont globalement similaires. Toutefois, le spectre Fig C15 n'est pas symétrique par rapport à L pour $\tau=0$ contrairement au spectre Fig C14. Par ailleurs, l'examen des figures Fig C14 et Fig C1 montre que les deux spectres sont identiques. Par conséquent, il s'avère que le paramètre de corrélation entre ondes n'a pas d'effet sur le spectre d'inter-corrélation. En revanche, l'analyse du spectre d'inter-corrélation, obtenu à partir de denses réseaux d'accélérographes, en utilisant le modèle proposé, ne peut pas aboutir à l'identification du type de corrélation entre ondes.

b) Effet de la fonction amplitude FA:

Afin d'estimer l'effet de la fonction amplitude sur le spectre d'inter-corrélation, nous avons considéré les modèles définis par les équations (7.16):

Ondes Incohérentes: Fig C1-C3.

Ondes Cohérentes: Fig C4-C9.

Incidence raide: Fig C4-C6.

Incidence superficielle: Fig C7-C9.

Ondes uniformes: Fig C10-C11.

Ondes non uniformes: Fig C31-C33.

On observe que pour les Figures Fig C1, Fig C4, Fig C7, l'intersection du spectre d'inter-corrélation avec le plan $(\rho-\tau)$ est la même et correspond à la fonction d'autocorrélation relative à la fonction D.S.P de Kanai-Tajimi.

Par ailleurs, pour des excitations sismiques caractérisées par une incidence incohérente Fig C1-C3, il est noté un taux de décroissance suivant

Le plus important que pour les excitations caractérisées par une incidence cohérente Fig C4-C9. Pour ce dernier cas, le spectre d'inter-corrélation ne décroît pas rapidement mais constitue une surface cylindrique dont la directrice est la fonction d'autocorrélation $\rho(\tau)$ et dont la génératrice est inclinée d'un angle α par rapport à l'axe L déterminée par $\tan\alpha = L/\tau$; ce rapport est dit Vitesse de phase. Cette remarque s'applique davantage pour le cas d'ondes incohérentes superficielles. En outre, l'inclinaison de la projection du spectre d'inter-corrélation sur le plan horizontal dans le premier quadrant est inférieure à la phase de la vitesse associée avec une incidence moyenne du front d'ondes. A titre d'exemple, pour la figure Fig C1, la phase de la vitesse pour une incidence moyenne de 45° est $C = C/\sin 45^\circ = 424 \text{ m/s}$; de ce fait, le temps nécessaire pour parcourir une distance $L = 200 \text{ m}$, égale à 0.47 s, est inférieure au temps τ correspondant au premier pic observé.

Il est à noter aussi un degré de cohérence plus significatif en ce qui concerne l'incidence superficielle Fig C7 comparativement à l'incidence raide Fig C4 et ceci malgré la similitude en terme d'énergie sismique incidentes (Front d'ondes 45°). Cette différence réside dans la différence de la vitesse apparente, qui varie de 424 m/s à 300 m/s , dans le premier cas, constituant ainsi un domaine de variation assez limité alors que le domaine de variation est important ∞ à 424 m/s dans le deuxième cas.

Enfin, le spectre d'inter-corrélation n'est pas symétrique par rapport au plan $\rho-\tau$. En fait, les plus grandes valeurs du coefficient d'inter corrélation sont dans le premier quadrant. Cet état indique que la propagation se fait dans le sens positif des x_1 . Par ailleurs, notons que la direction du spectre dans le second quadrant est très influencée par l'incidence raide des ondes Fig C4. En effet, cette direction est parallèle à l'axe L pour les deux Fig C1 et Fig C7. Ceci se déduit du fait que seule les composantes verticales peuvent contribuer à la corrélation pour de larges valeurs de L négatives relatives à la propagation d'ondes dans la direction positives des x_1 .

L'incidence uniforme Fig C10 se caractérise par une symétrie du spectre d'inter-corrélation par rapport au deux plans $\rho-\tau$ et $\rho-L$. Ce résultat peut être déduit de la figure Fig C1 par un calcul de la moyenne des valeurs du

coefficient de corrélation soit:

$$\rho_m(\tau, L) = \frac{\rho(\tau, L) + \rho(\tau, -L)}{2} \quad (7.26)$$

D'autre part, ce mode d'incidence met en évidence une vitesse de phase associée aux ondes incidentes à un angle de 50° . Ce résultat est incompatible avec la nature cohérente de ce type d'incidence. Par conséquent, l'observation de tels résultats à travers les données expérimentales du spectre d'inter-corrélation ne peut nous renseigner sur les caractéristiques du front d'ondes incidentes.

L'excitation non uniforme (Equation 7.16.e) induit un spectre Fig C31 ne présentant pas de différences majeures avec le spectre Fig C1..

c) Influence du type de D.S.P:

Lors des investigations précédentes, l'évaluation du spectre d'inter-corrélation est menée en supposant un champ d'ondes caractérisées par une même D.S.P (Kanai-Tajimi). Il serait intéressant, par ailleurs, de voir si les résultats obtenus dans les paragraphes précédents restent valables pour d'autres types de D.S.P. A cet effet, on se propose d'effectuer le traitement avec deux types de D.S.P:

- * D.S.P de type bruit blanc limité soit $S(\omega)=1$ si $\omega \leq 10\pi$. Fig C28-C30
- * D.S.P de type bruit Kanai-Tajimi modifié. Fig C13, CM14-CM15

Les deux spectres obtenus Fig C28, Fig C13 sont globalement semblables au spectre de la Fig C1. Les conclusions émises restent valables avec toutefois une différence pour le cas où $\tau=0$, car il n'y a plus de changement de signes suivant la direction L.

d) Spectre d'inter-corrélation en profondeur:

L'analyse de l'amplification est menée en considérant deux cas de figure

à savoir $x_2 = -40 \text{ m}$ et $x_2 = -140 \text{ m}$ (Fig C2-C3, Fig C5-C6, Fig C8-C9). Les spectres en profondeur obtenus présentent les mêmes caractéristiques que les spectres en surface, excepté le fait que le pic principal qui est inférieur à 1 est décalé d'une durée τ approximativement égale au temps de propagation mis par l'onde pour arriver à la surface.

7.2.1.4 Déconvolution du spectre d'inter-corrélation:

Le but visé dans le présent paragraphe est de déduire la fonction d'amplitude d'ondes ainsi que le spectre d'inter-corrélation en profondeur à partir du spectre d'inter-corrélation en surface obtenu à partir de denses réseaux d'accélérographes. Cette procédure est intéressante car elle nous permet d'éviter de recourir aux méthodes expérimentales pour évaluer le spectre d'inter-corrélation en profondeur.

a) Fonction d'amplitude d'ondes:

En considérant que le spectre d'inter-corrélation empirique, obtenu à partir de denses réseaux d'accélérographes, correspond à un champ de déplacement généré par la propagation d'ondes SH caractérisées par une corrélation nulle, la FA est définie par:

$$g^2(\text{Arcsin}(\frac{kC_s}{\omega})) = \frac{\omega}{C_s} \cdot \frac{\overline{\rho(\omega, k)}}{\overline{\rho(\omega, 0)}} \cdot \sqrt{1 - (\frac{kC_s}{\omega})^2} \quad (7.27)$$

où $\overline{\rho(\omega, k)}$ est la double T.F du spectre en surface $\rho(\tau, L)$.
et $\overline{\rho(\omega, 0)}$ est la T.F du spectre en surface pour $L=0$.

La méthode d'analyse de la déamplification stochastique des ondes sismiques est en soi très élégante. Son application dépend toutefois, de la consistance des résultats obtenus dans le plan $(\tau-L)$. En fait, les enregistrements ne sont effectués que pour un nombre limité de stations nécessitant ainsi un travail additionnel d'interpolation avec une marge d'erreur plus ou moins importante selon le nombre de ces stations. Cette remarque s'applique précisément au cas d'incidences d'ondes superficielles, car elles

influencent le spectre d'inter-corrélation pour les grandes valeurs de L . Par ailleurs, pour un rapport constant k/ω le terme de droite de l'équation (7.27) doit être constant car il correspond à une seule direction. D'autre part, pour $\omega < |k|C_s$, la condition suivante s'impose $\bar{\rho}(\omega, k) = 0$. Il faut donc s'efforcer à respecter ces deux conditions dans le traitement des données.

b) Spectre d'inter-corrélation en profondeur:

L'évaluation de la fonction d'amplitude d'ondes nous permet d'établir la relation (6.11). Ainsi, en combinant les équations (7.27) et (7.24), on aboutit à:

$$\rho(\tau, L, H) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{\rho}(\omega, k) \cos\left(\sqrt{\left(\frac{\omega}{C_s}\right)^2 - k^2} \cdot H\right) e^{i(\omega\tau - kL)} d\omega dk \quad (7.28)$$

L'équation (7.28) représente une forme relativement simplifiée de l'équation de déconvolution définie par (6.11). L'intérêt de la méthode proposée réside dans la simplicité avec laquelle, on peut estimer la fonction d'inter-corrélation pour des mouvements en des points situés en profondeur sans recourir aux enregistrements et ce en utilisant l'équation (7.28).

7.2.2 Propriétés statistiques du champ d'ondes dans le cas d'un sol stratifié:

Le modèle développé est un moyen puissant d'analyse de la déconvolution stochastique des ondes sismiques. Son extension au cas d'un sol multicouche représente une étape primordiale. Pour ce faire, on utilise l'équation générale de déamplification (6.11) qui exprime la relation entre la fonction d'inter-corrélation en profondeur $C(\tau, L, H)$ et la double TF de la fonction d'inter-corrélation empirique $C(\omega, k)$ définie par:

$$\bar{C}(\omega, k) = \frac{S(\omega) g^2 \left(\text{Arcsin}\left(\frac{kC_s}{\omega}\right) \right)}{\omega \sqrt{1 - \left(\frac{kC_s}{\omega}\right)^2}} \quad (7.29)$$

La relation (6.11) s'écrit:

$$C(x_1, x_2, 0, t, \tau, L) = \int_{-\infty-\infty}^{\infty \infty} T(k, x_2, \omega) \overline{C}(k, \omega) e^{i(\omega\tau - kL)} dK d\omega \quad (7.30)$$

L'état de la configuration multicouche du sol est représenté par le biais de la matrice de Haskell-Thomson (Equations 5.51, 5.53, 5.54).

Le modèle de sol est défini par le tableau 7.2.

Numéro de la couche	$G(MN/m^2)$	$\rho(Mg/m^3)$	$H(m)$	$C_s(m/s)$
<i>Couche N°1</i>	80	2.	10	200
<i>Couche N°2</i>	125	2.	15	250
<i>Couche N°3</i>	245	2.	45	350

Tableau 7.2: Configuration du sol.

Résultats et interprétations:

Au vu des résultats obtenus, il s'avère qu'au niveau de la première couche, le CIC présente la même variation pour le cas de l'incidence incohérente (Fig C16) et raide (Fig C19) (cohérente). Cette similitude est justifiée par le processus de polarisation des ondes. En effet, au niveau de la couche N1 les ondes sismiques se propagent suivant $0 \leq \theta \leq 34^\circ$ pour l'incidence incohérente et $0 \leq \theta \leq 23^\circ$ pour l'incidence raide. Toutefois, au niveau des couches N2 et N3 le CIC présente de notables différences Fig C18 et Fig C21. Par ailleurs, pour une incidence superficielle Fig C22, ou une incidence uniforme Fig C25, le CIC présente les mêmes caractéristiques que celles obtenues pour le cas d'un sol semi-infini.

7.3 Description du champ aléatoire d'ondes incidentes: Cas des ondes P

7.3.1 Schéma de base:

L'onde P engendre des déplacements dans la direction de propagation (Chapitre 5); ils sont identifiés par:

$$U_1^T(x_1, t, x_2) = \int_{-s}^s [u_1(s, t - sx_1 - \eta x_2) + \alpha u_1(s, t - sx_1 + \eta x_2) + \beta \sqrt{\frac{1}{\sin^2 \theta} - \frac{1}{\kappa^2}} u_1(s, t - sx_1 + \mu_1 x_2)] ds \quad (7.31)$$

$$U_2^T(x_1, t, x_2) = \int_{-s}^s [u_2(s, t - sx_1 - \eta x_2) - \alpha u_2(s, t - sx_1 + \eta x_2) + \beta \frac{\tan \theta}{\kappa} u_2(s, t - sx_1 + \mu_1 x_2)] ds \quad (7.32)$$

où $u_1(s, t)$ et $u_2(s, t)$ représentent les composantes de l'onde incidente.

$$\eta = \frac{\sqrt{1 - \sin^2 \theta}}{C_p}, \quad \mu_1 = \frac{\sqrt{\kappa^2 - \sin^2 \theta}}{C_p}, \quad \text{et } s = \frac{\sin \theta}{C_p}.$$

$\kappa = \frac{C_p}{C_s}$; α et β représentent respectivement les amplitudes d'ondes

réfléchies P et SV normalisées par rapport à l'amplitude de l'onde incidente P prise égale à l'unité.

Cette représentation est compatible avec les conditions aux limites de contraintes et de déformations.

7.3.2 Analyse de la matrice de fonctions d'inter-corrélation:

Par définition, la matrice d'inter-corrélation entre deux points est définie par:

$$C = E \begin{bmatrix} U_1^T(x_1 + L, t + \tau, H) U_1^T(x_1, t, 0) & U_1^T(x_1 + L, t + \tau, H) U_2^T(x_1, t, 0) \\ U_2^T(x_1 + L, t + \tau, H) U_1^T(x_1, t, 0) & U_2^T(x_1 + L, t + \tau, H) U_2^T(x_1, t, 0) \end{bmatrix} \quad (7.33)$$

L'hypothèse de base de la présente étude est la stationnarité et l'ergodicité dans le temps du champ d'ondes incidentes. De plus, en supposant que la corrélation entre deux composantes est nulle, on aboutit à :

$$C = \begin{bmatrix} C_{11} & 0 \\ 0 & C_{22} \end{bmatrix} \quad (7.34)$$

où

$$C_{11} = E[U_1^T(x_1 + L, t + \tau, H) U_1^T(x_1, t, 0)] = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T U_1^T(x_1 + L, t + \tau, H) U_1^T(x_1, t, 0) dt \quad (7.35)$$

$$C_{22} = E[U_2^T(x_1 + L, t + \tau, H) U_2^T(x_1, t, 0)] = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T U_2^T(x_1 + L, t + \tau, H) U_2^T(x_1, t, 0) dt \quad (7.36)$$

En considérant que la fonction d'inter-densité spectrale relative aux ondes est nulle, on obtient :

$$C_{11}(\tau, L, H) = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} g^2(\theta) \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) F(\theta) (e^{-i\omega\eta H} + \alpha e^{i\omega\eta H} + \beta \sqrt{\frac{1}{\sin^2\theta} - \frac{1}{\kappa^2}} e^{i\omega\mu_1 H}) e^{-i\omega \frac{\cos\theta}{c} L} e^{i\omega\tau} d\omega d\theta \quad (7.37)$$

$$C_{22}(\tau, L, H) = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} h^2(\theta) \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) G(\theta) (e^{-i\omega\eta H} - \alpha e^{i\omega\eta H} + \beta \frac{\tan\theta}{\kappa} e^{i\omega\mu_1 H}) e^{-i\omega \frac{\cos\theta}{c} L} e^{i\omega\tau} d\omega d\theta \quad (7.38)$$

où

$$F(\theta) = 1 + \alpha + \beta \sqrt{\frac{1}{\sin^2 \theta} - \frac{1}{\kappa^2}} \quad \text{et} \quad G(\theta) = 1 - \alpha + \beta \frac{\tan \theta}{\kappa}$$

Il est à noter que la procédure développée est globalement similaire à celle pour le cas de la propagation d'ondes SH.

7.3.3 Résultats et interprétations:

Afin de mesurer l'impact de l'énergie d'incidence sur la variation du CIC, plusieurs modes d'incidence sont envisagés (Equations 7.16.a-b-c-d). Notons que le CIC relatif à la composante u_1 présente la même variation pour le cas d'incidence raide Fig C37 ou incohérente Fig C34. En fait, pour chaque abscisse temporelle, le CIC est constant.

D'autre part, l'incidence superficielle Fig C40 est caractérisée par une large corrélation. Par conséquent, l'observation d'une telle variation dans des spectres empiriques est une indication de l'incidence superficielle des ondes sismiques.

7.3.4 Déconvolution du spectre d'inter-corrélation:

Afin de procéder à la déconvolution du mouvement sismique, on suppose que l'excitation sismique résulte de la superposition d'ondes P caractérisées par une corrélation nulle. Par conséquent, les fonctions amplitudes $g(\theta)$ et $h(\theta)$ correspondantes aux spectres empiriques $C_{11}(\tau, L)$ et $C_{22}(\tau, L)$ s'écrivent:

$$g^2\left(\text{Arcsin} \frac{kC_p}{\omega}\right) = \frac{\omega \overline{C_{11}}(\omega, k) \sqrt{1 - \left(\frac{kC_p}{\omega}\right)^2}}{S(\omega) C_p F^2\left(\text{Arcsin}\left(\frac{kC_p}{\omega}\right)\right)} \quad (7.39)$$

$$h^2\left(\text{Arcsin} \frac{kC_p}{\omega}\right) = \frac{\omega \overline{C_{22}}(\omega, k) \sqrt{1 - \left(\frac{kC_p}{\omega}\right)^2}}{S(\omega) C_p G^2\left(\text{Arcsin}\left(\frac{kC_p}{\omega}\right)\right)} \quad (7.40)$$

où $\overline{\overline{C_{11}}}(\omega, k)$ est la double T.F du spectre en surface $C_{11}(\tau, L)$.
 et $\overline{\overline{C_{11}}}(\omega, k)$ est la double T.F du spectre en surface $C_{11}(\tau, L)$.

L'évaluation de la matrice de fonctions d'inter-corrélation en profondeur en fonction de celles obtenues à partir de denses réseaux d'accélérographes est menée en combinant les équations (7.37), (7.38), (7.39) et (7.40), soit:

$$C_{11}(\tau, L, H) = \iint \frac{\overline{\overline{C_{11}}}(\omega, k)}{F(\omega, k)} (e^{-i\omega\eta H} + \alpha e^{i\omega\eta H} + \beta \sqrt{\frac{1}{\sin^2\theta} - \frac{1}{\kappa^2}} e^{i\omega\eta_1 H}) e^{i(\omega\tau - kL)} d\omega dk \quad (7.41)$$

$$C_{22}(\tau, L, H) = \iint \frac{\overline{\overline{C_{22}}}(\omega, k)}{G(\omega, k)} (e^{-i\omega\eta H} - \alpha e^{i\omega\eta H} + \beta \frac{\tan\theta}{\kappa^2} e^{i\omega\eta_1 H}) e^{i(\omega\tau - kL)} d\omega dk \quad (7.42)$$

Où $\sin\theta = \frac{kC_p}{\omega}$.

Les expressions (7.41), (7.42) nous permettent d'évaluer les propriétés statistiques du champ d'ondes en profondeur.

7.4 Spectre de réponse:

La modélisation de la variabilité spatio-temporelle du signal sismique par un champ aléatoire constitue un moyen puissant pour la compréhension du phénomène. La description de ce champ peut se faire par le biais du spectre d'inter-corrélation ou de la fonction D.S.P ou encore par le spectre de réponse. Cependant, les deux premières représentations ne sont pas couramment utilisées par les ingénieurs car elles requièrent une analyse stochastique, alors que la valeur maximale probable de la réponse, qui est en fait le spectre de réponse, constitue un moyen pratique de dimensionnement. Le paragraphe 4.4 a permis de déduire à partir de la fonction D.S.P d'un processus Gaussien $R(t)$ la moyenne du processus des valeurs maximales R_t sur une durée τ . La première étape dans cette analyse consiste à déduire la fonction filtre entre la DSP en surface et celle en profondeur.

7.4.1 Fonction filtre (FF)

7.4.1.1 Cas des ondes SH:

La fonction D.S.P en profondeur est définie par l'équation (7.25), alors que la FF est définie par le rapport $FT(x_2) = S_{x_2} / S_{x_2=0}$ où $FT(x_2)$ représente la fonction de transfert. Dans ce qui suit, une étude paramétrique sera menée afin de tester l'effet de la corrélation, de la profondeur ainsi que le mode d'incidence sur la FF.

Les figures Fig FT1 à Fig FT4 illustrent les résultats obtenus avec une corrélation nulle. L'incidence raide Fig FT2 induit une variation de la FF similaire à celle de la propagation d'une seule onde verticale. En fait, cette variation peut être approchée par la fonction cosinus au carrée. Cependant, pour de hautes fréquences soit $\omega h/C_s > 20$, l'amplification des oscillations diminue car une petite différence d'angles d'ondes incidentes à la profondeur h induit une variation plus significative de leurs phases. D'autre part, la FF est plus lisse pour le cas d'incidence superficielles Fig FT3 et décroît rapidement pour atteindre une valeur moyennée de 0.5. Cette valeur est atteinte lorsque la phase du mouvement en profondeur est complètement indépendante de la phase du mouvement en surface et ainsi la valeur de la FF est égale à la moyenne de la fonction \cos^2 . Enfin, le cas d'incidence incohérente Fig FT1 représente un cas intermédiaire entre les deux cas précédents. Les résultats obtenus pour une corrélation parfaite et partielle sont illustrés respectivement par les figures Fig FT9 à FT11 et Fig FT12-Fig FT13. On remarque que pour une incidence raide, les FF Fig FT10 et Fig FT13 présentent une même allure identique à celle de la Fig FT2. Ainsi, pour ce type d'incidence, l'effet de la corrélation est négligeable. Ce résultat est compatible avec ce mode d'incidence car la polarisation des ondes, due aux paramètres géologiques, affectent la fonction d'inter-corrélation entre ondes.

D'autre part, pour le cas d'un sol stratifié, les résultats sont reportés sur les figures Fig FT5 à Fig FT 8. Il est à noter que pour les quatre modes d'incidence la FF est identique au niveau de la couche N1 ce qui dénote de la polarisation des ondes. De plus, pour une incidence raide Fig FT6, on note

une diminution rapide mais non uniforme des amplitudes de l'oscillation au niveau de la couche N3. Par conséquent, l'hypothèse de sol semi-infini est en soi une surestimation.

7.4.1.2 Cas des ondes P:

La fonction D.S.P en profondeur est définie par:

$$S_{x_1}(\omega) = S(\omega) \int_{-\pi/2}^{\pi/2} g^2(\theta) [1 + 2\alpha \cos(2\omega\eta H) + 2\beta \sqrt{\frac{1}{\sin^2\theta} - \frac{1}{\kappa^2}} \cos(\omega(\mu_1 + \eta)H) + \alpha^2 + 2\alpha\beta \sqrt{\frac{1}{\sin^2\theta} - \frac{1}{\kappa^2}} \cos(\omega(\eta - \mu_1)H) + \beta^2 \left(\frac{1}{\sin^2\theta} - \frac{1}{\kappa^2}\right)] d\theta d\omega \quad (7.43)$$

$$S_{x_2}(\omega) = S(\omega) \int_{-\pi/2}^{\pi/2} h^2(\theta) [1 - 2\alpha \cos(2\omega\eta H) + 2\beta \frac{\tan\theta}{\kappa} \cos(\omega(\mu_1 + \eta)H) + \alpha^2 - 2\alpha\beta \frac{\tan\theta}{\kappa} \cos(\omega(\eta - \mu_1)H) + \beta^2 \frac{\tan^2\theta}{\kappa^2}] d\theta d\omega \quad (7.44)$$

Il est à noter que la fonction filtre associée à la composante u_1 présente des valeurs supérieures à 1 sauf pour $\omega \leq 30 \text{ rad/s}$; cette remarque s'applique plus pour l'incidence superficielle. De plus, on note que cette FF croit avec la profondeur Fig FP1 à FP4. Par contre, la FF relative à la composante U_1^T est dans les quatre cas d'incidence inférieure à 1 Fig FP5 à FP8. En fait, pour l'ensemble des quatre cas d'incidence, la FF décroît rapidement; elle présente une forme de cosinus décroissant pour Fig FP6 et sinus décroissant Fig FP7.

L'ensemble de ces résultats peut être justifié par la variation du rapport d'amplitudes (α et β) qui est compris entre -1 et 0 pour α et 0 et 1 pour β .

7.4.2 Spectre de réponse (SPR):

Le spectre de réponse du mouvement en profondeur est estimée pour divers modes d'incidence et de corrélation en utilisant la D.S.P définie par

l'équation (7.25) pour les ondes SH et (7.43) et (7.44) pour les ondes P. Toutes les ondes sont caractérisées par une même D.S.P définie par l'équation (7.14) avec $S_0 = 1250 \text{ cm}^2/\text{s}^3$; l'oscillateur présente un amortissement de 5%.

D'après les résultats obtenus: Fig SP1 à Fig SP8 pour le cas d'ondes non corrélées et Fig SP9 à Fig SP13 pour le cas d'ondes partiellement ou parfaitement corrélées.

On remarque que le cas d'incidence raide Fig SP2 conduit à de faibles valeurs du spectre par rapport aux autres types d'incidence et spécialement pour le cas d'incidence superficielle SP3. Par conséquent, l'hypothèse courante de propagation d'ondes verticales peut nous amener à des valeurs du spectre ne reflétant pas la réalité. Il est donc essentiel de prendre en compte dans une analyse parasismique tous les modes d'incidence. Par ailleurs, le SPR pour un sol multicouche induit des amplitudes beaucoup plus petites que celles obtenues pour le cas d'un sol semi-infini.

Le SPR dans le cas de l'incidence d'ondes P met en évidence la nature destructrice de la composante u_1 . En effet, il est à noter qu'une augmentation des valeurs de la pseudo-vitesse pour des structures ayant une fréquence propre de vibration supérieure à **1 Hz** Fig P1 à Fig P2. De même, que pour la FF (Paragraphe 7.4.1.2), on note que le SPR est considérable pour le cas d'incidence superficielle. Par ailleurs, le SPR relatif à la composante verticale u_2 , Fig P5 à P8 met en évidence des variations similaires pour l'ensemble des cas d'incidence. De plus, on remarque le SPR en profondeur est inférieur à celui enregistré en surface. En fait, ces spectres sont similaires à ceux obtenues avec une incidence raide.

7.5 Conclusion:

Une méthode analytique est proposée pour l'analyse de la variabilité spatiale en profondeur de l'action sismique. Elle représente une alternative à l'étude de ce phénomène par une approche purement expérimentale. Les résultats obtenus mettent en évidence la nécessité de prendre en compte dans une stratégie globale d'analyse parasismique l'incidence inclinée du front

d'ondes. En effet, on a vu que pour la composante horizontale de l'action sismique, la FF et par conséquent le SPR, en profondeur présentent des amplitudes bien supérieures à celles obtenus en surface.

CHAPITRE 8

CONCLUSIONS ET RECOMMANDATIONS POUR TRAVAUX FUTURS

8.1 Conclusions:

La variabilité spatiale en profondeur du mouvement sismique est un aspect important dont l'effet sur les structures enterrées ne peut être ignoré. La prise en compte de ce phénomène dans le cadre d'une étude parasismique est une nécessité absolue. Cette situation nous a motivé à développer une procédure analytique d'analyse de cette variabilité.

A travers le modèle proposé, il est possible de traiter le problème de la variabilité spatiale en profondeur du mouvement sismique sans recourir aux denses réseaux d'accélérographes. La méthode présentée est doublement avantageuse dans le sens où elle constitue d'une part, un puissant moyen d'interprétation des données de denses réseaux d'accélérographes, i.e., identifier le contenu ondulatoire du signal sismique et d'autre part un outil de travail fort intéressant d'analyse de la déconvolution du mouvement sismique.

En se basant sur modèle établi, il est possible de déterminer les propriétés statistiques, notamment le coefficient d'inter-corrélation et la fonction de densité spectrale de puissance, en tout point du massif de sol.

Enfin, le recours à des méthodes pratiques pour l'étude de ce phénomène est abordé dans la présente étude en faisant appel à la notion pratique de spectre de réponse lequel peut être déduit à partir de la fonction de densité spectrale du processus étudié.

8.2 Recommandations pour travaux futurs:

La méthode présentée peut faire l'objet d'un certain nombre d'extension à savoir:

-1- la prise en compte du problème de source, qui peut être accompli en introduisant une DSP du processus de rupture en terme de vitesse relative de déplacement entre les deux bords de la faille.

-2- mettre en oeuvre une méthode analytique ou numérique pour la réelle prise en compte de la configuration complexe du massif de sol en introduisant à titre d'exemple le concept de l'effet bassin.

-3- l'utilisation de cette procédure dans l'interprétation des données de denses réseaux d'accélérographes afin de tester la validité des résultats obtenus.

-4- la réelle représentation du mouvement sismique par la combinaison des divers types d'ondes de volume et de surface.

ANNEXE A:

Décomposition de Helmholtz d'un vecteur:

Afin de résoudre l'équation (5.4), on sera amené à procéder à une décomposition qui permet de découpler le mouvement. La présente annexe va nous permettre d'introduire la notion de décomposition de Helmholtz d'un vecteur [4].

Soit $\mathbf{p}(\mathbf{x})$ un vecteur différentiable sur une région finie V de l'espace. En chaque point de l'espace on lui associe le vecteur:

$$\mathbf{W}(\mathbf{x}) = -\frac{1}{4\pi} \int_V \frac{\mathbf{p}(\boldsymbol{\xi})}{|\mathbf{x}-\boldsymbol{\xi}|} dV_{\boldsymbol{\xi}} \quad (\text{A.1})$$

où $|\mathbf{x}-\boldsymbol{\xi}| = \sqrt{(x_1-\xi_1)^2 + (x_2-\xi_2)^2 + (x_3-\xi_3)^2}$

Le vecteur $\mathbf{W}(\mathbf{x})$ vérifie alors:

$$\nabla^2 \mathbf{W} = \mathbf{p}(\mathbf{x}) \quad \text{pour } \mathbf{x} \in V \quad (\text{A.2})$$

$$\nabla^2 \mathbf{W} = 0 \quad \text{pour } \mathbf{x} \in V \quad (\text{A.3})$$

En injectant l'identité vectorielle :

$$\nabla^2 \mathbf{W} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{W}) - \nabla_{\Delta} \nabla_{\Delta} \mathbf{W} \quad (\text{A.4})$$

dans l'expression (A.2) on obtient:

$$\mathbf{p} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{W}) + \nabla_{\Delta} (-\nabla_{\Delta} \mathbf{W}) \quad (\text{A.5})$$

Cette expression peut se mettre sous la forme suivante:

$$\mathbf{p} = \nabla P + \nabla_{\Delta} Q \quad (\text{A.6})$$

avec:

$$P = \nabla \cdot \mathbf{W} \quad , \quad Q = -\nabla \Delta W \quad (A.7.a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{Q} = 0 \quad (A.7.b)$$

Les potentiels P et Q sont définis et continus dans le domaine V . L'expression (A.6) permet de décomposer le vecteur $\mathbf{p}(\mathbf{x})$ en fonction de deux potentiels l'un scalaire et l'autre vectoriel avec une condition de jauge (A.7.b).

ANNEXE B:

Théorème de complétude:

En associant l'identité vectorielle :

$$\nabla^2 \mathbf{u} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}) - \nabla_\Delta \nabla_\Delta \mathbf{u} \quad (\text{B.1})$$

à l'équation de déplacement du mouvement on obtient:

$$\ddot{\mathbf{u}} = C_p^2 \nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}) - C_s^2 \nabla_\Delta \nabla_\Delta \mathbf{u} + \mathbf{f} \quad (\text{B.2})$$

L'intégration de cette équation deux fois par rapport au temps nous amène a:

$$\mathbf{u} = C_p^2 \nabla \int_0^t \int_0^\tau (\nabla \cdot \mathbf{u}) ds d\tau - C_s^2 \nabla_\Delta \int_0^t \int_0^\tau (\nabla_\Delta \mathbf{u}) ds d\tau + \int_0^t \int_0^\tau \mathbf{f} ds d\tau + \mathbf{v}_0(\mathbf{x}) t + \mathbf{u}_0(\mathbf{x}) \quad (\text{B.3})$$

où $\mathbf{v}_0(\mathbf{x})$ et $\mathbf{u}_0(\mathbf{x})$ sont respectivement les conditions initiales sur

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \text{ et } \dot{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t) \text{ et } C_p^2 = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \text{ et } C_s^2 = \frac{\mu}{\rho}$$

La décomposition vectorielle de Helmholtz (Annexe A) permet d'écrire:

$$\mathbf{f} = C_p^2 \nabla F + C_s^2 \nabla_\Delta G \quad (\text{B.4.a})$$

$$\mathbf{u} = \nabla \varphi + \nabla_\Delta \psi \quad (\text{B.4.b})$$

La combinaison des équations (B.3) et (B.4) nous permet de définir:

$$\varphi = C_p^2 \int_0^t \int_0^\tau (\nabla \cdot \mathbf{u}) ds d\tau + C_p^2 \int_0^t \int_0^\tau F ds d\tau + \frac{\partial \varphi_0(\mathbf{x})}{\partial t} t + \varphi_0(\mathbf{x}) \quad (\text{B.5.a})$$

$$\psi = -C_s^2 \int_0^t \int_0^\tau (\nabla_\Delta \mathbf{u}) ds d\tau + C_s^2 \int_0^t \int_0^\tau G ds d\tau + \frac{\partial \psi_0(\mathbf{x})}{\partial t} t + \psi_0(\mathbf{x}) \quad (\text{B.5.b})$$

où $\mathbf{v}_0 = \nabla \frac{\partial \varphi_0}{\partial t} + \nabla_\Delta \frac{\partial \psi_0}{\partial t}$ et $\mathbf{u}_0 = \nabla \varphi_0 + \nabla_\Delta \psi_0$

La différenciation de (B.5.a) et (B.5.b) deux fois par rapport au temps nous amène a:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = C_p^2 \nabla \cdot \mathbf{u} + C_p^2 F \quad (\text{B.6.a})$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = -C_s^2 \nabla_{\Delta} \mathbf{u} + C_s^2 \mathbf{G} \quad (\text{B.6.b})$$

En appliquant l'opérateur $\nabla \cdot$ à l'équation (B.4.b) on obtient:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \nabla^2 \varphi \quad (\text{B.7})$$

En substituant l'équation (B.7) dans (B.6.a), on trouve que le potentiel scalaire φ vérifie l'équation d'ondes:

$$\nabla^2 \varphi + F = \frac{1}{C_p^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} \quad (\text{B.8})$$

De même en appliquant l'opérateur ∇_{Δ} à l'équation (B.4.b) on obtient:

$$\nabla_{\Delta} \mathbf{u} = -\nabla^2 \Psi + \nabla \nabla \cdot \Psi \quad (\text{B.9})$$

En substituant l'équation (B.9) dans (B.6.b), on trouve que le potentiel vectoriel Ψ vérifie l'équation d'ondes (B.10) si $\nabla \cdot \Psi = 0$:

$$\nabla^2 \Psi + \mathbf{G} = \frac{1}{C_s^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} \quad (\text{B.10})$$

ANNEXE C:

La fonction d'inter-corrélation en surface est défini par (7.3):

$$C_{U_T}(x_1, L, \tau) = E[U_T(x_1+L, t+\tau) U_T(x_1, t)] = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T U_T(x_1, t) U_T(x_1+L, t+\tau) dt \quad (\text{C.1})$$

En injectant l'expression (7.1) dans (C.1) on obtient:

$$C_{U_T}(x_1, L, \tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \int_{-S}^S u(s, t-sx_1) ds \int_{-S}^S u(s', t+\tau-s'(x_1+L)) ds' dt \quad (\text{C.2})$$

Soit en introduisant l'opérateur limite:

$$C_{U_T}(x_1, L, \tau) = \int_{-S}^S \int_{-S}^S \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T u(s, t) u(s', t+\tau+sx_1-s'(x_1+L)) dt ds ds' \quad (\text{C.3})$$

Or

$$R(s, s', \tau+sx_1-s'(x_1+L)) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T u(s, t) u(s', t+\tau+sx_1-s'(x_1+L)) dt \quad (\text{C.4})$$

Où R est la fonction d'inter-corrélation entre ondes. La même procédure est reconduite pour le calcul de la fonction d'inter-corrélation en profondeur. En remplaçant R par sa transformée de Fourier, on obtient:

$$C_{U_T}(x_1, L, \tau) = \int_{-S}^S \int_{-S}^S \int_{-\infty}^{\infty} S(s, s', \omega) e^{i\omega(\tau+sx_1-s'(x_1+L))} d\omega ds ds' \quad (\text{C.5})$$

Où $S(s, s', \omega)$ est la fonction d'inter-densité spectrale entre ondes.

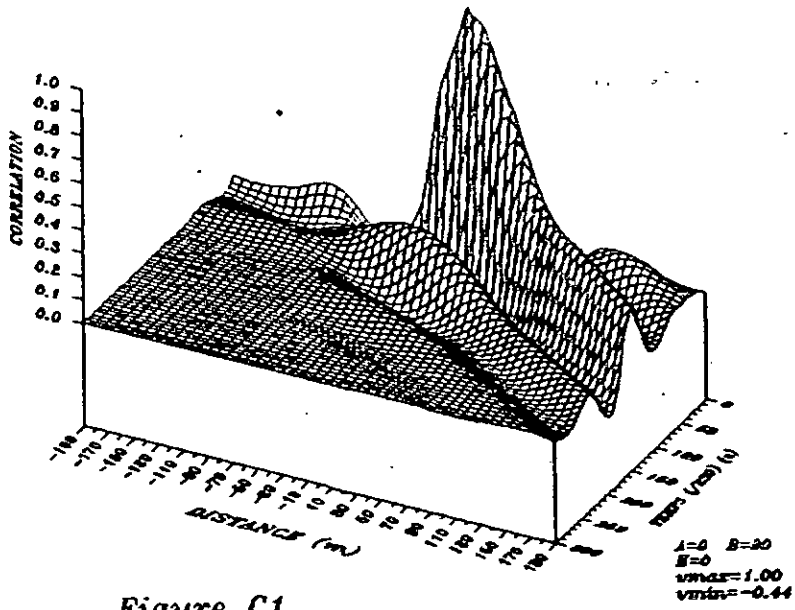


Figure C1

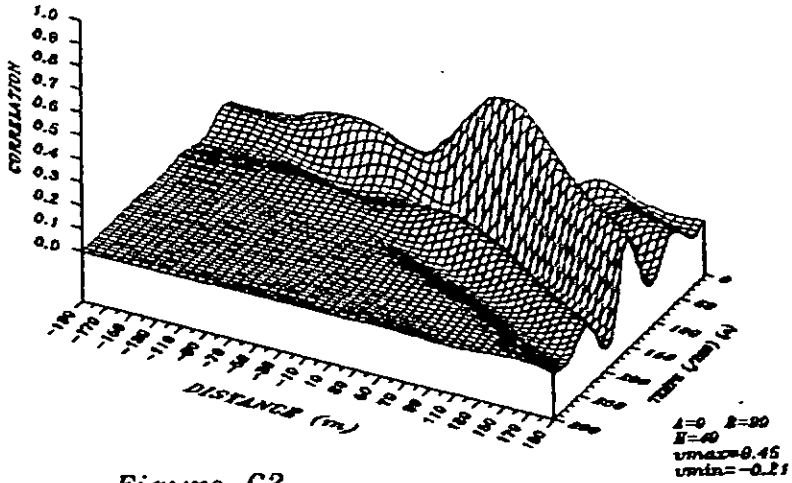


Figure C2

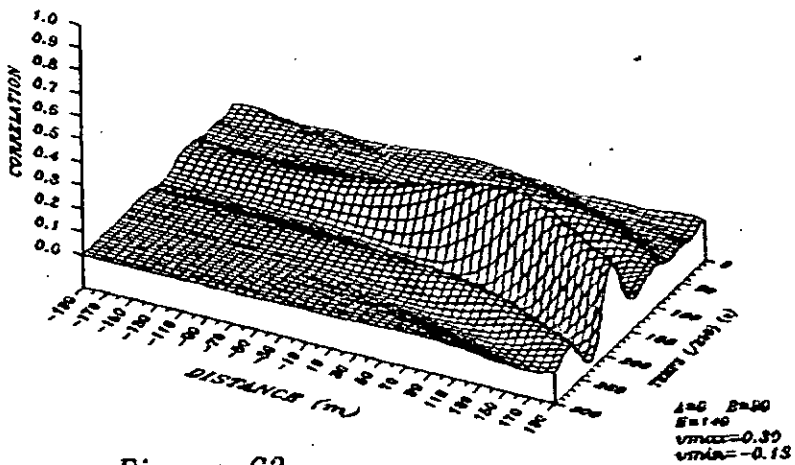


Figure C3

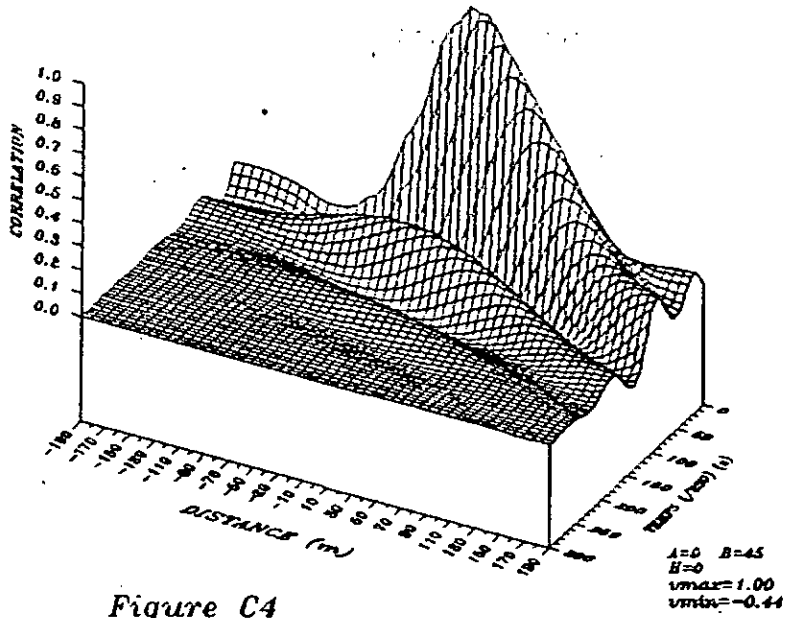


Figure C4

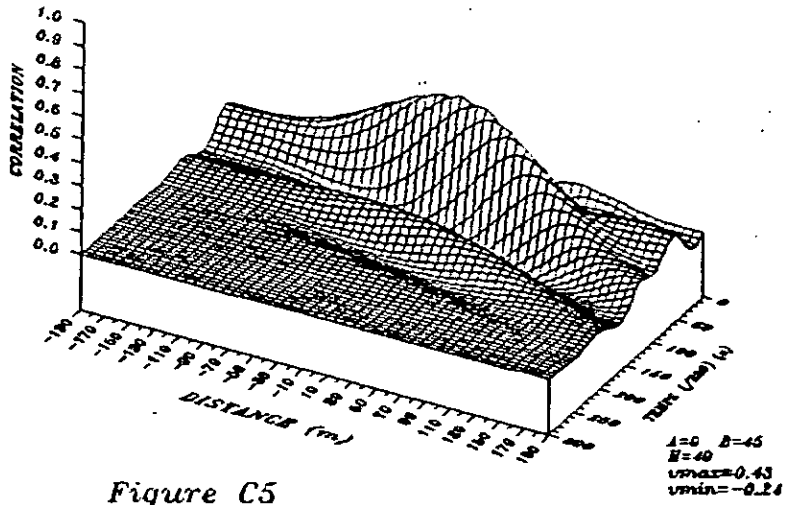


Figure C5

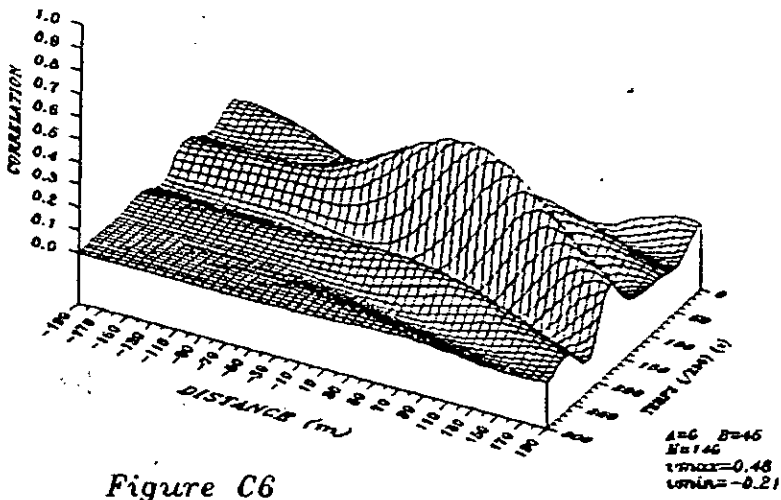


Figure C6

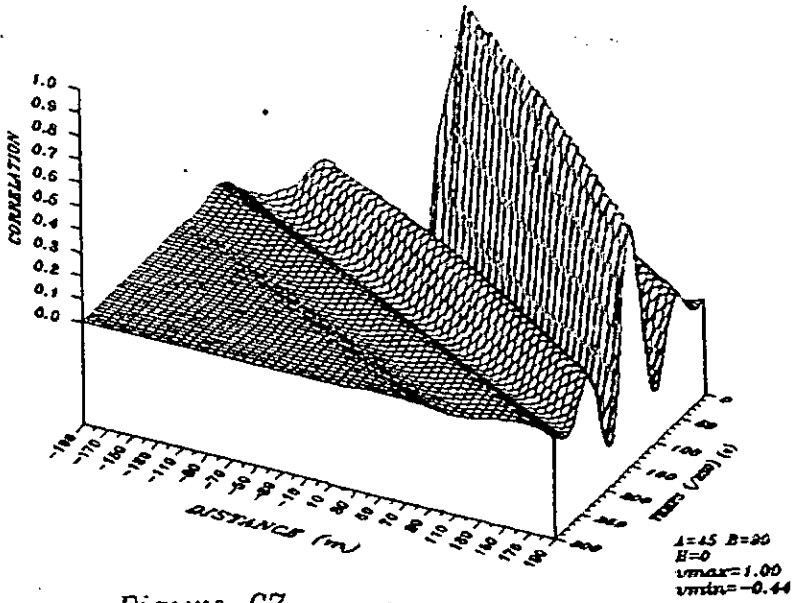


Figure C7

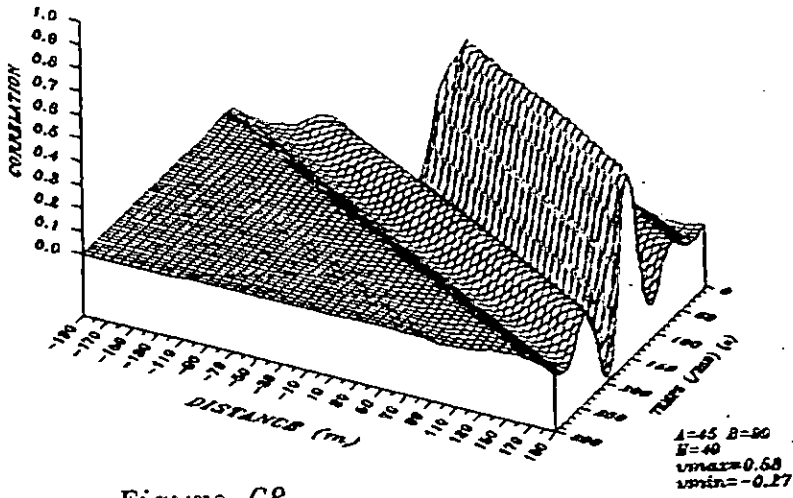


Figure C8

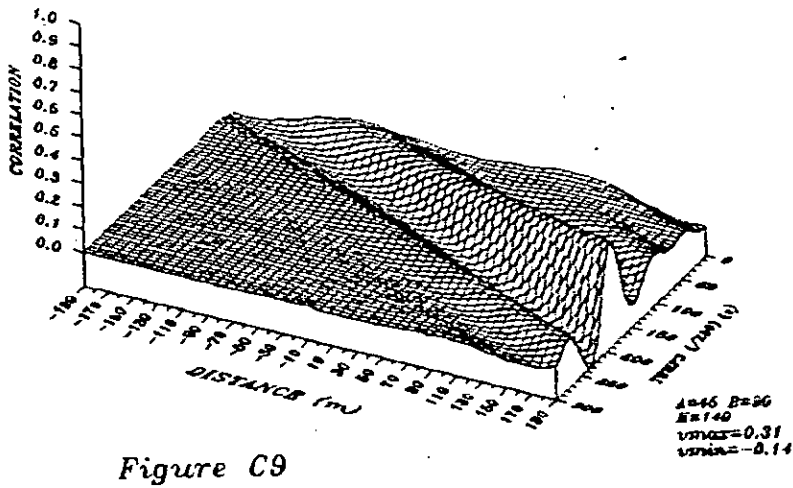


Figure C9

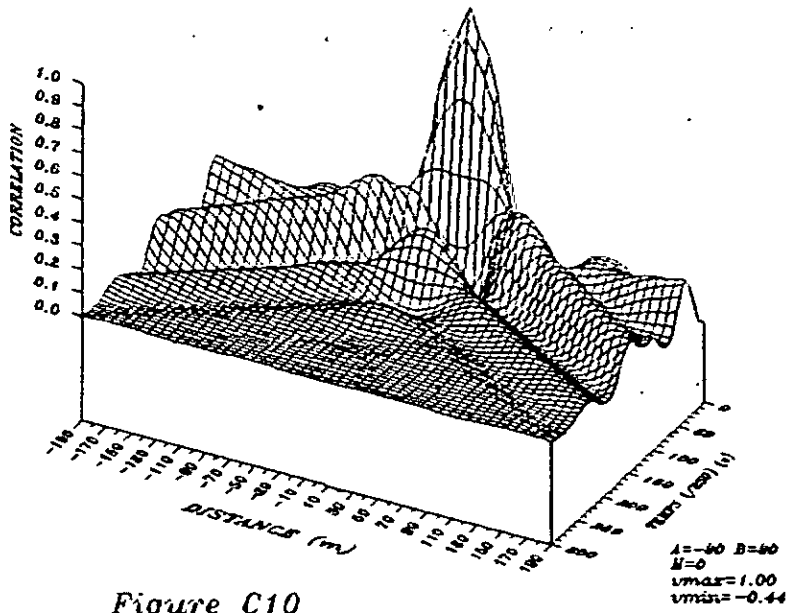


Figure C10

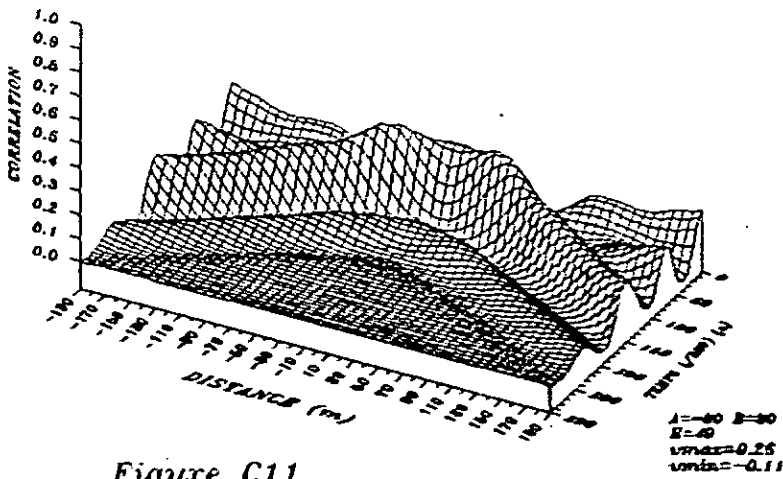


Figure C11

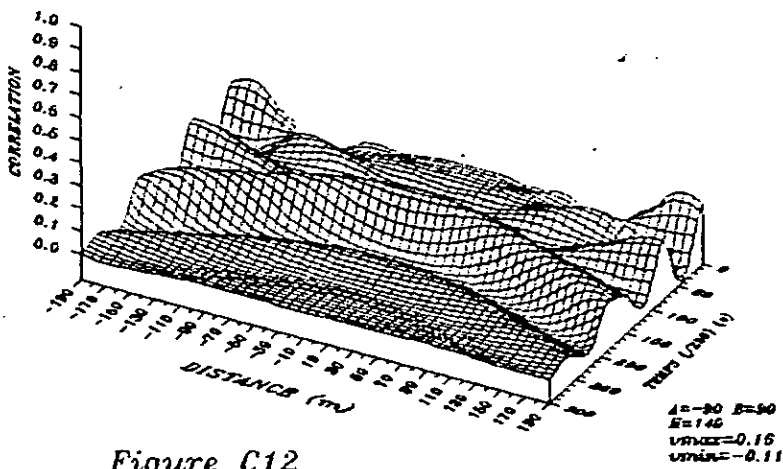


Figure C12

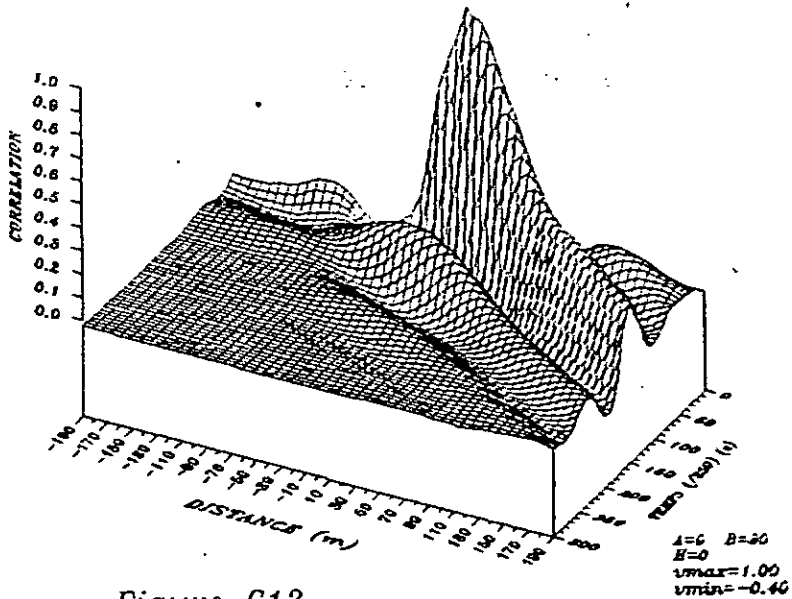


Figure C13

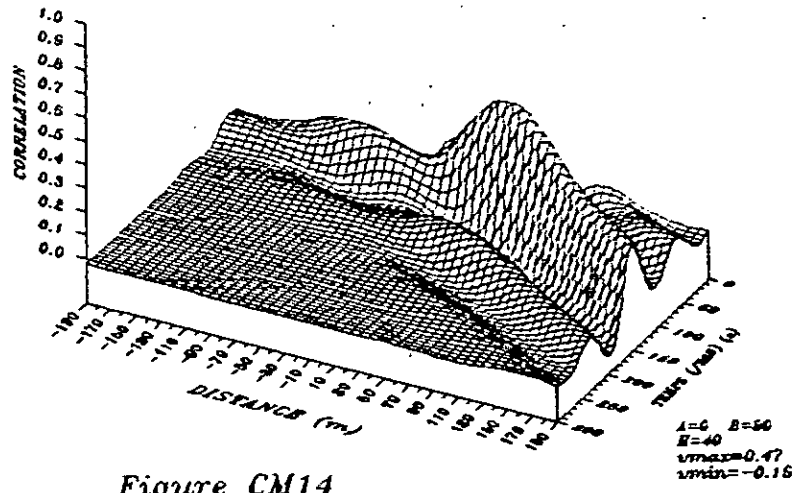


Figure CM14

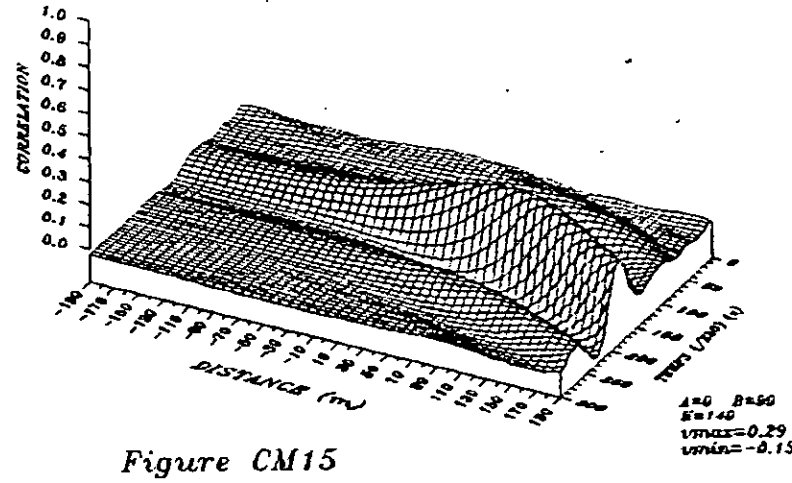


Figure CM15

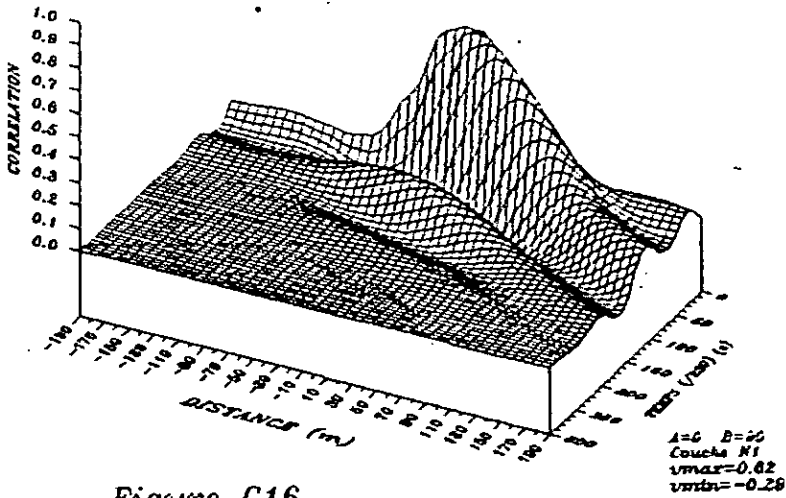


Figure C16

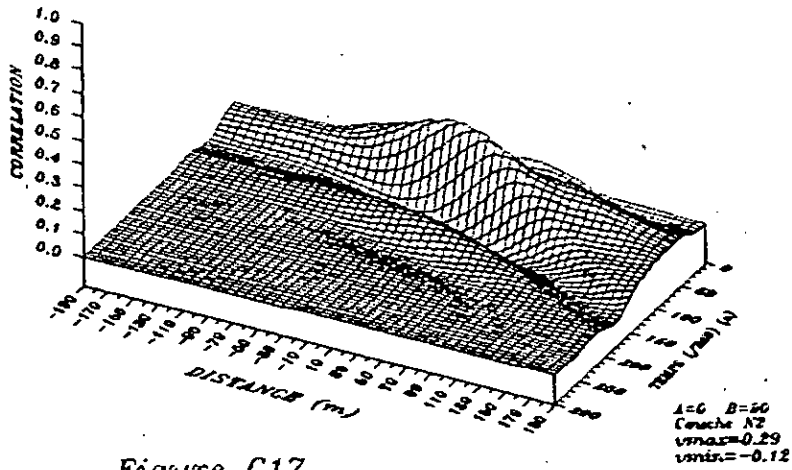


Figure C17

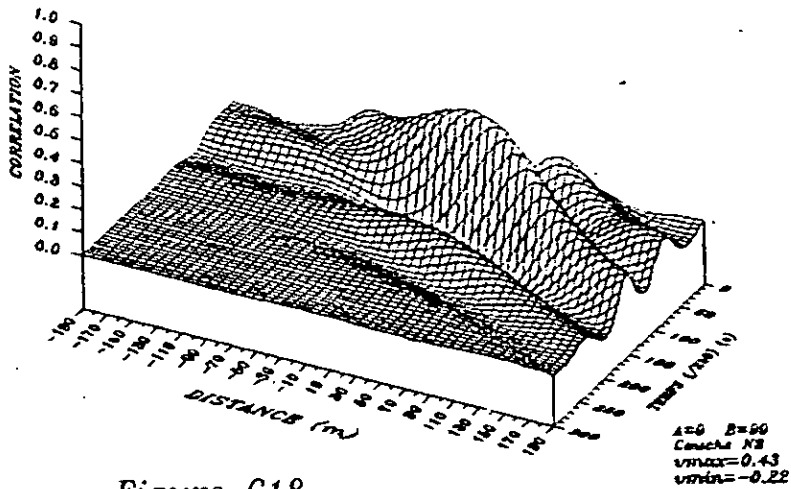


Figure C18

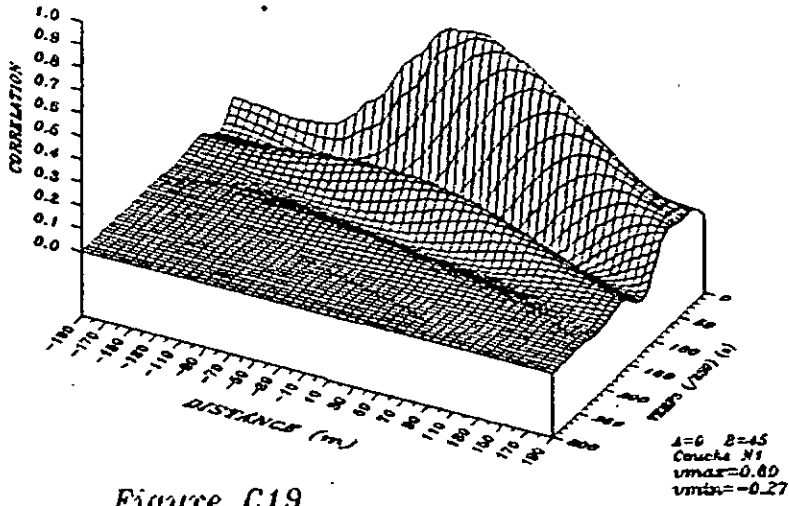


Figure C19

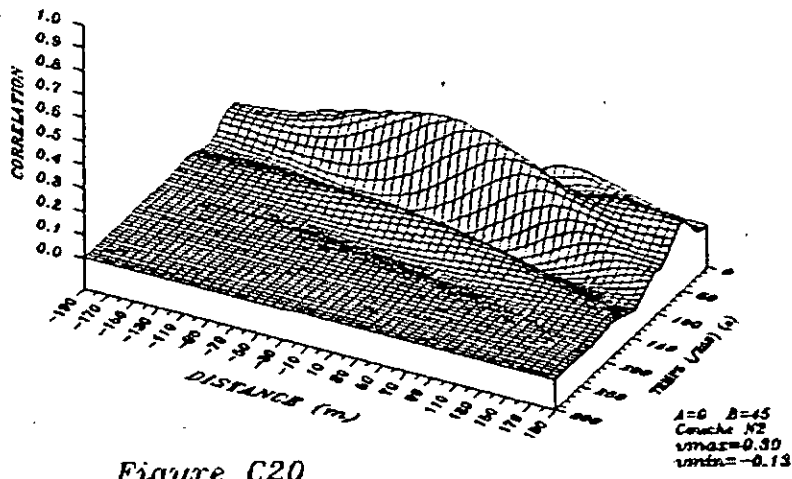


Figure C20

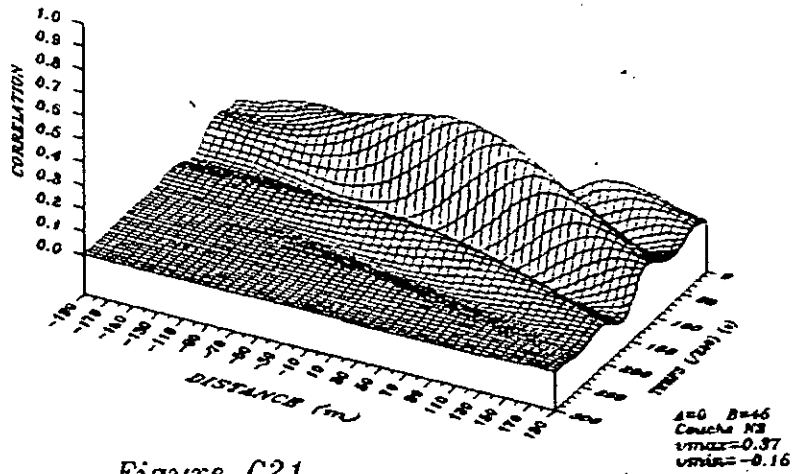


Figure C21

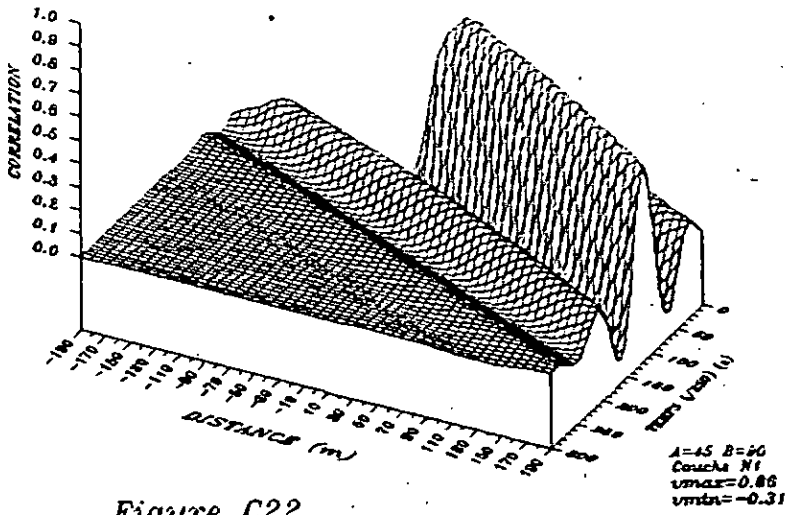


Figure C22

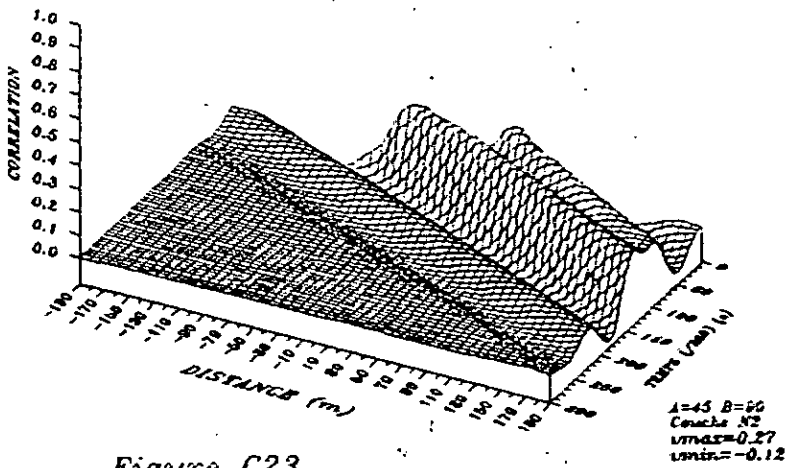


Figure C23

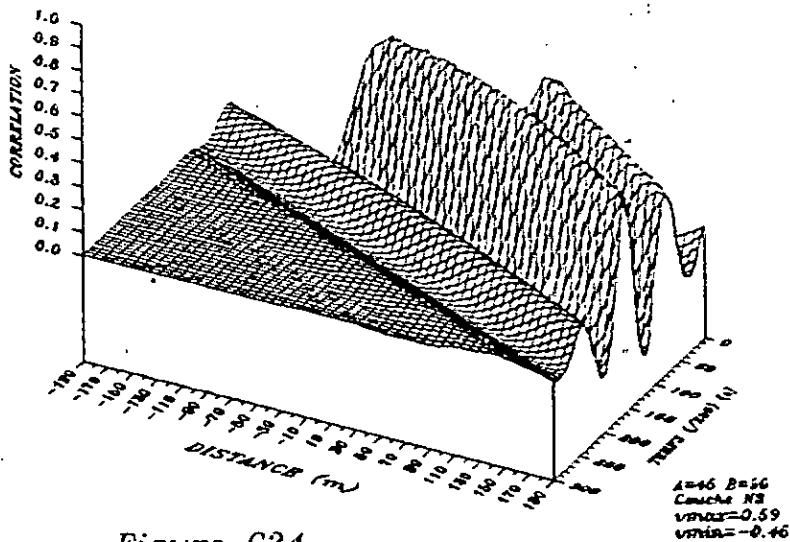


Figure C24

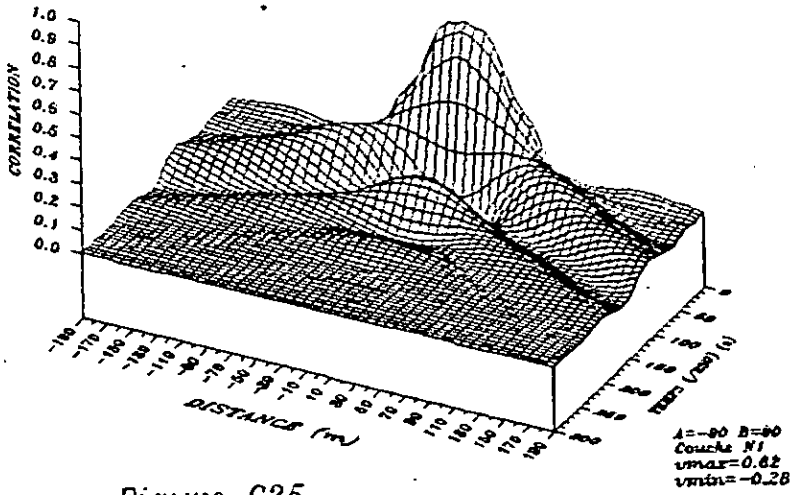


Figure C25

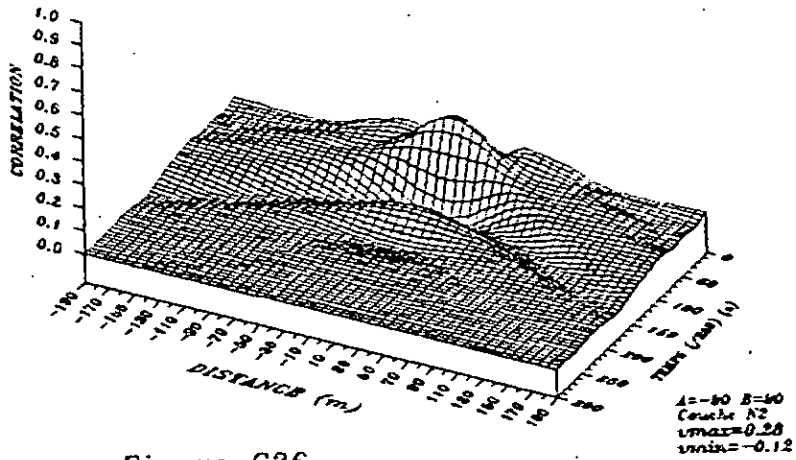


Figure C26

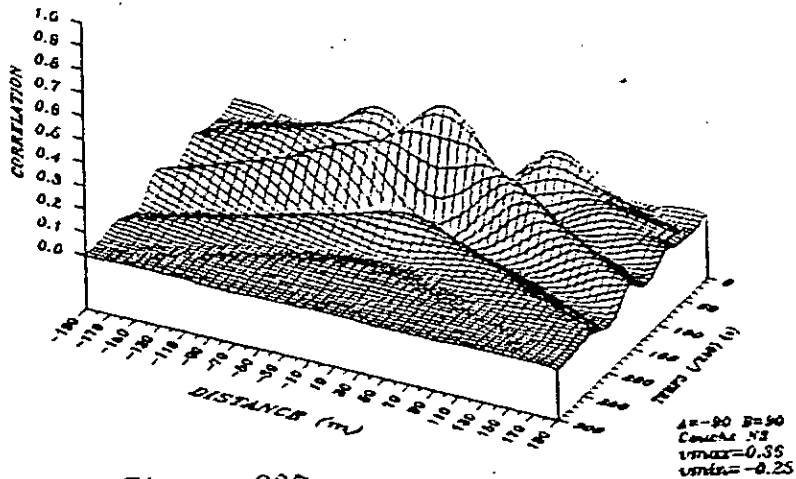


Figure C27

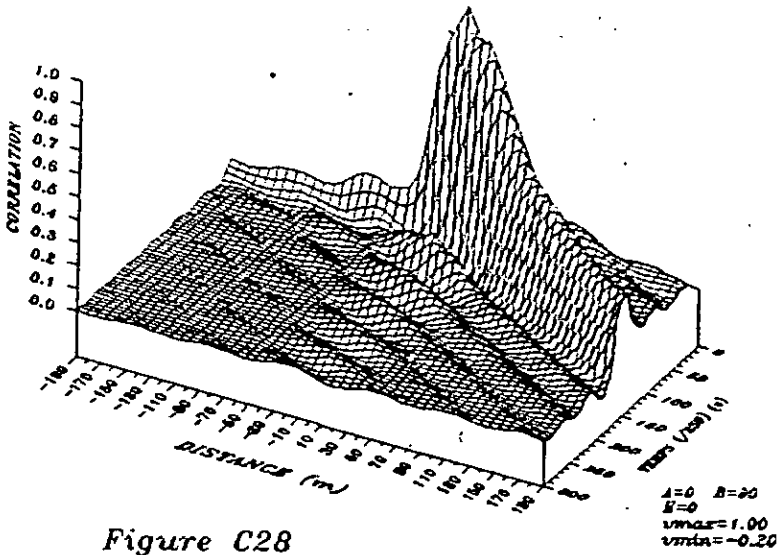


Figure C28

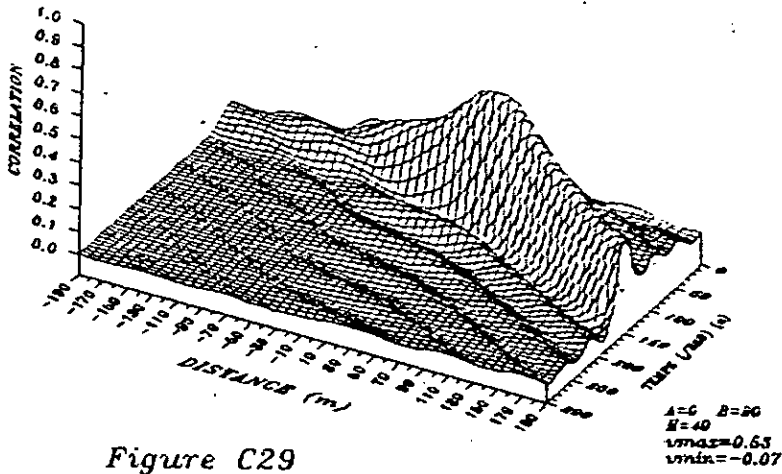


Figure C29

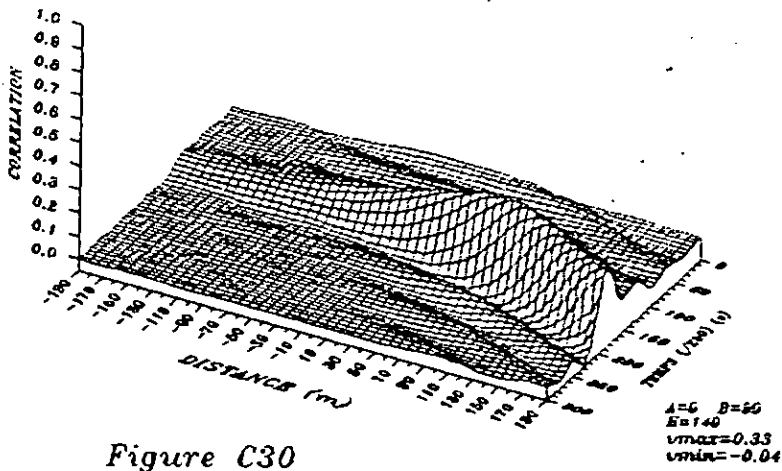


Figure C30

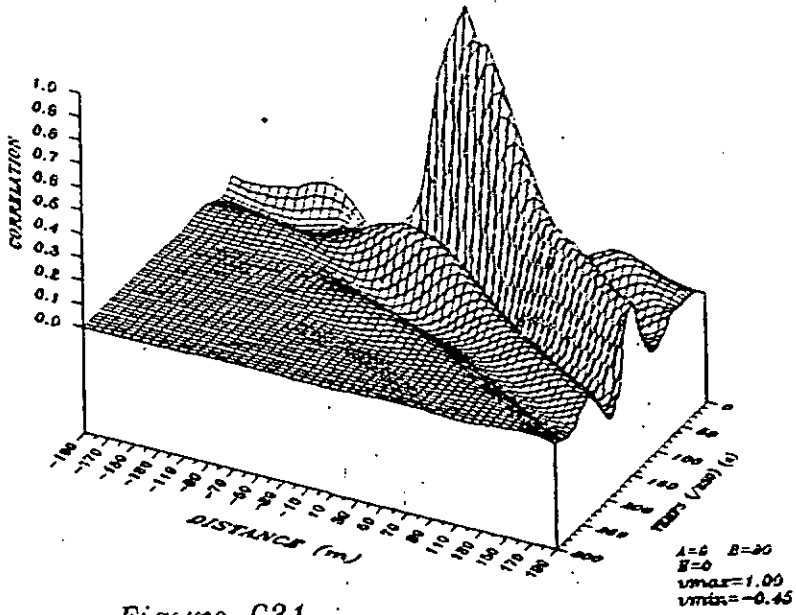


Figure C31

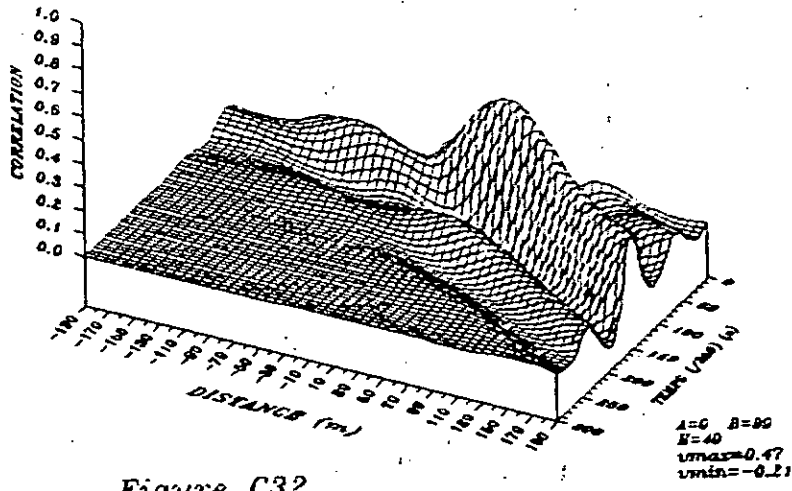


Figure C32

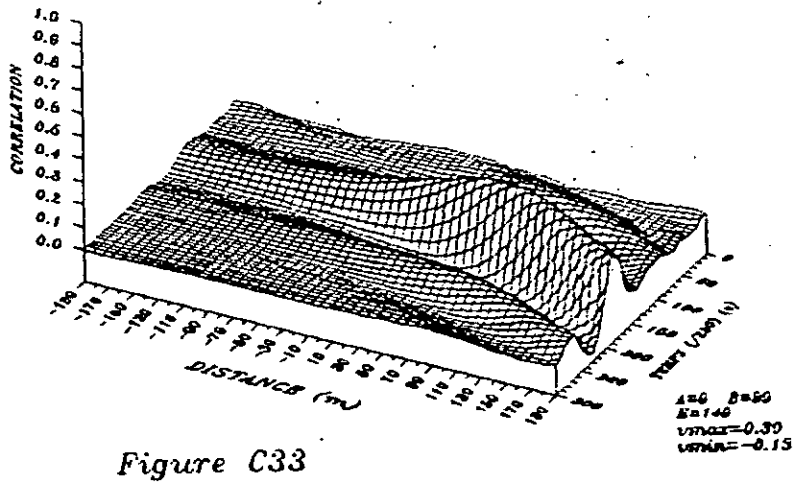


Figure C33

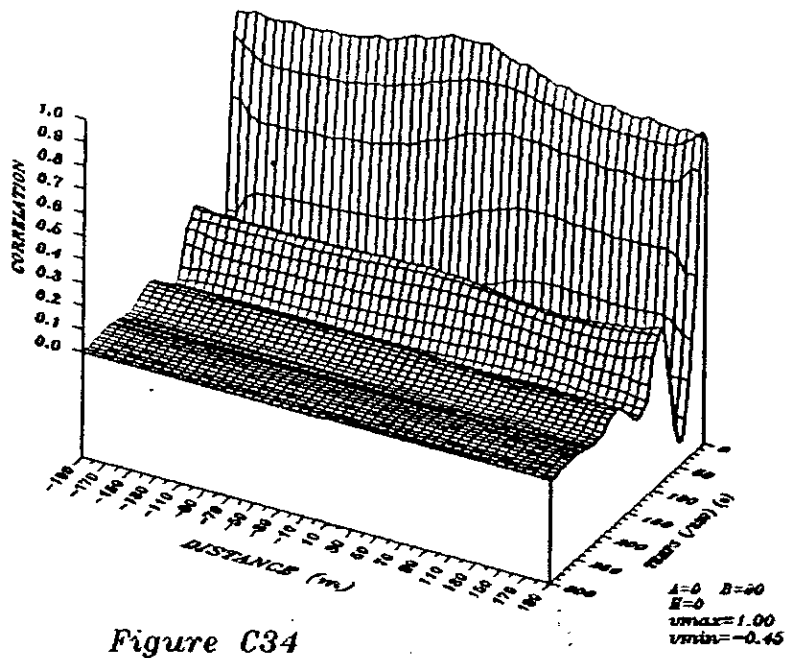


Figure C34

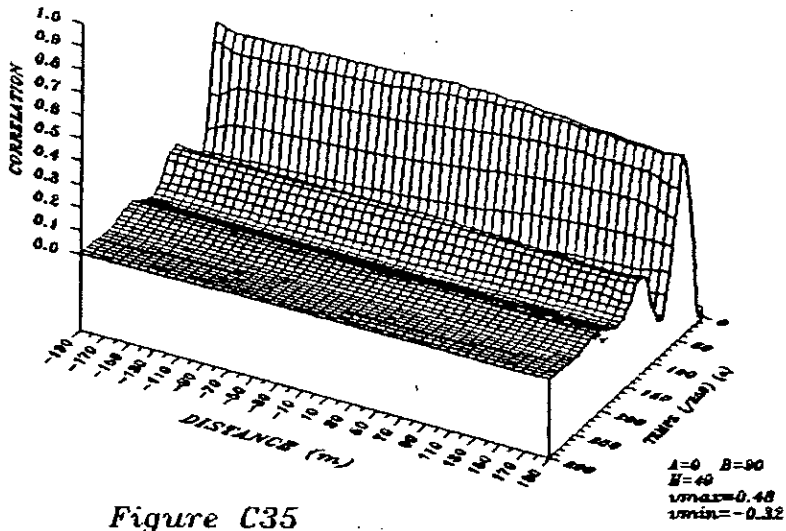


Figure C35

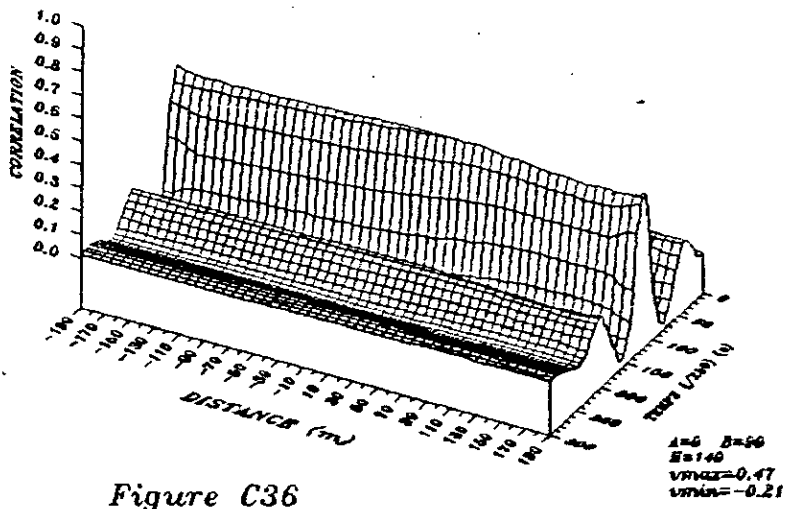


Figure C36

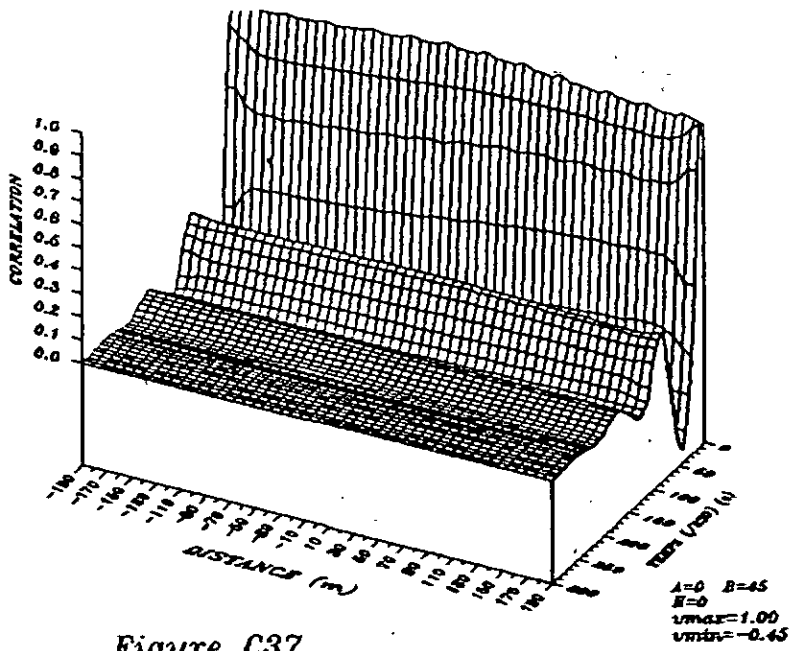


Figure C37

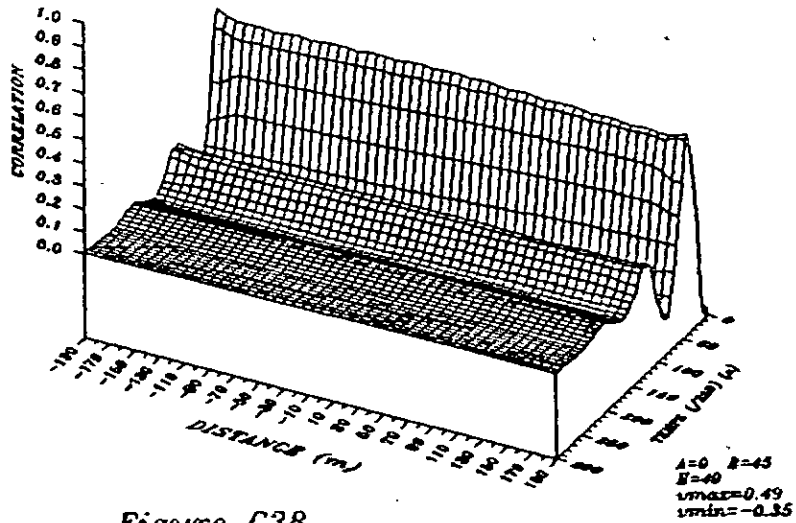


Figure C38

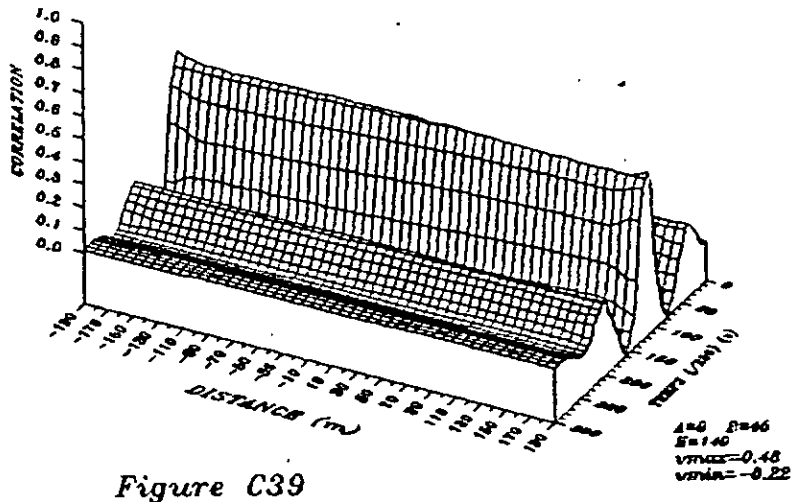


Figure C39

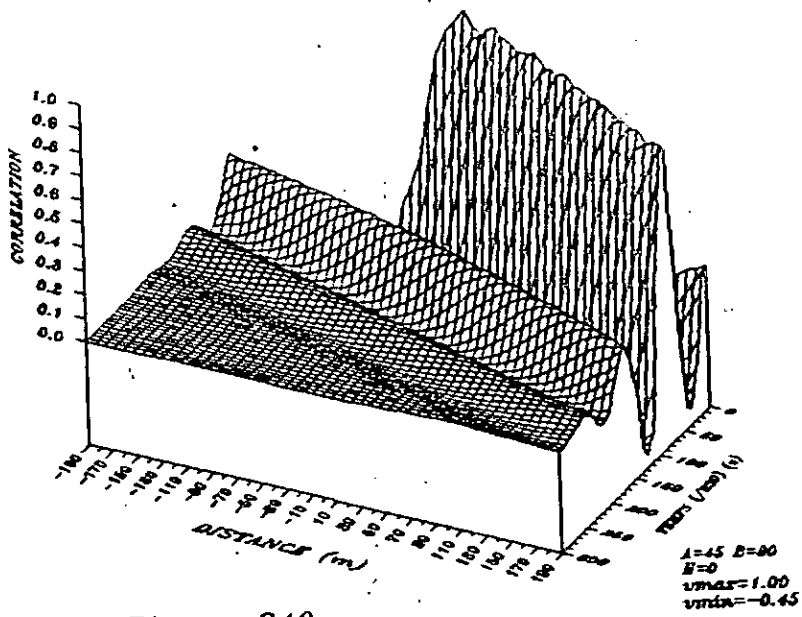


Figure C40

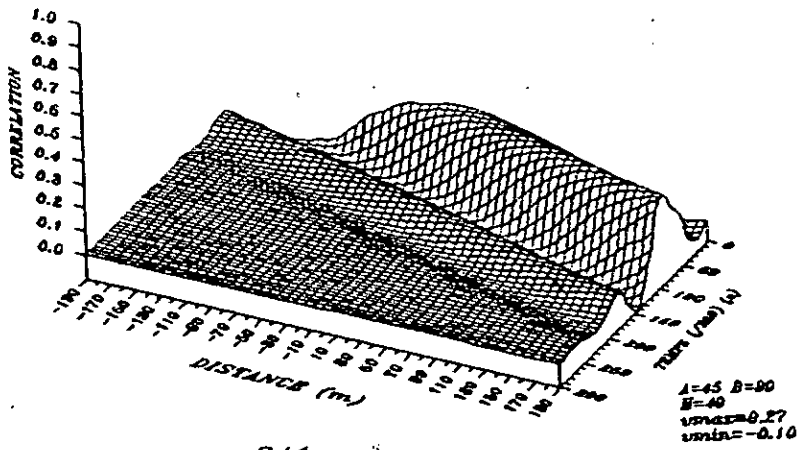


Figure C41

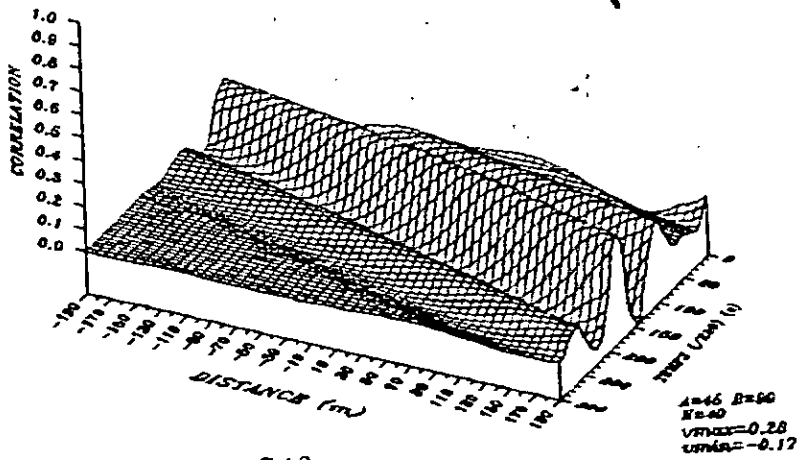


Figure C42

U_2

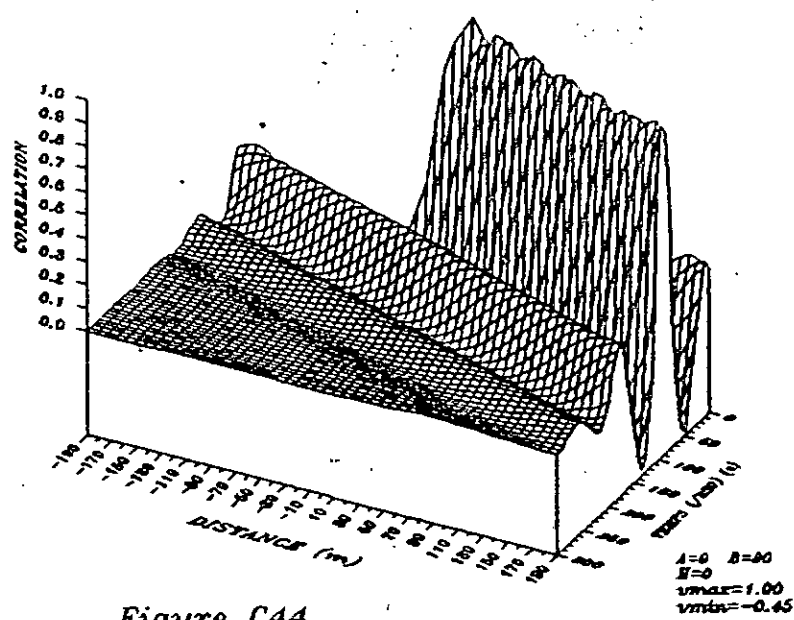


Figure C44

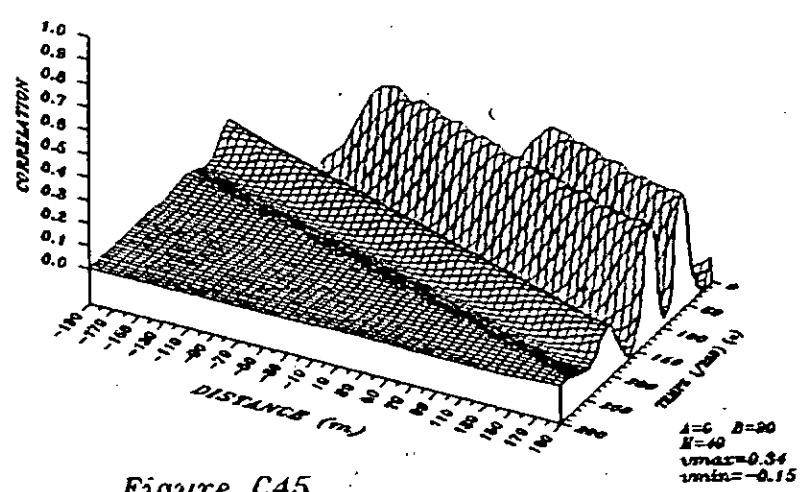


Figure C45

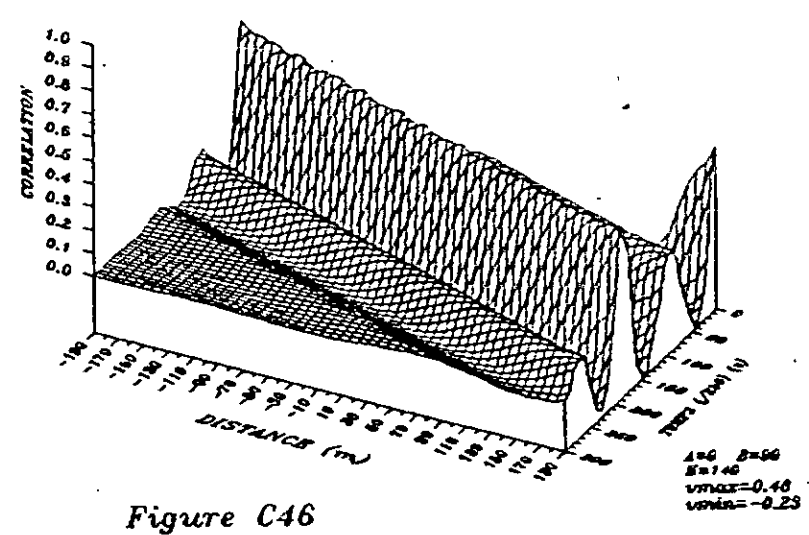


Figure C46

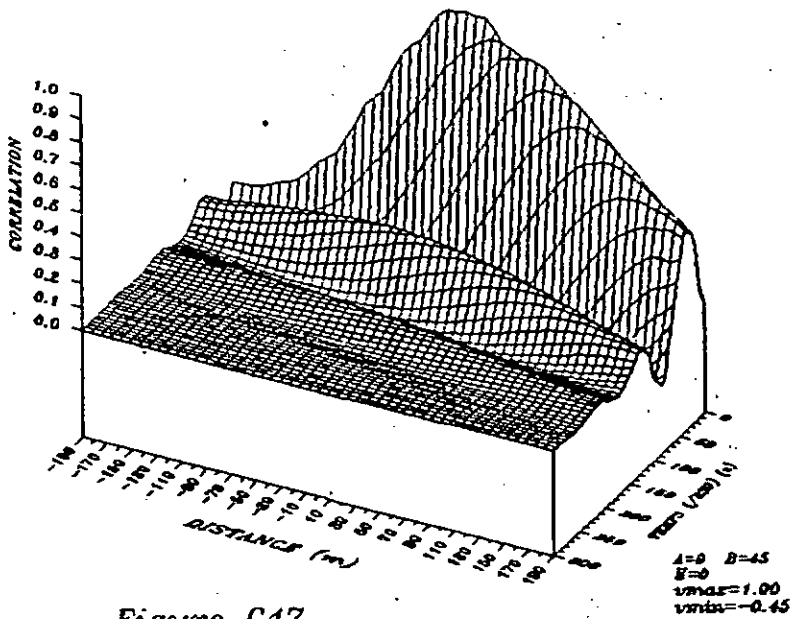


Figure C47

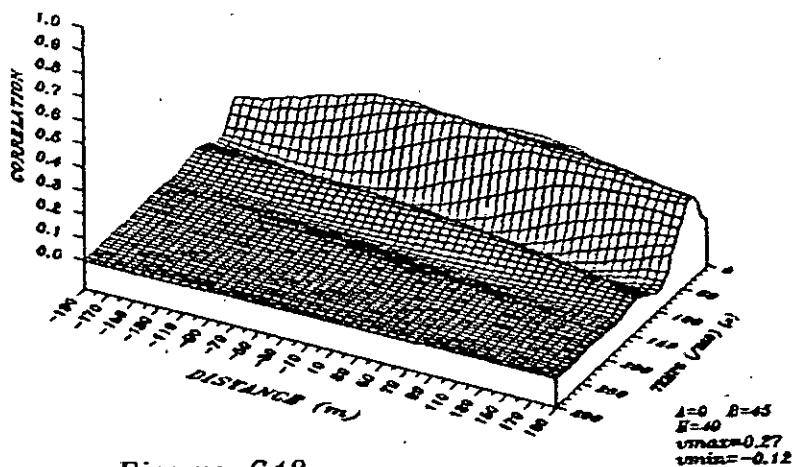


Figure C48

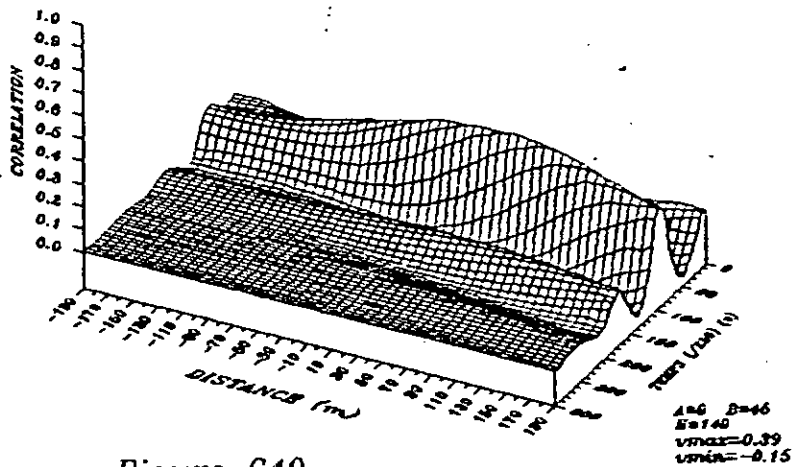


Figure C49

U₂

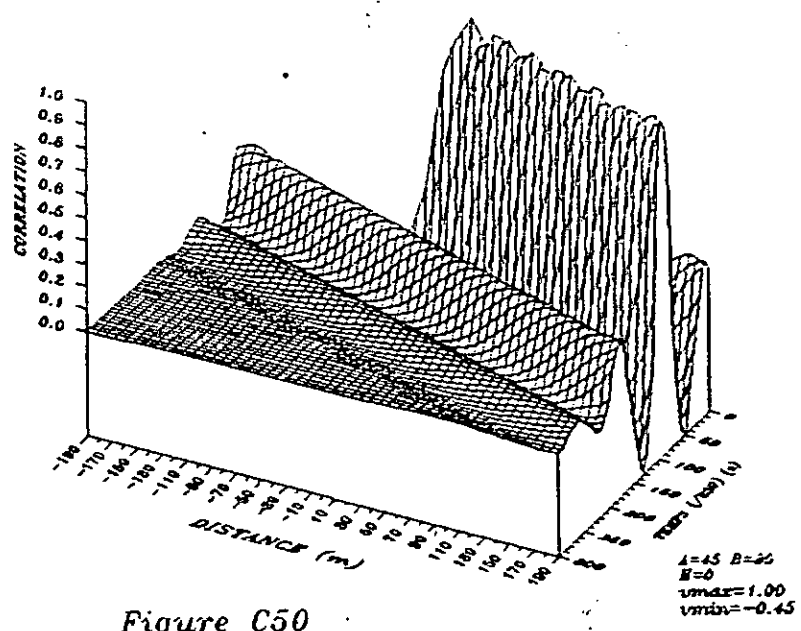


Figure C50

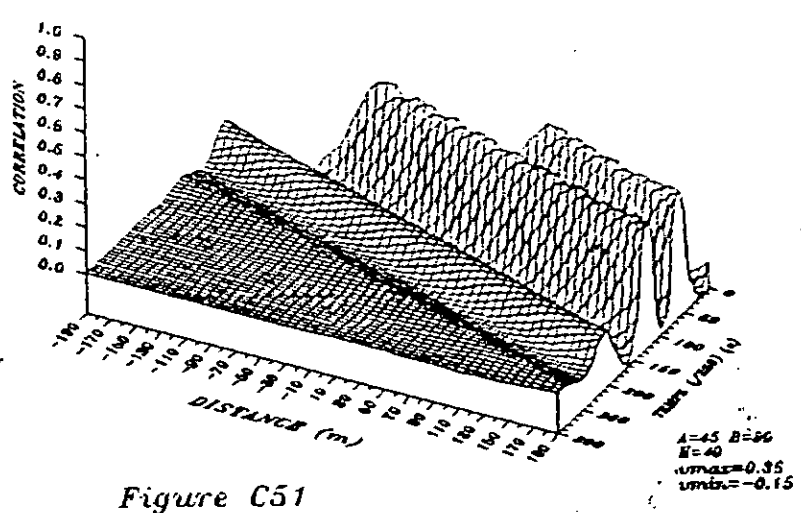


Figure C51

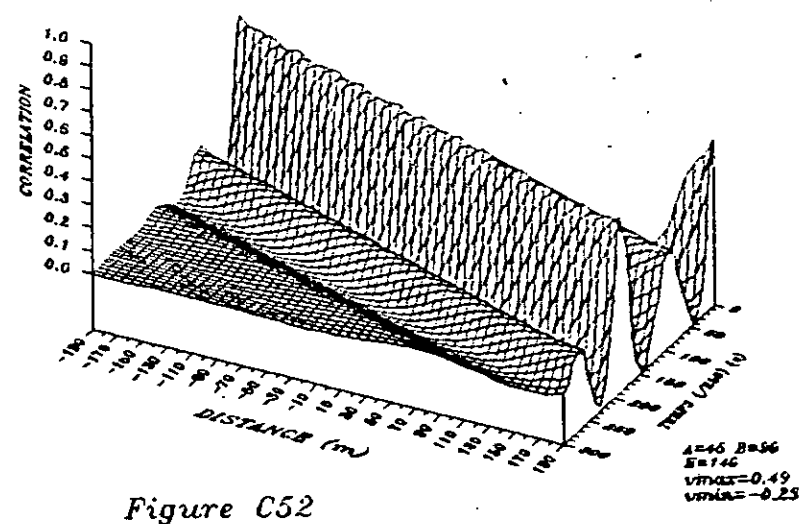


Figure C52

ONDE P
U₂

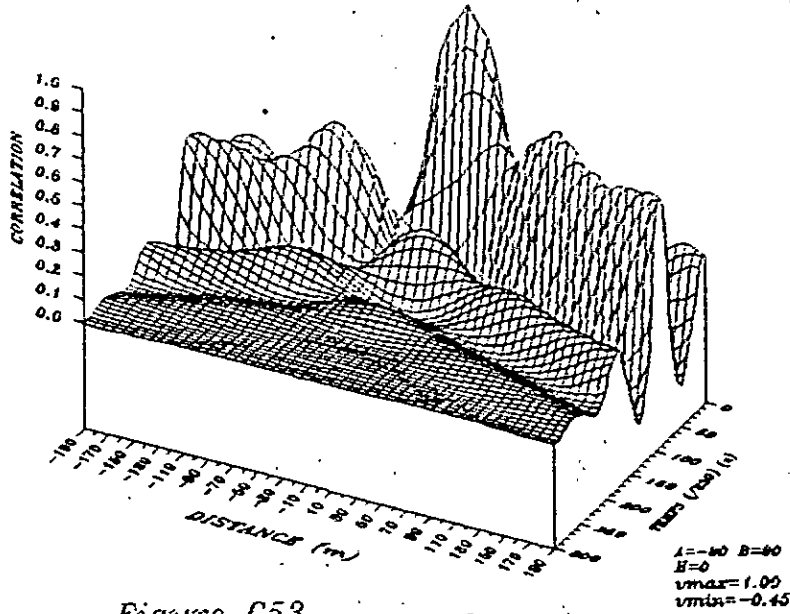


Figure C53

ONDE P
U₁

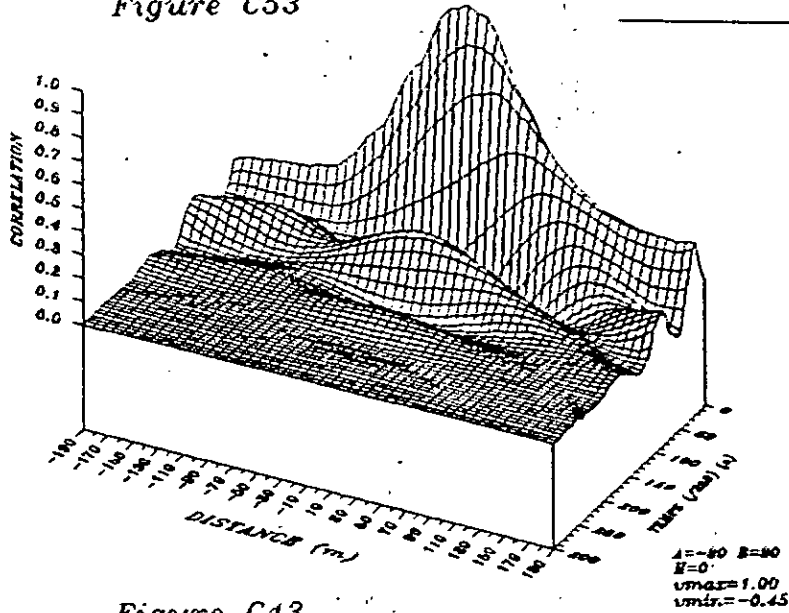


Figure C43

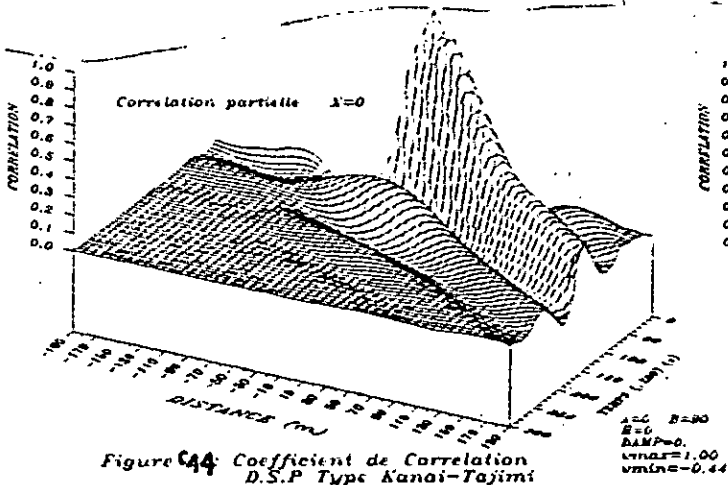


Figure C44: Coefficient de Correlation
D.S.P Type Kanai-Tajimi

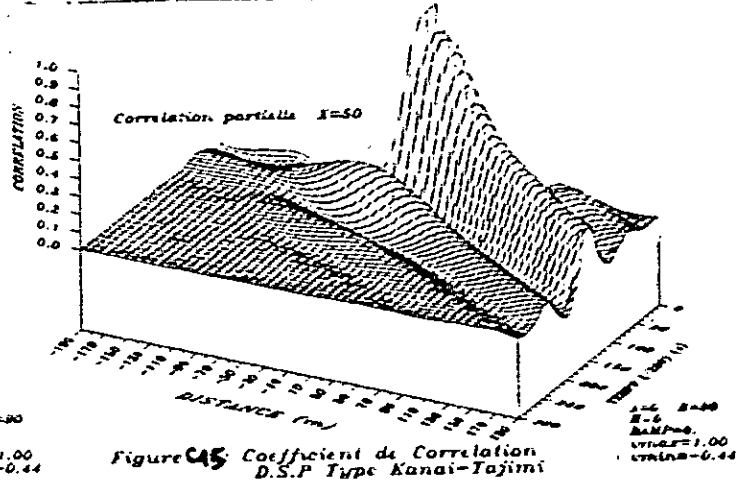
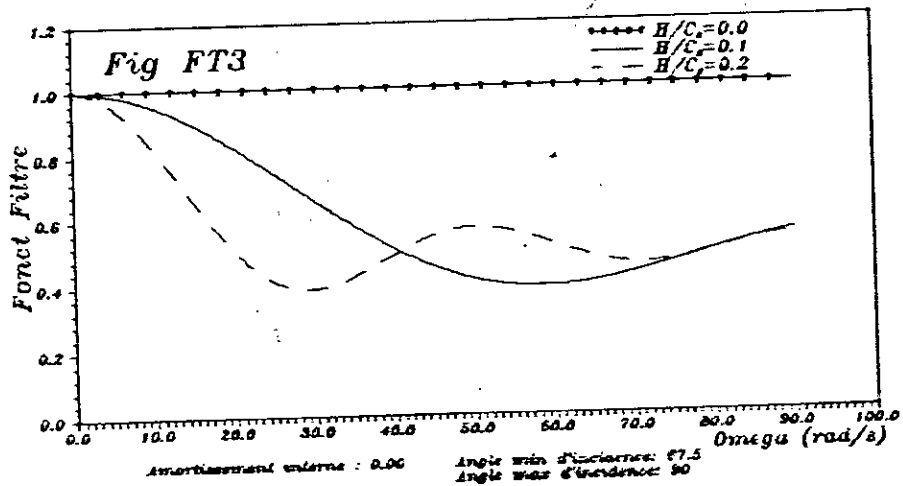
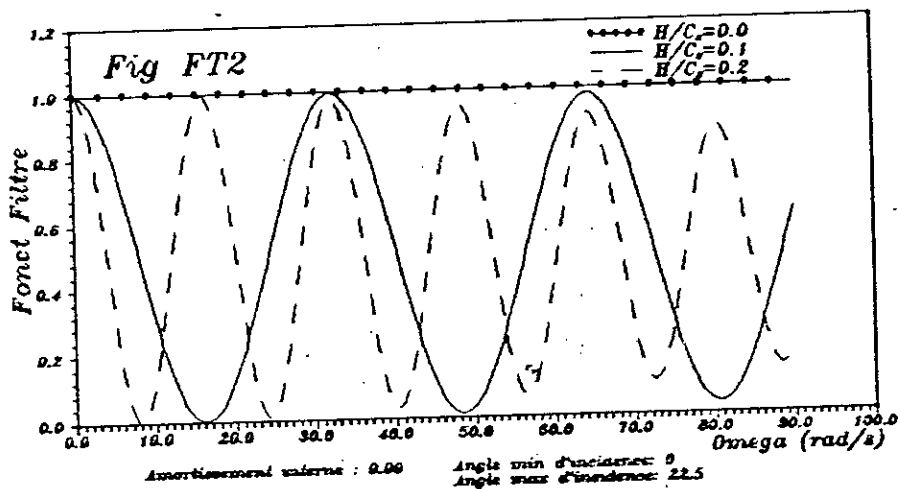
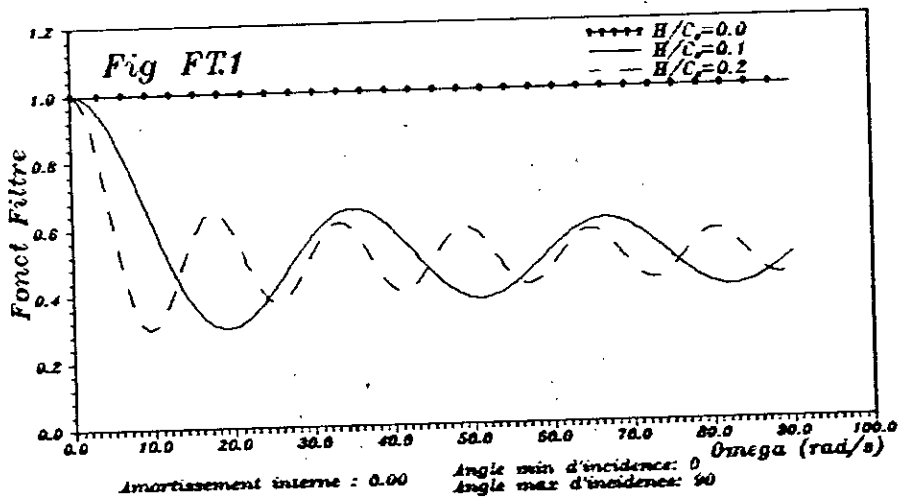
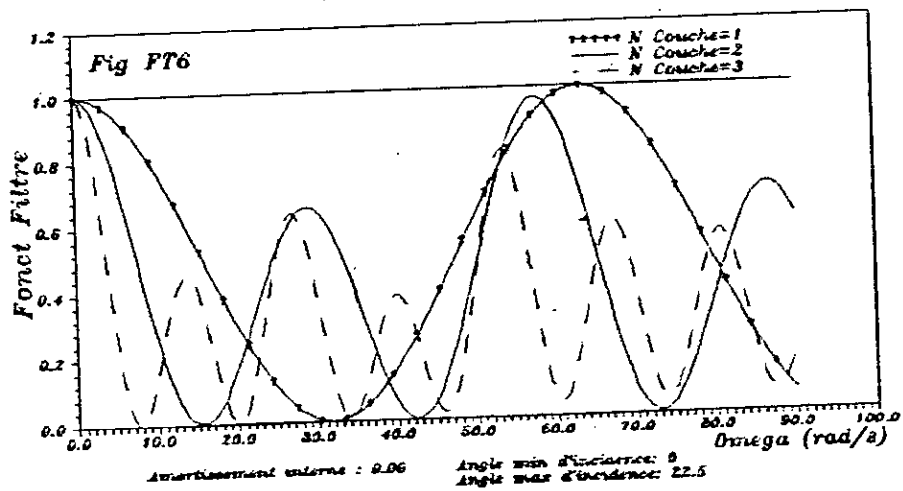
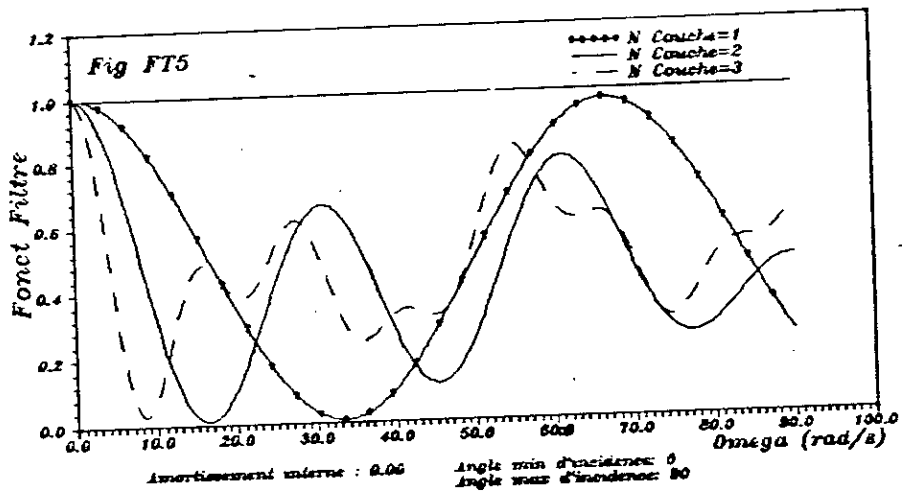
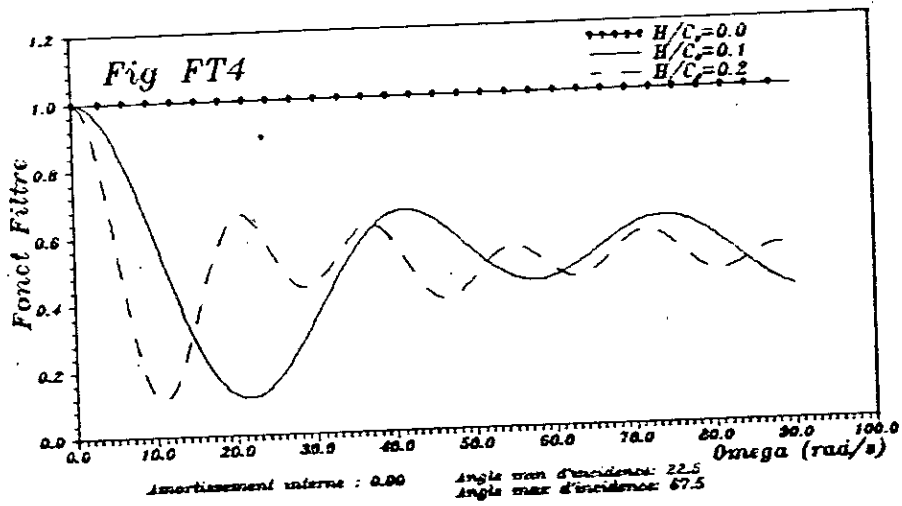
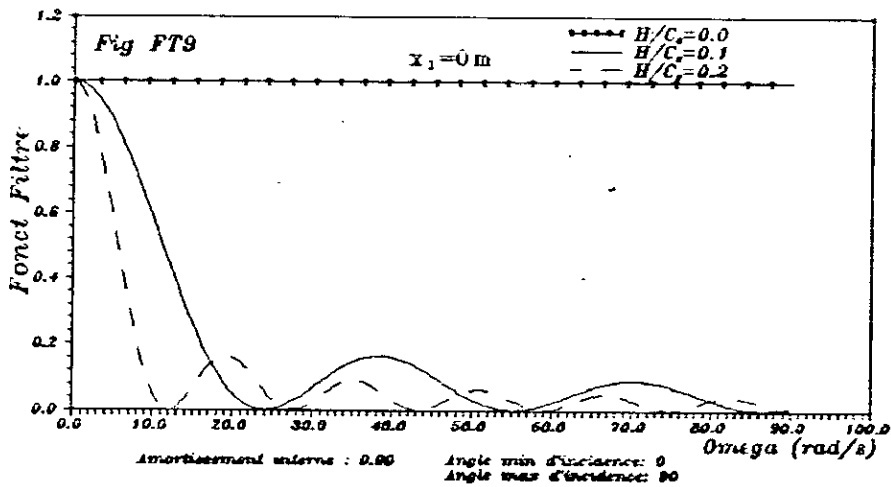
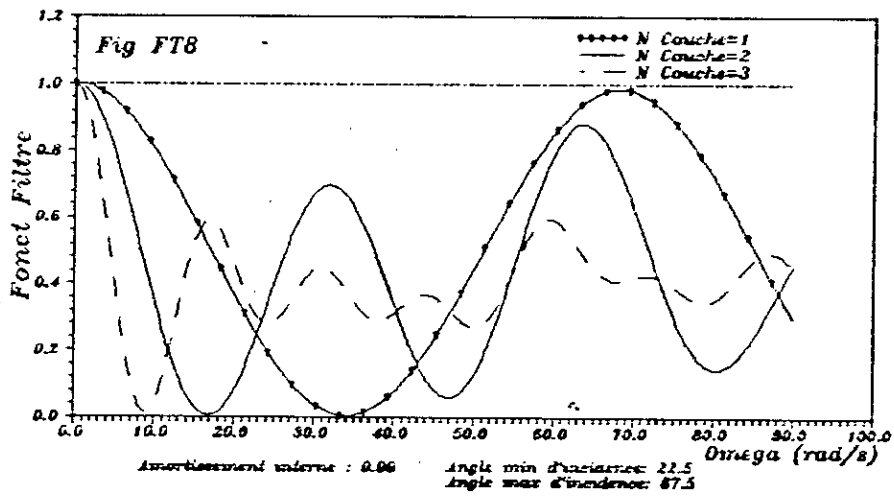
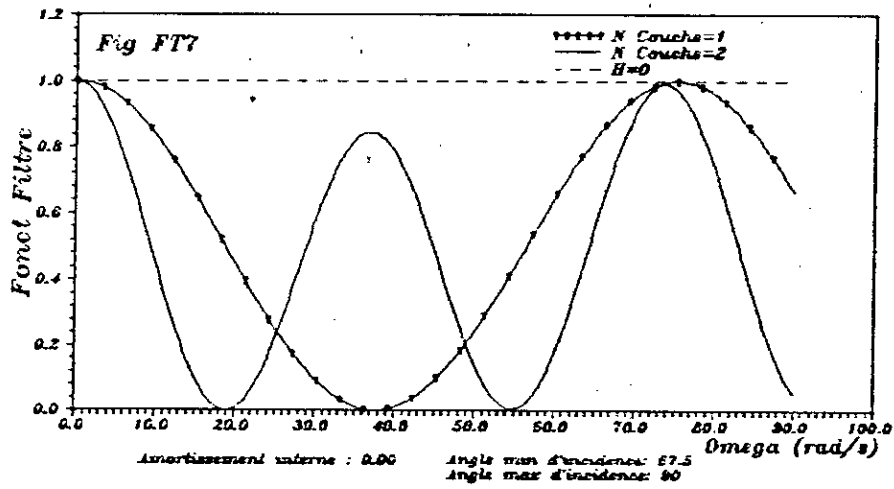
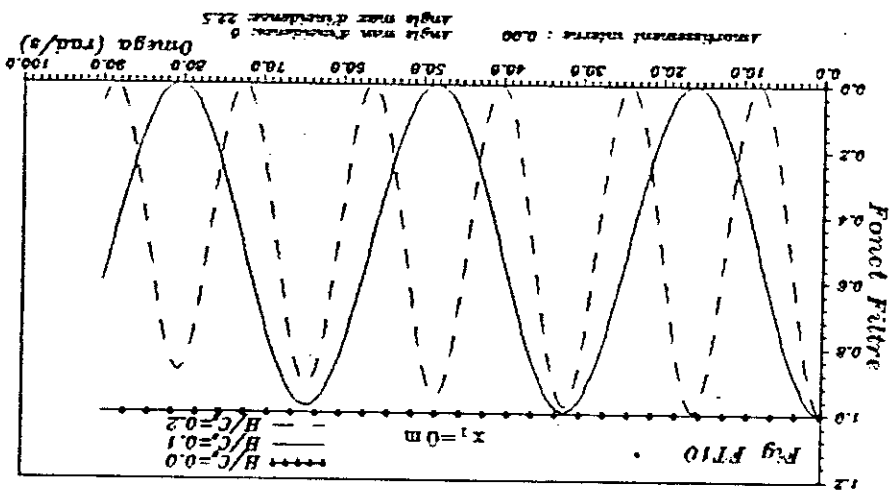
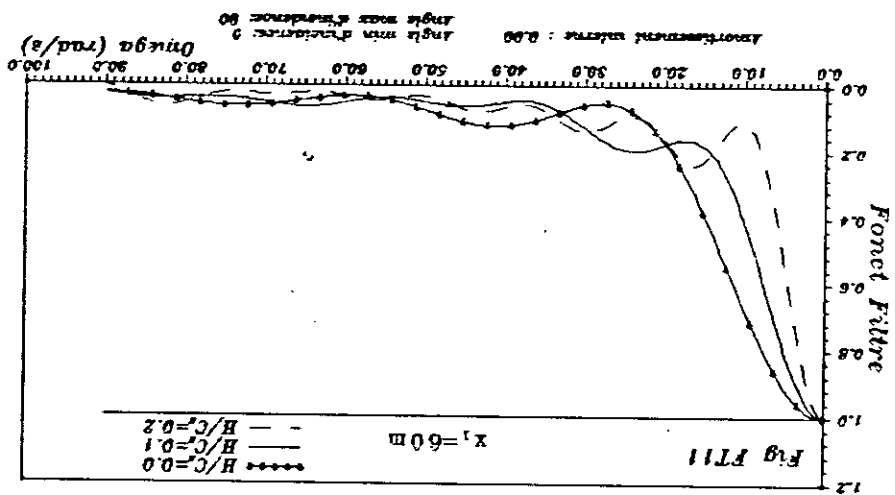
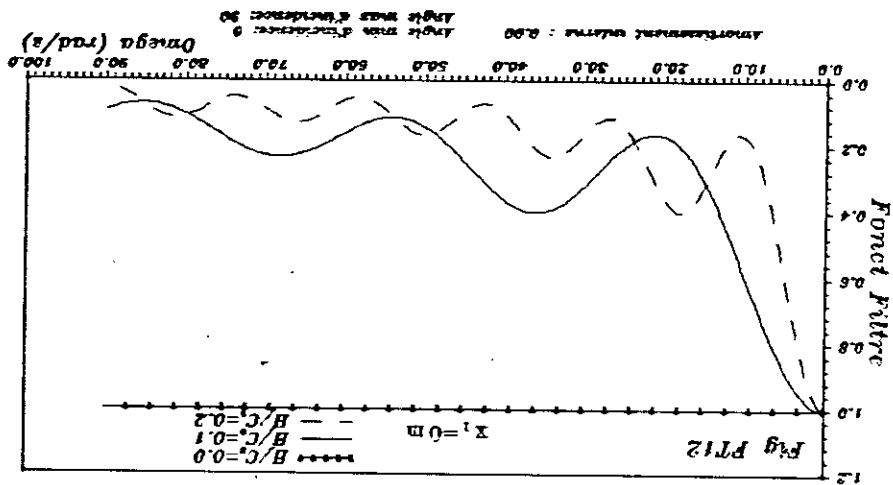


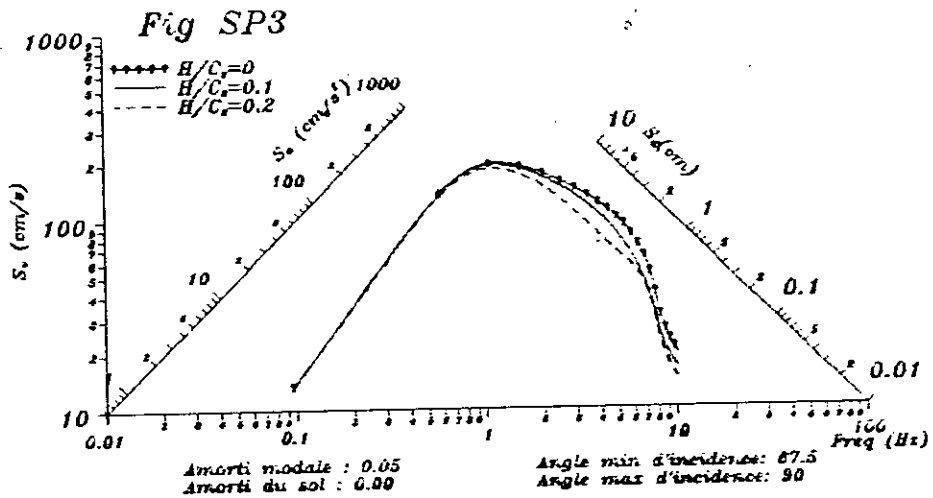
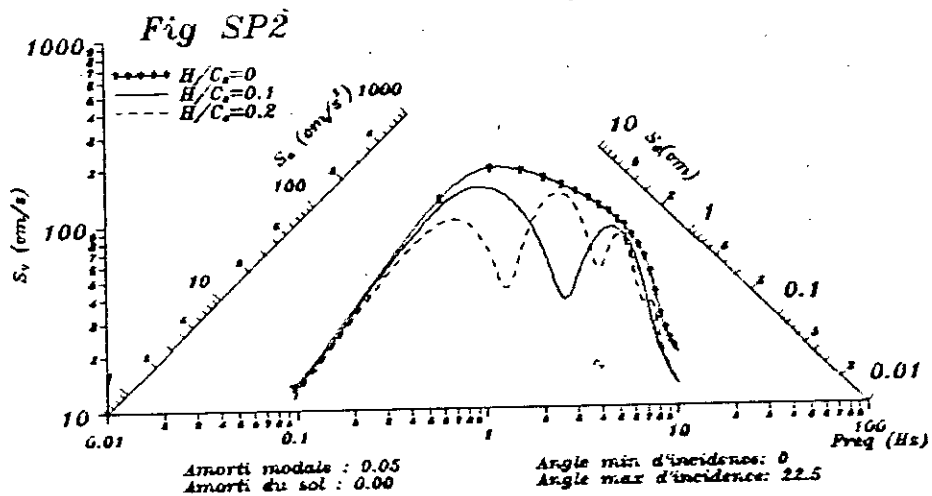
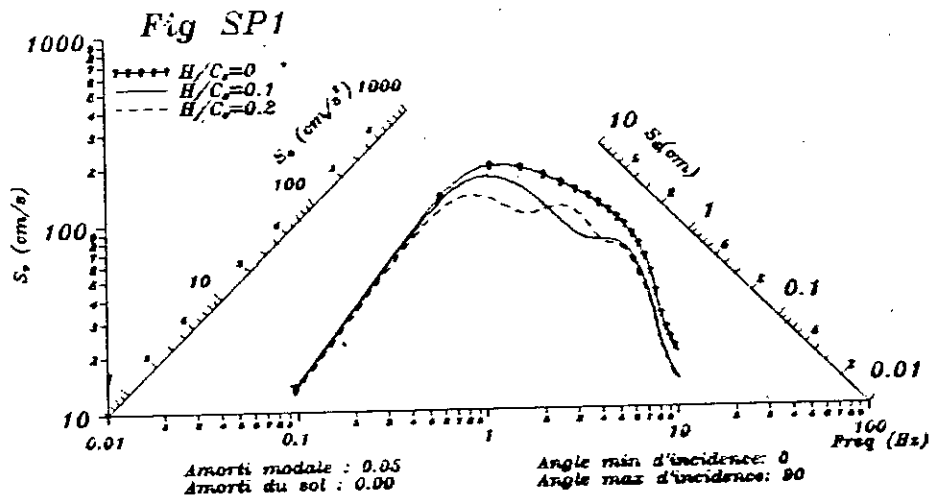
Figure C45: Coefficient de Correlation
D.S.P Type Kanai-Tajimi

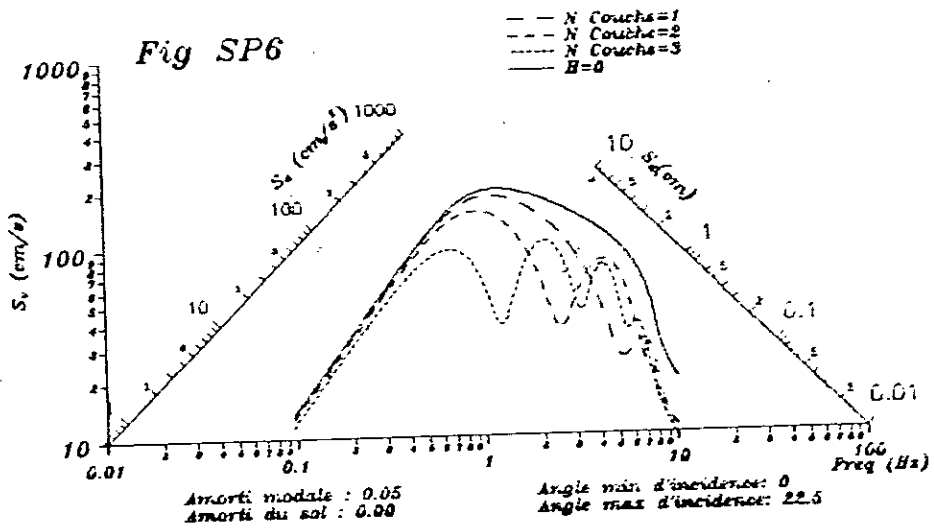
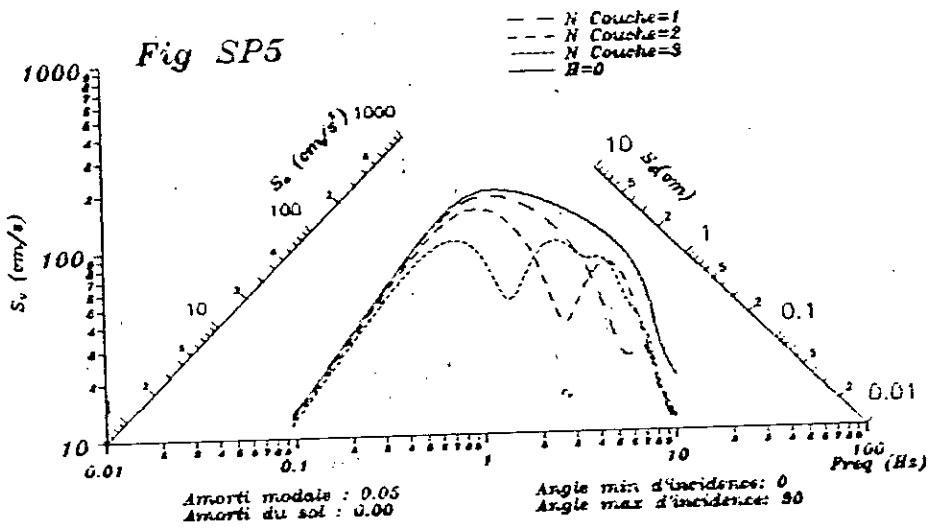
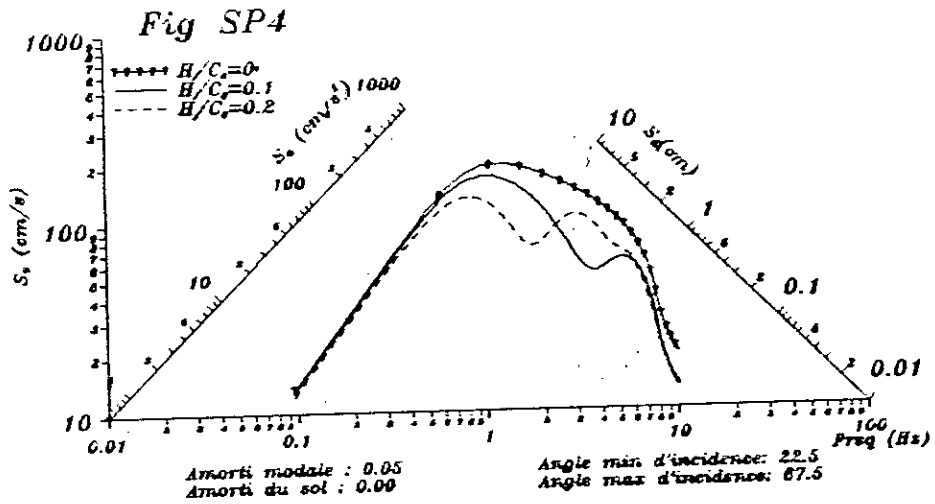


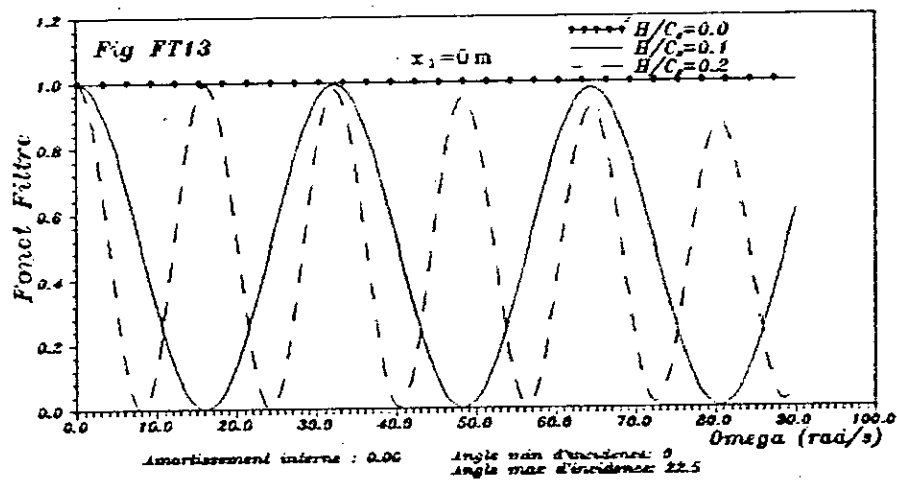
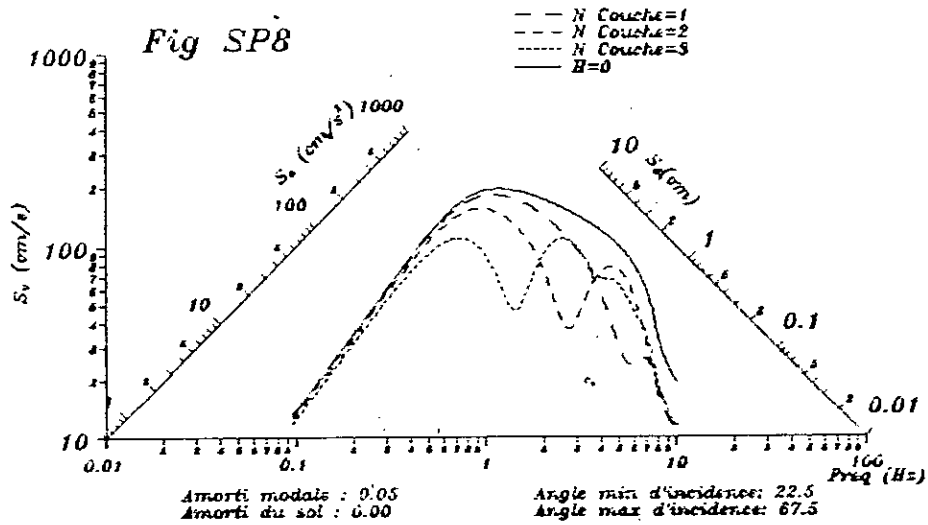
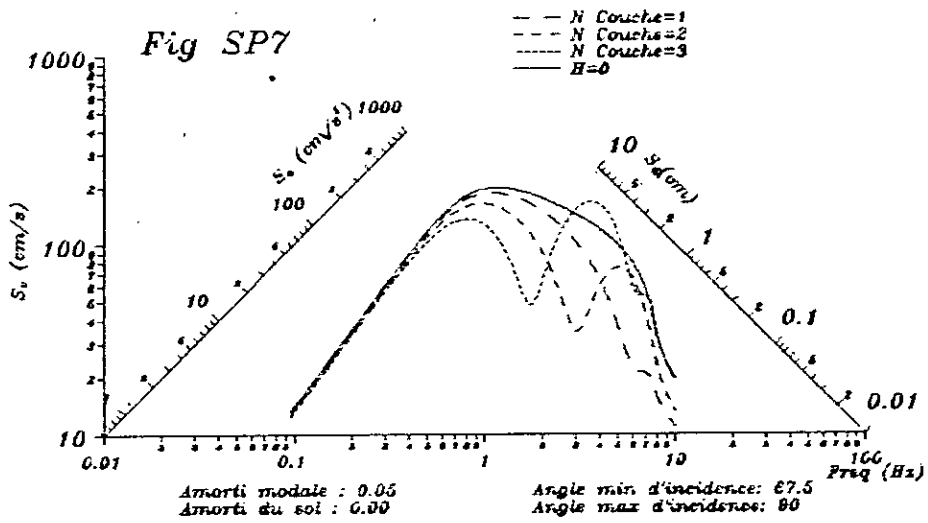




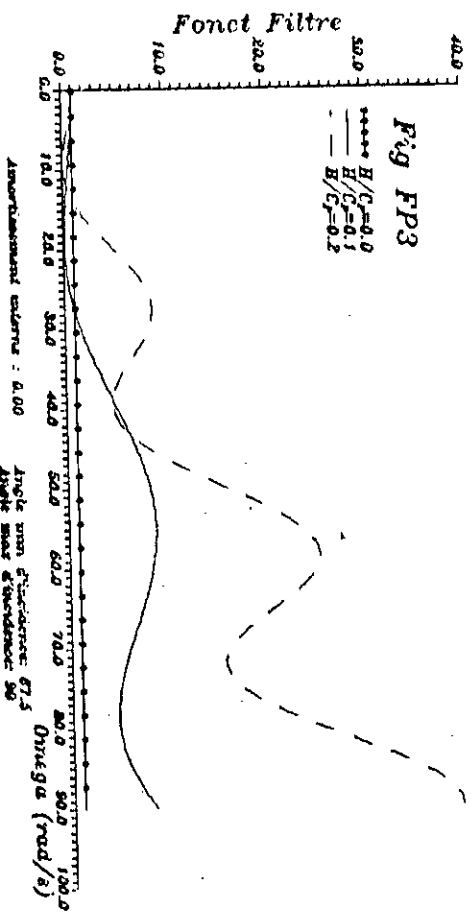
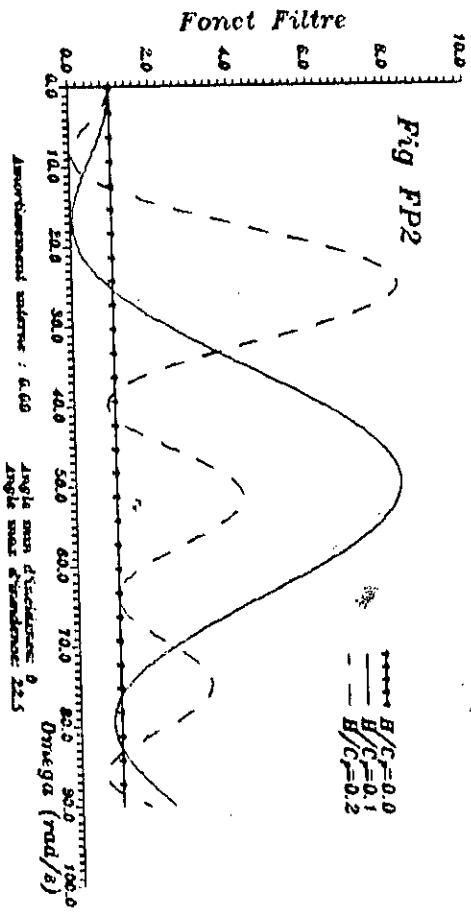
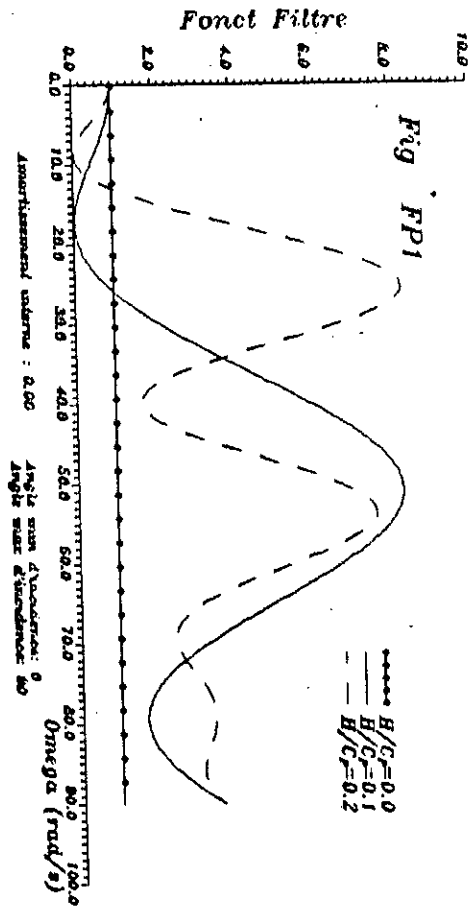


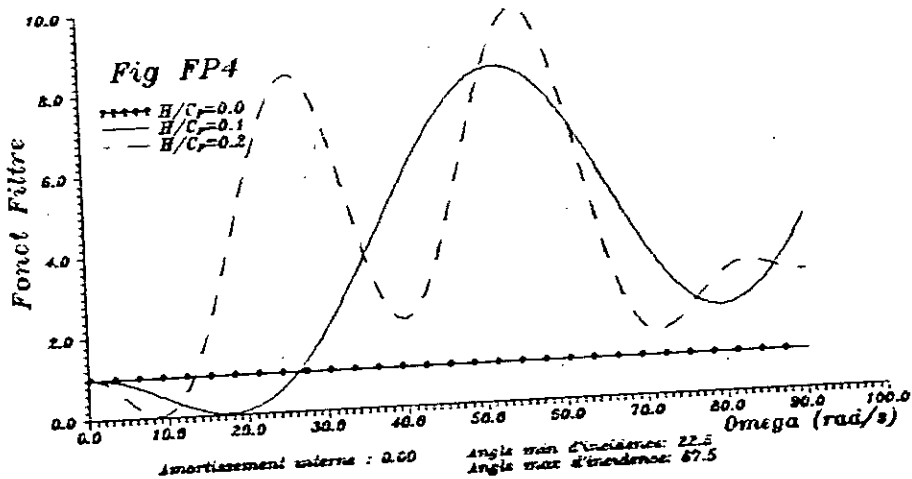




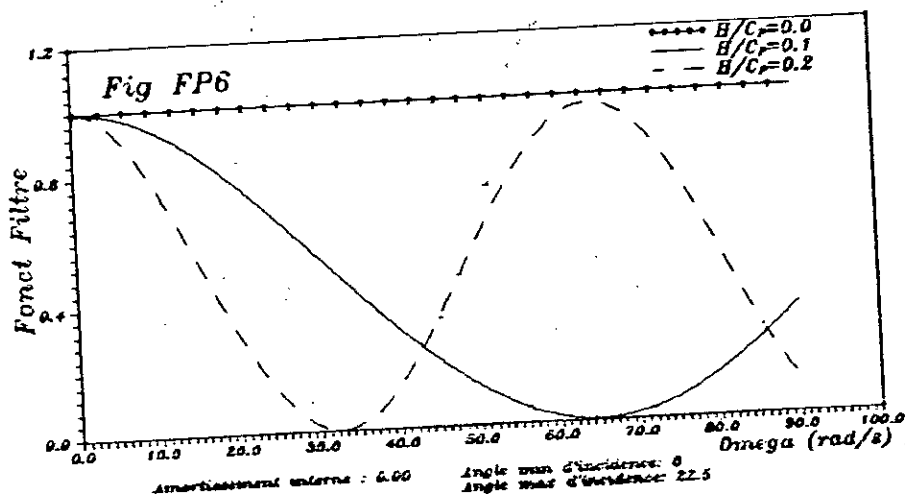
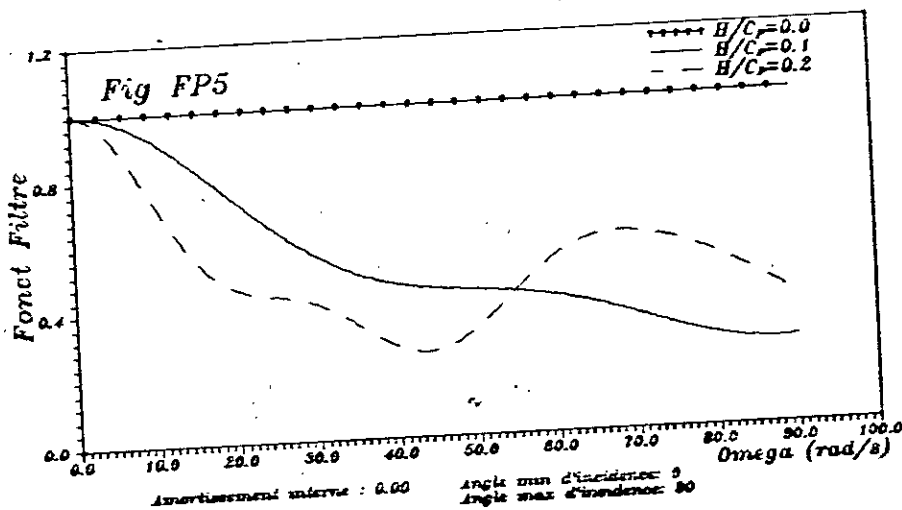


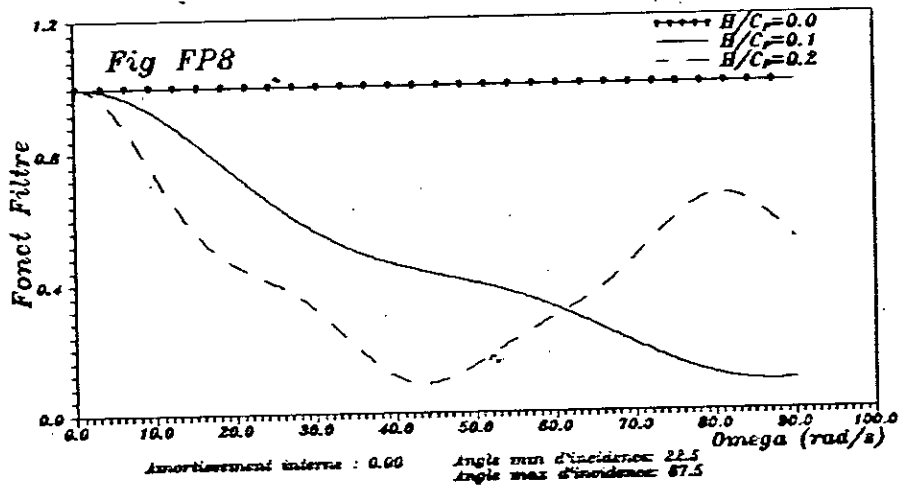
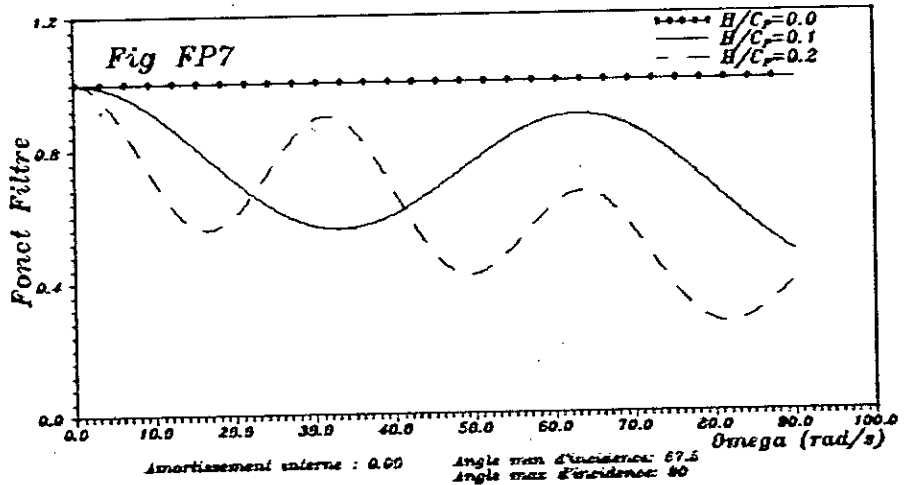
Corrélation partielle





ONDE P U₂





ONDE P U₁

Fig P1

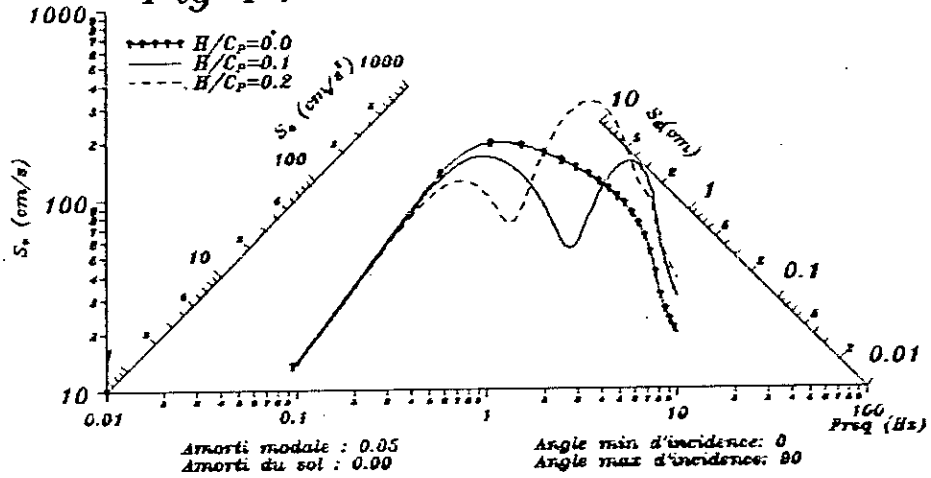


Fig P2

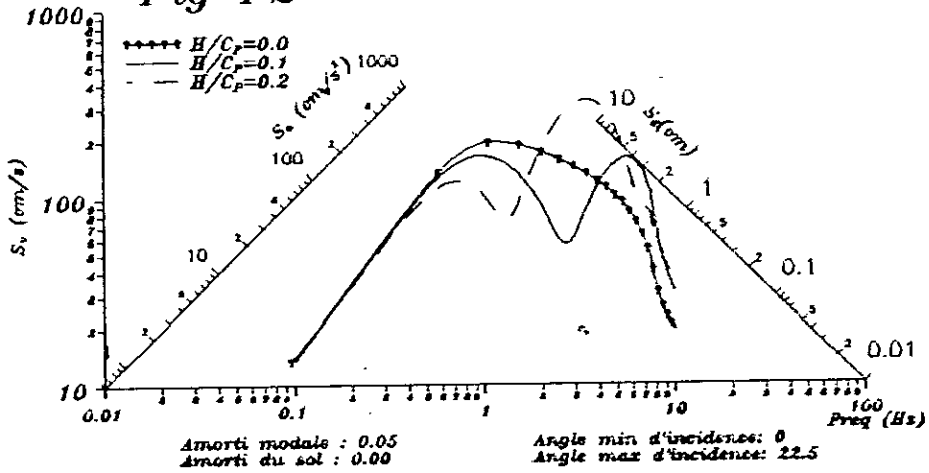


Fig P3

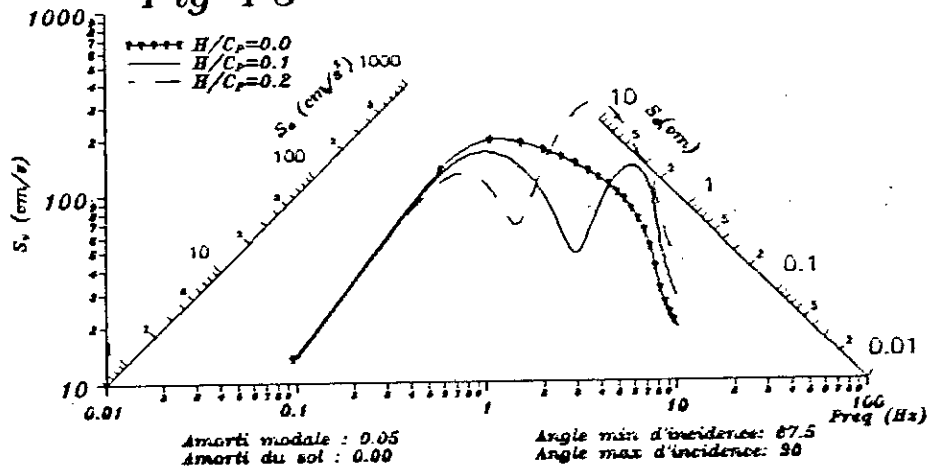
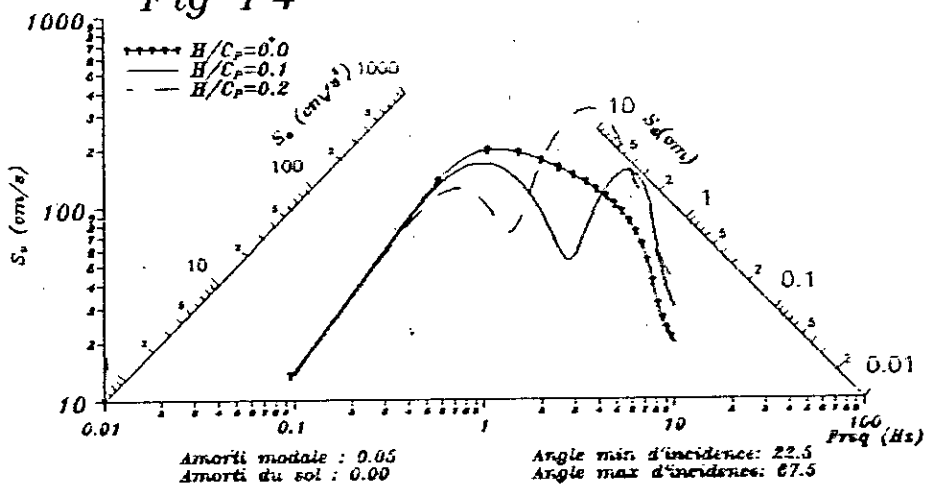


Fig P4



ONDE P U₂

Fig P5

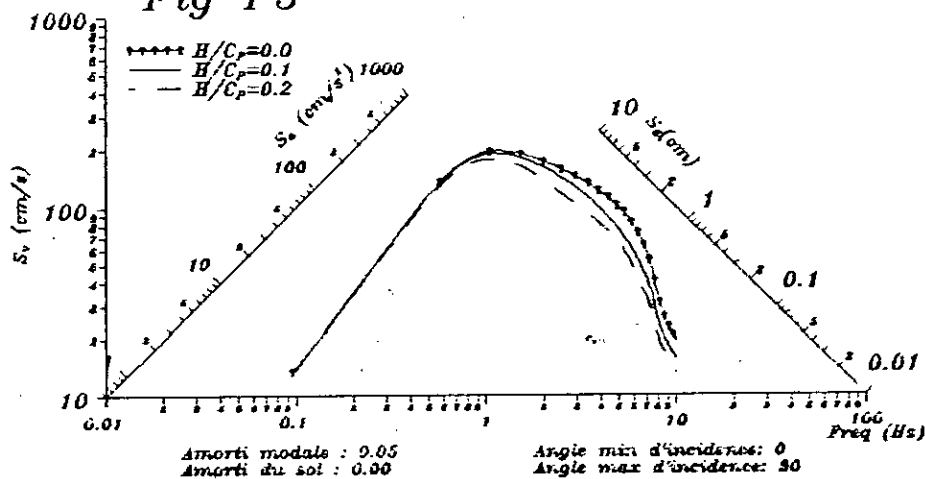


Fig P6

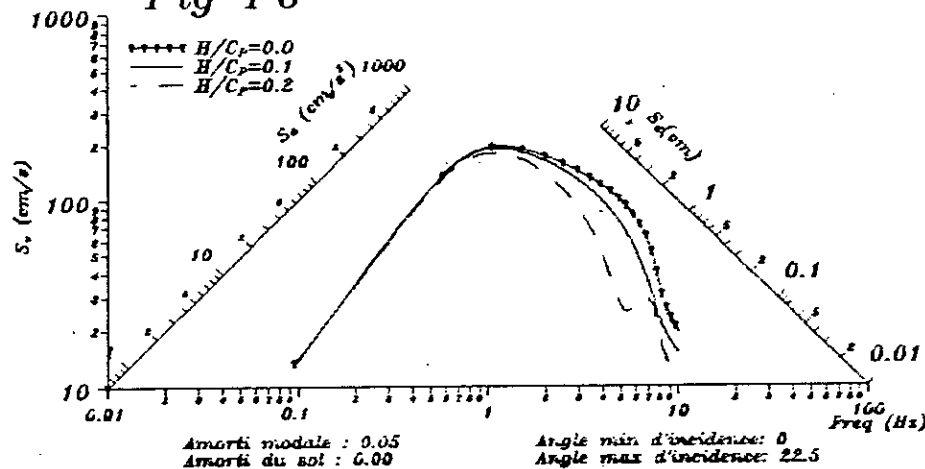


Fig P7

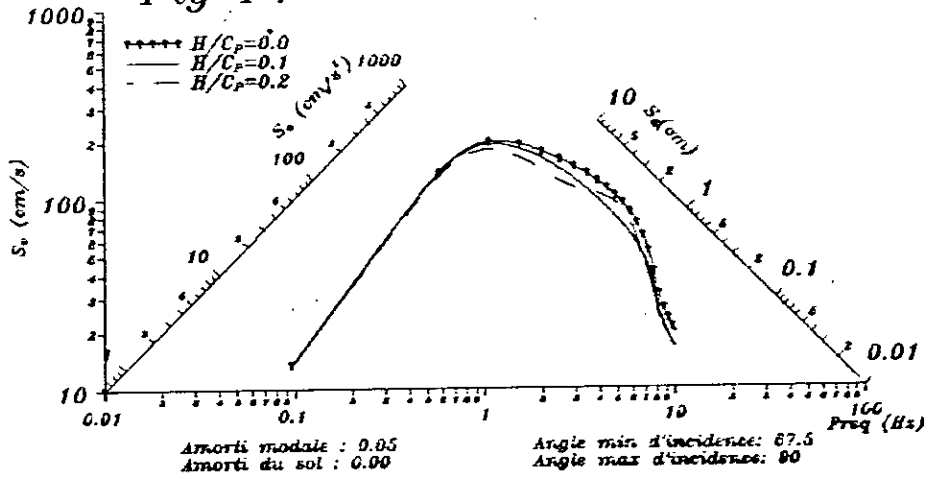
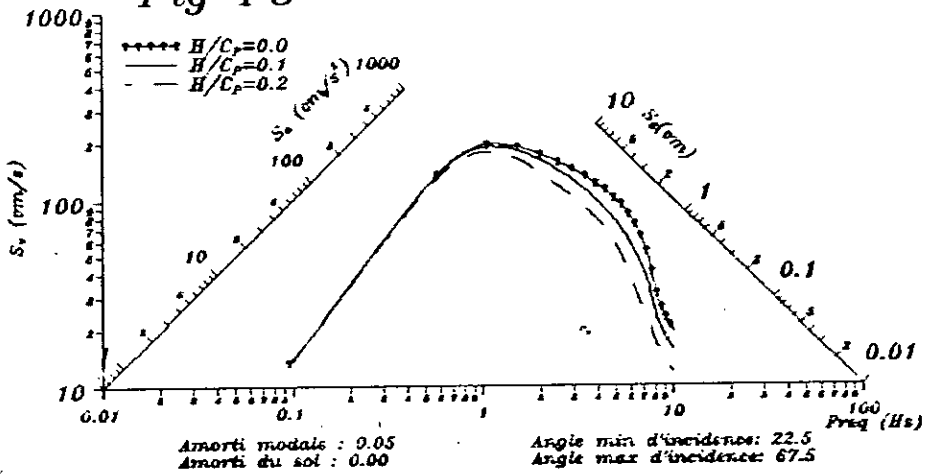


Fig P8



REFERENCES

- [1] ABBISS, C.P., 1989, " Seismic amplification-Mexico City," *Earthquake. Engrg. and Struct. Dyn.*, Vol.18, pp.79-88.
- [2] ABRAHMSON, N.A., 1985, " Estimation of seismic wave coherency and rupture velocity using the SMART-1 strong motion array recordings," *UCD/EERC, Réport 85/02*, Univ.of.California, Berkeley, Californie.
- [3] ABRAMOVICI, A., 1984, " The exact solution to the problem of an SH pulse in a layered elastic half-space," *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol 74, No.2, pp.377-393.
- [4] ACHENBACH, J.D., 1973, " Wave propagation in elastic solids," North-Holland, Amsterdam.
- [5] AKI, K. and LARNER, K., 1970, " Surface motion of layered medium having an irregular interface due to incidence plane SH waves," *J.Geophys.Res.*75, pp.933-954.
- [6] BARD, P.Y. et MENEROUD, J.P., 1987 " Modification du signal sismique par la topographie : cas de la vallée de la Roya (Alpes-Maritimes)," *Bull.liaison Labo P.et CH.* 150/151 Juil Août/Sept Oct 1987 , pp.140-151.
- [7] BERRAH, M.K., ZENDAGUI, D., 1996 " Investigation of wave amplification by a probabilistic approach," *CMM'96*, Ghardaïa, Vol 3, pp.55-60.
- [8] BERRAH, M.K., 1993 " Vibrations aléatoires," *Notes de cours de Post-Graduation* , ENP
- [9] CAPRA, A., DAVIDOVIC, V., 1982, " Calcul dynamique des structures en zone sismique," Eyrolles.
- [10] CELEBI, M., " Topographical and geological amplifications : Case studies and engineering implications," Personal Note.
- [11] CHOUW, N., LE, R., and SCHMID, G., 1993, " Source depth effects on impediment of waves in soil," *Proccedings of the Second European Conference of Structural Dynamics*, Trondheim, Norway, pp.419-426.
- [12] CLOUGH, R.W and PENZIEN, J. , 1975 " Dynamics of structures," McGraw-Hill, New York.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [13] EWING, W.M., JARDETZKY, W.S., PRESS, F., 1957, " Elastic waves in layered media," McGraw-Hill, New York.
- [14] DER KIUREGHIAN , A., 1980 " Structural response to stationary excitation," *Journal of the Engrg. Mech. Division, ASCE*, Vol 106 No EM6, pp.1195-1213.
- [15] DER KIUREGHIAN , A., 1981 " A response spectrum method for random vibration analysis of MDF systems," *Earthquake Eng. and Struc. Dynamics*, Vol 9, pp.419-435.
- [16] DER KIUREGHIAN , A., 1996 " A coherency model for spatially varying ground motions," *Earthquake Eng. and Struc. Dynamics*, Vol 25, pp.99-111.
- [17] DEZFULIAN, H., and, SEED, H.B., " Response of nonuniform soil deposits to travelling seismic waves," *Journal. of the Soil. Mech. and. Foundations Div , ASCE*, Vol.97 No.Sm1, pp.27-46.
- [18] HARADA, T., 1984, " Probabilistic modeling of spatial variation of strong earthquake ground displacements ," *Proceedings of the 8th World Conference on Earthquake Engineering, San Francisco, U.S.A, Vol.2*, pp.605-612.
- [19] HARADA, T. and SHINOZUKA, T., 1986, " Ground deformation spectra," *Proceedings of the 3rd U.S. National Conference on Earthquake Engineering, Charleston, South Carolina*, pp.2191-2202.
- [20] HARADA, T., 1992, " Stochastic wave model of seismic ground motion," *Proc. 10th. World Conference on Earthquake Engineering, Madrid*, pp.811-816.
- [21] HARICHANDRAN, R.S., and VANMARCKE, E.H., 1984, " Stochastic variation of earthquake ground motions in space and time," *Jour. of the Engrg. Mech. Division, ASCE*, Vol 112 No.2, pp.154-174.
- [22] HASKELL, N.A., 1953, " The dispersion of surface waves on multilayered media," *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol 43, pp.17-34.
- [23] HINDY, A. and NOVAK, M., 1984, " Pipeline response to random ground motion," *Jour. of the Engrg. Mech. Division, ASCE*, Vol 106 No.Em2, pp.339-360.
- [24] HOSHIYA, M., and ISHII, K., 1983, " Evaluation of kinematic interaction of soil-foundation systems by a stochastic model," *Soil. Dyn. and Earthquake Engrg.*, Vol 2(3), pp.128-134.
- [25] IDRIS, I.M, and SEED, H.B., 1968 " Seismic response of horizontal soil layers," *Journal. of the Soil. Mech. and. Foundations Div , ASCE*, Vol.94 No Sm4, pp.1003-1031.
- [26] KAUSEL, E., and ROESSET, J.M., 1981, " Stiffness matrices for layered soils," *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol 71, No.6, pp.1743-1761.
- [27] KAUSEL, E., and PEEK, R., 1982, " Dynamic loads in the interior of a layered stratum: an explicit solution," *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol 72, No.5, pp.1459-1481.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [28] KAUSEL, E., and PAIS, A., 1984, " Deconvolution of stochastic SH-wave motions in soil deposits," *M.I.T. Dept. of Civ. Engrg. Res. Report R84-09*.
- [29] KAUSEL, E., and PAIS, A., 1987, " Stochastic deconvolution of earthquake motions," *Journal of the Eng. Mech. Division, ASCE, Vol.113, No.2*, pp.266-277.
- [30] KAWASE, H., and, AKI, K., 1989 " A study on the response of soft basin for incidence S, P and Rayleigh waves with special reference to the long duration observed in Mexico City, " *Bull. Seism. Soc.Am, Vol 79, No.5* ,pp.1361-1382.
- [31] KOLSKY, H., 1963, " Stress waves in solids," Dover Publications Inc, New York.
- [32] KURIBAYASHI, E., et al., 1992, " Site effects of earthquake ground motions," *Proc. 10th. World Conference on Earthquake Engineering, Madrid*, pp.947-951.
- [33] LYSMER, J. ,SEED ,H.B., and SCHNABEL, P., 1971 " Influence of base rock characteristics on ground response," *Bull.Seism.Soc.Am, Vol.61, No.5*, pp.1213-1231.
- [34] NEWLAND, D.E., 1984, " An introduction to random vibrations and spectral analysis," Longman Inc., New York.
- [35] O'ROURKE, M.J., CASTRO, G., and, HOSSAIN, I., 1984, " Horizontal soil strain due to seismic waves," *Journal. of the Geotech. Engrg., ASCE, Vol.110 No.9*, pp.1173-1187.
- [36] OHTA, T., et al., 1986, " Research on the strong motion in Mexico-City during the earthquake of September 19, 1985 Michoacan Guerrero, Mexico," *Kajima. Inst. Constr. Techn., Report No.68*.
- [37] PAIS, A., and KAUSEL, E., 1985, " Stochastic response of foundations," *M.I.T. Dept. of Civ. Engrg. Res. Report R85-6*.
- [38] PECKER, A. , 1984, " Dynamique des sols," Presses de l'E.N.P.C, Paris.
- [39] PRÈSS, W.H., et al., 1986, " Numerical recipes," Cambridge University Press, London.
- [40] POCESKI, A., 1969, " The ground effect of the Scapie July 26 1963 earhtquake, " *Bull. Seism. Soc. Am., 59*, pp.1-22.
- [41] REID, H.F., 1910, " The California earthquake of April 18, 1906," in *The Mechanics of The Earthquake, Vol.2, Report of the State Earth. Invest. Comms., Carnegie. Inst. Washg., Publication 87*, Washington, D.C.
- [42] SCHNABEL, P.B., LYSMER, J. and SEED, H.B., 1972," SHAKE-A computer program for earthquake response analysis of horizontally layered sites," Report No. EERC 72-12, Earthquake Engineering Research Center, University of California, Berkeley.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [43] SANCHEZ, F.J., RAMOS-MARTINEZ, J. and CAMPILLO, M., 1993, " An indirect boundary element method applied to simulate the seismic response of alluvial valleys for incident P, S and Rayleigh waves, " *Earthquake. Engrg. and Struct. Dyn.*, Vol.22, pp.279-295.
- [44] SCHNABEL , P. ,SEED ,H.B., and LYSMER, J., 1972 " Modification of seismograph records for effects of local soil conditions" *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.62, No.6, pp.1649-1664.
- [45] SCHNEIDER , et al., 1992 " The spatial variation of earthquake ground motion and effects of local site conditions" *Proc. 10th. World Conference on Earthquake Engineering*, Madrid, pp.967-972.
- [46] SCHUELLER, G.I., and, SHINOZUKA, M., 1987, " Stochastic methods in structural dynamics," Martinus Nijhoff Pub., Dordrecht
- [47] SOMMERVILLE, P.G., et al, 1988, " The influence of site conditions on the spatial incoherence of ground motions," *Int. Workshop on Spat. Var. of Earthq Ground Motion*. New Jersey., pp.1-21.
- [48] TAJIMI, H., 1960 " A Statistical method of determining the maximum response of a building structure during an earthquake," *Proc. of the Second. World Conf. on Earth. Engrg*, Tokyo et Kyoto, Japan, pp.781-797.
- [49] TASSOULAS, J.L. and ROESSET, J.M., 1988 " Wave propagation in a rectangular valley, " *Personnal Note*, pp.1-19.
- [50] THEOHARIS, A., DEODATIS, G., and PAPAGEORGIOU, A., 1992, " Frequency-wave number Fourier amplitudes of seismic ground motion in a multiple-layered half-space due to a Haskell-type source," *Proc. 10th. World Conference on Earthquake Engineering*, Madrid, pp.1121-1126.
- [51] TOKIDA, K.I., et al., 1992, " Effects of geological irregularities on ground motion characteristics," *Proc. 10th. World Conference on Earthquake Engineering*, Madrid, pp.669-672.
- [52] THOMSON, W.T., 1950, " Transmission of elastic waves through a stratified solid medium," *Jour. Appl. Phys.*, 21(1), pp.89-93.
- [53] TRIFUNAC, M.D., 1990, " How to model amplification of strong earthquake motions by local soil and geological site conditions," *Earthquake. Engrg. and Struct. Dyn.*, Vol.19, pp.833-846.
- [54] UKON, H., et al, 1992, " Ground motion analysis using dynamic stochastic finite element method," *Proc. 10th. World Conference on Earthquake Engineering*, Madrid, pp.873-878.
- [55] VANMARCKE, E., 1983 " Random fields analysis and synthesis," MIT Press, Cambridge, Massachusetts.
- [56] WHITE, J.E, 1965, " Seismic waves," McGraw-Hill, New York.
- [57] WOLF, J.P., 1985, " Dynamic soil-structure interaction," Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey.

Références bibliographiques

- [58] WOLF, J.P., 1988, "Soil-structure interaction analysis in time domain," Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey.
- [59] WOOD, H.O., 1908, " Distribution of apparent intensity in San Francisco," in: The California Earthquake of April 18, 1906, Report of the State. Earth. Invest. Comms., Carnegie. Inst. Washg., Washington, D.C., pp. 220-245.
- [60] ZEEVAERT, L., 1964, " Strong ground motions recorded during earthquakes of May the 11th and 19th 1962 in Mexico City," *Bull. Seism. Soc. Am.*, 54, pp209-231.
- [61] ZENDAGUI, D., BERRAH, M.K., 1996, " Contribution à l'étude de la déamplification stochastique du signal sismique," *Premier Colloque National de Génie parasismique*, pp- 215-223.
- [62] ZERVA, A., SHINOZUKA, M., 1988, " Stochastic differential ground motion, *Personnal Note* .