



Propagation d'ondes sismiques dans les bassins sédimentaires: des effets de site à l'interaction site-ville

Marc Kham

► **To cite this version:**

Marc Kham. Propagation d'ondes sismiques dans les bassins sédimentaires: des effets de site à l'interaction site-ville. Engineering Sciences [physics]. Ecole des Ponts ParisTech, 2004. English. <pastel-00001231>

HAL Id: pastel-00001231

<https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-00001231>

Submitted on 6 May 2005

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

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

Laboratoire Central des Ponts et Chaussées

THÈSE DE DOCTORAT

présentée par

Marc KHAM

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE NATIONALE DES PONTS ET CHAUSSÉES

PROPAGATION D'ONDES SISMIQUES DANS LES BASSINS SÉDIMENTAIRES : DES EFFETS DE SITE À L'INTERACTION SITE-VILLE

devant le jury composé de :

M. Clouteau, École Centrale Paris	rapporteur
M. Rivera, EOST – IPGS	rapporteur
M. Vilotte, CNRS/INSU (UMR 7580)	examineur
M. Virieux, UMR Géosciences Azur (CNRS)	examineur
M. Bard, LGIT/LCPC	directeur de thèse
M. Semblat, LCPC-Paris	conseiller de thèse
M. Modaressi, BRGM	invité
M. Dangla, LCPC/LMSGC	invité

Je tiens à remercier chaleureusement mes responsables pour leur participation dans l'élaboration de ce travail : en premier lieu, mes deux conseillers d'étude, Jean-François Semblat et Patrick Dangla, pour le support théorique qu'ils m'ont apporté sur les équations intégrales de frontière et, plus généralement, pour leurs conseils méthodologiques dans la résolution des différents problèmes abordés tout au long de la thèse. Je n'oublie surtout pas mon directeur de thèse, Pierre-Yves Bard, dont les analyses éclairées ont plus d'une fois jeté la lumière sur des questions délicates.

A travers lui, je voudrais également remercier les participants du projet ACI, qu'il m'a été très profitable de côtoyer lors des réunions régulières : P-Y. Bard, P. Guéguen, J-F. Semblat, J-L. Chazelas, P. Argoul, D. Clouteau, N. Mezher, O.A. Ishizawa, C. Boutin, P. Roussillon, S. Hans, C. Tsogka et A. Wirgin.

Je tiens aussi à exprimer ma reconnaissance aux participants du projet EuroSeisTest, sur le travail desquels s'est grandement appuyée la rédaction du Chapitre 1. A cet effet, je veux donner une mention spéciale à M^{elle} Mar Tapia de l'Institut Cartographique de Catalogne (Barcelone, Espagne), pour sa participation très enthousiaste et rafraîchissante à mon travail, ainsi qu'à M^{elle} Emily Parara, dont la contribution a été très appréciable dans l'élaboration des différents modèles d'éléments de frontière qui nous ont donné du fil à retordre.

Il y a encore tous les acteurs indirects mais non moins essentiels qui amoindrissent la lourdeur de l'effort et rendent la réussite d'un projet possible. Il s'agit des personnes de son entourage, chez qui on trouve soutien, réconfort et la volonté de continuer.

Parmi ces personnes, je veux absolument citer ceux qui auront été mes collègues au Laboratoire Central des Ponts et Chaussées : Pierre Humbert, Alain Dubouchet, Jacques Oczkowski, Stéphane Rigobert, Claude Rospars, Christiane Doh pour l'équipe exceptionnelle des Modèles Numériques. Mais il y a également tous les autres, si nombreux que je me contenterai de leur adresser un salut global, qui ont ponctué le déroulement de ma thèse au sein du laboratoire : mes camarades doctorants et post-doctorants du LCPC ou de l'École des Ponts, à qui je souhaite plein de réussite, ainsi que les autres acteurs de ces deux laboratoires, que j'ai eu la chance de rencontrer.

Enfin, à cette longue liste, je tiens à ajouter très brièvement mes sentiments tendres et affectueux en direction de mes proches et de mes vieux amis, qui resteront toujours les remparts inébranlables de ma volonté.

Résumé

Pour expliquer la forme particulière des signaux enregistrés lors du séisme de Mexico de 1985 (durée importante et présence de battements monochromatiques), certaines analyses mettent en avant le rôle potentiellement actif des structures de surface. Outre l'amplification des ondes sismiques dans les formations sédimentaires (« effets de site »), les bâtiments pourraient donc, dans les zones densément urbanisées, transmettre de l'énergie au sol à la faveur d'un couplage spécifique. L'aléa sismique en milieu urbain serait alors conjointement influencé par les conditions de site d'une part et la configuration urbaine d'autre part, l'ensemble caractérisant l'« *interaction site-ville* ». Un projet de recherche français (ACI-CATNAT) soutenu par le Ministère de la Recherche vise ainsi à caractériser le *mouvement sismique en milieu urbain*, et notamment l'interaction potentielle entre des formations sédimentaires et un réseau dense de bâtiments.

Dans cette thèse, l'amplification des ondes sismiques dans les bassins sédimentaires et l'interaction site-ville sont analysées simultanément à l'aide de la méthode des éléments de frontière¹. Les différentes étapes de cette analyse sont les suivantes :

- l'amplification des ondes sismiques dans les formations sédimentaires est étudiée en fonction des caractéristiques du bassin considéré. En lien avec le projet européen EuroSeisRisk, ces résultats généraux sont complétés par une analyse de la réponse du bassin de Volvi (Grèce) à l'aide de modèles de niveau de complexité variable et sous différents types de sollicitations.
- un modèle site-ville simplifié (bassin assimilé à une couche unidimensionnelle) permet ensuite d'étudier finement le mouvement sismique en milieu urbain en faisant varier les paramètres caractéristiques du problème.
- un modèle site-ville plus réaliste incluant un bassin sédimentaire réel (centre de Nice) est ensuite considéré. La réponse du système site-ville est ainsi analysée pour des modèles de ville de complexité croissante. L'interaction site-ville est en particulier étudiée en tenant compte de la contribution des effets de bassin (piégeage des ondes de surface).

Les principaux résultats obtenus concernent essentiellement l'amplification des ondes sismiques dans les bassins sédimentaires (influence de la stratification et de la géométrie) et la caractérisation du mouvement sismique en milieu urbain (mouvement au sol dans la ville, champ d'ondes rayonné à l'extérieur de la ville...). L'ensemble de ces résultats confirme l'influence non négligeable de la ville, en particulier si elle est dense, sur le niveau et la répartition de l'aléa sismique en milieu urbain. Les configurations urbaines favorables à l'interaction site-ville sont discutées tant pour des modèles site-ville simplifiés que pour des modèles plus réalistes. Les paramètres contrôlant l'interaction site-ville sont essentiellement les fréquences des bâtiments, du sol et de la sollicitation, la densité et la structure de la ville, le type d'onde incidente. Ce travail propose donc une analyse méthodique et détaillée de l'interaction site-ville qui, pour des modèles site-ville réalistes, aboutit à des comparaisons probantes avec des enregistrements sismiques réels.

¹ une analyse de l'interaction onde sismique/cavité souterraine est par ailleurs proposée

Abstract

In order to explain the specific shape of seismic signals recorded in Mexico city during the 1985 earthquake (duration lengthening and monochromatic beatings), the potentially active role of surface structures has been pointed out by some analyses. In dense urban areas, seismic wave amplification in alluvial deposits ("site effects") can be additionally strengthened by the buildings vibration at the free surface. Seismic hazard in urban areas could thus be influenced by both site conditions and urban configuration, defining the "Site-City Interaction" (SCI). In France, a national project (ACI-CATNAT) has been promoted by the Research Ministry in order to characterize the seismic motion in urban areas, especially the potential interaction between the sedimentary deposits and a dense buildings array.

In this work, amplification of the seismic wavefield in sedimentary basins and site-city interaction are analyzed simultaneously, using the boundary elements method. The different steps of the analysis are as follows:

- the amplification of seismic wavefield in sedimentary deposits is firstly analyzed with respect to the basin features. In the Framework of the EuroSeisRisk project, the case of the Volvi european test site (Greece) is considered, using models with configuration of various accuracy levels and different kinds of solicitation.
- the seismic motion in the city is then investigated through a simplified site-city model (basin assumed one dimensional), using various parameters of both site and city.
- realistic site-city models with various city configurations over a real alluvial basin (center of Nice) are finally investigated. The site-city response is characterized taking into account basin effects (trapped surface waves).

In this work, the amplification of seismic waves in sedimentary basins according to stratification and geometry as well as the characterization of the seismic motion in the urban area (surface total motion or radiated wavefield ...) are mainly stressed on. The major influence of the city, especially when densely built, on the seismic hazard level and distribution along the city is highlighted. Urban configurations favorable and unfavorable to the site-city effect are also discussed, and lead to conclusions that the controlling parameters are essentially the buildings, soil and solicitation dominant frequencies, the city density and structural features, the incident wavetype. This work is founded on a rigorous and detailed analysis of the site-city interaction, and leads to satisfactory comparisons between seismic recordings and simulated solutions in the case of a realistic site-city model.

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION

CHAPITRE 1 : Amplification des ondes sismiques dans les bassins
sédimentaires :

cas du site test européen de Volvi

1	Amplification des ondes sismiques dans les formations sédimentaires	11
1.1	Aléas local et régional	11
1.2	Méthodes expérimentales d'évaluation des effets de site	12
1.2.1	Méthode des rapports spectraux	13
1.2.2	Méthode des fonctions récepteurs	13
1.2.3	Méthode de Nakamura	13
1.3	Prise en compte réglementaire des effets de site [Pitilakis, 1999]	14
1.3.1	Définition de l'aléa sismique dans la réglementation parasismique	14
1.3.2	Prise en compte des effets de site dans les spectres d'aléa sismique	14
1.3.3	Limitations du cadre réglementaire	15
1.4	Caractérisation des effets de site dans les remplissages sédimentaires	15
1.4.1	Effets stratigraphiques 1D	15
1.4.2	Effets de bassin 2D	16
1.5	Modélisation des effets de site structuraux	19
1.5.1	Modèles unidimensionnels	19
1.5.2	Modèles bidimensionnels	19
1.5.3	Modèles tridimensionnels	20
1.5.4	Méthodes vibratoires	20
1.6	Exemple d'effets 2D dans le cas de vallées elliptiques	20
2	Modélisation des effets de site dans le bassin de Volvi	23
2.1	Site test européen de Volvi	23
2.2	Description de la vallée de Volvi	25
2.2.1	Contextes géographique et géologique	25
2.2.2	Reconnaissance du sous-sol	25
2.2.3	Structure lithologique du sous-sol	26
2.3	Bilan des analyses d'effets de site à Volvi	27
2.3.1	Présentation des réseaux sismologiques et accélérométriques	27
2.3.2	Evènements mesurés	27
2.3.3	Synthèse des travaux sur les effets de site à Volvi	28
2.3.4	Discussion sur les méthodes d'évaluation des effets de site	28
3	Modélisation des effets de site dans le bassin de Volvi	29
3.1	Bassin de Volvi : modèle complet et modèle simplifié	30
3.2	Modélisation par équations intégrales de frontière	30
4	Amplification dans le bassin sous sollicitation SH	30

TABLE DES MATIÈRES

4.1	Fonctions de transfert en onde SH	30
4.2	Réponse temporelle sous une sollicitation impulsionnelle en onde SH ..	33
5	Amplification dans le bassin pour un séisme réel (SH)	36
5.1	Analyse des réponses temporelles	36
5.2	Analyse des diagrammes de dispersion.....	41
5.3	Analyse temps/fréquence de la réponse au centre de la vallée	41
5.4	Conclusions	43
6	Amplification dans le bassin sous sollicitation SV	43
6.1	Fonctions de transfert en onde SV	44
6.2	Fonctions de transfert numériques et expérimentales.....	46
6.3	Réponse temporelle sous une sollicitation impulsionnelle en onde SV ..	47
7	Amplification dans le bassin pour un séisme réel (SV)	49
7.1	Séisme de mai 1995	49
7.2	Séisme de juin 1994	50
7.3	Schéma de diffraction du mouvement surfacique.....	50
7.4	Analyse temps/fréquence de la réponse au centre de la vallée	54
7.5	Conclusions	54
8	Conclusions générales	55

CHAPITRE 2 : Interaction onde / structure à l'échelle locale :

analyse pour une cavité souterraine

1	Introduction	59
1.1	Vulnérabilité des ouvrages souterrains : connaissances actuelles	59
1.1.1	Observations des dommages à la suite de grands tremblements de terre.....	59
1.1.2	Analyse statistique des dommages dus aux séismes.....	61
1.2	Méthodes usuelles d'analyse de la vulnérabilité des ouvrages souterrains.....	62
1.3	Vers une prise en compte de l'interaction dynamique onde/cavité....	63
1.4	Analyse de l'interaction onde/cavité : motivations et objectifs.....	64
2	Modèles de cavité souterraine	64
2.1	Description du modèle de cavité dans un demi espace ouvert	64
2.2	Formulation des équations d'équilibre	64
2.3	Solutions analytiques du problème de la cavité dans un 1/2 espace infini	66
2.3.1	Hypothèse simplificatrice sur le champ diffracté	66
2.3.2	Solutions analytiques pour une onde de type SH	67
2.3.3	Solutions analytiques pour une onde de type SV	68
2.4	Modèle numérique de la cavité dans un demi-espace infini	69
2.4.1	Rappel de quelques principes fondamentaux sur les équations intégrales de frontière	69
2.4.2	Formulation intégrale pour le problème de la cavité dans un demi-espace.....	71
3	Analyse de l'interaction dynamique onde/cavité	73
3.1	Caractéristiques du modèle onde/cavité	73
3.2	Interaction onde/cavité sous une onde de type SH.....	74

3.2.1	Analyse de la réponse à la surface libre	74
3.2.2	Analyse de la réponse en paroi de cavité.....	75
3.3	Interaction onde/cavité sous une onde de type SV.....	77
3.3.1	Analyse de la réponse à la surface libre	77
3.3.2	Analyse des contraintes en paroi de cavité.....	78
3.3.3	Influence de l'angle d'incidence.....	79
3.4	Bilan de l'interaction onde/cavité simple.....	83
4	Interaction dynamique onde/double-cavité	85
4.1	Influence de la profondeur d'enfouissement	86
4.1.1	Mouvement à la surface libre	86
4.1.2	Contrainte sur la paroi de la cavité.....	88
4.2	Influence de la distance entre cavités.....	89
4.2.1	Mouvement à la surface libre	89
4.2.2	Analyse de la contrainte en paroi.....	91
4.3	Influence de l'angle d'incidence	92
4.3.1	Amplification du mouvement à la surface libre.....	93
4.3.2	Contrainte de cisaillement en paroi.....	93
4.4	Influence de la position relative des cavités	93
4.4.1	Amplification du mouvement à la surface libre.....	94
4.4.2	Contrainte de cisaillement en paroi.....	96
4.4.3	Influence de l'angle d'incidence.....	98
4.5	Bilan de l'interaction onde/double-cavité	101
5	Conclusions générales	102

CHAPITRE 3 : Interaction site-ville : modèle simplifié sous excitation SH

1	Des effets de site à l'interaction site-ville	105
1.1	Amplification des ondes sismiques par un bassin sédimentaire ou « effets de site »	105
1.2	Analyse à l'échelle locale : Interaction Sol-Structure-Sol	105
1.3	Analyse à l'échelle globale : Interaction site-ville	106
2	Méthode d'analyse de l'interaction site-ville	107
2.1	Description du modèle de site.....	107
2.2	Description du modèle de ville	107
2.3	Description de la sollicitation	108
2.4	Analyse de l'interaction site-ville : démarche adoptée.....	108
2.4.1	Choix des paramètres prépondérants.....	108
2.4.2	Caractérisation de l'interaction site-ville	108
2.5	Modélisation numérique de l'interaction site-ville	110
2.5.1	Généralités sur la méthode des éléments de frontière.....	110
2.5.2	Modèle d'éléments de frontière pour la configuration en bassin sédimentaire	110
2.5.3	Modèle d'éléments de frontière pour les immeubles	111
2.5.4	Réponse du modèle de sol en champ libre	111
2.5.5	Caractéristiques vibratoires de la structure incluant l'interaction avec le sol.....	113
2.6	Réponse d'un immeuble isolé dans le modèle de bassin simplifié.....	114

TABLE DES MATIÈRES

3	Modèle de ville homogène périodique sous excitation SH	116
3.1	Influence du nombre d'immeubles	116
3.1.1	Effet de groupe des immeubles	116
3.1.2	Vibrations des immeubles	117
3.1.3	Perturbations en surface eu sein de la ville	117
3.1.4	Ondes rayonnées par la ville	118
3.1.5	Analyse de l'énergie	119
3.2	Influence de la profondeur de la couche	120
3.2.1	Vibrations au sommet des immeubles	120
3.2.2	Perturbations en surface entre immeubles	122
3.2.3	Cohérence spatiale du mouvement en surface au sein de la ville	124
3.2.4	Perturbations rayonnées à l'extérieur de la ville	127
3.2.5	Analyse de l'effet de décorrélation	129
3.2.6	Aspects énergétiques	132
3.3	Influence de la fréquence d'excitation (Ricker)	133
3.3.1	Sur la transmission des vibrations d'immeubles vers le sol	134
3.3.2	Sur la capacité rayonnante de la ville	134
3.3.3	Effets cohérent et incohérent	134
3.3.4	Analyse de l'énergie	136
3.3.5	Analyse de la durée des signaux à l'intérieur de la ville	138
4	Modèle de ville hétérogène non périodique sous excitat° SH	139
4.1	Limitations du cas périodique	139
4.2	Modèle de ville non périodique	139
4.2.1	Caractéristiques des immeubles	139
4.2.2	Distribution de la ville non périodique	139
4.2.3	Choix des paramètres prépondérants	140
4.2.4	Analyse des vibrations d'immeubles	140
4.3	Réponses à l'intérieur de la ville	142
4.3.1	Analyse des perturbations	142
4.3.2	Analyse de la longueur de cohérence spatiale	145
4.4	Analyse des perturbations à l'extérieur de la ville	146
4.5	Influence de la fréquence d'excitation (Ricker)	146
4.6	Analyse énergétique	147
4.7	Analyse de la durée des signaux eu sein de la ville	149
5	Conclusions générales	150

CHAPITRE 4 : Interaction site-ville : modèle simplifié sous excitation SV

1	Introduction	155
2	Modèle site-ville simplifié sous excitation SV	155
2.1	Description des modèles de site et de ville : récapitulatif	155
2.1.1	Modèle de sol	156
2.1.2	Modèle de ville	156
2.1.3	Étude paramétrique	156
2.1.4	Paramètres calculés	156
2.2	Réponse du modèle simplifié de sol en champ libre	157
2.3	Réponse d'un immeuble isolé pour le modèle de bassin simplifié	158

2.3.1	Caractéristiques vibratoires de la structure incluant l'interaction avec le sol.....	158
2.3.2	Réponse d'un immeuble isolé.....	158
3	Modèle de ville homogène périodique sous excitation SV	159
3.1	Influence de la variation du nombre d'immeubles.....	159
3.1.1	Réponses aux sommets.....	159
3.1.2	Réponses en surface au sein de la ville.....	160
3.1.3	Ondes rayonnées par la ville.....	161
3.1.4	Analyse énergétique.....	161
3.2	Influence de l'épaisseur de couche.....	163
3.2.1	Vibrations au sommet des immeubles.....	163
3.2.2	Perturbations en surface entre immeubles.....	164
3.2.3	Cohérence spatiale du mouvement en surface au sein de la ville	165
3.2.4	Perturbations rayonnées par la ville.....	168
3.2.5	Analyse énergétique.....	169
3.3	Influence de la fréquence d'excitation (Ricker).....	170
3.3.1	Vibrations d'immeubles et perturbations engendrées dans la ville	170
3.3.2	Ondes rayonnées par la ville.....	170
3.3.3	Analyse énergétique.....	171
3.3.4	Analyse de la durée des signaux.....	173
4	Modèle de ville hétérogène non périodique sous excitation SV	174
4.1	Modèle simplifié de ville inhomogène non périodique.....	175
4.2	Réponses au sommet des immeubles.....	175
4.3	Réponses du sol au sein de la ville.....	177
4.3.1	Analyse des perturbations.....	177
4.3.2	Longueur de cohérence spatiale au sein de la ville.....	178
4.3.3	Mouvement dans la ville : principaux résultats.....	180
4.4	Perturbations rayonnées par la ville.....	181
4.5	Influence de la fréquence d'excitation.....	181
4.6	Analyse de l'énergie.....	183
4.7	Analyse de la durée des signaux.....	185
5	Conclusions générales	185

CHAPITRE 5 : Interaction site-ville dans un bassin sédimentaire réel :

cas de Nice (France)

1	Modèle site-ville simplifié : résultats et limitations	191
1.1	Principaux résultats.....	191
1.2	Limitations du cas simplifié.....	191
2	Modèles site-ville dans le cas d'un bassin sédimentaire	192
2.1	Sismicité de la région de Nice.....	192
2.2	Modèles site-ville.....	194
2.2.1	Description du modèle de bassin (Nice).....	194
2.2.2	Modèle de ville.....	195
2.2.3	Choix des paramètres prépondérants.....	195
3	Réponse du modèle de bassin en champ libre	196
3.1	Fonction de transfert.....	196

TABLE DES MATIÈRES

3.2	Réponse du modèle de bassin à une sollicitation impulsionnelle (Ricker)	198
3.3	Réponses du modèle de bassin à un séisme.....	199
3.3.1	Séisme du 25 février 2001	199
3.3.2	Réponse de la vallée au séisme	200
4	Modèle de ville homogène périodique	202
4.1	Vibrations d'immeubles.....	202
4.2	Mouvement du sol	203
4.2.1	Perturbations de surface entre immeubles	203
4.2.2	Cohérence spatiale du mouvement du sol.....	206
4.3	Champ d'ondes diffractées par la ville	207
4.4	Analyse énergétique	210
4.5	Etude de la durée	212
5	Modèle de ville inhomogène non périodique au centre du bassin	213
5.1	Vibrations d'immeubles.....	213
5.2	Perturbations transmises dans la ville	215
5.2.1	Perturbations entre immeubles	215
5.2.2	Cohérence spatiale du mouvement surfacique dans la ville.....	216
5.3	Champ d'ondes diffractées.....	216
5.4	Aspects énergétiques.....	220
5.5	Analyse de la durée	221
6	Modèle de ville « réaliste » à la surface du bassin (Nice)	222
6.1	Modèles de ville simplifiés : principaux résultats.....	222
6.2	Modèle de ville « réaliste »	223
6.3	Vibrations des immeubles dans la ville réaliste.....	225
6.4	Mouvement en surface à l'intérieur de la ville réaliste	227
6.4.1	Cohérence spatiale du mouvement en surface à l'intérieur de la ville	227
6.4.2	Perturbations diffractées à l'intérieur de la ville	228
6.5	Analyse énergétique	232
6.6	Analyse de la durée	233
7	Conclusions générales	234

CONCLUSIONS GÉNÉRALES

ANNEXE 1 : Équations intégrales de frontière

1	Équations d'équilibre de la dynamique linéaire	247
2	Théorème de réciprocité	248
3	Représentation intégrale	248
4	Formulation en régime stationnaire	249
5	Représentation intégrale en régime stationnaire	250
6	Équation intégrale – Identité de Somigliana	250
7	Régularisation et intégration numérique	252
8	Formulation des équations intégrales dans le cas d'un remplissage sédimentaire	252
8.1	Représentations intégrales	253
8.2	Équation intégrale.....	255

9	Fonctions de Green du milieu infini	255
9.1	Domaine transitoire.....	255
9.1.1	Cas tridimensionnel	255
9.1.2	Cas bidimensionnel	256
9.2	Domaine stationnaire	256
9.2.1	Cas tridimensionnel	256
9.2.2	Cas bidimensionnel.....	257
10	Calcul du terme libre $C_{ij}(y)$	257

ANNEXE 2 : Mécanique des ondes

1	Équations du mouvement	261
2	Étude de la propagation des ondes planes stationnaires	261
3	Réflexion et transmission d'ondes planes à l'interface entre deux milieux	262
3.1	Loi de Descartes.....	263
3.2	Coefficients de réflexion et de transmission dans le cas du demi-espace plan	264
3.2.1	Onde SH	265
3.2.2	Onde SV	265
3.2.3	Onde P	266
4	Ondes de surface	267
4.1	Ondes de Rayleigh	268
4.2	Ondes de Love	270
5	Diffraction	271
6	Prise en compte de l'amortissement matériel	272
6.1	Définition expérimentale.....	272
6.2	Définition théorique	274
6.3	Modèle rhéologique de Zener.....	276
6.4	Relations remarquables entre les facteurs de qualité	278
7	Comportement anélastique du sol	279

BIBLIOGRAPHIE

INTRODUCTION

Les séismes exercent une grande fascination dans l’imaginaire collectif de par leur brutalité et leur force dévastatrice. Malgré le progrès constant des connaissances scientifiques en matière de compréhension et de prévention, les séismes ne laissent pourtant pas d’être catastrophiques pour les états, non seulement en termes de vies humaines mais aussi de coût économique. Le séisme de Mexico (1985) a par exemple été particulièrement destructeur :

Le 19 septembre 1985, un terrible séisme secoua l’État du Michoacan, au Mexique. Le jour suivant, une réplique de magnitude de moment $M_w = 7,5$ frappa l’Etat du Guerrero. Ces deux événements firent au total 9 500 morts, 30 000 blessés et 100 000 sans-logis. 420 bâtiments furent détruits et 3 124 autres sérieusement endommagés. Le coût total de ce tremblement de terre est estimé à 3 ou 4 milliards de dollars. Ce séisme, distant à près de 400km de la ville de Mexico, y causa pourtant des dégâts particulièrement importants. Ces effets anormalement destructeurs relèvent de la conjonction (funeste) de trois facteurs [Rosenblueth, 1986] [Flores, 1987] [Earthquake Engineering Handbook, 2003] :

- La présence d’un remplissage sédimentaire hérité d’un dépôt lacustre, qui tapisse le sous-sol de la ville. A l’aplomb de la partie la plus profonde de ce bassin, qui correspond à l’emplacement de la vieille ville, la période « naturelle » des dépôts est d’environ 2 secondes.
- La présence dans le quartier de la vieille ville d’immeubles de 10 à 20 étages. Compte tenu de la relation donnant approximativement la période propre T d’un bâtiment en fonction du nombre d’étages N : $T = 0,1N$, la période naturelle de ces bâtiments se situe entre 1 et 2Hz. Or la proximité des périodes naturelles du sol et d’immeubles a tendance à favoriser leur interaction et leur mise en résonance commune.
- A cause de l’éloignement certain de l’épicentre du séisme (400km), les courtes périodes du signal s’amortissent mais les longues périodes, et spécialement celles autour de 2 secondes, demeurent assez énergétiques pour exciter à la fois le sol et les immeubles.

Cet exemple montre que la prévention contre les séismes constitue un enjeu économique et social majeur dans les pays où le risque sismique est significatif.

L’analyse du risque sismique se décline généralement sous trois volets : la caractérisation de l’aléa sismique d’une part, la définition des enjeux d’autre part puis, pour chaque catégorie d’enjeu, l’estimation de la vulnérabilité.

L’*aléa sismique* caractérise l’événement sismique en lui-même. Tout l’objet de la recherche sur cet aspect consiste alors à donner une description quantitative des effets attendus à l’aide d’un certain nombre de paramètres, et de pouvoir prédire la valeur de ces paramètres pour des séismes futurs. Ces paramètres se classent eux-mêmes en trois catégories, selon les trois facteurs principaux qui décomposent l’effet mesurable d’un séisme : les paramètres liés à la source, ceux liés au trajet et ceux liés aux conditions locales.

Caractérisation du mouvement sismique

Selon le mécanisme de rupture (failles coulissante, normale ou inverse) et la géométrie (dimension et orientation) de la faille, les effets du séisme, surtout en champ proche, peuvent être très différents. Lorsque le séisme est situé en champ proche, il faut aussi tenir compte d’une répartition particulière du mouvement dans une direction privilégiée, ou *directivité de la source*.

Lors du trajet de la source jusqu’au site, les ondes sismiques s’amortissent par dissipation énergétique dans la croûte terrestre. Cette dissipation est en général caractérisée par un taux d’amortissement Q . L’amplitude des ondes sismiques est donc d’autant plus diminuée que la distance du foyer au site est grande (fonction exponentielle). Cette influence du trajet est prise en compte à l’aide de *lois d’atténuation*, donnant, comme sa dénomination l’indique, l’amplitude locale d’un séisme en fonction de la distance du foyer.

INTRODUCTION

Comme l'exemple de Mexico en atteste, les conditions locales peuvent considérablement modifier le mouvement sismique en surface. Les effets liés aux conditions locales, appelés aussi « *effets de site* », sont communément classés en deux catégories : les effets de site topographiques et les effets de site lithologiques.

Les effets de site topographiques sont liés aux accidents géologiques du relief. Par exemple, une géométrie plutôt convexe (collines, montagnes ...) tend à amplifier le mouvement sismique au sommet, et une géométrie concave à le désamplifier à la base [Gaffet, 1989] [Bard, 1994] [Bourdeau, 2003] [Paolucci, 2002]. Ces effets de site topographiques mettent en jeu une focalisation particulière du champ d'ondes.

Les effets de site lithologiques sont liés à la nature des roches qui composent le sous-sol. Du fait des contrastes de rigidité qui existent entre les couches sédimentaires de subsurface et les formations sous-jacentes plus rigides, les ondes sismiques subissent d'importantes réverbérations aux interfaces entre ces couches. Il en résulte une amplification significative du mouvement sismique en surface et un prolongement de sa durée [Bard, 1985].

Les effets de site liés aux remplissages sédimentaires sont bien connus des sismologues sous le nom d'effets de bassin. L'amplification du mouvement sismique induite par ces effets de bassin est contrôlée par sa géométrie particulière favorisant plus ou moins la focalisation des ondes sismiques, par le contraste de rigidité entre les sédiments du bassin et les roches du substratum et par l'amortissement intrinsèque du sol [Bard & Bouchon, 1985] [Bard & Bouchon, 1980a, 1980b].

L'importance de ces effets de site sur l'aggravation du risque sismique conduit au développement de méthodes destinées à les mesurer et de modèles destinés à les caractériser. L'attention grandissante de la communauté scientifique pour cette problématique a donné le jour au projet EuroSeisTest en 1993 [EuroSeisTest, 1995]. Un site test européen est choisi à Volvi (Grèce) et vise à offrir aux scientifiques du monde entier une base de données sismologiques complètes et uniques (données géotechniques sur le sous-sol, enregistrements d'événements sismiques ...), non seulement pour une meilleure compréhension des effets de site mais pour la recherche parasismique en général.

Des effets de site à l'interaction site-ville

Pour une catégorie d'enjeux donnée, le *risque sismique* est défini comme la mise en rapport du niveau d'aléa sismique dans une zone sismique donnée et du niveau de *vulnérabilité* (c'est-à-dire le seuil d'intégrité exigible) des constructions qui sont présentes dans cette zone.

Dans les méthodes actuelles d'analyse du risque, l'analyse de ce problème est généralement conduite en deux étapes : la définition de l'aléa d'une part, et la détermination de la vulnérabilité de l'autre. Elles ne tiennent pas compte des éventuelles interactions croisées qui peuvent exister. Par exemple, la réponse d'un bâtiment sera évaluée sans tenir compte de son environnement urbain ou encore, les effets de site ne seront étudiés que pour des profils de sol exempts de toutes structures. Cet état de fait procède de l'hypothèse, dans une certaine mesure vraisemblable, que l'énergie mis en jeu par les structures est sans commune mesure avec celle produite par le sol.

Pourtant, certaines expériences montrent que la présence de structures superficielles peut significativement modifier la réponse du sol et, par ce biais, avoir une influence réciproque les unes sur les autres [Jennings, 1968, 1970] [Erlingsson, 1996, 1999]. Cela signifierait alors que ces structures rétroagissent sur la détermination de l'aléa. En transposant cette idée au cas d'un milieu urbain, où les enjeux sont considérables, il semble que la définition du risque sismique telle qu'elle a été introduite plus haut, et découplant aléa d'une part et vulnérabilité de l'autre, devienne insuffisante.

Cette impression est confirmée par des observations récentes (Mexico, 1985. Kobe, 1995), étayée ultérieurement par des analyses fines [Guéguen, 2000] [Chávez-García, 2002a], qui montrent l'impact possible d'un réseau de structures sur les caractéristiques du mouvement sismique. C'est de cette idée que la ville serait indissociable du site dans la caractérisation de l'aléa sismique en milieu urbain qu'émerge la notion d'« *interaction site-ville* ».

Interaction sol/structure et interaction site-ville

Depuis les travaux de Housner en 1957 [Housner, 1957], il est aujourd'hui solidement établi que la réponse d'une structure fondée sur un sol est différente selon la nature de celui-ci et le mode de déformation considéré (rotation, flexion, translation ...). En particulier, ces deux critères font évoluer la fréquence propre de vibration et le taux d'amortissement. Dès lors, la structure et le sol forment un système dont la réponse doit être envisagée globalement. Cette idée est la base de l'analyse de l'*interaction sol/structure*, communément admise aujourd'hui. Nous savons également que les effets de site dus à un remplissage sédimentaire peuvent conduire à des amplifications importantes du mouvement sismique. Il ne semble dès lors pas dénué de sens d'élargir le concept d'interaction sol/structure à celui d'*interaction site/structure*.

Certaines expériences, rapportées par Sezawa et al. [Sezawa, 1935], Jennings [Jennings, 1970] ou Kanamori et al. [Kanamori, 1991], indiquent que l'énergie des vibrations produites par une structure de surface peut se transmettre dans le sol jusqu'à des distances non négligeables. Ces observations sont corroborées par des études ultérieures : à cet égard, citons celles de Guéguen [Guéguen, 2000a, 2000c] avec un modèle réduit de bâtiment sur le site-test de Volvi. Elles montrent notamment que la transmission des vibrations vers le sol est d'autant plus favorisée que les fréquences propres de la structure et du sol sont proches. Ces analyses répondent à celles de Chávez-García et Bard [Chávez-García & Bard, 1990], Wirgin [Wirgin, 1988] ou Clouteau et al. [Clouteau, 2001] qui montrent que les structures de surface se comportent comme des objets diffractants sur le signal sismique incident.

La notion d'interaction structure/sol suggère ainsi l'hypothèse qu'une structure isolée sollicitée par une source sismique est capable d'influencer en retour le mouvement du sol. Si cette hypothèse était validée, cela signifierait que l'aléa sismique perçu par une structure pourrait être modifié par des structures voisines. Cette « contamination » de la réponse d'une structure par une autre constitue ce que nous appelons *interaction structure/sol/structure* [Guéguen, 2000b, 2000c].

Certains indices démontrent l'existence d'une telle interaction. Citons une observation suivie d'une analyse faite par Erlingsson et Bodare [Erlingsson, 1996, 1999] : lors d'un concert de rock qui eut lieu dans le stade Ullevi (Gothenburg, Suède), le public placé sur la pelouse commença à sauter au rythme de la musique. Ces sauts cadencés provoquèrent des dommages aux installations. D'après Erlingsson et Bodare, la cadence des sauts ($f \approx 2\text{Hz}$) étaient relativement bien corrélée à la fréquence prédominante du sol, constitué d'un dépôt argileux d'une cinquantaine de mètres. Cette configuration aurait favorisé la transmission de l'énergie des sauts via le sol jusqu'aux gradins.

Les analyses plus récentes de Kitada et al. [Kitada, 1998], Guéguen [Guéguen, 2000c] ou Chazelas [Chazelas, 2003] sur la réponse d'une structure en fonction de son proche voisinage abondent dans le même sens.

Toutes ces analyses indiquent qu'un réseau dense d'immeubles pourrait modifier l'aléa sismique à l'intérieur d'une ville. Bien que des idées similaires étaient accréditées de longue date par certaines études [Housner, 1957] [Jennings, 1968, 1970] [Luco, 1973], elles restaient une simple possibilité théorique sans vérification en conditions réelles.

A ce titre, le séisme de Mexico de 1985 constitue probablement un tournant décisif. Durant ce séisme particulièrement destructeur, le mouvement sismique avait été considérablement amplifié par les effets de site dus au remplissage lacustre sur laquelle est construite la ville [Rosenblueth, 1986] [Flores, 1987] [Campillo, 1990] [Sanchez-Sesma, 1993] [Mateos, 1993]. Par ailleurs, le mouvement du sol était également très allongé [Arciniega, 1993] et surtout, animé par des battements monochromatiques. Ces deux phénomènes ne reçoivent à ce jour d'autre explication satisfaisante que celle de la contamination du mouvement du sol par les vibrations des immeubles [Guéguen, 1995] [Bard, 1996]. Cette interaction entre la ville et le remplissage alluvionnaire aurait été particulièrement favorisée à cause de leur mise en résonance conjointe du fait de la proximité de leurs fréquences propres.

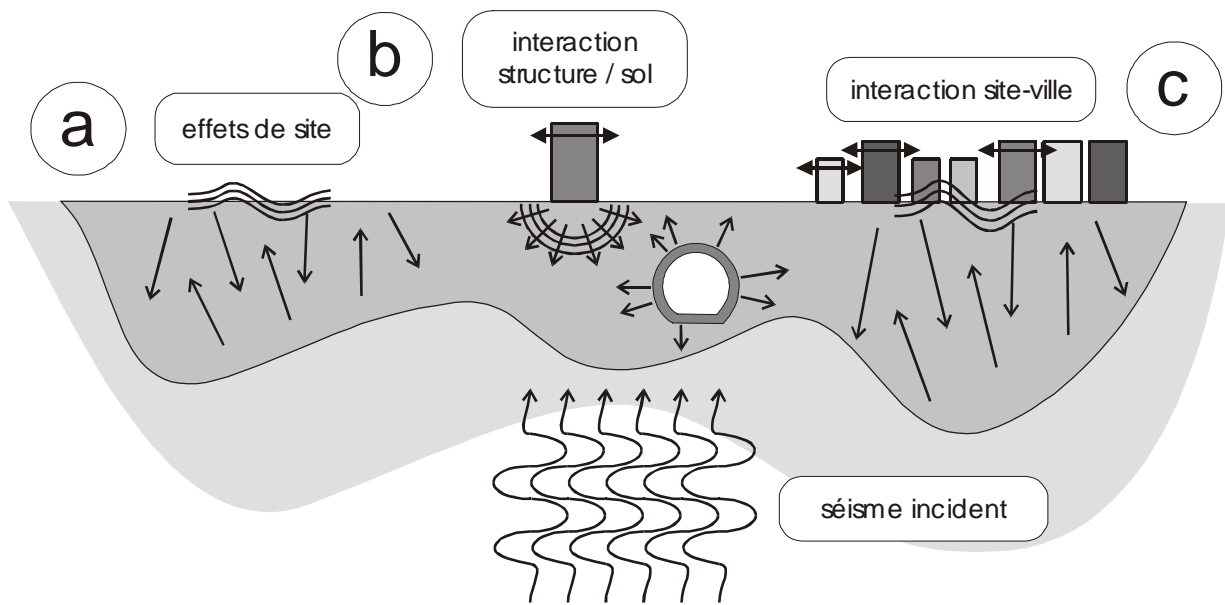


Figure 1 : Problèmes abordés et échelles d'analyse : des effets de site (a) à l'interaction site-ville (c), en passant par l'interaction structure / sol (b).

A partir de là, de nombreuses analyses ont été conduites et visent à approfondir notre compréhension de l'interaction site-ville. En France, un projet de recherche ACI-CATNAT financé par le Ministère de la Recherche portant sur « Interaction site-ville et (l')aléa sismique en milieu urbain »¹ a débuté en 2000. Il regroupe des équipes de recherche appartenant à différentes institutions² et s'est donné pour objectif une meilleure compréhension de l'influence du bâti sur les effets de site en milieu urbain.

Parmi les résultats obtenus à ce jour, nous pouvons citer les travaux de Guéguen sur le séisme de Mexico, ceux de Chazelas sur des modèles réduits en centrifugeuse [Chazelas, 2003], de Boutin sur des modèles analytiques de ville simplifiée [Boutin, 2003], de Clouteau [Clouteau, 2001, 2002], Semblat, Tsogka et Wirgin sur des modèles numériques [Semblat, 2002b, 2002c, 2002d] [Tsogka & Wirgin, 2003a, 2003b]. Ils visent à établir l'influence effective d'un réseau d'immeubles sur le mouvement sismique en champ libre.

Modélisation des effets de site et de l'interaction site-ville

Notre travail de thèse s'inscrit dans la continuité de ces travaux. L'exemple de Mexico tend à indiquer qu'une ville en grandeur nature peut avoir une influence réelle sur l'aléa sismique en milieu urbain. Nous tentons dans ce travail d'analyser les caractéristiques et les conditions d'apparition de cette interaction.

Nous utilisons à cette fin une méthode numérique basée sur les équations intégrales de frontière (code de calcul CESAR-LCPC). Cette méthode, dite d'éléments de frontière, est particulièrement

¹ <http://www.recherche.gouv.fr/recherche/aci/catnat.htm>

² Laboratoire Central des Ponts et Chaussées (Nantes/Paris), Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique (Grenoble), Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique (Marseille), École Centrale Paris, École Nationale des Travaux Publics de l'État (Lyon).

adaptée pour des problèmes de propagation d'ondes dans les milieux visco-élastiques non bornés. Nous en donnons une description succincte en Annexe 1.

Nous dédions d'abord le Chapitre 1 à l'analyse de l'amplification des ondes sismiques dans les bassins sédimentaires (Fig.1a). Nous définissons les effets de site dans le contexte des connaissances actuelles, présentons les méthodes expérimentales existantes pour les mesurer et discutons la portée des modèles numériques visant à les quantifier. Nous illustrons spécialement ce dernier point en nous appuyant d'abord sur quelques exemples simples de vallées elliptiques, puis en nous attachant à un cas de remplissage sédimentaire plus réaliste. Nous choisissons à cet effet le bassin sédimentaire du site-test européen de Volvi (Grèce), pour lequel nous disposons d'informations détaillées et de résultats scientifiques abondants.

Dans le Chapitre 2, nous étudions un cas original d'interaction structure / sol. En complément des analyses conduites par Guéguen pour des structures de surface [Guéguen, 2000a, 2000c], nous analysons l'interaction entre une onde sismique et une structure souterraine dans un demi-espace homogène élastique (Fig.1b). En nous inspirant du modèle analytique proposé par Kurose [Kurose, 2000], nous étudions l'influence de certains paramètres (profondeur, fréquence, angle d'incidence, type d'onde ...) sur le niveau de contrainte appliqué à la cavité et l'amplification du mouvement en surface. Sans présager de son importance réelle, nous discuterons les caractéristiques de l'interaction structure / sol dans le cas d'une (ou plusieurs) cavité(s) souterraine(s).

Enfin nous consacrons les Chapitres 3 à 5 à l'étude de l'interaction site-ville à l'échelle d'un bassin sédimentaire (Fig.1c). Dans les Chapitres 3 et 4, nous considérons en premier lieu deux villes simplifiées (homogène périodique et inhomogène non périodique) placées au centre d'un bassin d'épaisseur quasiment constante. Nous appliquons à ce système une onde plane d'incidence verticale de types SH (Chapitre 3) puis SV (Chapitre 4). Nous tentons de caractériser la réponse de la ville par rapport à sa densité, à sa structure (périodique, non périodique), à l'épaisseur de couche, à la fréquence et à la nature de l'onde incidente. Nous utilisons alors ces résultats pour analyser la réponse d'une ville au-dessus d'un bassin réel et soumise à un séisme (Chapitre 5). Nous choisissons à cet effet un remplissage sédimentaire situé au centre de Nice. Bassin et immeubles sont choisis de manière représentative du bassin et du bâti réels [Dunand, 2002]. Nous analysons alors la réponse d'une ville de complexité croissante (villes périodique, non périodique et une configuration dite « réelle ») au séisme de magnitude $M_w = 4,6$ enregistré le 25 février 2001 au large de Nice. Nous discuterons notamment les effets attendus de l'interaction site-ville en configuration réelle. Nous tempèrerons cependant la portée des résultats obtenus par des considérations sur les limites du modèle physique et numérique retenu et proposerons finalement des perspectives envisageables pour des analyses ultérieures.

CHAPITRE 1

Amplification des ondes sismiques
dans les bassins sédimentaires :
cas du site test européen de Volvi

1 Amplification des ondes sismiques dans les formations sédimentaires

1.1 Aléas local et régional

Lors d'un événement sismique, les ondes qui se propagent depuis le foyer jusqu'à la surface subissent de multiples transformations à travers les divers milieux traversés. Ces milieux agissent comme des filtres successifs sur la composition du signal sismique.

La propagation dans ces milieux est communément analysée selon deux échelles d'espace :

- A l'échelle régionale, le signal émis par la source est caractérisé par les mécanismes de radiation lors de la rupture et sa propagation dans la croûte terrestre. A cette échelle, les divers phénomènes liés à la source et à la propagation qui affectent l'onde sismique déterminent l'aléa régional. Cet aléa régional est souvent déterminé de manière forfaitaire à l'aide de lois d'atténuation régionales et de spectres de références.
- A l'échelle locale, les mouvements sismiques enregistrés à la surface du sol sont également très affectés par les conditions géomorphologiques locales. Ces effets locaux peuvent considérablement aggraver le potentiel destructeur d'un tremblement de terre (Mexico, 1985. Kobe, 1995), quand ils conduisent à des amplifications très importantes du mouvement sismique de surface (Fig.1). L'ensemble de ces effets, liés aux conditions locales, détermine l'aléa local.

Ces phénomènes locaux sont communément appelés *effets de site*. Ils se caractérisent généralement par trois types d'effets :

- Un effet dû à la *stratigraphie* des couches de surface peu consolidées. Les ondes sismiques arrivant à la surface se réfléchissent aux interfaces entre les différentes couches et restent piégées aux abords de la surface, d'où une amplification notable du mouvement en surface. L'ampleur de ces effets est renforcée lorsque le contraste d'impédance entre les différentes couches est plus important [Pecker, 1984].
- Un *effet de bassin* pouvant renforcer de manière considérable l'effet de la stratigraphie. Par le jeu des interférences constructives, les variations latérales de la géométrie du bassin peuvent conduire à des focalisations du champ d'ondes au niveau de la surface. De surcroît, la génération d'ondes de surface se propageant d'un bord à l'autre du bassin est susceptible d'amplifier considérablement ces effets tant en amplitude qu'en durée [Bard & Bouchon, 1985, 1980a.b].
- Un effet dû à la *topographie* : les irrégularités du relief de surface peuvent conduire à des focalisations du champ d'ondes qui amplifient fortement le mouvement sismique sur de tels reliefs (collines, montagnes ...) [Bard, 1981] [Bourdeau, 2003] [Paolucci, 2002].

Dans ce chapitre, nous nous intéressons aux effets de site produits dans les remplissages sédimentaires. Ces phénomènes sont aujourd'hui assez bien connus à travers leur rôle dans l'aggravation du risque sismique, notamment après les tremblements de terre de Mexico, 1985 et Kobe, 1995. Dans ce qui suit, nous décrirons brièvement les principales caractéristiques de ces effets de sites dits structuraux. Nous présenterons et discuterons différents outils d'évaluation et méthodes de modélisation.

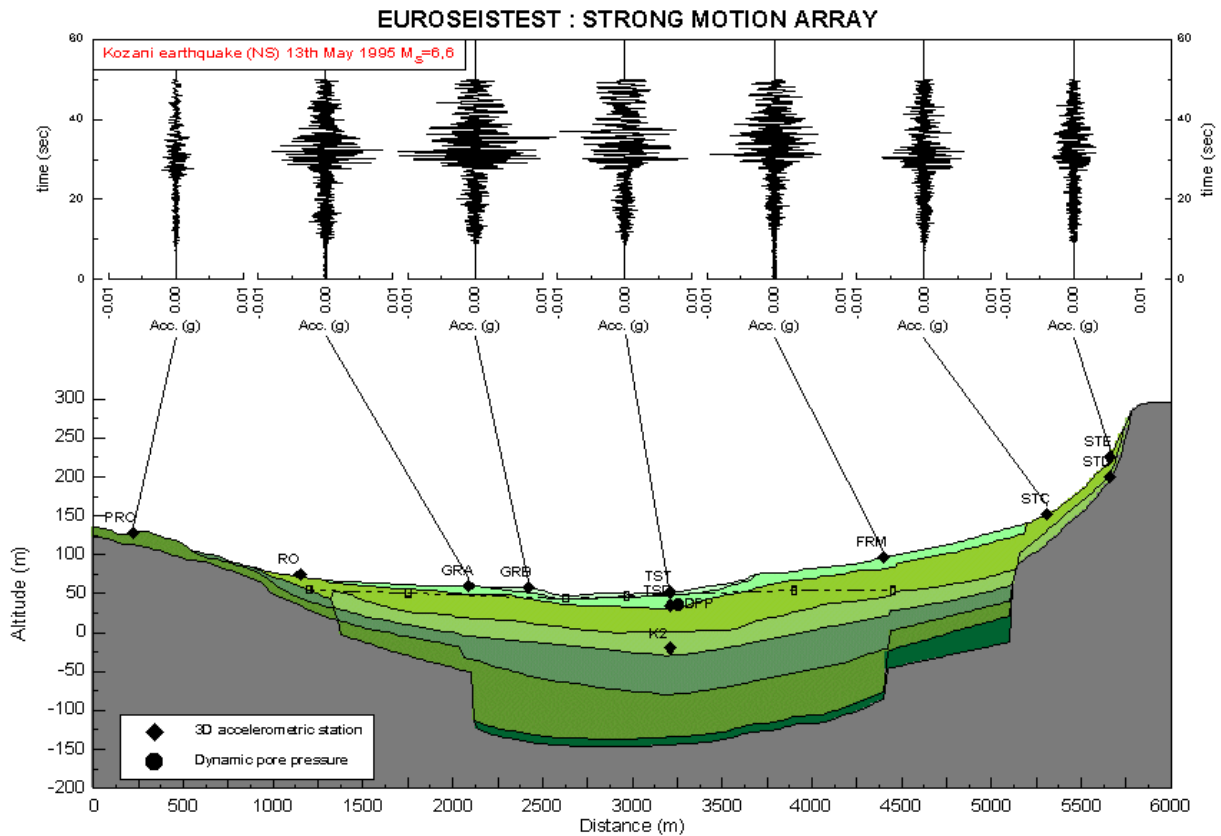


Figure 1 : Coupe NNO-SSE du bassin du site-test européen de Volvi : accélérogrammes (N-S) enregistrés en quelques points de la surface lors du séisme de Kozani du 13 mai 1995 ($M_S = 6,6$). L'amplification du mouvement sismique dus aux effets de site dans la zone centrale du bassin apparaît nettement[<http://geo.civil.auth.gr/euroseis/>].

Le comportement intrinsèque du sol est susceptible d'affecter l'aléa local. Dans le cas de petits séismes pour lesquels l'amplitude du mouvement sismique est faible, le sol affiche un comportement visco-élastique linéaire d'amortissement constant. Dans le cas de séismes plus importants, les non-linéarités du sol peuvent modifier la nature du mouvement sismique. Ces non-linéarités sont représentées par une hystérésis de la courbe en contrainte / déformation, caractérisée à partir d'essais en laboratoire (Annexe 2). D'autres types de non-linéarités peuvent affecter le sol, liés par exemple à la présence d'eau (liquéfaction).

L'aléa local peut également être affecté par des hétérogénéités de dimensions plus réduites, comme des ouvrages d'art ou des structures superficielles d'ordres divers. L'interaction sol/structure regroupe ces éléments en une grande classe d'effets. Nous nous intéresserons à ces effets dans les chapitres suivants.

1.2 Méthodes expérimentales d'évaluation des effets de site

Elles se regroupent en trois catégories : la méthode des rapports spectraux, celle des fonctions récepteurs et celle de Nakamura. Les deux dernières font également partie de la classe de celles dites H/V.

1. Amplification des ondes sismiques dans les formations sédimentaires

1.2.1 Méthode des rapports spectraux

Introduite par Borchardt en 1970 [Borchardt, 1970], elle consiste à évaluer la fonction de transfert (Eq.1) du déplacement en surface en calculant le rapport du spectre de la réponse mesurée en un point du remplissage sur celui mesuré en un point du rocher affleurant (station de référence) à partir d'enregistrements d'événements sismiques. Cela revient en définitive à calculer l'amplification au point A par rapport au point B produite par la couche (Fig.3). Une telle hypothèse implique les restrictions suivantes dans le choix de la station de référence :

- Celle-ci doit être installée sur une roche saine, insensible aux effets de site, de manière à ce que la réponse y soit la même qu'en B.
- Elle ne doit cependant pas être trop éloignée de la station sur site (A) de manière à ce que les effets de source et de propagation soient identiques pour les deux stations. « Pas trop éloignée » correspond généralement à une distance très inférieure à la distance hypocentrale.

La conjonction de ces deux conditions est en pratique très difficile à rencontrer. En général, on choisit plusieurs stations de référence afin de réduire la marge d'erreurs.

Un spectre moyen est finalement présenté pour un certain nombre d'événements. Afin d'augmenter l'intervalle de confiance des résultats, un minimum de 12 à 15 événements est en général recommandé. La prise en compte de télé-séismes améliore la résolution basses fréquences ($f < 1\text{Hz}$). De la même façon, la prise en compte d'un rapport signal sur bruit entre 3 et 5 est recommandée afin d'éliminer les parties du signal où l'énergie provenant de la source est faible.

De toutes celles que nous allons présenter, l'expérience montre que la méthode des rapports spectraux est sans doute la plus fiable, tant pour le niveau d'amplification que pour les valeurs de fréquence correspondantes. Néanmoins, le déploiement et l'entretien de stations permanentes se révèlent assez coûteuses, en particulier dans les régions à sismicité faible ou modérée.

1.2.2 Méthode des fonctions récepteurs

Cette méthode repose sur l'hypothèse que la composante verticale du déplacement n'est pas ou peu affectée par l'amplification locale. L'idée consiste alors à remplacer la réponse de la station de référence par le déplacement vertical mesuré à la même station sur site. Comme précédemment, la fonction de transfert du site est alors assimilée au rapport des spectres des déplacements horizontal et vertical mesurés à la même station, à partir d'enregistrements d'événements sismiques. Un grand nombre d'événements est également requis. Un rapport signal sur bruit entre 3 et 5 doit être considéré.

Cette méthode n'est pas toujours fiable : elle donne de bons résultats pour une géologie relativement simple, mais ne semble pas réellement valide pour une géologie plus complexe. Dans ce dernier cas, la composante verticale du déplacement est affectée par l'amplification locale (effets 2D). Comme cela est montré dans la suite, cette amplification apparaît cependant à des fréquences plus élevées que pour la composante horizontale. Ainsi, en conclusion générale, cette méthode ne semble justifiée que pour évaluer la fréquence fondamentale (résonance) du bassin, lorsque celle-ci est basse [Bard, 1998]. Toutefois le seuil de fréquence définissant son domaine de validité demeure incertain.

1.2.3 Méthode de Nakamura

Aussi nommée H/V Bruit de fond, elle consiste, comme celle des fonctions récepteurs, à calculer le rapport entre les spectres horizontal et vertical du mouvement en surface mesuré à la même station sur site [Duval, 1996, 1998]. Mais contrairement à la méthode précédente, les spectres utilisés proviennent de l'enregistrement de *bruit de fond*.

Cette méthode a été introduite pour la première fois par Nogoshi [Nogoshi, 1971] et complétée plus tard par Nakamura [Nakamura, 1989]. Elle est relativement légère et facile à mettre en œuvre, puisqu'elle ne requiert qu'une station mobile. L'enregistrement dure en général de 20 à 30 minutes.

CHAPITRE 1 : Amplification des ondes sismiques dans les bassins sédimentaires

Certaines conditions liées à l'environnement doivent être cependant respectées afin d'écartier toutes les sources parasites (trafic automobile, vent ...). A l'avenant, les mêmes précautions opératoires que précédemment sont requises pour le post-traitement des signaux (nombre suffisant de fenêtres, rapport signal sur bruit).

Pour toutes ces raisons de facilité de mise en oeuvre et de coût, l'utilisation de la méthode H/V Bruit de fond se généralise [Bour, 1998]. Les fondements de la méthode restent cependant à clarifier, tant au plan théorique sur la méthode elle-même que sur la question de la nature du bruit de fond (Répartition en ondes de volume et de surface). La pratique montre pourtant qu'elle est assez robuste pour évaluer la fréquence fondamentale des effets de site [Bard, 1998].

On se référera à la thèse de Duval [Duval, 1996] pour une étude approfondie sur la validité et la mise en pratique de la méthode H/V appliquée au bruit de fond. Par ailleurs, le projet européen SESAME¹ est actuellement en cours sur les fondements et la mise en pratique de cette méthode.

1.3 Prise en compte réglementaire des effets de site [Pitilakis, 1999]

1.3.1 Définition de l'aléa sismique dans la réglementation parasismique

Du point de vue de la réglementation parasismique, la prise en compte de l'aléa sismique passe par l'établissement de *spectres d'aléa uniforme*. Ces spectres représentent en ordonnée la valeur de l'accélération maximale au sol ayant la même probabilité d'être dépassée pour un période de temps donnée (par exemple tous les 125 ans).

D'un point de vue pratique, la raison d'être de ces spectres n'est justifiée que s'ils fournissent de manière réaliste les niveaux de sollicitations attendus en vue du dimensionnement des structures. Pour répondre à ces exigences, les spécialistes des structures utilisent communément les *spectres de réponse élastique* (oscillateur simple à un degré de liberté) [Pecker, 1984]. Ces spectres, généralement de pseudo-accelération, sont établis à 5% d'amortissement critique.

Pour le calcul des spectres d'aléa ainsi définis, on commence par déterminer un séisme régional représentatif du site d'implantation des structures, ou *séisme de référence*. Dans la pratique, ce séisme n'est pas toujours disponible. Il est alors soit synthétisé analytiquement, soit estimé par des méthodes empiriques. A partir du séisme de référence, des spectres d'aléa sismique locaux sont dressés à l'aide d'une *loi d'atténuation* appropriée.

1.3.2 Prise en compte des effets de site dans les spectres d'aléa sismique

A ce niveau, l'amplification due aux effets de site locaux est prise en compte par la distinction de plusieurs catégories de sol. Les recommandations de l'AFPS (Association Française du Génie ParaSismique) reconnaissent quatre types de sol [AFPS, 1990] : le rocher pour lequel est défini le séisme de référence et trois sortes de sol de compétences mécaniques décroissantes, engendrant des amplifications à des périodes d'autant plus longues que la colonne de sol est profonde (Fig.2).

Le représentativité d'une telle simplification de l'influence du sol peut apparaître à maints égards contestable. Certains auteurs proposent de tenir compte de paramètres supplémentaires caractéristiques du sol dans l'établissement des spectres d'aléa. Par exemple, la prise en compte de la célérité moyenne des 30 premiers mètres du sol $V_{S,30}$ dans les lois d'atténuation régionales est discutée par Lussou et Pitilakis [Lussou, 2001] [Pitilakis, 1999]. Dans l'établissement de spectres de dimensionnement pour la ville de Mexico, Ordaz et al. [Ordaz, 2002] prennent en compte la période prédominante du sol T_S dans le calage des spectres d'aléa sismique : à partir du zonage de la ville en fonction de ces périodes prédominantes, le niveau des paliers des spectres d'aléa est calé par rapport à la valeur de T_S .

¹ <http://sesame-fp5.obs.ujf-grenoble.fr/index>

1. Amplification des ondes sismiques dans les formations sédimentaires

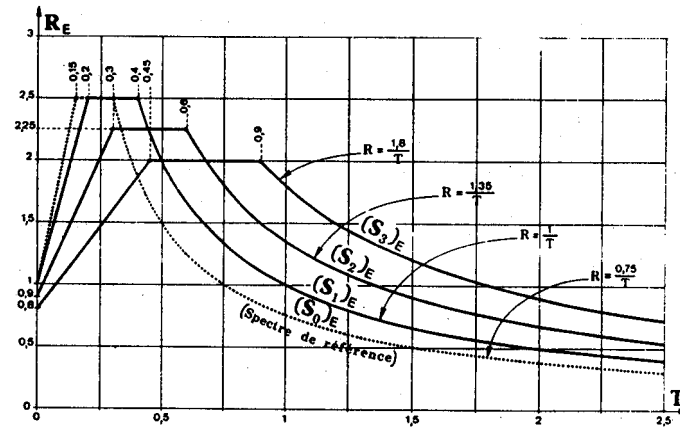


Figure 2 : Spectres élastiques horizontaux pour la référence et les trois groupes de sol fournis par l'AFPS [AFPS, 1990]. Ces spectres sont normalisés par rapport à l'accélération maximale du sol a_{max} , correspondant à une période nulle de l'oscillateur harmonique.

1.3.3 Limitations du cadre réglementaire

La prise en compte des effets de site dans la réglementation présente des limites évidentes.

D'une part, en amont même de la méthode, la détermination du séisme de référence présente une marge d'incertitude parfois préoccupante. Ce point ne peut être amélioré que par une meilleure connaissance de l'aléa régional, qui passe par des enregistrements de séismes moyens et forts.

D'autre part, la classification du sol en 4 catégories dans la prise ne compte de l'influence du site est en soi assez contestable. Par ailleurs, le sol est implicitement assimilé à un milieu tabulaire, présentant une stratigraphie variant verticalement. Dans ces conditions, il est évident que les effets bidimensionnels pouvant augmenter fortement l'amplification dans les remplissages sédimentaires sont complètement occultés. C'est cet aspect qui est présenté dans les paragraphes suivants.

1.4 Caractérisation des effets de site dans les remplissages sédimentaires

Les effets de site produits dans les remplissages sédimentaires peuvent conduire localement à de fortes amplifications du mouvement de surface. Ces amplifications affectent généralement la gamme des basses fréquences et sont d'autant plus dommageables pour les constructions que les fréquences des unes et des autres coïncident. Ces effets de site sont communément attribués à deux phénomènes : un effet de résonance verticale et unidimensionnelle dû à la stratigraphie et un effet bidimensionnel dû à la géométrie du bassin.

1.4.1 Effets stratigraphiques 1D

L'effet de stratigraphie se manifeste à une échelle d'étude où les variations latérales de la géométrie et des propriétés du sous-sol sont négligeables. Le modèle de sol considéré est alors constitué d'une superposition de couches unidirectionnelles d'épaisseur constante surmontant un substratum élastique qui correspond au milieu de propagation de l'onde incidente. Dans le cas le plus simple, il s'agit généralement d'une onde plane d'incidence verticale. L'amplification du mouvement surfacique dépend alors des contrastes d'impédance entre les différentes couches homogènes. Par exemple, dans le cas simple d'une couche unique au-dessus d'un demi-espace rigide élastique, la valeur maximale d'amplification au point A par rapport au mouvement incident au point B est donnée par [Pecker, 1984] :

$$u_A / u_B = (\rho_B c_B) / (\rho_A c_A) \quad (1)$$

où ρ_i et c_i représentent respectivement la masse volumique et la célérité du milieu i . Sa valeur est toujours supérieure ou égale à 1¹.

Cette amplification maximale du mouvement de surface se produit à des fréquences particulières, caractéristiques de la résonance de la couche 1D. Elles sont fonctions de la célérité des ondes dans la couche et de son épaisseur :

$$f_n = (2n + 1) c_A / 4H_A \quad (2)$$

Cette amplification à la résonance est due au piégeage des ondes incidentes dans la couche superficielle. La prise en compte de l'amortissement dans le milieu diminue la valeur du pic maximum. Le premier pic, correspondant à $f_0 = c_A / 4H_A$, est le moins atténué : il est communément appelé *fréquence fondamentale de résonance* de la couche unidimensionnelle.

L'angle d'incidence de l'onde modifie également la valeur d'amplification à la résonance. L'amplification maximale est alors obtenue sous une onde d'incidence verticale.

En plus de l'effet d'amplification, la résonance 1D produit aussi un prolongement de la durée du signal (Fig.4).

L'atténuation, souvent importante dans les sols peu consolidés, joue dans la réalité un rôle favorable en diminuant ces effets. Son influence est faible sur le mode fondamental et ne concerne que les modes supérieurs.

Ce modèle 1D est très couramment utilisé en génie parasismique. De par sa simplicité d'application, il est souvent employé dans l'évaluation du risque sismique et implémentée dans de nombreux codes (SHAKE) pour le calcul du niveau d'amplification du mouvement sismique. Néanmoins, un tel modèle montre ses limites quand l'approximation par un milieu tabulaire n'est plus valide et que les effets 2D ne sont plus négligeables, ce qui en définitive correspond à un très grand nombre de cas.

1.4.2 Effets de bassin 2D

La géométrie du bassin a également une grande influence sur l'amplification du mouvement de surface. Les variations d'épaisseur conduisent à des focalisations et des interférences constructives du champ d'ondes piégées à l'intérieur du bassin. Ces phénomènes peuvent considérablement renforcer l'amplification du mouvement en surface et accroître sa durée (Fig.4). Ces effets de bassin sur le mouvement de surface sont décomposables en deux types de phénomènes distincts : l'effet de résonance verticale et unidimensionnelle décrite plus haut et la propagation d'une onde de surface se réfléchissant aux extrémités du bassin.

La superposition de ces deux effets conduit à distinguer plusieurs configurations possibles, selon la prépondérance de l'un ou l'autre des phénomènes. Cette prédominance est globalement contrôlée par l'*élancement* η du bassin, défini comme le rapport de la demi-largeur L sur l'épaisseur P . Selon la valeur de η , la réponse en surface du bassin est assez différente :

- $\eta \gg 1$

L'élancement est grand et le bassin est allongé. La résonance verticale se distingue nettement de la

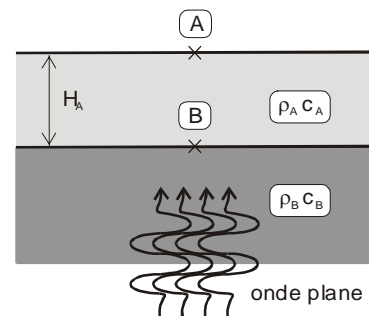


Figure 3 : Modèle de sol tabulaire.

¹ L'amplification « minimale » survient aux fréquences $f'_n = n \cdot c_A / 2H_A$.

1. Amplification des ondes sismiques dans les formations sédimentaires


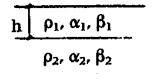
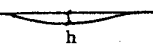
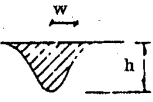
Onde incidente	P	SV	SH	
Structure				
Relief topographique	Diffraction d'ondes de surface			Phénomène principal (en surface)
	Ondes de Rayleigh	Ondes P et de Rayleigh	Onde SH (Love)	
	Effets large bande			Bande de fréquence
	Fréq. centrale $f = \beta/l$	$f = \alpha/l$	$f = \beta/l$	
	Amplification au sommet ($\leq 100\%$), déamplification à la base, mouvements différentiels sur l'ensemble du relief			Effets intéressants en génie sismique
Couche plane	Résonance verticale (Haskell)			Phénomène principal
	Effets à bande étroite: résonance avec fondamental et harmoniques $f_n = (2n+1)\alpha_1/4h$ ($\theta = 0^\circ$) \leftrightarrow $f = (2n+1)\beta_1/4h$ ($\theta = 0^\circ$) $f_n = (2n+1)\beta_1/4h$ (couplage si $\theta \neq 0^\circ$)			Bande de fréquences Fréquence
	Amplification à la résonance			Effets intéressants en génie sismique Amplification si $Q_1 = \infty$
	$\rho_2\alpha_2/\rho_1\alpha_1$	$\rho_2\beta_2/\rho_1\beta_1$ ($\theta \neq 0^\circ$)	$\rho_2\beta_2/\rho_1\beta_1$	
Vallée alluviale « peu profonde »	Résonance verticale + diffraction d'ondes de surface			Phénomènes principaux
	(Rayleigh)	(Rayleigh)	(Love)	
	Pics étroits mais nombreux et rapprochés (effet d'« écho »)			Fréquences
	Fondamental $\approx \alpha_1/4h$	$\approx \beta_1/4h$	$\approx \beta_1/4h$	
	Amplifications très fortes (amplification 1Dx2) à la résonance; prolongation du mouvement; mouvements différentiels, surtout à l'aplomb des variations d'épaisseur			Génie sismique
Vallée alluviale « profonde »	Résonance globale			Phénomènes principaux
	$h/w > 1,0$ compres. extens.	$h/w > 0,5$ cisail' plan	$h/w > 0,7$ cisail' anti-plan	
	Effets à bande étroite: résonance avec fondamental et harmoniques			Fréquences
	$f_0 = \frac{\alpha_1}{4h} \sqrt{1 + \left(0,5 \frac{h}{w}\right)^2}$	$f_0 = \frac{\beta_1}{4h} \sqrt{1 + \left(1,7 \frac{h}{w}\right)^2}$	$f_0 = \frac{\beta_1}{4h} \sqrt{1 + \left(\frac{h}{w}\right)^2}$	
	Très fortes amplifications (jusqu'à 4 fois l'amplification 1D) et très forte prolongation. Mouvements différentiels sur les bords, et dans la partie centrale pour les harmoniques			Génie sismique

Tableau 1 : Synthèse des différents effets associés aux reliefs topographiques et aux vallées alluviales [Bard, 1985].

propagation des ondes de surface (Fig.4.b). L'amplification du mouvement de surface atteint deux fois celle du cas unidimensionnel. La durée de la réponse est également plus longue. La fréquence fondamentale de résonance du bassin reste proche du cas unidimensionnel ($f_0 \approx c / 4H$). Les ondes de surface se propageant d'un bout à l'autre du bassin rendent le mouvement de surface spatialement incohérent. Cette incohérence spatiale constitue un facteur aggravant du risque sismique.

- $\eta \approx 1$

L'élanement est faible et le bassin est profond. La résonance verticale de la couche ne se distingue plus de la propagation des ondes de surface (Fig.4.c). Il en résulte un phénomène de *résonance globale* ou *bidimensionnelle* du bassin, conduisant à des amplifications du mouvement de surface pouvant dépasser quatre fois celles du cas unidimensionnel. La durée des signaux est également fortement prolongée. La *fréquence fondamentale de résonance 2D* du bassin varie en fonction de l'élanement du bassin et du type d'ondes incidentes ¹ (Tab.1). Elle apparaît par contre peu sensible à la variation d'incidence de l'onde et à la géométrie fine de la vallée.

¹ L'écart de cette fréquence de résonance 2D par rapport à la fréquence de résonance 1D est notamment indépendante du contraste d'impédance entre milieux.

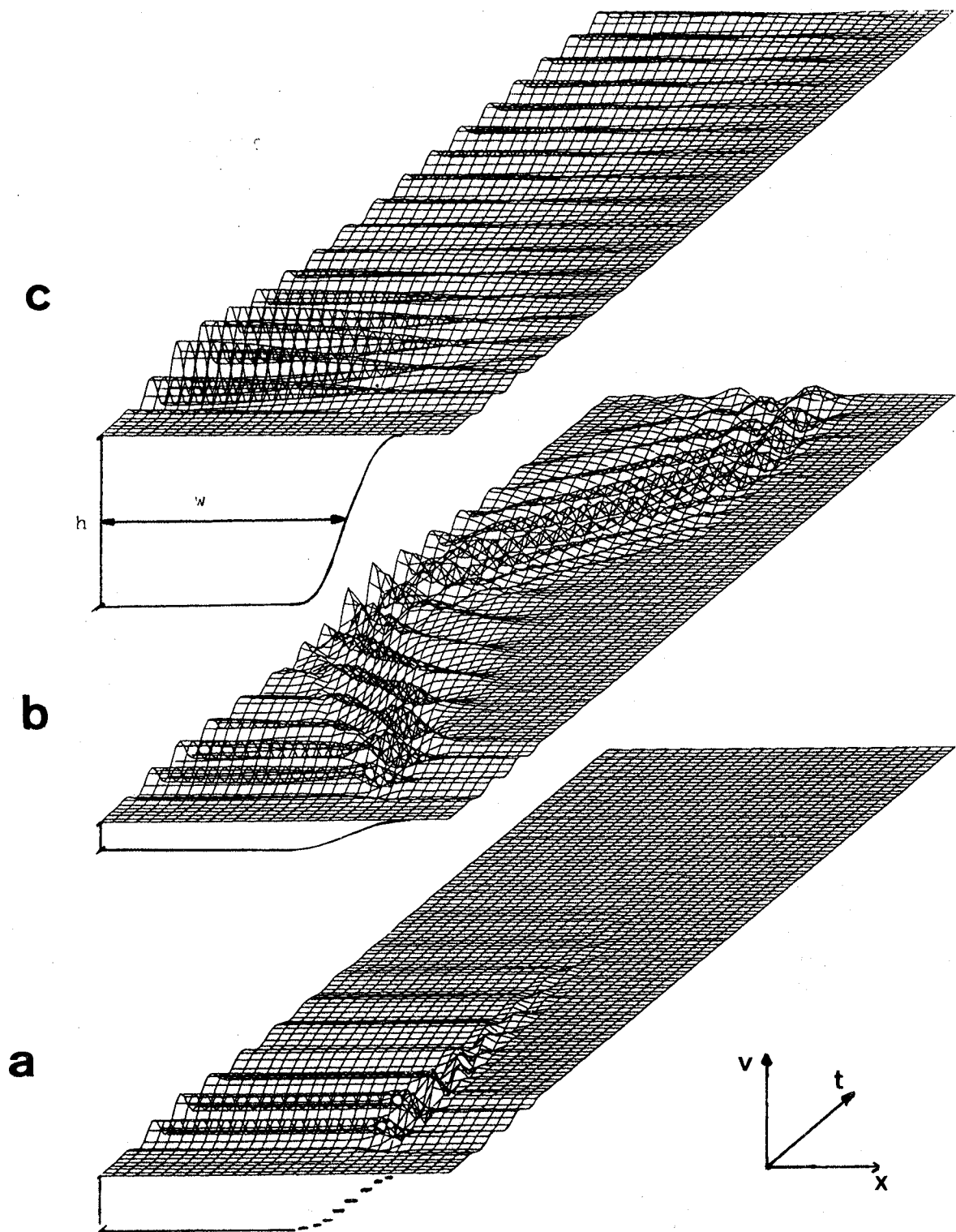


Figure 4 : Différents types de réponse des remplissages sédimentaires. Ces diagrammes représentent l'évolution spatiale (axe x) et temporelle (axe t) du mouvement à la surface d'un remplissage sédimentaire excité par un signal sismique transitoire SH ayant une fréquence caractéristique $f_p = c / 4h$ [Bard, 1985].

a. Résultats obtenus dans l'approximation unidimensionnelle (ne faisant intervenir que l'épaisseur ponctuelle des sédiments).

b. Résultats obtenus avec une modélisation bidimensionnelle, dans le cas d'un remplissage peu profond : $h/w = 0,06$.

c. Résultats obtenus avec une modélisation 2D, dans le cas d'un remplissage profond : $h/w = 0,7$.

1. Amplification des ondes sismiques dans les formations sédimentaires

Le niveau d'amplification du mouvement de surface est très variable et dépend de nombreux paramètres, tels que le type d'ondes et leur angle d'incidence, la géométrie de l'interface, l'élancement η , le contraste d'impédance sédiments/substratum, l'amortissement de la couche, ou encore la position du point sur la surface libre. Une étude exhaustive de l'amplification dans les bassins sédimentaires doit tenir compte de l'ensemble de ces facteurs. L'utilisation pratique de tels résultats n'est aisément envisageable qu'à travers l'établissement d'abaques donnant l'évolution de la fréquence et du niveau d'amplification en fonction des paramètres précédemment mentionnés.

1.5 Modélisation des effets de site structuraux

L'analyse des effets de site nécessite souvent de modéliser le remplissage sédimentaire afin d'étudier les phénomènes prépondérants. Ceci peut se faire de façon analytique ou semi-analytique. Pour des configurations de sol plus complexes ou des lois de comportement plus élaborées, l'utilisation de modèles numériques se révèle nécessaire. Ceux-ci sont des représentations plus ou moins simplifiées des milieux et des éléments étudiés. Ces simplifications limitent le domaine de validité de la méthode employée. Les modèles sont regroupés ici en trois catégories, selon l'ordre croissant de la dimension du problème rencontré.

Le principal inconvénient des méthodes de modélisation est le degré de connaissance du sol exigée au préalable. Cette connaissance du sol implique des campagnes de reconnaissance et d'investigations géophysiques et géotechniques du sous-sol dont le coût est assez élevé. Toutefois, l'évolution des normes de sécurité pour les constructions civiles demande également des analyses de risque de plus en plus précises.

1.5.1 Modèles unidimensionnels

Les modèles unidimensionnels intègrent une représentation stratigraphique du sous-sol, que nous avons décrite précédemment (Fig.3). De par leur extrême simplicité de mise en œuvre et d'application, ils sont très usités en génie parasismique (interaction sol/structure). Certains logiciels (SHAKE, Cyberquake) permettent même d'intégrer des lois de comportement linéaires équivalents ou non-linéaires dans les différentes couches. L'analyse unidimensionnelle est également à la base des normes parasismiques pour la prise en compte de l'influence de l'hétérogénéité verticale du sol sur le mouvement sismique de surface.

Cette approximation 1D montre cependant ses limites quand l'influence des hétérogénéités latérales du sous-sol sur la réponse sismique n'est plus négligeable [Pitilakis, 1999]. Pour cela, cette méthode n'est valable qu'à l'échelle très locale d'un bâtiment isolé ou dans le cas des vallées alluvionnaires peu encaissées [Semblat, 2000b].

1.5.2 Modèles bidimensionnels

Les modèles numériques bidimensionnels permettent une évaluation très fine de la réponse sismique pour des configurations de bassin relativement complexes et des types de comportement du sol plus ou moins élaborés. Néanmoins, l'utilisation de ces modèles est souvent pénalisée par la relative méconnaissance du sous-sol ou des paramètres sismologiques caractérisant la source.

Parmi les différentes méthodes, nous pouvons citer les plus grandes classes :

- La méthode des éléments ou différences finis [Bard, 1999], dans lesquelles le domaine est discrétisé (maillage) et les solutions calculées en tous les nœuds de celui-ci. Cette méthode est la plus ancienne et la plus solidement maîtrisée. Elle peut poser des difficultés pour les problèmes de propagation d'ondes dans des milieux non bornés. Cependant, elle est particulièrement adaptée pour des milieux à comportement non linéaire.

CHAPITRE 1 : Amplification des ondes sismiques dans les bassins sédimentaires

- Les méthodes dites pseudo-spectrales ou utilisant les nombres d'ondes discrets [Bouchon, 1977] [Campillo, 1986]. Le principe de ces méthodes est identique aux méthodes précédentes, mais la résolution en espace ou en temps est transposée en nombre d'ondes ou en fréquence afin de réduire les volumes de calcul. Elles permettent une meilleure représentation d'un problème linéaire de propagation d'ondes.
- Les méthodes d'équations intégrales et d'éléments de frontière [Aubry, 1992] [Bonnet, 1999] [Dangla, 1990] [Semblat, 2000b] [Xiao, 2002]. La dimension du problème est réduite d'une unité et rapportée aux interfaces entre les différents milieux. Ces méthodes sont particulièrement adaptées aux problèmes linéaires de propagation d'ondes dans des milieux non bornés.
- Les méthodes d'optique généralisée. Le problème de propagation d'ondes est abordée sous l'angle de l'optique géométrique. Les phénomènes d'interférence et de diffraction se déduisent des raies de propagation. Elles donnent de bons résultats pour des configurations particulières.

1.5.3 Modèles tridimensionnels

Ceux-ci sont très coûteux en volumes de calcul. Les travaux utilisant des modèles 3D pour l'évaluation des effets de site sont encore assez rares [Chávez-García, 2002b]. Pourtant, ils permettent de dépasser l'hypothèse souvent simplificatrice d'une géométrie 2D. Dans certaines situations, comme dans le cas des vallées alpines (Grenoble), le caractère 3D du problème doit être pris en compte [Moczo, 1993]. Cependant, diverses études montrent qu'il y a moins de différences, en termes d'augmentation de l'amplification, dans le passage du 2D au 3D que dans celui du 1D au 2D.

1.5.4 Méthodes vibratoires

Les méthodes de modélisation de la réponse d'un profil de sol les plus répandues prennent en compte la propagation d'une onde incidente en tant que telle. Pour cette raison, ces méthodes sont dites *propagatives*. Il est également possible de caractériser un profil de sol par une approche modale, afin d'en estimer les propriétés vibratoires. Les méthodes correspondantes sont dites *vibratoires*.

Ces méthodes vibratoires permettent une estimation de la fréquence fondamentale du profil de sol, en tenant compte de sa géométrie [Paolucci, 1999] [Semblat, 2003a, 2001a.b] et de son hétérogénéité lithologique [Dobry, 1976] [Hadjian, 2002] [Zhao, 1996]. Elles présentent l'avantage d'être relativement simples d'emploi, mais reposent généralement sur des hypothèses également assez simplificatrices. En outre, elles ne permettent pas d'accéder au niveau d'amplification.

La plupart d'entre elles permet de caractériser les modes propres de vibration du modèle de sol. Une méthode assez originale permettant de prendre en compte l'excitation dans le cas d'un bassin sédimentaire est cependant proposée par Semblat et al. [Semblat, 2003b]. Son principe consiste à estimer sous une excitation simplifiée la contribution de chaque composante modale à l'amplification du mouvement.

1.6 Exemple d'effets 2D dans le cas de vallées elliptiques

En guise d'illustration des effets de bassin, nous présentons ici une brève analyse de la réponse de vallées elliptiques. Celles-ci sont décrites sur la Figure 5. Elles sont définies par leur demi-largeur L et leur profondeur P . Ces paramètres déterminent leur élancement $\eta = L/P$. A masse volumique constante entre le remplissage et le substrat, le rapport d'impédance est donné par celui des célérités $C_1/C_2 = 1/\sqrt{2}$. Les vallées sont des milieux élastiques non amortis.

La réponse d'une vallée circulaire est d'abord considérée sur la Figure 7 (gauche). Elle est comparée à la fonction de transfert d'une couche unidimensionnelle. Sur l'axe horizontal, le rapport de l'épaisseur P de la vallée sur la longueur d'onde λ donne une expression normalisée de la fréquence.

1. Amplification des ondes sismiques dans les formations sédimentaires

L'amplitude du pic fondamental apparaît nettement plus élevée que celui de la couche 1D. A cet effet d'amplification supplémentaire s'ajoute un décalage de la fréquence fondamentale de $P/\lambda = 0,25$ dans le cas 1D à $P/\lambda = 0,35$. Pour des vallées « profondes », des relations permettent d'estimer la fréquence de résonance de la vallée à partir de celle d'une couche unidimensionnelle d'épaisseur équivalente (Tab.1) [Bard, 1985]. Par exemple, la nouvelle fréquence de résonance (SH) liée à la vallée circulaire est semblable à celle d'une couche unidimensionnelle d'épaisseur plus faible $h = P/\sqrt{2}$.

L'amplification du pic fondamental et le décalage de la fréquence de résonance dans les fonctions de transfert caractérisent l'influence des effets 2D apparaissant dans les bassins sédimentaires. Ils résultent principalement d'effets de focalisations particulières du champ d'ondes à l'intérieur du bassin (Fig.6). Ils sont donc contrôlés par sa géométrie, et plus précisément par son élancement η . A droite de la Figure 7, les fonctions de transfert de la vallée elliptique sont tracées pour plusieurs élancements. Cette dépendance en amplitude et en fréquence apparaît de manière flagrante.

Il est difficile de prédire les valeurs d'amplification maximale et de fréquence de résonance correspondante, car elles dépendent de nombreux paramètres tels que la géométrie du bassin, le contraste d'impédance entre les sédiments et le substratum, l'amortissement, l'angle d'incidence, le point de mesure en surface ... Seules sont envisageables des relations empiriques entre amplification maximale et fréquence fondamentale, données par exemple sous forme d'abaques.

Ces abaques auraient l'allure des courbes présentées sur la Figure 8. Ces dernières font correspondre, pour des vallées elliptiques, les valeurs d'amplification maximale en surface à la fréquence fondamentale associée, en fonction de l'encaissement de la vallée et du contraste de célérité entre celle-ci et le substratum. Elles sont également comparées à la courbe 1D, correspondant au cas de la couche unidimensionnelle.

En représentation lognormale, les courbes pour un élancement donné forment des droites parallèles. Les valeurs d'amplification croissent quand l'élancement η diminue et quand le contraste de célérité entre milieux augmente. La fréquence fondamentale correspondant au pic maximum diminue alors.

En définitive, il ressort de ces résultats que la prédiction des effets de site dans un bassin sédimentaire nécessite au préalable une connaissance assez précise de la géomorphologie du sous-sol, laquelle est rarement disponible à un niveau de détail suffisant. Par ailleurs, comme nous l'avons vu précédemment, les outils d'évaluation des effets de site (SSR, H/V ...) sont soumis à des conditions qui en restreignent l'application, comme par exemple le choix judicieux de l'emplacement des points de mesure parfois difficile à anticiper. A ce titre, la modélisation numérique des effets de site apparaît comme une approche complémentaire. Dans le cadre du projet EuroSeisRisk, le site test européen de Volvi (Grèce) a été finement caractérisé, ce qui permet la modélisation des effets de site proposés dans ce chapitre.

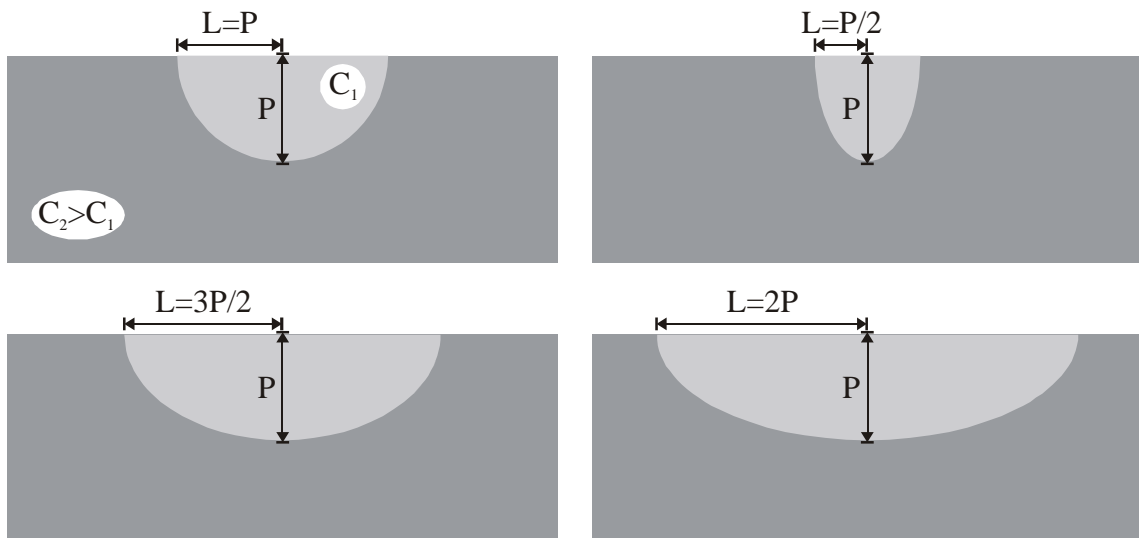


Figure 5 : Vallées circulaire et elliptiques d'élanacement L/P variable.

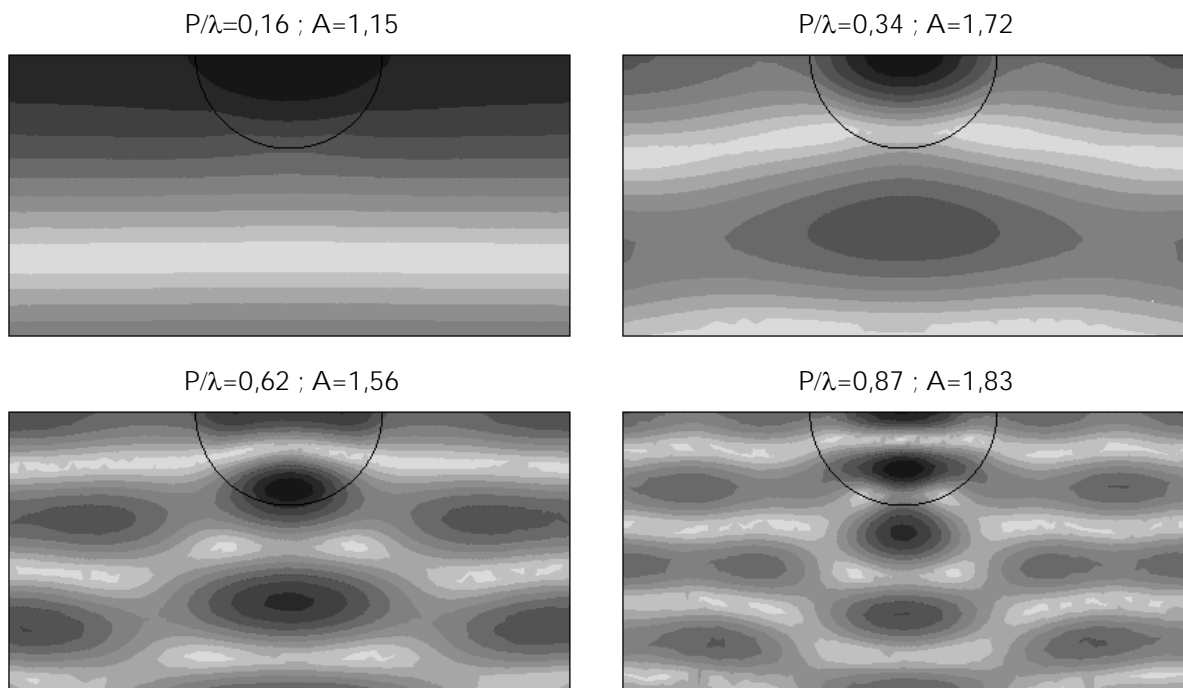


Figure 6 : Isovaleurs d'amplification du mouvement dans une vallée circulaire pour différents rapports profondeur/longueur d'onde (P/λ) avec A facteur d'amplification maximal. Aux fréquences élevées (P/λ grand), les effets de focalisation du champ d'ondes dus à la géométrie circulaire se distinguent par des zones noires à l'intérieur du bassin.

2. Modélisation des effets de site dans le bassin de Volvi

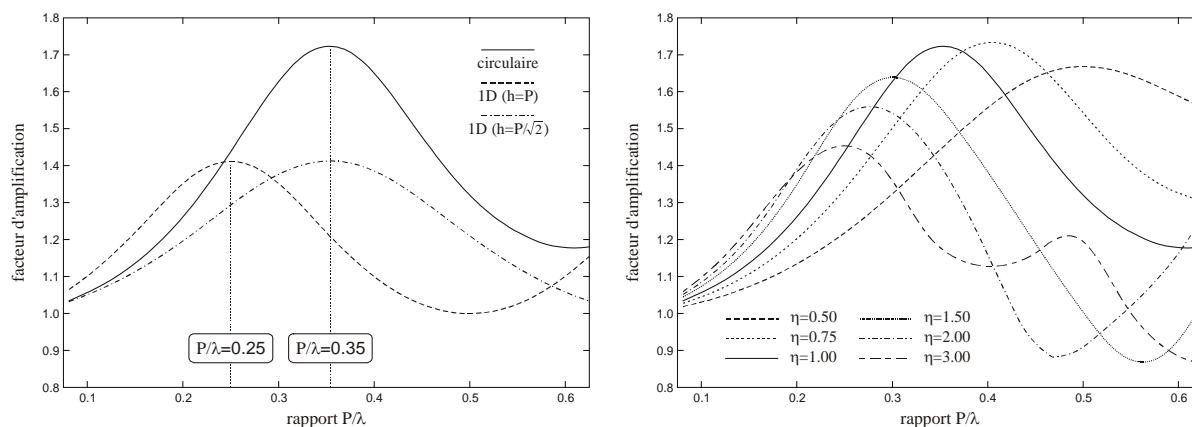


Figure 7 : A gauche : Amplification au centre d'un bassin circulaire et pour un remplissage 1D ($h = P$ et $h = P/\sqrt{2}$) pour différents rapports profondeur/longueur d'onde (P/λ). A droite : Facteur d'amplification au centre du bassin en fonction du rapport profondeur/longueur d'onde (P/λ) pour des bassins d'élanement η variable ($\eta = 0,5 ; 0,75 ; 1 ; 1,5 ; 2$ et 3).

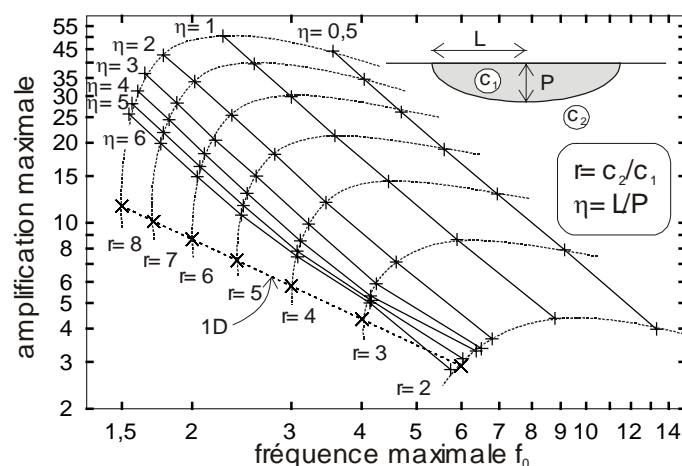


Figure 8 : Amplification maximale au centre d'une vallée elliptique en fonction de la fréquence de résonance associée. Les courbes sont tracées pour quatre valeurs d'élanement ($\eta = 0,5 ; 1 ; 2 ; 3 ; 4 ; 5$ et 6) et pour différents rapports de vitesse r . La courbe « 1D » correspond au cas de la couche unidimensionnelle d'épaisseur P . La profondeur des vallées elliptiques est constante et égale à $P = 25\text{m}$ [Lokmane, 2003].

2 Modélisation des effets de site dans le bassin de Volvi

2.1 Site test européen de Volvi

Créé en 1993 (projet EuroSeisMod), le site-test européen de Volvi (Grèce) a pour vocation d'offrir un laboratoire d'étude pour le risque sismique en général. Il doit mettre à disposition les moyens nécessaires pour l'investigation des questions aussi diverses que :

- La portée des méthodes expérimentales (méthodes H/V Bruit de fond) et la validité des diverses modélisations pour l'évaluation des effets de site.

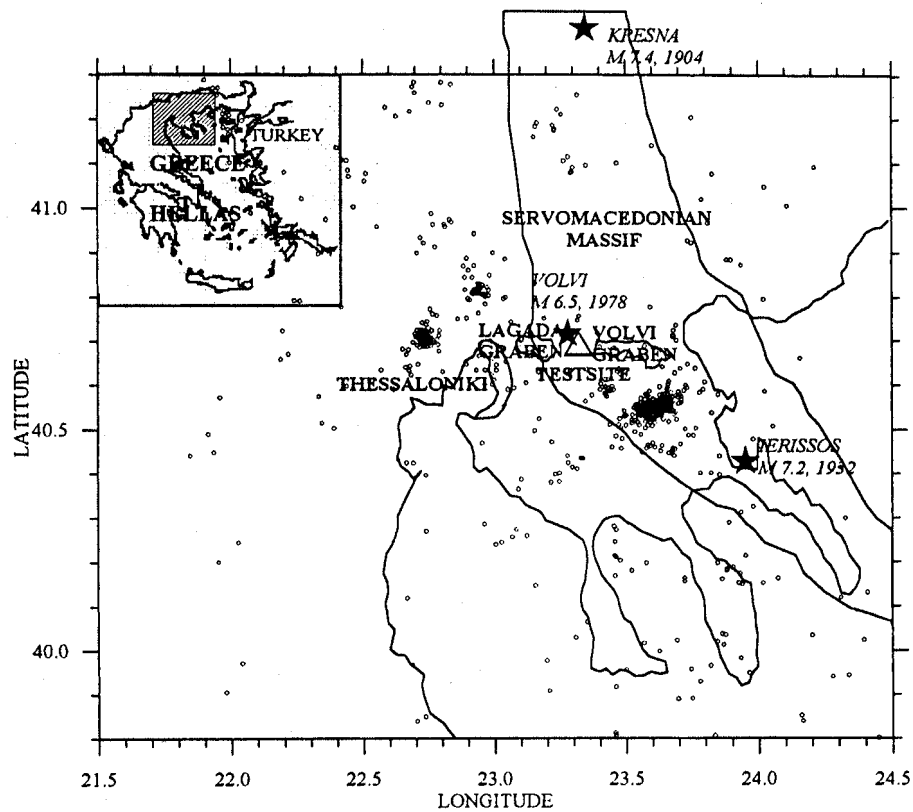


Figure 9 : Plan du bassin du Mygdonia, avec les épacentres des séismes (cercles ouverts) enregistrés pendant les deux premières années du projet Euroseistest (localisation indiquée par un grand triangle ouvert). Le bassin de Mygdonia fait partie du massif Servomacédonien (zone limitée par une ligne noire), région à forte sismicité. Les épacentres des séismes majeurs enregistrés au cours du siècle dernier (Kresna $M=7,4$, 1904. Ierissos $M=7,2$, 1932. Volvi $M=6,5$, 1978) sont marqués par des étoiles noires [Raptakis, 2000].

- Les mouvements forts et le comportement non-linéaire du sol (liquéfaction). La validité de la méthode des fonctions de Green empiriques pour l'extrapolation des mouvements forts.
- L'interaction sol/structure et l'interaction site-ville sous une sollicitation sismique. Ces travaux sont d'ailleurs actuellement réalisés dans le cadre du projet européen EuroSeisRisk (2001-2004).

Le site test européen s'appuie sur une connaissance exhaustive de la lithologie du sous-sol ainsi que de l'activité sismologique régionale. La mise en place d'un réseau dense de stations de mesures fournit une base de données complète et unique. A partir d'un effort de centralisation et de diffusion des résultats ³, le site test européen a pour ambition de renforcer la coopération internationale et de favoriser la convergence et le progrès des connaissances et des techniques.

2. Modélisation des effets de site dans le bassin de Volvi

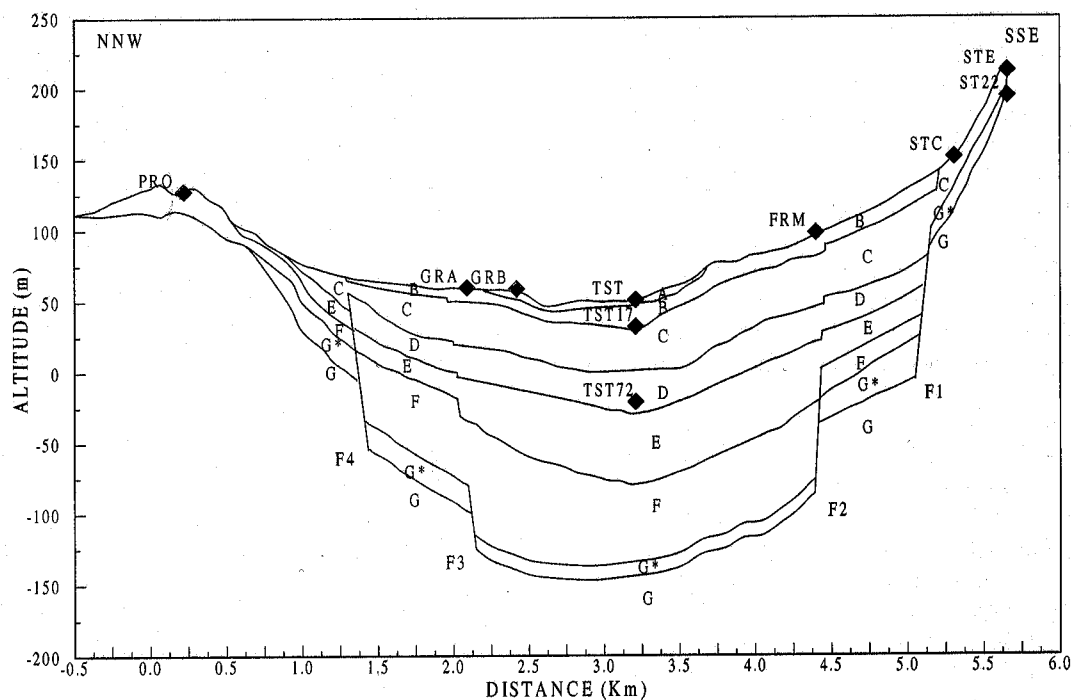


Figure 10 : Coupe NNO-SSE 2D de la structure du bassin de Volvi [Raptakis, 2000]. La position des stations accélérométriques permanentes est indiquée le long du profil.

2.2 Description de la vallée de Volvi

2.2.1 Contextes géographique et géologique

Le site test de Volvi est un bassin sédimentaire constituant l'un des deux grabens¹ du bassin Mygdonien, situé à quelques 30km à l'est de Thessalonique, au nord de la Grèce. La vallée de Volvi s'étend sur environ 5,5km de long dans la direction NNO-SSE sur une profondeur maximale de sédiments de 200m.

Il est localisé dans le massif serbomacédonien, lequel est une région fortement sismique (Fig.9). Parmi les plus grands séismes observés par le passé dans cette région, nous pouvons citer ceux de Kresna en 1904 ($M = 7,4$), Ierissos en 1932 ($M = 7,2$) et Volvi en 1978 ($M = 6,5$). La forte sismicité du site en fait un laboratoire privilégié pour l'enregistrement de séismes de grande amplitude sur des périodes de temps assez courtes.

2.2.2 Reconnaissance du sous-sol

L'un des enjeux primordiaux du site-test réside dans la détermination la plus détaillée possible de la nature du sous-sol. A cette fin, de nombreux moyens ont été déployés depuis plusieurs décennies. Ils regroupent des études aussi bien géophysiques, géotechniques que géologiques. Parmi celles-ci, nous pouvons identifier :

¹ Structure géologique limitée des deux côtés par des failles découpant des compartiments de plus en plus abaissés en allant vers l'axe de la structure. Un graben peut se traduire dans la morphologie par un fossé, ou être, comme à Volvi, comblé par des sédiments et roches volcaniques.

FORMATIONS	DESCRIPTION	V_P (m/s)	V_{PW} (m/s)	V_S (m/s)	Q_s	ρ (t/m ³)
A	Sable argilo-limoneux	330	-	130	15	2,05
B	Sable limoneux et argile sableuse	450	1500	200	20	2,15
C	Limon marneux et sable limoneux	550	1600	300	30	2 (centre) 2,15 (bords)
D	Argile marneuse sableuse et limon argileux	-	2000	450	40	2,1
E	Sable-limon argileux et argile sableuse	-	2500	650	-	2,15
F	Sable-limon argileux et argile sableuse	-	2600	800	-	2,2
G*	Schiste altéré	-	3500	1250	-	2,5
G	Gneiss	-	4500	2600	200	2,6

Tableau 2 : Nature et paramètres géophysiques des différentes formations du modèle NNO–SSE de la vallée de Volvi. V_P et V_{PW} représentent les célérités d'onde P respectivement au-dessus et en-dessous du niveau de la nappe [Raptakis, 2000].

- Mesures géophysiques

Echographies électriques et essais de sismique réfraction [BRGM, 1971], Essais down-hole et cross-hole, prospections électriques, magnétiques et gravimétriques pour la détermination de la géologie et la tectonique du massif sous-jacent [Thanasoulas, 1977], inversion des ondes de surface.

- Mesures géotechniques

Forages et essais pénétrométriques, complétés par des tests en laboratoires [BRGM, 1971] [EuroSeisTest, 1995] [Jongmans, 1998] [Thanasoulas, 1983] : mesure du niveau de la nappe d'eau, SPT & CPT, essais triaxiaux et sur colonnes résonantes.

L'ensemble de ces essais vise à estimer les propriétés dynamiques du sous-sol (célérité des ondes S, amortissement) et la géométrie des différentes formations lithologiques, principalement les interfaces entre couches. La connaissance touchant ces différents points est essentielle pour l'analyse des effets de site.

2.2.3 Structure lithologique du sous-sol

L'exploitation de l'ensemble de ces résultats aboutit à une détermination de la structure géolithologique du bassin. La première description du profil du bassin a été donnée par Jongmans et al. [Jongmans, 1998]. Celle-ci a ensuite connu des améliorations successives. La dernière mise à jour de la structure 2D du bassin est effectuée par Raptakis et al. [Raptakis, 2000], en recoupant les résultats d'inversion des profils de célérité d'ondes S avec les données géophysiques, géotechniques et géologiques. La synthèse de ce travail conduit au profil 2D présenté sur la Figure 10.

Celui-ci est formé de 8 structures lithologiques différentes, de célérités d'ondes S croissante avec la profondeur. La topographie de surface présente un relief surélevé par rapport au centre du bassin. Cette surélévation ne conduit cependant pas à des amplifications du mouvement remarquables à la station de référence PRO [Raptakis, 2000]. La stratigraphie du bassin est marquée par la présence de 4 failles F1 à F4 qui divisent la vallée en trois blocs principaux. Ces failles influencent beaucoup l'épaisseur et la répartition des couches le long du bassin, discontinues à leur traversée. Elles jouent également un grand rôle sur l'amplification du mouvement sismique à cause des ondes de surfaces qui y prennent naissance (failles F2 et F3) [Raptakis, 2000] [Chávez-García, 2000]. Enfin, l'analyse de la

2. Modélisation des effets de site dans le bassin de Volvi

réponse du bassin dans la direction radiale (dans le plan de coupe (Fig.10)) (réseau Lennartz, voir plus bas) montre des différences non significatives suivant l'axe du bassin [Riepl, 1998], faisant des sections transversales des cas idéaux pour l'analyse bidimensionnelle.

2.3 Bilan des analyses d'effets de site à Volvi

2.3.1 Présentation des réseaux sismologiques et accélérométriques

La qualité des enregistrements d'événements sismiques sur le site constitue l'autre point-clé du projet Euroseistest. La vallée est couverte par deux types de réseaux, un réseau temporaire et un réseau permanent (Fig.11) :

▪ Réseau temporaire

Un ensemble de trois réseaux sismologiques temporaires a été installé pour une campagne de mesures durant l'été 1994.

1. Le réseau Reftek, constitué de 24 capteurs Reftek (2Hz L22 ou 0,05Hz broadband CMG40), s'étend sur la longueur du bassin, avec une distance inter-stations située entre 250m et 400m. Plus de 100 événements sismiques locaux y ont été mesurés.

2. Le réseau Lennartz, constitué de 8 capteurs Lennartz, est disposé parallèlement à l'axe du bassin.

3. Le réseau CIES à faible couverture est constitué de 8 instruments disposés au centre du bassin. Celui-ci est dédié à l'étude de la propagation des ondes de surface de longueurs d'onde trop courtes pour les deux premiers réseaux.

▪ Réseau permanent

Un réseau accélérométrique permanent est en activité depuis 1994. Il est constitué de 7 stations accélérométriques 3D, sensibles à des variations entre $10^{-3}g$ et $1g$ sur la gamme de fréquences [0 - 50] Hertz. Ces stations situées en surface le long de la vallée sont complétées en 1997 par deux stations downhole positionnées à 17m et 72m au centre de la vallée. Plus de 50 événements sismiques y ont été mesurés depuis.

2.3.2 Evènements mesurés

Parmi les événements sismiques mesurés, nous présentons deux d'entre eux largement repris comme références dans de nombreux travaux :

- Le séisme du 25 juin 1994, avec une magnitude de moment $M_w = 3$ et une distance épiscopentrale de 25km, a été enregistré par 20 des 24 stations sismologiques Reftek.
- Le séisme du 4 mai 1995, dit d'Arnaia, avec une magnitude de moment $M_w = 5,8$ et une distance épiscopentrale de 32km, a été enregistré par les stations du réseau accélérométrique permanent.

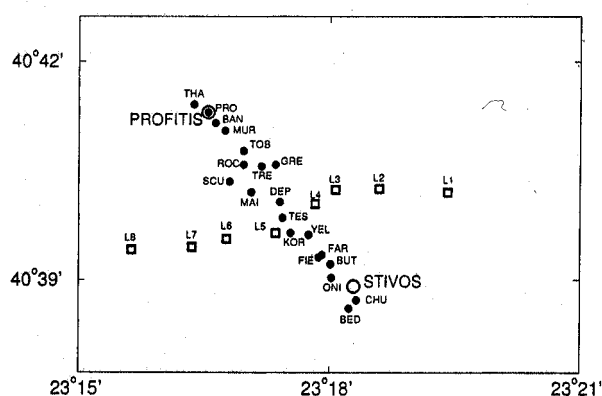


Figure 11 : Positionnement des sismographes des réseaux temporaires Reftek (cercles noirs) et Lennartz (carrés ouverts L1 – L8). La localisation des villages de Stivos et Profitis est indiquée par de grands cercles ouverts. Le réseau CIES est concentré à cette échelle au point TES.

2.3.3 Synthèse des travaux sur les effets de site à Volvi

La richesse des données disponibles sur le site-test européen a favorisé de nombreux travaux qui ont conduit à une meilleure compréhension des mécanismes physiques sous-tendant les effets de site. L'évaluation de la fonction de transfert du site a été entreprise à l'aide des méthodes empiriques utilisant les rapports spectraux (SSR) et H/V. Parmi ces travaux, citons ceux de Riepl et al. [Riepl, 1997, 1998], de Dimitriu et al. [Dimitriu, 1998] et de Raptakis et al. [Raptakis, 1998]. Ces travaux sont complétés par des analyses temps-fréquence des enregistrements mesurés : l'analyse des réponses à l'aide de différentes fenêtres temporelles (P, S, SW) met en lumière des interactions entre ondes de volume et ondes de surface. Enfin, la construction de modèles numériques 1D et 2D permettant de calculer des réponses synthétiques du site donne lieu à une discussion sur la validité de ces différentes méthodes [Chávez-García, 2002c] [Riepl, 2000].

Les résultats donnés par ces diverses méthodes sont résumés par les quelques points suivants :

- L'effet de bassin se traduit par de larges amplifications du mouvement de surface au centre de la vallée et à l'aplomb des failles F2 et F3. Celles-ci, pouvant dépasser la valeur de 20, se produisent entre 0 et 3Hz. La fréquence fondamentale de résonance, localisée au centre de la vallée, est estimée à environ 1Hz. La présence des failles affecte plus le déplacement dans le plan (P/SV) que hors-plan (SH).
- La propagation d'ondes de surfaces (Love et Rayleigh) a une influence considérable sur l'amplification du mouvement de surface. Celles-ci sont générées au niveau des failles F1 et F4, mais restent insensibles aux failles F3 et F4, plus profondes. Ceci tendrait à indiquer qu'elles sont guidées par les couches superficielles seules. Elles produisent également un prolongement important de la durée des signaux, dont les modèles 1D ne permettent pas de rendre compte.
- L'analyse des enregistrements à l'aide de fenêtres temporelles (P, S, SW) montre que ces ondes de surface contribuent énormément à l'amplification du mode fondamental à 1Hz donné par les rapports spectraux (SSR, H/V). Elles sont également à l'origine de l'amplification basses fréquences de la composante verticale du mouvement. Cette amplification est du même ordre de grandeur que celle des composantes horizontales.

2.3.4 Discussion sur les méthodes d'évaluation des effets de site

Les conclusions précédentes permettent d'induire les considérations ci-après sur la portée des différentes méthodes d'évaluation des effets de site :

- Le calcul de la fonction de transfert à l'aide des rapports spectraux (SSR, H/V) ne permet pas de distinguer la contribution des ondes de surface (effets 2D) à la résonance verticale (1D) du sol. Ces méthodes ne s'appuient en effet que sur les spectres d'amplitude des signaux, et perdent l'information contenue dans la phase.
- L'amplification par les ondes de surface de la composante verticale du mouvement aux basses fréquences ($f \leq 1\text{Hz}$) rend discutable son utilisation comme référence pour le calcul du rapport spectral H/V. Ce point explique l'inadéquation des spectres d'amplification donnés par les méthodes SSR et H/V [Raptakis, 1998].
- La comparaison des méthodes 1D et 2D montre nettement l'insuffisance de la première, aussi bien en termes d'amplitude des signaux que de durée. Une grande circonspection est donc de mise dans son utilisation, en particulier dans les zones où les effets 2D sont les plus marqués.

L'usage courant de ces diverses méthodes ont fait perdre les réflexes de précaution quant à leur interprétation et leur portée. Ces résultats rappellent qu'il faut se montrer prudent à leur égard, en particulier pour la méthode HVSR, lorsque la configuration du sous-sol est propice à la génération d'ondes de surface (présence de failles ou d'irrégularités morphologiques de toute espèce). A ce niveau, une bonne connaissance du site se révèle très précieuse. Une comparaison des diverses

3. Modélisation des effets de site dans le bassin de Volvi

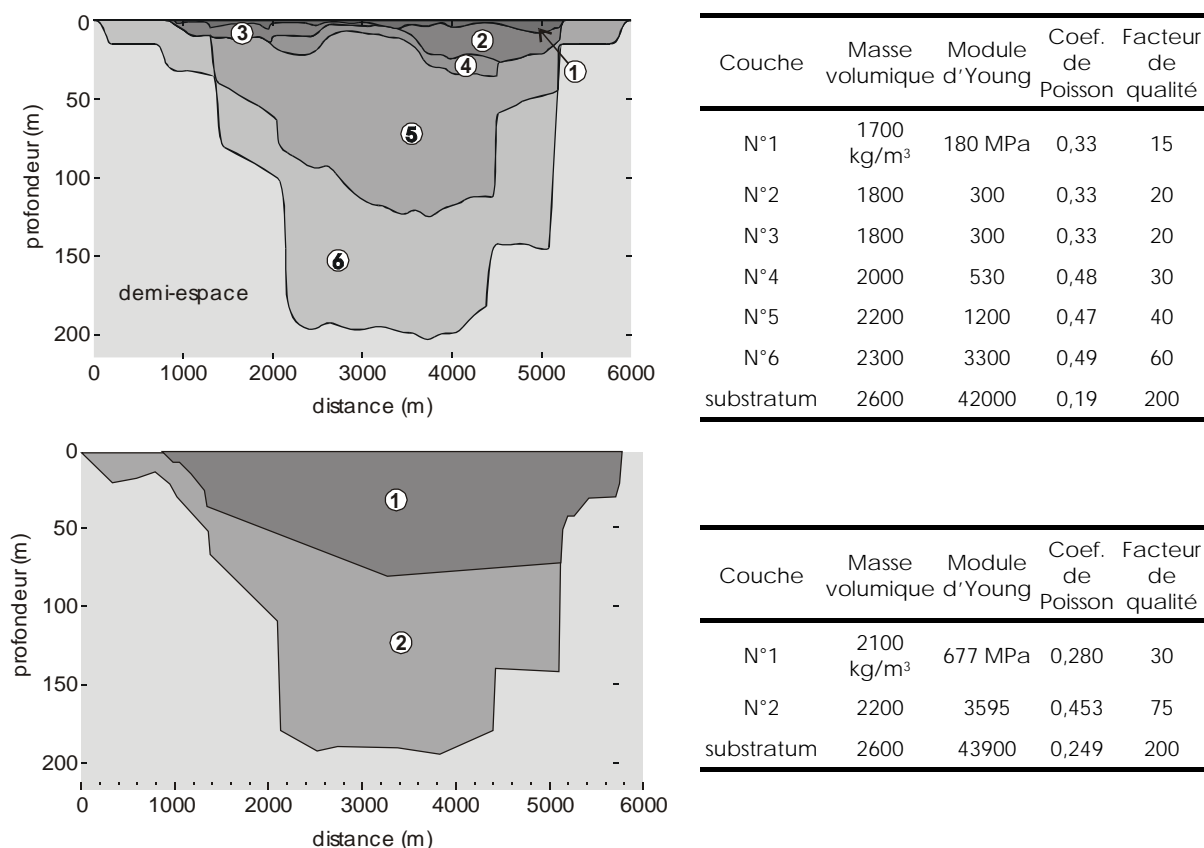


Figure 12 : Modèle complet de bassin (LGIH) à 6 couches en haut. Modèle simplifié de bassin à 2 couches d'après Makra et al [Makra, 2002]. Les propriétés mécaniques correspondantes sont données dans les tableaux situés à droite.

méthodes empiriques/numériques, 1D/2D et une discussion sur la validité et la portée de leur usage dans le génie parasismique et les normes sismiques internationales (UBS98, EC8) sont présentées en détail par Ptilakis et al. [Ptilakis, 1999].

3 Modélisation des effets de site dans le bassin de Volvi

Sa configuration relativement accidentée fait du bassin de Volvi un site expérimental très intéressant pour de l'amplification du mouvement sismique, et notamment les effets de bassin bidimensionnels.

Dans la suite de ce travail, nous considérons la méthode des équations intégrales de frontière pour deux modèles du bassin plus ou moins simplifiés. Les résultats en fréquence et en temps, sous une impulsion élémentaire et sous un séisme réel seront analysés, puis comparés aux mesures expérimentales ainsi qu'à ceux d'autres auteurs. Une attention particulière est apportée à l'illustration des effets 2D dans le bassin. La mise en rapport de ces effets aux méthodes dites classiques (rapports spectraux) servant à les mesurer permettra d'en esquisser la portée. La comparaison des deux modèles numériques donnera de la même façon lieu à quelques considérations sur le raffinement des modèles géotechniques et la portée des modèles numériques.

Enfin, cette analyse des effets de site « en champ libre » nous servira de base préliminaire avant l'analyse de leur interaction avec les structures, qui sera l'objet des Chapitres 3, 4 et 5.

3.1 Bassin de Volvi : modèle complet et modèle simplifié

Les deux modèles de bassin proposés dans le cadre de l'EuroSeisTest reproduisent de manière approchée le profil NNO-SSE de la structure de la vallée (Fig.10) :

- Un modèle dit « complet » avec 6 couches de sol et proposé par le LGIH (Université de Liège, Belgique) est représenté sur la Figure 12 (en haut). Les deux couches inférieures sont issues de l'homogénéisation des couches (F, G, G*) et (C,D,E) respectivement. Les couches superficielles sont représentées de manière plus détaillée. L'homogénéisation estompe quelque peu les discontinuités dues aux failles, surtout au niveau de la faille F4 (Nord). Leur présence est néanmoins signalée par des irrégularités marquées.
- Un modèle dit « simplifié » (Fig.12, en bas) avec seulement 2 couches inspiré de celui proposé par Makra [Makra, 2002]. La couche supérieure homogénéise les couches (A, B, C, D) et la couche inférieure les couches (E, F, G, G*). Les détails proches de la surface libre disparaissent donc dans ce modèle. La présence des failles est insensible au niveau de la couche supérieure.

L'influence de la topographie n'est pas considérée et la variation d'altitude du profil de surface libre est projetée sur le plan horizontal. Les épaisseurs de couche sont respectées. Les deux modèles sont élastiques linéaires avec un amortissement visqueux constant.

3.2 Modélisation par équations intégrales de frontière

Pour la modélisation numérique de l'amplification dans le bassin, nous considérons la méthode des équations intégrales de frontière. Dans celle-ci, seules les interfaces entre couches font l'objet d'une discrétisation. La propagation d'une onde incidente en milieu infini est résolue de manière exacte.

L'excitation est une onde plane d'incidence verticale. Les types d'ondes SH et SV sont considérés. La résolution est effectuée dans le domaine des fréquences. Compte tenu de la discrétisation spatiale choisie, la fréquence maximale de résolution est de $6Hz$. Les solutions temporelles sont extraites par inversion de Fourier.

Différentes excitations sont considérées. En particulier, utilisation sera faite des deux séismes de juin 1994 et de mai 1995. Ces derniers ont été parfaitement enregistrés sur les réseaux Reftek pour le premier et accélérométrique permanent pour le second. Dans les deux cas, l'accélérogramme enregistré à la station PRO, situé sur le rocher, est appliqué en excitation d'entrée. La réponse du site est calculée par convolution de sa fonction de transfert avec l'excitation. Ainsi, la réponse du site est supposée linéaire.

4 Amplification dans le bassin sous sollicitation SH

4.1 Fonctions de transfert en onde SH

La fonction de transfert de chacun des modèles de bassin est représentée sur la Figure 13 à l'aide de diagrammes distance / fréquence.

La fréquence de plus forte amplification se situe à $f_0 \approx 0,8Hz$ pour les deux modèles. Contrairement à ce qui est obtenu pour un mode fondamental (1D), la plus forte amplification apparaît dans deux zones différentes du bassin. Ce phénomène n'est pas imputable à la stratigraphie de proche surface, puisque le modèle simplifié présente aussi un dédoublement du mode fondamental [Makra, 2002].

4. Amplification dans le bassin sous sollicitation SH

Cette observation est également faite par Chávez-García et al. [Chávez-García, 2000], qui l'attribue à la contribution des ondes de surface.

Le modèle complet à 6 couches conduit à un plus grand nombre de pics d'amplification de part et d'autre du bassin, au niveau des failles F1 (Sud) et F4 (Nord). Ces pics de forte amplification sont regroupés en trois zones :

- $f \in [2 - 3] \text{ Hz}$ et $x = 4000 \text{ m}$
- $f \in [3 - 4] \text{ Hz}$ et $x = 2500 \text{ m}$
- $f \in [4 - 5] \text{ Hz}$ et $x = 1500 \text{ m}$.

Sur la Figure 14, nous comparons les fonctions de transfert calculées par les deux modèles à celles données par les rapports spectraux. Les solutions sont présentées aux différentes stations du réseau accélérométrique permanent (GRA, GRB, TST, FRM, STC). Les rapports spectraux correspondent au déplacement horizontal transverse mesuré dans la direction est / ouest (SH). Les fonctions de transfert unidimensionnelles calculées en considérant la stratigraphie située sous les stations sont également représentées.

Les résultats calculés correspondent relativement bien aux rapports spectraux pour l'ensemble des stations. Cependant, les stations situées vers le milieu du bassin (GRB et TST) donnent de meilleurs résultats que celles situées à l'aplomb des failles (GRA au-dessus de F3 et FRM au-dessus de F2), ou à l'extrémité du modèle (STC). En effet, fonctions de transfert calculées et mesurées rendent mieux compte du pic fondamental dans le premier cas que dans le second.

Les amplifications maximales sont obtenues au milieu du bassin (GRB, FRM), et au-dessus des failles F3 et F2 (GRA, FRM). Les valeurs d'amplitude peuvent être supérieures à 10. Elles correspondent assez bien aux valeurs prédites par le cas simplement 1D, surtout pour la fréquence fondamentale située à 0,8Hz. En revanche, pour les fréquences supérieures, les valeurs d'amplitude sont généralement sous-estimées par l'approximation 1D, ce qui atteste de l'influence des effets 2D dans le bassin.

Le pic vers 0,8Hz, présent au milieu du bassin, est absent des spectres numériques et expérimentaux à la station GRA, située juste au-dessus de la faille F3. Ce pic basse fréquence est lié à l'action des couches profondes. Son absence à la station GRA est peut-être due à sa position du côté le moins profond de la faille, tandis que FRM serait par exemple située plutôt du côté profond (présence du pic à 0,8Hz). De manière générale, la présence des failles semble rendre la comparaison entre le calcul et l'expérimental plus difficile, et indiquer ainsi l'implication de phénomènes complexes de diffraction délicats à modéliser.

L'amplitude du premier pic à la station TST, située au milieu du bassin, semble sous-évaluée par le calcul. Les calculs donnent des valeurs comprises entre 6 et 7 contre 10 pour les mesures.

Le modèle simplifié et le modèle complet diffèrent en somme assez peu en-dessous de 2Hz, et donnent des résultats plus irréguliers au-delà.

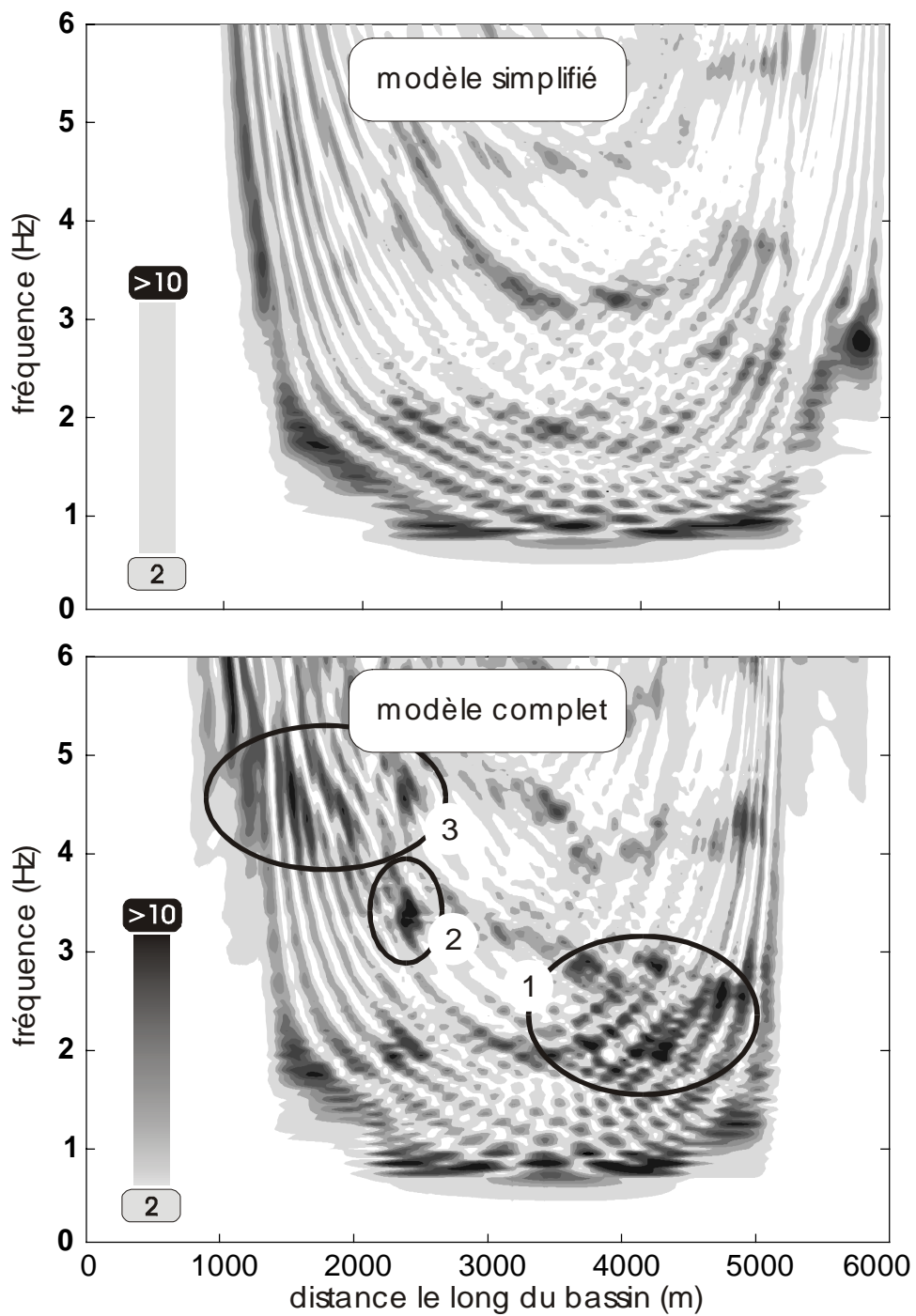


Figure 13 : Fonction de transfert des modèles de sol simplifié à gauche et complet à droite. Diagrammes d'amplification en fonction de la distance et de la fréquence.

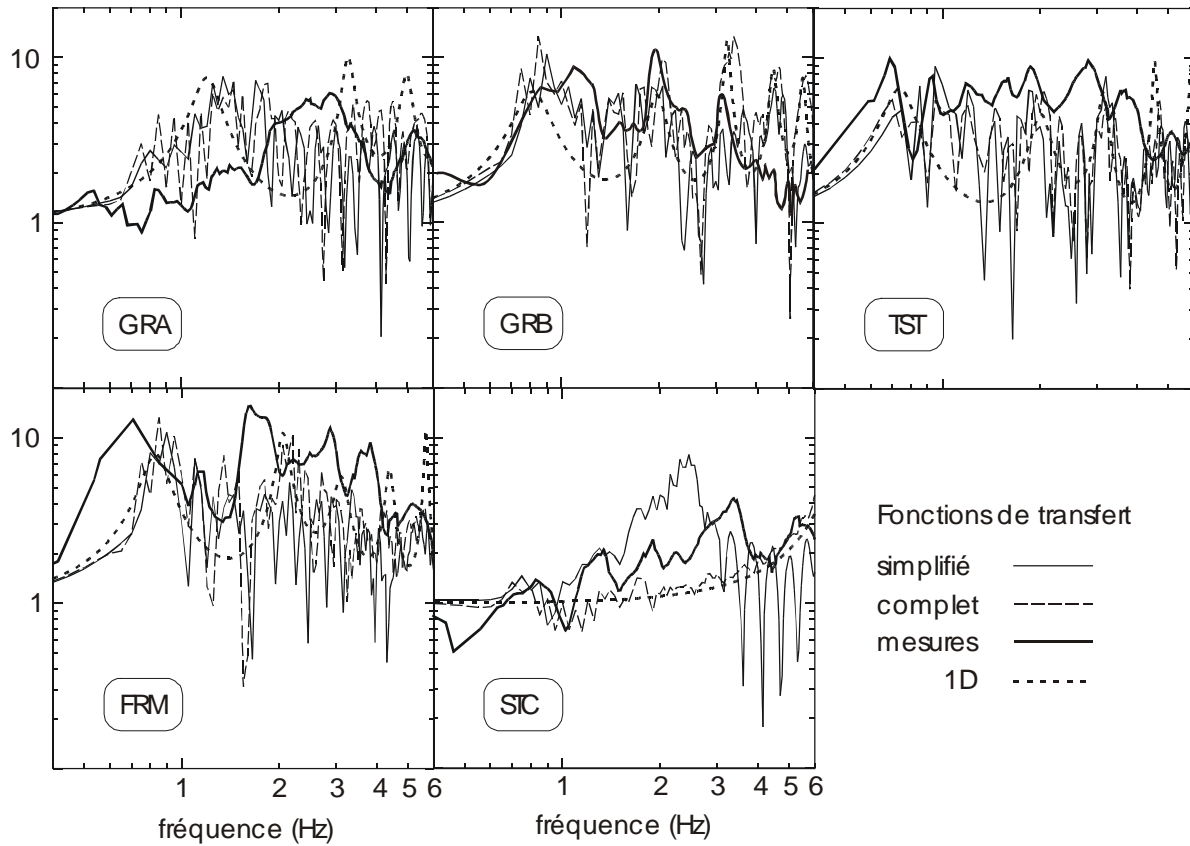


Figure 14 : Comparaison des fonctions de transfert calculées et mesurées aux stations accélérométriques permanentes situées le long de la vallée.

4.2 Réponse temporelle sous une sollicitation impulsionnelle en onde SH

Nous considérons désormais la réponse des modèles de vallée sous une excitation impulsionnelle. L'impulsion considérée est une onde plane transverse (SH) d'incidence verticale. La fonction temporelle associée est la fonction de Gabor, dont l'expression s'écrit comme suit :

$$G(t) = e^{-\alpha} \cos [\omega_p (t - t_s) + \psi] \quad (3)$$

où :

$$\begin{aligned} \alpha &= [\omega_p (t - t_s) / \gamma]^2 \\ f_p &= \omega_p / 2\pi = 4 \\ \gamma &= 1,5 \\ \psi &= 0 \\ t_s &= 0,17 \end{aligned}$$

L'allure temporelle de ce signal et son spectre de Fourier sont donnés sur la Figure 15. Le contenu fréquentiel du signal présente des valeurs non négligeables jusqu'au-delà de 10Hz. Les solutions synthétiques calculées sont donc filtrées jusqu'à

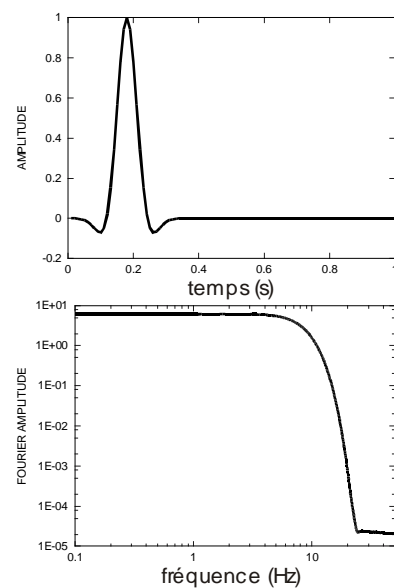


Figure 15 : Impulsion de Gabor. Signal temporel et spectre de Fourier associé

la fréquence maximale admissible par nos modèles, c'est-à-dire 6Hz .

La réponse de chacun des modèles à cette sollicitation simple est donnée sur la Figure **16**. Elle est comparée à celle calculée par Chávez-García [Chávez-García, 2000] (Fig.17) avec un modèle de vallée encore plus complet que le notre (plus de couches, relief topographique incurvé).

Le résultat le plus remarquable est la génération d'ondes de surface aux deux extrémités et se propageant à travers le bassin. De ce point de vue, ces résultats coïncident assez bien entre eux (modèles simplifié et complet) comme avec ceux de Chávez-García. Ils conduisent à une prolongation du signal atteignant presque 15s . Ceux de Chávez-García se prolongent jusqu'au-delà de 20s .

Les modèles simplifié et complet présentent pourtant quelques différences. Dans le modèle simplifié, les ondes de surface prennent naissance aux extrémités de la couche superficielle ($x = 1000\text{m}$ au nord et $x = 5800\text{m}$ au sud). L'influence des failles F1 et F3, marquées par des escarpements de subsurface, se laisse encore distinguer, tandis que celle des failles F2 et F4 est presque invisible. En revanche, dans le modèle complet, à la position de chaque faille prend naissance une onde de surface. De ce point de vue, le modèle complet est plus proche de celui de Chávez-García, et apparaît ainsi plus réaliste.

Par passage dans l'espace des fréquence / nombre d'onde, nous obtenons les digrammes de dispersion de ces ondes de surface présentés sur la Figure **18** pour les deux modèles simplifié et complet.

Dans le modèle simplifié, les deux premiers mode de dispersion des ondes de Love apparaissent assez visiblement. En revanche, dans le modèle complet, seul le premier mode est clairement visible avec une amplitude accrue. En contrepartie, une multitude de petits pics apparaît et s'étale sur une large bande de fréquences. En d'autres termes, le schéma de propagation des ondes de surface par le modèle complet est beaucoup plus riche, alors que le modèle simplifié s'apparente plus au cas de la couche unidirectionnelle à modes discrets. D'après Bard et Bouchon [Bard & Bouchon, 1980a.b], cette complication du schéma de dispersion est imputable aux effets de focalisation dus aux irrégularités géométriques de la subsurface [Semblat, 2002f]. Le diagramme de dispersion du modèle complet traduit donc son plus grand niveau de détail dans la modélisation du sous-sol.

4. Amplification dans le bassin sous sollicitation SH

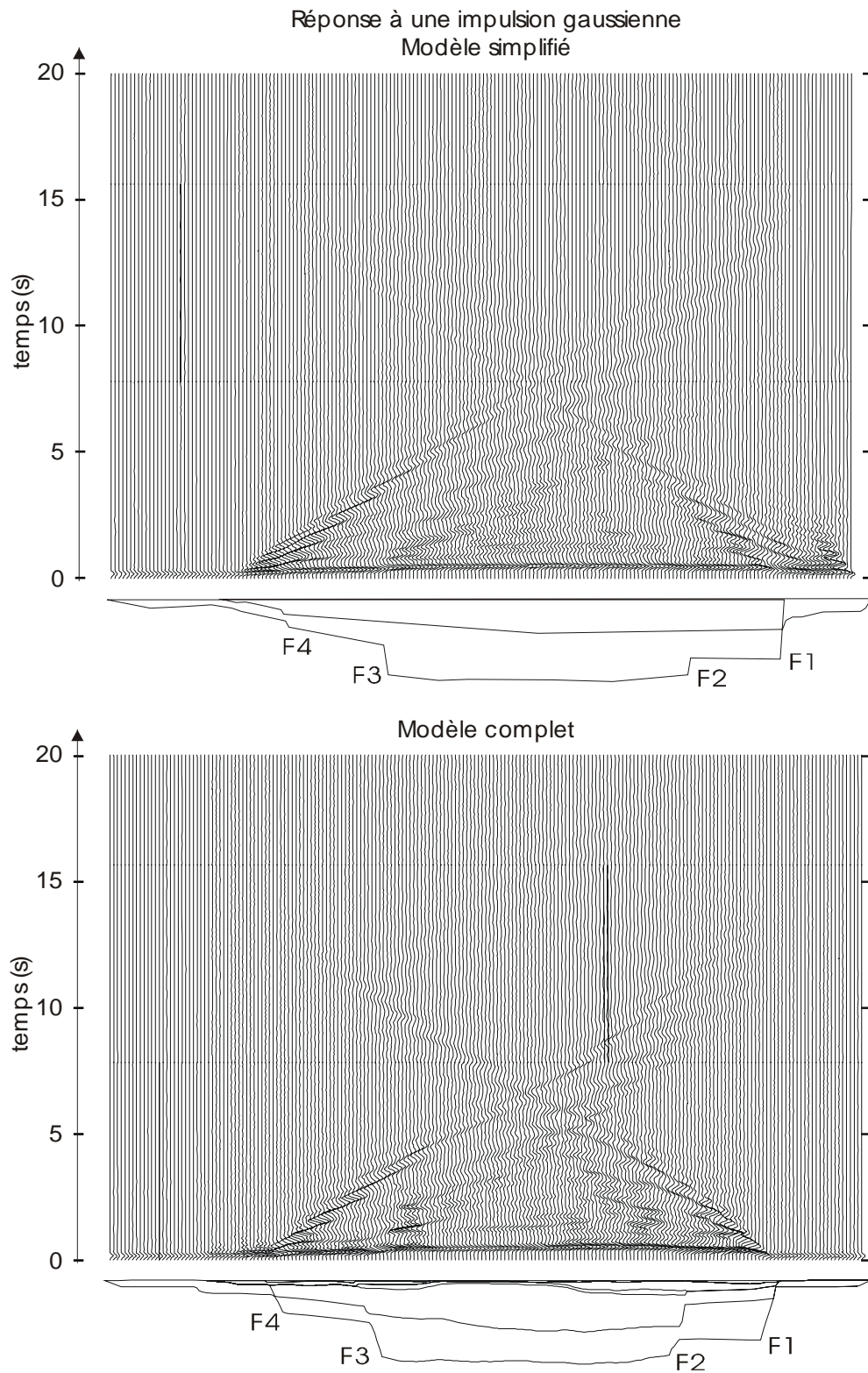


Figure 16 : Déplacements temporels en surface des modèles simplifié (haut) et complet (bas) à une impulsion transverse d'incidence verticale de type gaussien (Gabor).

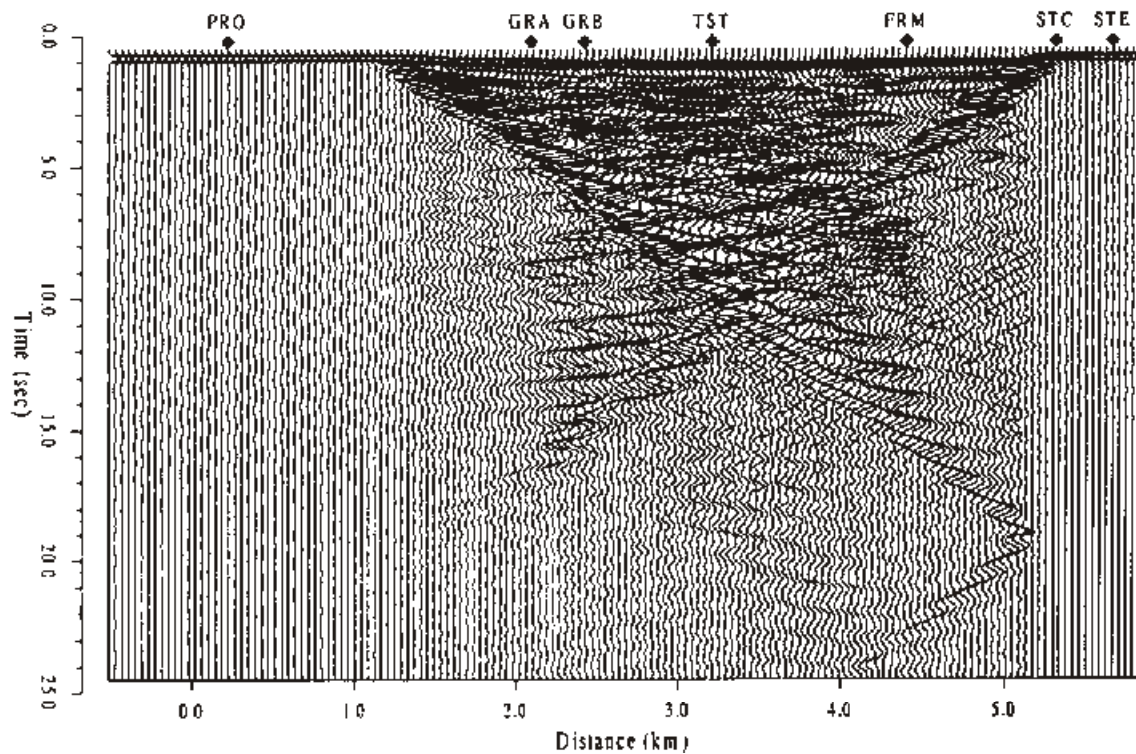


Figure 17 : Déplacements temporels en surface d'un modèle de bassin de Volvi présentée par Chávez-García et al. [Chávez-García, 2000]. Le modèle de Chávez-García s'apparente plus au modèle complet, mais est encore plus réaliste (nombre de couches plus grand, relief topographique).

5 Amplification dans le bassin pour un séisme réel (SH)

Nous étudions désormais la réponse des modèles simplifié et complet pour des séismes réels. Les deux séismes du 25 juin 1994 et du 4 mai 1995 sont considérés. Le premier a été enregistré par le réseau Reftek et le second par le réseau accélérométrique permanent (RAP).

Les accélérogrammes enregistrés sont d'abord fenêtrés par une fenêtre de Hanning calée sur la partie du signal de plus forte amplitude. Les solutions sont extraites par convolution de ce signal fenêtré avec la fonction de transfert, après filtrage du spectre au-delà de 6Hz.

5.1 Analyse des réponses temporelles

Les réponses des modèles simplifié et complet pour le séisme de juin 1994 sont données sur la Figure 19. Celles obtenues pour le séisme de mai 1995 (Arnaia) sont données sur la Figure 20. La position des traces correspond à la localisation des différentes stations accélérométriques le long de la surface libre. L'accélérogramme enregistré à PRO (extrémité nord) est utilisé comme mouvement sismique incident. Les enregistrements aux différentes stations sont également donnés à titre de comparaison (en haut). Ceux du séisme de juin 1994 sont filtrés au-delà de 6Hz, afin de lisser la phase initiale du signal (due aux ondes P). L'échelle d'amplitude des signaux n'est pas indiquée mais reste identique aux traces calculées.

5. Amplification dans le bassin pour un séisme réel (SH)

Pour les deux séismes, les deux modèles produisent également une amplification des signaux et un allongement de leur durée dans la partie centrale du bassin. Cette tendance est conforme avec les enregistrements, qui montrent une amplification du mouvement sismique au centre de la vallée.

Des différences apparaissent cependant entre les deux séismes et les deux modèles :

Pour le séisme de juin 1994, l'amplification du mouvement est généralement sous-estimée par les deux modèles dans la partie centrale de la vallée à droite de la faille F3. Malgré cela, le modèle complet est encore celui des deux donnant les meilleurs résultats, notamment pour la station GRE.

Pour le séisme de mai 1995 en revanche, les deux modèles donnent des résultats assez satisfaisant à toutes les stations. Le modèle complet se révèle cependant encore le plus satisfaisant, avec des niveaux d'amplification très concordants aux stations GRA et GRB, situées au-dessus de la faille F3.

La différence des résultats obtenus pour les deux séismes est probablement liée au contenu fréquentiel de chacun d'eux. En effet, comme nous le verrons par la suite, celui de juin 1994 présente plutôt un contenu spectral hautes fréquences et celui de mai 1995 plutôt basses fréquences. Or les hautes fréquences du signal sont plus sensibles aux détails de la stratigraphie de la proche surface que les basses fréquences, et demandent donc un niveau de description plus précis. C'est ce qui explique que le modèle complet soit encore le plus satisfaisant, bien qu'encore perfectible.

Ce dernier modèle donne des résultats particulièrement au-dessus des différentes failles. Ce point apparaît clairement pour le séisme de mai 1995, où les niveaux d'amplification au-dessus des failles F2 et F3 (stations GRA, GRB et FRM) sont bien meilleurs que ceux donnés par le modèle simplifié.

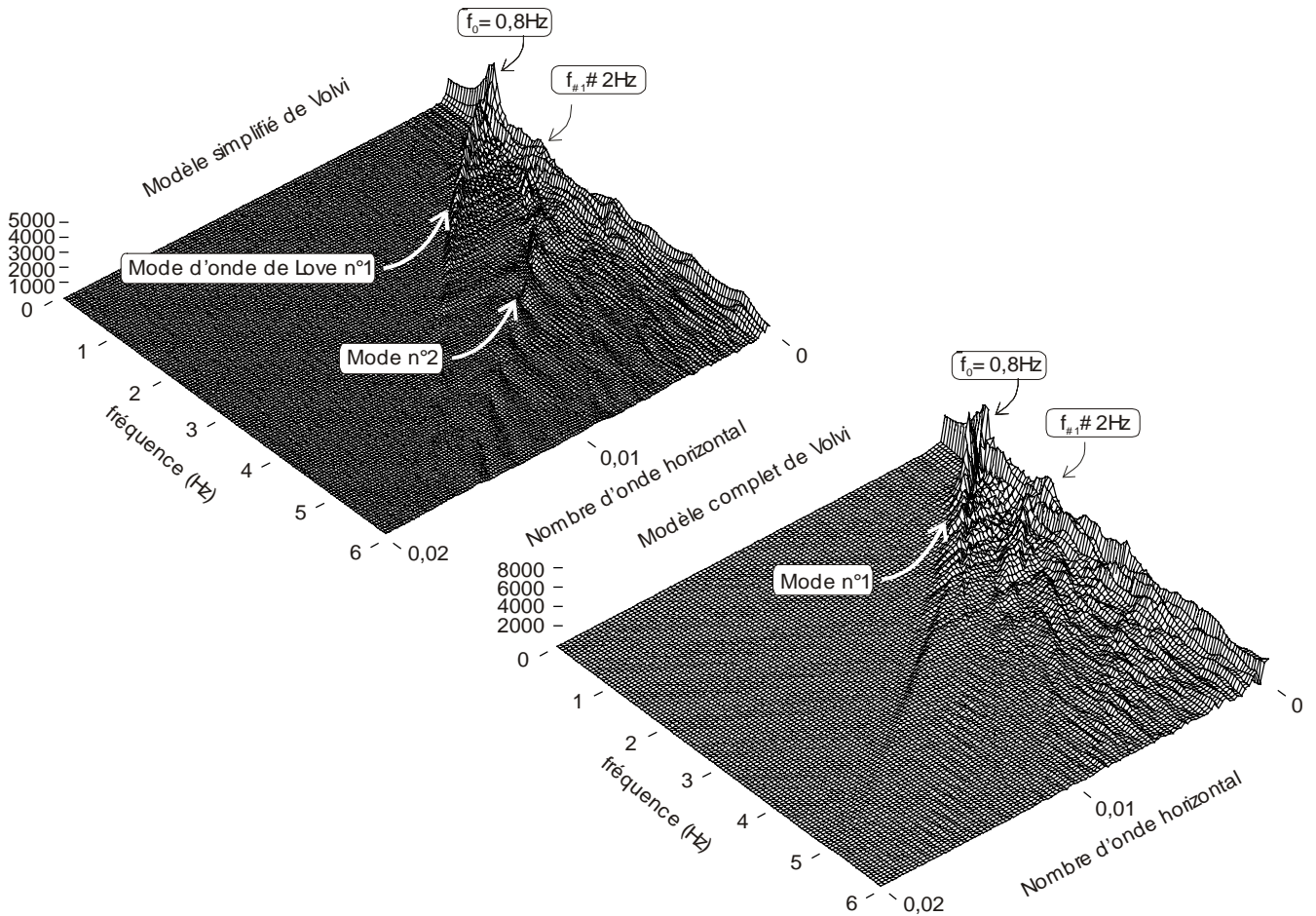
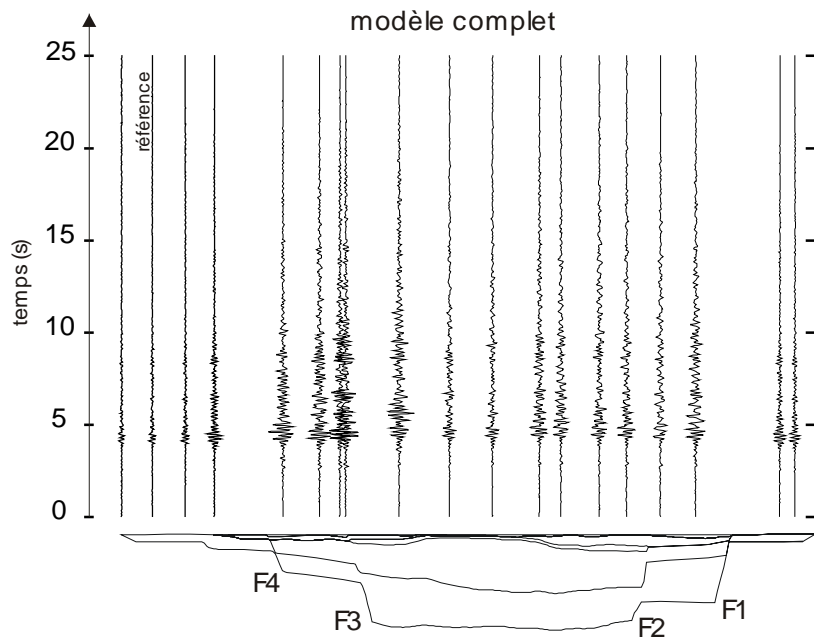
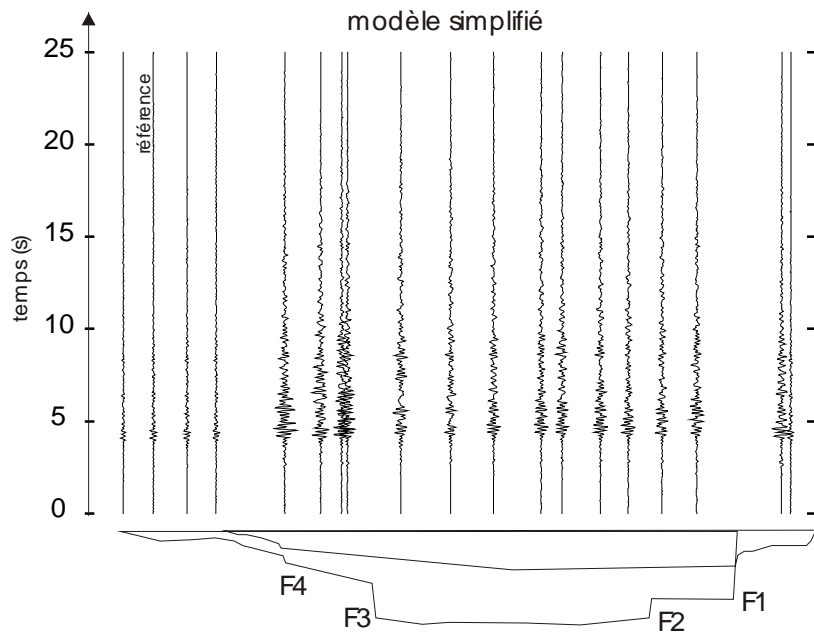
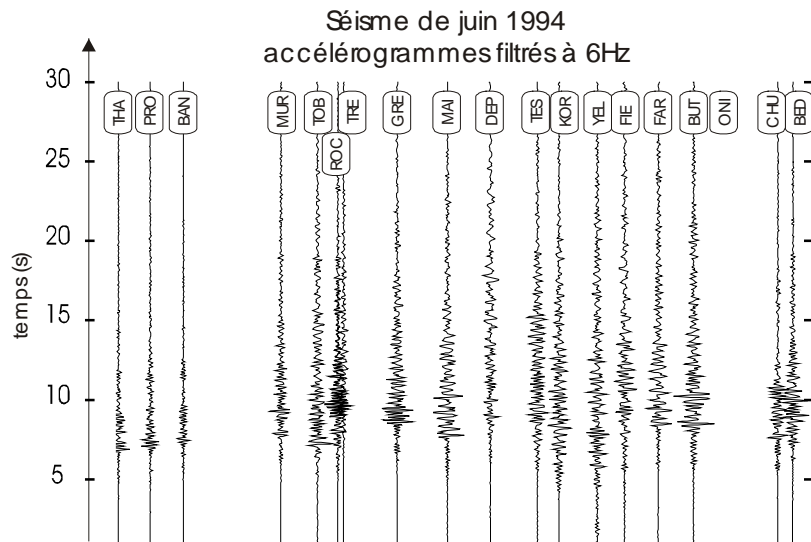


Figure 18 : Diagrammes de dispersion des ondes de Love dans l'espace des fréquences / nombres d'onde. Les solutions sont présentées pour les modèles simplifié (gauche) et complet (droite) sous une impulsion transverse (SH) d'incidence verticale de type gaussien (Gabor).

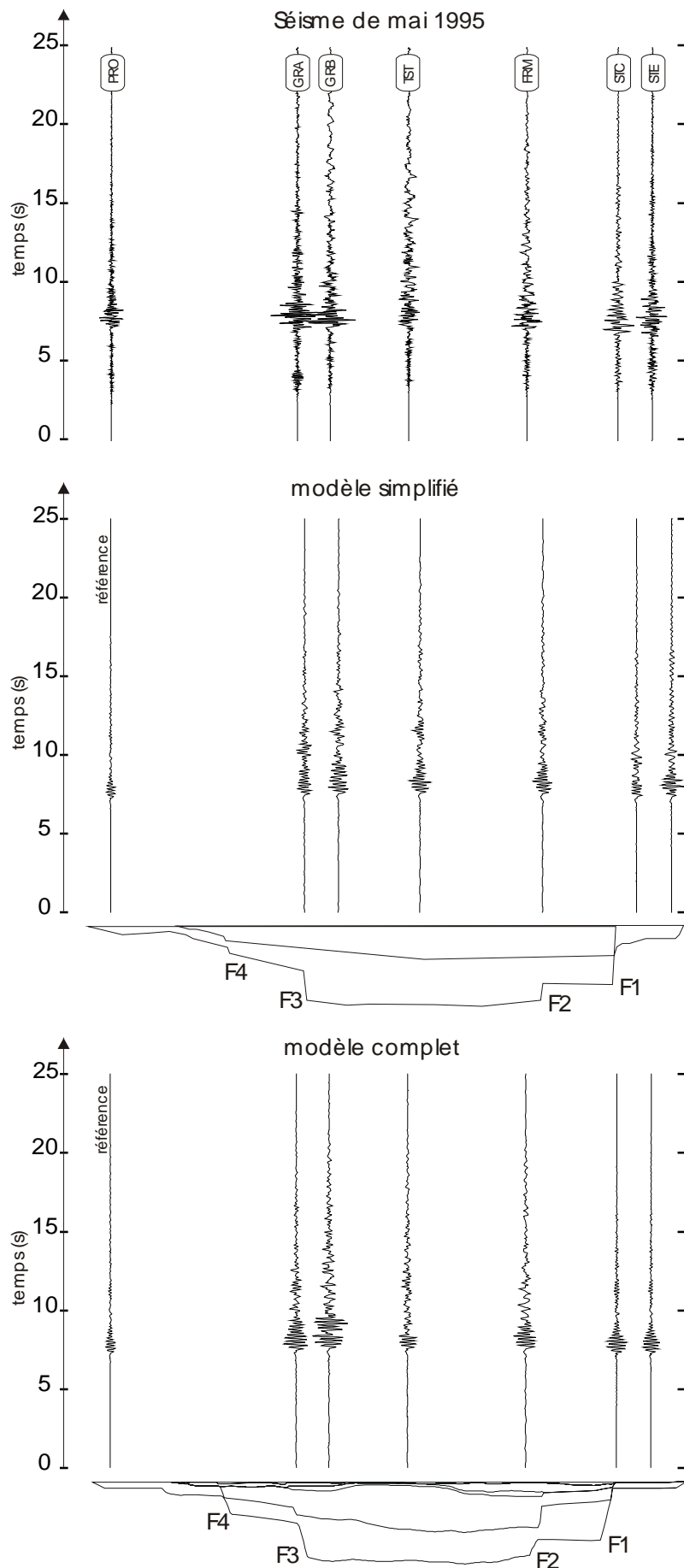
Figure 19 : (page suivante) Réponses temporelles des modèles simplifié (milieu) et complet (bas) au séisme de juin 1994 ($M = 3$). Les traces figurées correspondent au mouvement transverse (SH). L'échelle d'amplitude n'est pas représentée mais reste commune aux deux modèles. Le signal d'entrée est l'accélérogramme enregistré à PRO. Les enregistrements filtrés à 6Hz obtenus aux stations correspondantes sont également donnés en haut à titre de comparaison.

Figure 20 : (page d'après) Réponses temporelles des modèles simplifié (milieu) et complet (bas) au séisme de mai 1995. Les traces figurées correspondent au mouvement transverse (SH). L'échelle d'amplitude n'est pas représentée mais reste commune aux deux modèles. Le signal d'entrée est l'accélérogramme enregistré à PRO. Les réponses enregistrées aux différentes stations sont également présentées en haut à titre de comparaison.

5. Amplification dans le bassin pour un séisme réel (SH)



CHAPITRE 1 : Amplification des ondes sismiques dans les bassins sédimentaires



5.2 Analyse des diagrammes de dispersion

Afin d'analyser la propagation d'ondes de surface pour les deux événements mesurés, nous effectuons un passage dans l'espace des fréquence / nombre d'onde, comme dans le cas d'une impulsion.

Sur la Figure 21, nous présentons les diagrammes de dispersion du mouvement en surface pour respectivement les séismes de juin 1994 et mai 1995 (Arnaia).

Pour l'un ou l'autre modèle, les deux premiers modes des ondes de Love apparaissent clairement. Cependant, de nombreux pics hautes fréquences ($f \geq 4\text{Hz}$) sont obtenus dans les régions à faible nombre d'onde. Ceux-ci sont plus nombreux dans le modèle complet que dans le modèle simplifié, mais aussi pour le séisme de juin 1994 que celui de mai 1995.

C'est dans ces gammes de fréquences élevées que se produisent des phénomènes de diffraction par les irrégularités stratigraphiques de la proche surface. Leur plus grande implication dans le séisme de juin 1994 explique pourquoi les résultats donnés par les modèles numériques sont moins bons que pour celui de mai 1995, mais aussi pourquoi ceux donnés par le modèle complet restent toutefois meilleurs.

Dans le modèle complet, le premier mode d'ondes de Love contribue au contenu basses fréquences de la réponse du bassin. Celui-ci présente des valeurs non négligeables autour de la fréquence fondamentale ($f_0 = 0,8\text{Hz}$). Ce point est plus visible pour le séisme de mai 1995. Pour cet événement, il n'est donc pas impossible de voir une contribution des ondes de surface à l'amplification du mode fondamental d'effets de site [Chávez-García, 2000].

5.3 Analyse temps/fréquence de la réponse au centre de la vallée

Sur la Figure 22, nous représentons l'évolution spectrale des solutions temporelles mesurées et calculées avec le modèle complet à la station TST, située au centre du bassin, pour le séisme d'Arnaia.

En réponse à un séisme réel, un accélérogramme enregistré présente généralement trois phases distinctes :

- Une phase n°1 correspondant à la réponse aux ondes de compression (P), et s'identifiant ici à la partie du signal antérieure à 7 secondes
- Une phase n°2 correspondant à la réponse aux ondes de cisaillement (S), ici comprise entre 7s et 13s environ
- Une phase n°3 correspondant aux ondes de surface (SW), au-delà de 13s pour notre signal.

La distribution fréquentielle de la réponse temporelle à TST indique que la fréquence fondamentale de résonance du site $f_0 = 0,8\text{Hz}$ se répartit à deux instants distincts, appartenant respectivement aux phases n°1 et n°2 (Fig.22.a). Cela signifie donc que les ondes de surface ont contribué à la résonance du mode fondamental durant cet événement sismique.

Cette double contribution est difficile à identifier à partir des spectres d'amplitude classiques, où les phénomènes de propagation latérale (phase des fonctions de transfert) sont cachés et où l'amplification du mode fondamental est essentiellement attribuée aux ondes de volume. Cet exemple rappelle à une certaine circonspection quant à l'interprétation des spectres expérimentaux, surtout quand des effets 2D sont avérés.

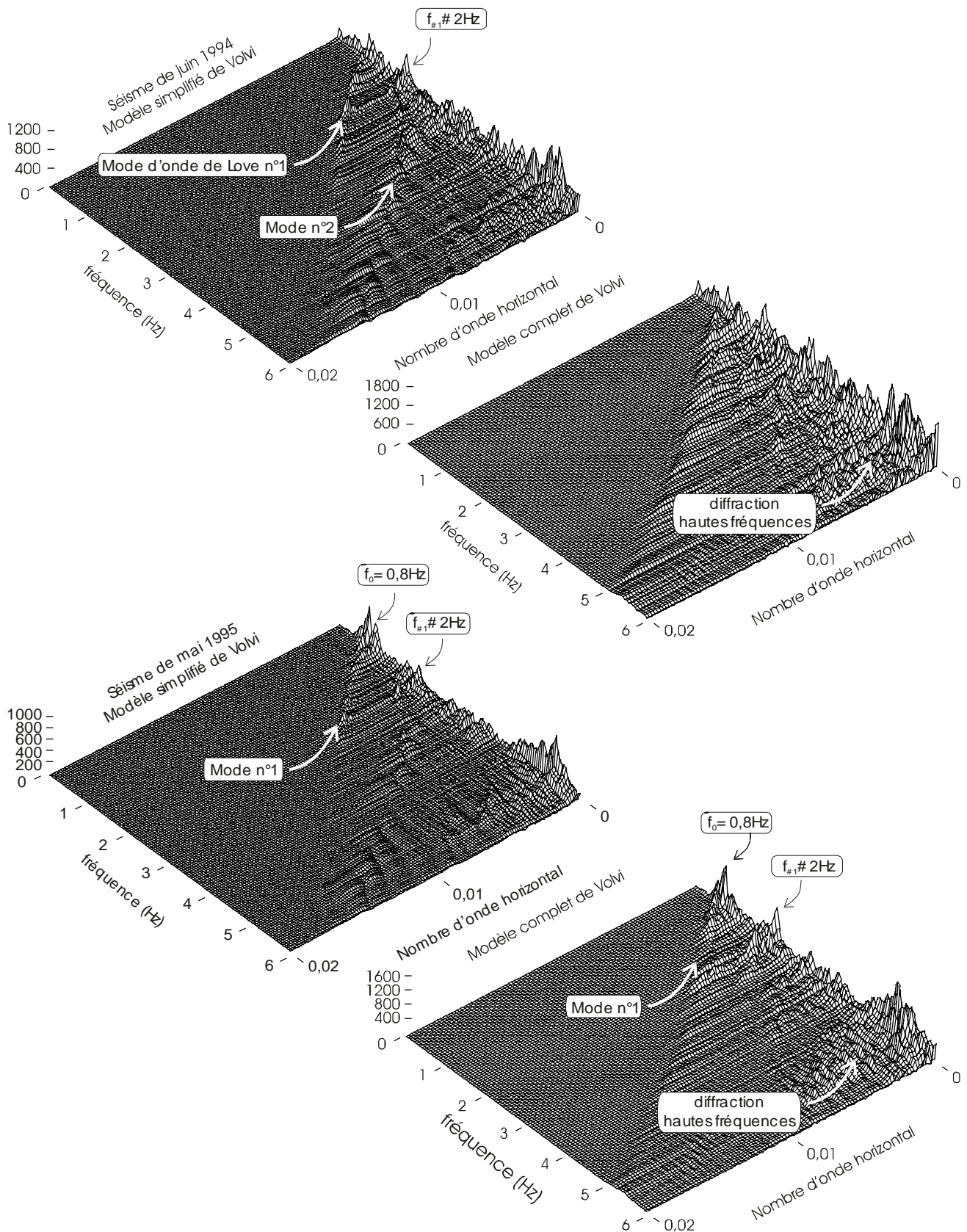


Figure 21 : Diagrammes de dispersion des ondes de Love dans l'espace des fréquences / nombres d'onde. Les solutions sont présentées pour les modèles simplifié (gauche) et complet (droite) sous le séisme de juin 1994 (haut) et de mai 1995 (bas).

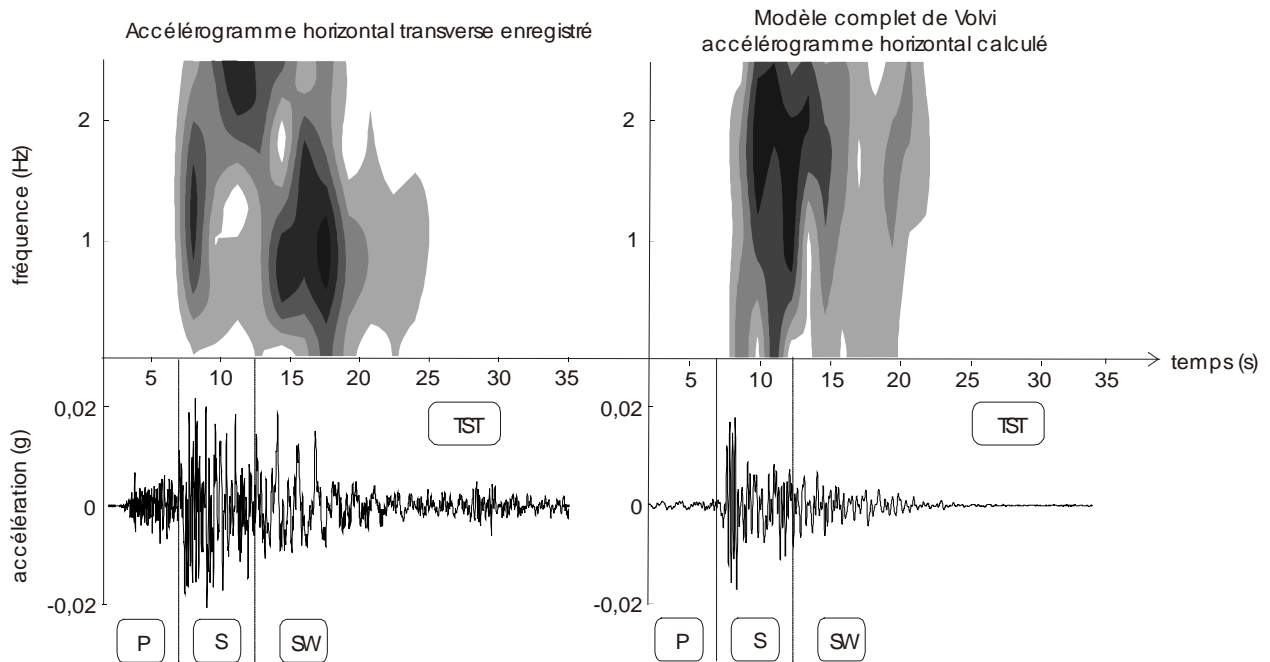


Figure 22 : Analyse temps-fréquence des accélérogrammes enregistrés (gauche) et calculés avec le modèle complet (droite) à la station TST (centre du bassin) pour le séisme de mai 1995 (Arnaia).

5.4 Conclusions

D'après les résultats obtenus, des différences entre les modèles simplifié et complet sont observées. Elles sont pourtant difficiles à discerner sur les spectres d'amplification et sur les réponses synthétiques dans la partie centrale du bassin. Le niveau de détail atteint par le modèle complet ne semble jouer un rôle significatif qu'à partir d'une certaine valeur de fréquence (Fig.13). Pour une évaluation classique des effets de site, souvent limitée à la première fréquence de résonance du site, ce raffinement semble superflu.

Les ondes de surface peuvent contribuer à l'amplification du premier mode de résonance du sol. Les effets 2D peuvent donc affecter l'évaluation des effets de site par des méthodes classiques, sans pour autant être discernables. La faiblesse des rapports spectraux, fondées sur des spectres d'amplitude, néglige une information importante contenue dans la phase du signal, surtout si des effets 2D peuvent se produire.

En fin de compte, la richesse des données lithologiques sur le sous-sol se révèle très précieuse pour l'étude détaillée des effets de site et permet de prédire jusqu'à une certaine mesure si un site est susceptible de donner lieu à des effets 2D ou non.

6 Amplification dans le bassin sous sollicitation SV

Les résultats précédents établissent une influence très importante des effets bidimensionnels, et notamment des ondes de surface, sur l'amplification du mouvement sismique. Ces effets 2D se révèlent dans la réalité plus complexes dans la mesure où des mécanismes de conversions d'ondes se produisent aux interfaces irrégulières du sous-sol. Ces phénomènes de conversions d'ondes sont attachés à la propagation d'ondes à polarisation non parallèle aux différentes interfaces du milieu. Les modèles sous sollicitation SH n'en tiennent ainsi pas compte.

C'est pourquoi nous envisageons désormais une modélisation du bassin de Volvi sous excitation SV. Nous considérons uniquement le modèle complet, dont le niveau de détail concernant les couches superficielles est susceptible de produire des résultats plus réalistes par rapport au cas SH.

6.1 Fonctions de transfert en onde SV

Nous commençons par nous intéresser à la fonction de transfert du modèle complet sous une onde SV d'incidence verticale. Celle-ci est représentée sur la Figure 23. L'amplification des déplacements horizontal et vertical est décrite par des zones d'isovaleurs dans un diagramme donnant la distance le long de la surface libre (axe horizontal) et la fréquence (axe vertical).

Les principales zones d'amplification du déplacement horizontal de la vallée obtenue sous sollicitation SH (Fig.13) réapparaissent dans le cas SV. Leurs localisations restent inchangées tant en position qu'en fréquence : le mode fondamental de résonance reste localisé au milieu de la vallée autour de $x = 3500m$ à $f_0 = 0,8Hz$; Un grand nombre de pics d'amplification apparaît également des deux côtés du modèle, entre les failles F4 et F3 ($x \in [1000 - 2000] m$) d'une part, F2 et F1 ($x \in [1000 - 2000] m$) d'autres part. Les intervalles de fréquences concernées sont respectivement $f \in [1 - 3] Hz$ et $f \geq 4Hz$.

La distribution des pics d'amplification font apparaître trois zones, calées respectivement à $1Hz$, $2Hz$ et $3Hz$ et traversant toute la longueur de la vallée. Celles-ci font apparaître la contribution des principales formations stratigraphiques de la subsurface, à fréquence croissante correspondant respectivement des couches géologiques d'épaisseur décroissante ($f_0 = V_S / 4H$). Ainsi, la troisième zone calée vers $3Hz$ marque un mode de résonance imputable aux couches les plus superficielles. Cette résonance était moins marquée dans le cas SH (Fig.13).

La fonction de transfert du déplacement vertical constitue une donnée encore plus intéressante, puisqu'elle fait apparaître les effets 2D du modèle liés à la focalisation des ondes et à la génération d'ondes de surface. Deux zones particulières peuvent être discernées :

- Une première zone, située en fréquence entre 1 et $2Hz$ et dans l'espace entre $x = 2500m$ et $4500m$, atteste des effets bidimensionnels impliquant les formations les plus profondes du bassin.
- Une seconde zone, localisée dans les hautes fréquences ($f \geq 3Hz$) et aux deux extrémités de la vallée, est associée à la génération d'ondes de surface (Ondes de Rayleigh).

Ces zones sont également celles où les principales différences entre modèle complet et modèle simplifié apparaissent dans le cas SH. Ce point justifie l'utilisation actuelle du modèle complet par préférence au modèle simplifié pour une comparaison avec les résultats en onde SH.

6. Amplification dans le bassin sous sollicitation SV

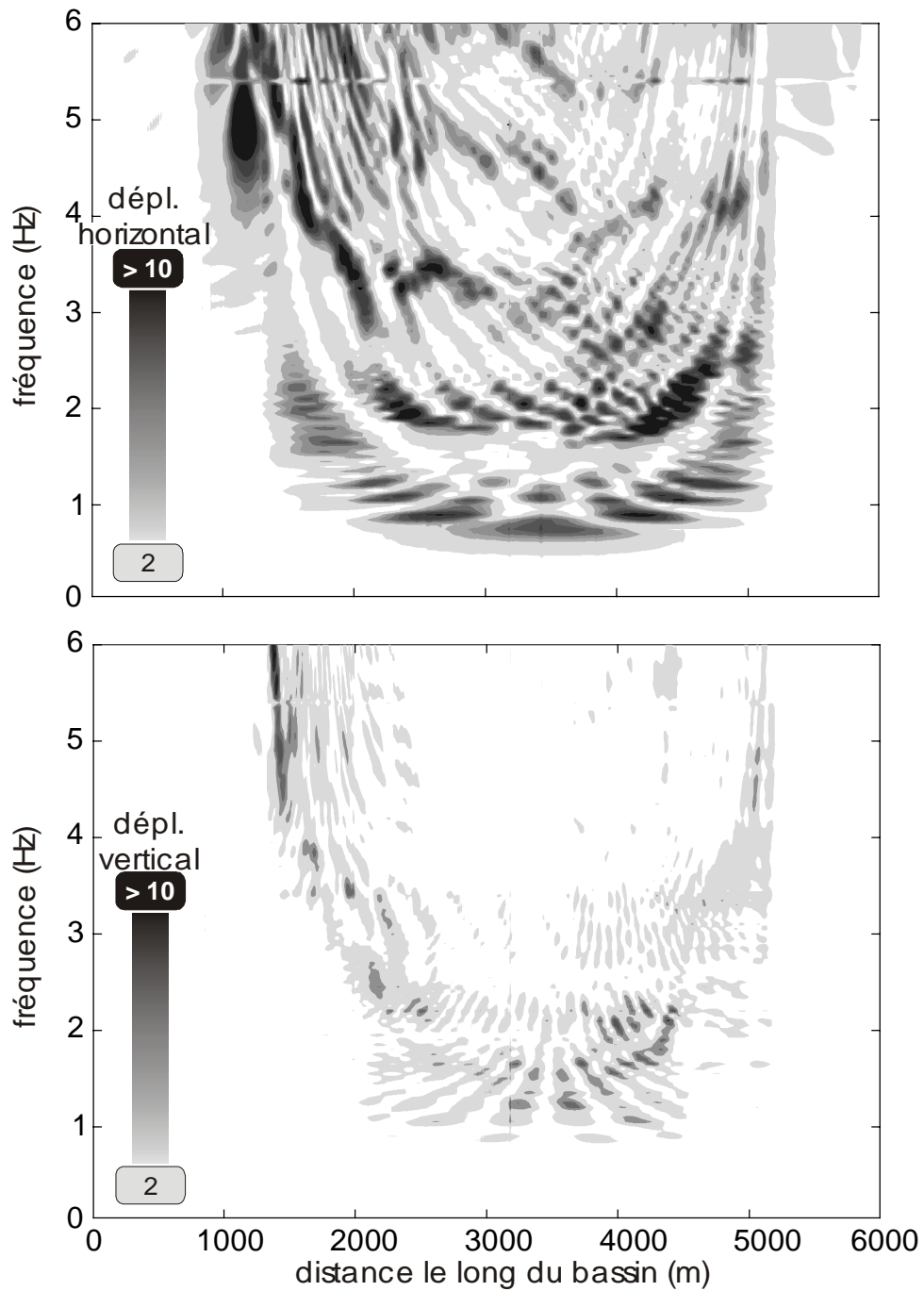


Figure 23 : Fonction de transfert du modèle complet du bassin de Volvi sous une onde SV. L'amplification des déplacements horizontal (haut) et vertical (bas) est représentée par des zones d'isovaleurs dans un diagramme distance / fréquence.

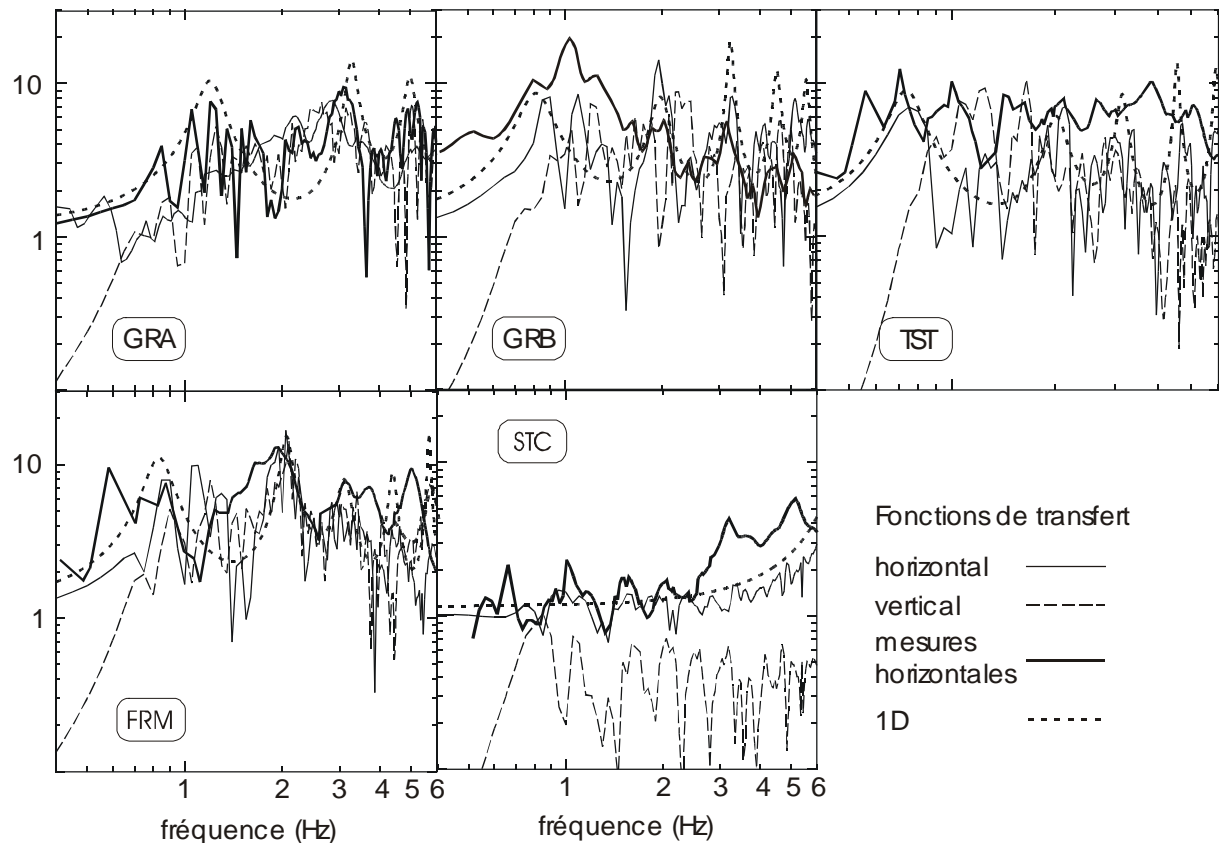


Figure 24 : Fonctions de transfert des déplacements horizontal et vertical calculées avec le modèle complet (gauche) comparées aux rapports spectraux du déplacement horizontal.

6.2 Fonctions de transfert numériques et expérimentales

Nous comparons les fonctions de transfert du mouvement horizontal données par le modèle complet aux rapports spectraux du mouvement horizontal radial (nord / sud) obtenus aux stations accélérométriques permanentes (Fig.24). Celles calculées pour le mouvement vertical paraissent également.

Les fonctions de transfert horizontales présentent les mêmes caractéristiques que pour une onde SH : elles sont très amplifiées pour les trois stations situées entre les failles F2 et F3 (GRB, TST et FRM) et moins amplifiées à l'extérieur (GRA, STC). L'amplification maximale peut dépasser 10, aussi bien pour la composante horizontale que verticale. Sur ce point, elle semble assez conforme aux valeurs prédites par le cas simplement 1D. En revanche, pour STC, l'amplification verticale est inférieure à 1.

Les valeurs élevées de la composante verticale indique la présence d'effets bidimensionnels au centre du bassin, qu'il s'agisse soit de phénomènes de focalisation du champ d'ondes, soit de propagation d'ondes de surface.

Le pic fondamental de la vallée, située autour de $0,8\text{Hz}$, est assez nettement mis en évidence aux trois stations situées en milieu de bassin. Il est absent du spectre à GRA, probablement pour les mêmes raisons qu'évoquées pour une onde SH (GRA est située en-deça de la chute brutale de profondeur représentée par F3).

6. Amplification dans le bassin sous sollicitation SV

Résultats numériques et expérimentaux pour le mouvement horizontal correspondent de manière assez satisfaisante. Pour la caractérisation de la réponse spectrale de la vallée, le modèle numérique complet est par conséquent suffisamment pertinent.

6.3 Réponse temporelle sous une sollicitation impulsionnelle en onde SV

La réponse du modèle complet de la vallée de Volvi à une impulsion élémentaire (onde SV) est calculée et représentée sur la Figure 25. L'impulsion élémentaire considérée est le signal de Gabor utilisé précédemment (Fig.15). Elle est introduite sous la forme d'une onde plane de type SV et d'incidence verticale.

Le champ d'ondes induit à la surface du bassin présente des caractéristiques assez similaires au cas SH : des ondes de surface sont générées aux deux extrémités du bassin et prolongent la durée des signaux jusqu'à 10s. L'implication des failles dans la génération de ces ondes de surface est clairement mise en évidence avec les solutions verticales.

Le passage dans l'espace des fréquence / nombre d'onde (Fig.26) apporte un supplément d'information sur la nature de ces ondes de surface diffractées.

Le premier mode de dispersion des ondes de Rayleigh (c'est-à-dire guidées par un monocouche unidirectionnel) est visible pour les nombres d'onde verticaux, mais disparaît pour les nombres d'onde horizontaux. En revanche, la diffraction de ces ondes a pour support de nombreux pics secondaires apparaissant à des nombres d'onde plus faibles. La portée du premier mode est circonscrite entre les fréquences 0,8 et 3Hz. Ces fréquences, comme nous l'avons indiqué sur les fonctions de transfert, correspondent au domaine d'action des couches profondes. Ainsi, le premier mode des ondes de Rayleigh est guidé par les couches profondes.

Aux fréquences plus élevées ($f \geq 3\text{Hz}$), la diffraction des ondes de surface a principalement pour support les nombreux pics secondaires. Ceux-ci sont tributaires de phénomènes complexes de focalisation se produisant au niveau des couches les plus superficielles de la subsurface [Bard & Bouchon, 1980a.b]. Ceux-ci peuvent être décrits assez finement à l'aide du modèle complet considéré.

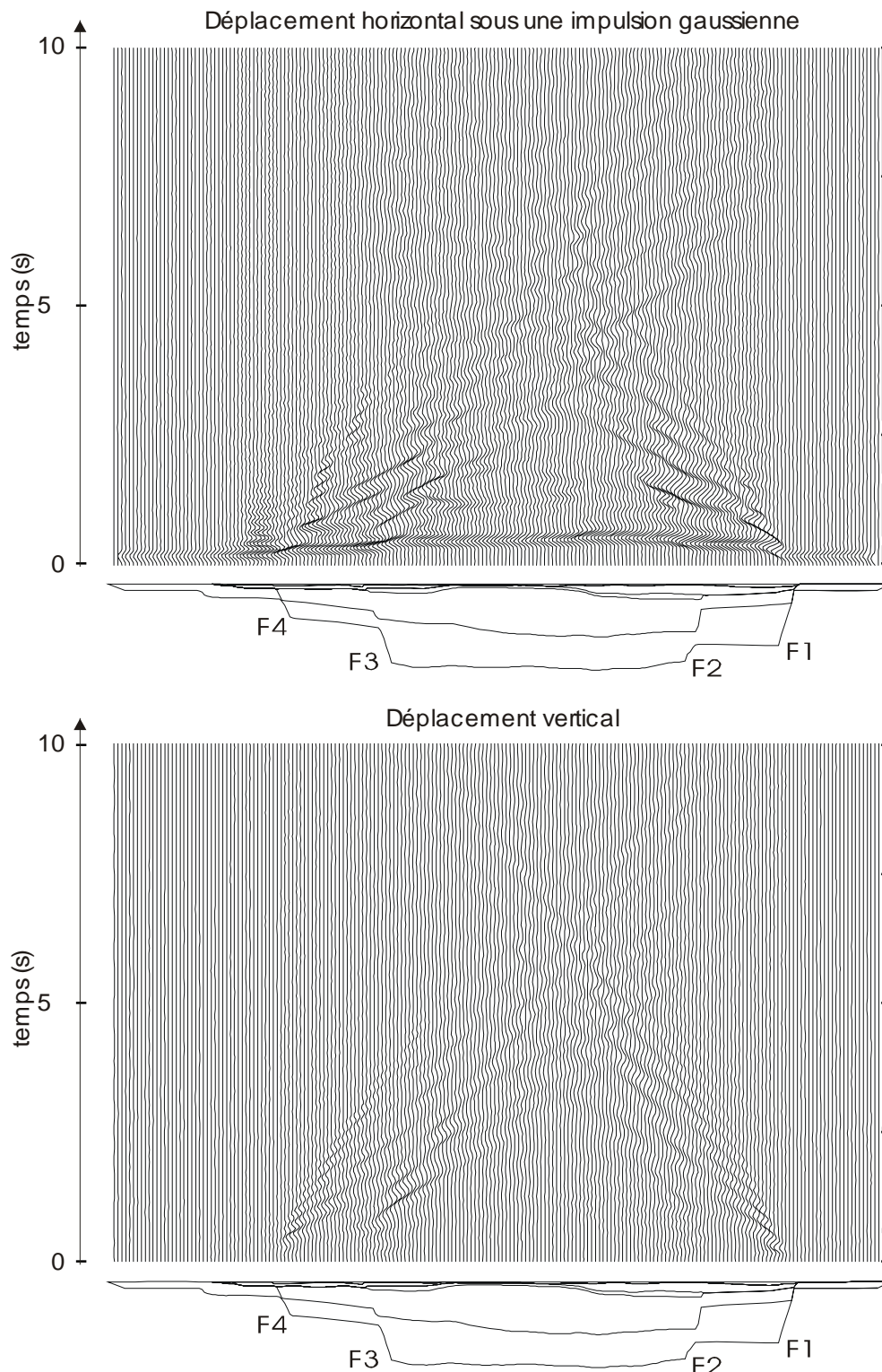


Figure 25 : Solutions temporelles horizontale (haut) et verticale (bas) du modèle de Volvi sous une onde impulsionnelle (Gabor) de type SV d'incidence verticale.

7. Amplification dans le bassin pour un séisme réel (SV)

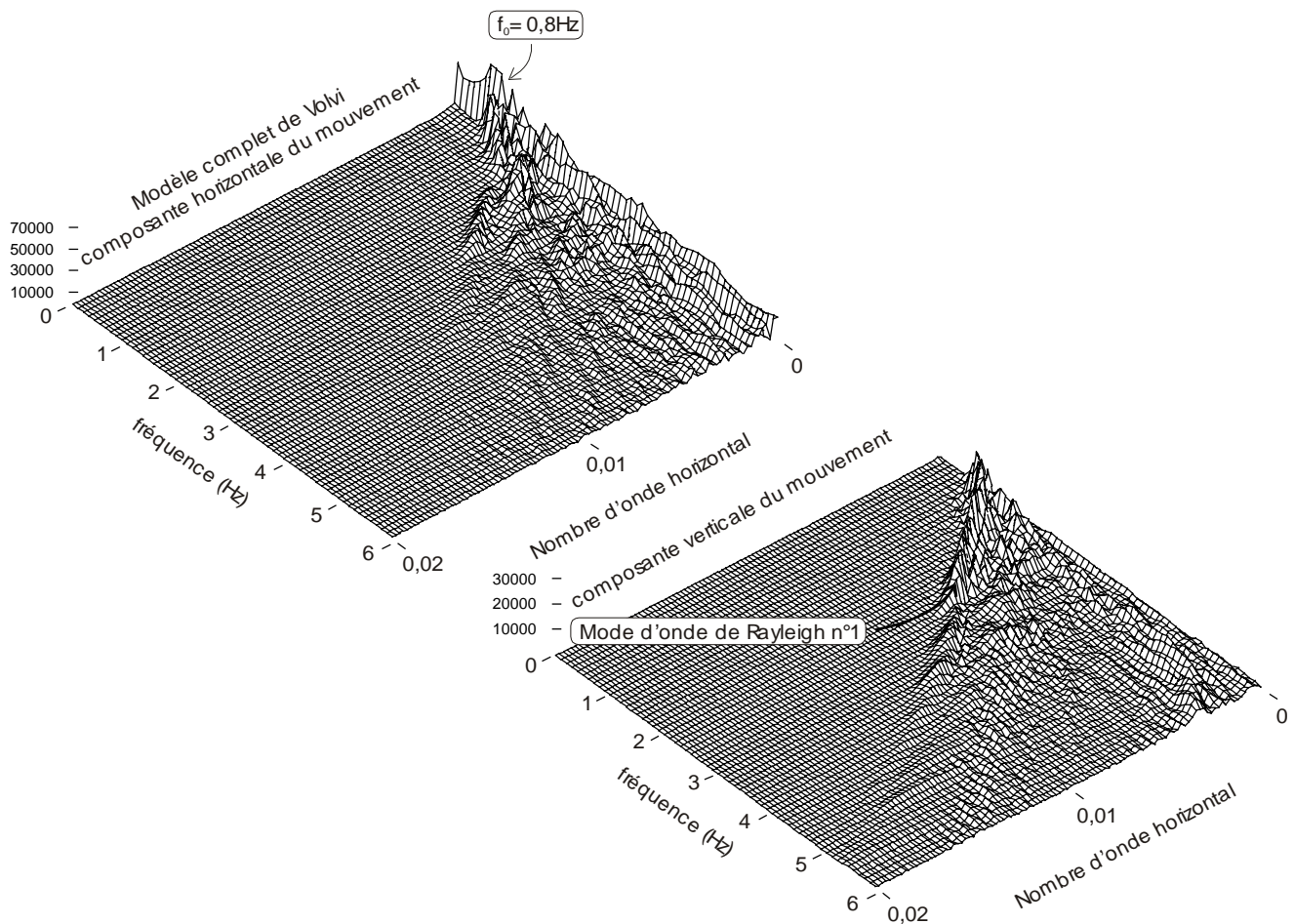


Figure 26 : Représentation dans l'espace fréquence / nombre d'onde des composantes horizontale (gauche) et verticale (droite) du mouvement surfacique du bassin de Volvi sous une onde impulsionnelle (Gabor) de type SV.

7 Amplification dans le bassin pour un séisme réel (SV)

Nous nous intéressons désormais à la réponse du modèle de vallée sédimentaire sous un séisme réel de type SV. Comme précédemment, les deux séismes de juin 1994 et de mai 1995 (Arnaia) sont considérés. Les enregistrements horizontaux radiaux (SV) mesurés à la station PRO sont encore utilisés comme mouvements incidents. Les accélérogrammes calculés pour les deux composantes horizontale et verticale sont présentés sur la Figure 27. Les enregistrements effectués aux stations correspondantes sont présentés à titre de comparaison. L'échelle des accélérations n'est pas explicitement indiquée, mais reste identique aux deux composantes du mouvement *pour un même séisme*.

7.1 Séisme de mai 1995

Comme dans le cas SH, les plus larges amplifications sont observées dans la partie centrale du bassin, entre les failles F3 et F2. Parmi celles-ci, les signaux situés à proximité des failles F3 (GRA et GRB) et F2 (FRM) sont particulièrement amplifiés. Cette amplification est légèrement surestimée pour les stations GRA et GRB, situées à proximité de la faille F3.

CHAPITRE 1 : Amplification des ondes sismiques dans les bassins sédimentaires

La forme des solutions retranscrit de manière assez satisfaisante les différentes phases des signaux enregistrés. En particulier, l'amplitude et la durée des signaux aux différentes stations correspondent assez correctement aux amplitude et durée réelles. Les solutions calculées aux stations STC et STE, situées au-delà de la faille F1, paraissent notamment plus réalistes que dans le cas SH.

Un champ d'ondes de composante verticale apparaît au-dessus des failles. Cette composante verticale est en revanche faible à distance des failles (par exemple, à TST). Cela indique leur implication dans les mécanismes de diffraction opérant au niveau des aspérités géométriques du bassin.

7.2 Séisme de juin 1994

Les résultats obtenus sous le séisme de juin 1994 pour la composante radiale du mouvement (SV) s'avèrent plus satisfaisants que pour la composante transverse (SH) (Fig.19) : l'amplification du mouvement sismique est plus importante dans la partie centrale, et colle mieux avec les enregistrements.

En revanche, comme pour le séisme de mai 1995 (Fig.27), cette amplification est aussi plus forte aux deux extrémités du bassin comprises entre les failles F1 et F2 d'une part, F3 et F4 d'autre part. Sur ce point, la correspondance avec les enregistrements mesurés est une source de satisfaction : elle atteste de la pertinence du modèle numérique pour reproduire le mouvement sismique réel, quand des phénomènes plus complexes de diffraction se produisent dans les couches de la proche surface. La plus grande implication des phénomènes de diffraction dans les régions situées entre les failles se retrouve dans les solutions du mouvement vertical : un champ d'ondes verticales d'amplitude non nulle apparaît.

Enfin, durée des signaux enregistrés et durée des traces calculées sont également en relatif accord.

7.3 Schéma de diffraction du mouvement surfacique

Sur la Figure 29 sont tracés les diagrammes fréquence / nombre d'onde des composantes horizontale et verticale du mouvement sismique sous les séismes de mai 1995 et de juin 1994.

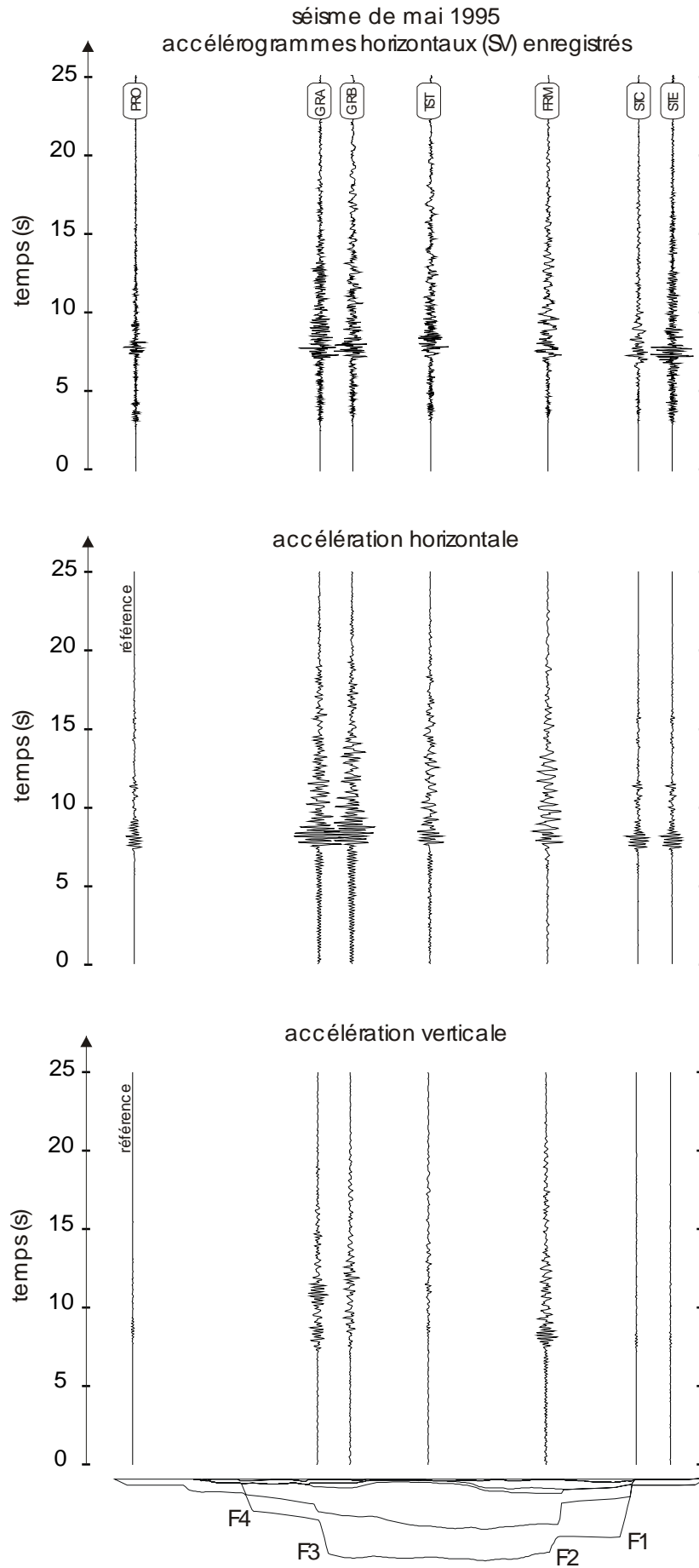
Les résultats obtenus ne font pas clairement apparaître les modes de dispersion des ondes de Rayleigh en tant que telles. En revanche, ils soulignent une nette concentration de pics dans une région de nombres d'onde non nuls comprise en fréquence entre 0,8 et 3Hz. Cet intervalle de fréquence correspond comme nous l'avons vu à l'action des couches profondes. Ce point nous semble en cohérence avec l'effet prépondérant des failles illustré par l'analyse des solutions synthétiques, puisque ces failles sont principalement définies par les variations d'épaisseur brusques des deux couches les plus profondes.

Les résultats sous le séisme de mai 1995 montrent également une concentration de pics dans les hautes fréquences ($f \geq 4\text{Hz}$). Pour ce séisme particulier, l'effet des couches les plus superficielles paraît donc plus important. Ce point illustre encore l'intérêt du modèle complet pour cette analyse.

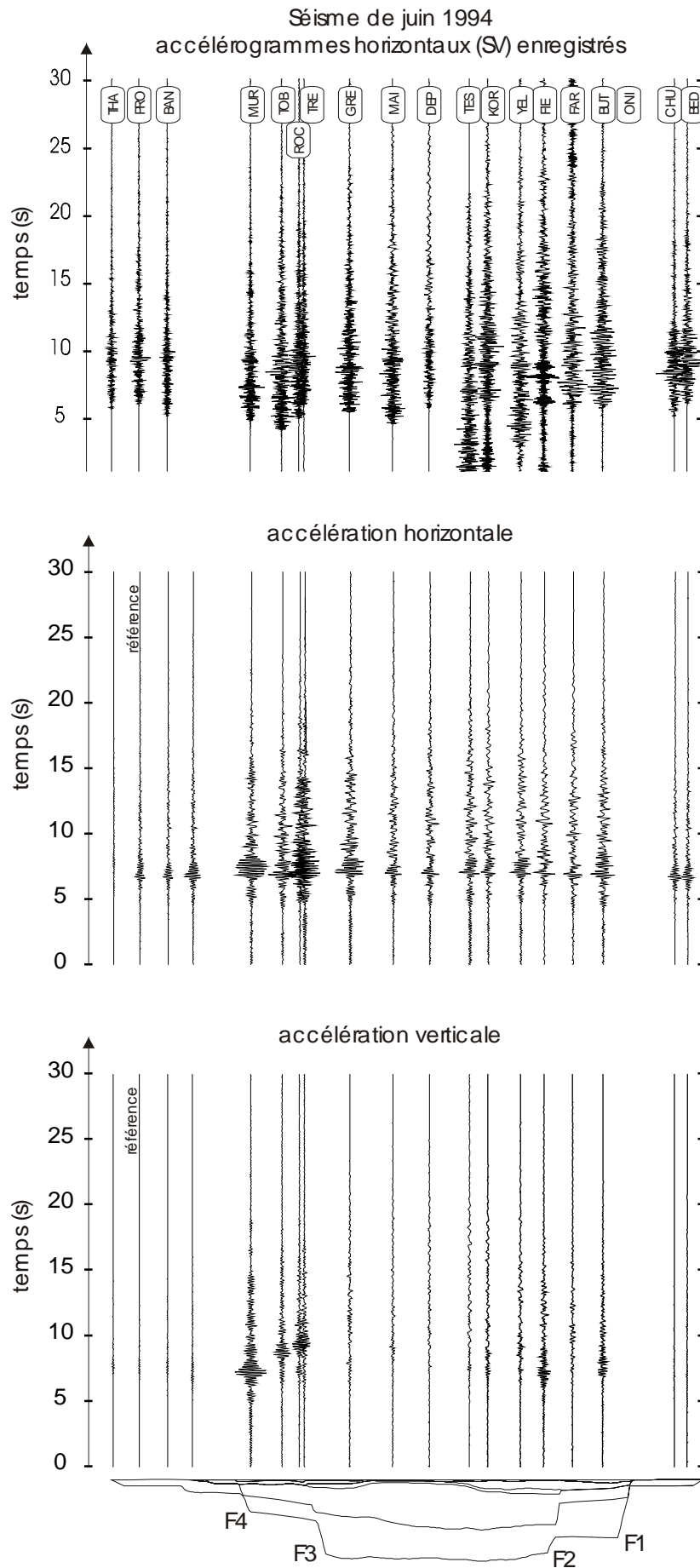
Figure 27 : (page suivante) *Accélérogrammes synthétiques calculés à partir du modèle complet pour le séisme de mai 1995 (Arnaia). Les composantes horizontale (milieu) et verticale (bas) du mouvement sont représentées. L'événement d'entrée est le signal enregistré à PRO (NNO). Les enregistrements filtrés à 6Hz aux différentes stations sont également donnés en haut à titre de comparaison.*

Figure 28 : (page d'après) *Accélérogrammes synthétiques calculés à partir du modèle complet pour le séisme de juin 1994. Les composantes horizontale (milieu) et verticale (bas) du mouvement sont représentées. L'événement d'entrée est le signal enregistré à PRO (NNO). Les enregistrements filtrés à 6Hz aux différentes stations sont également donnés en haut à titre de comparaison.*

7. Amplification dans le bassin pour un séisme réel (SV)



CHAPITRE 1 : Amplification des ondes sismiques dans les bassins sédimentaires



7. Amplification dans le bassin pour un séisme réel (SV)

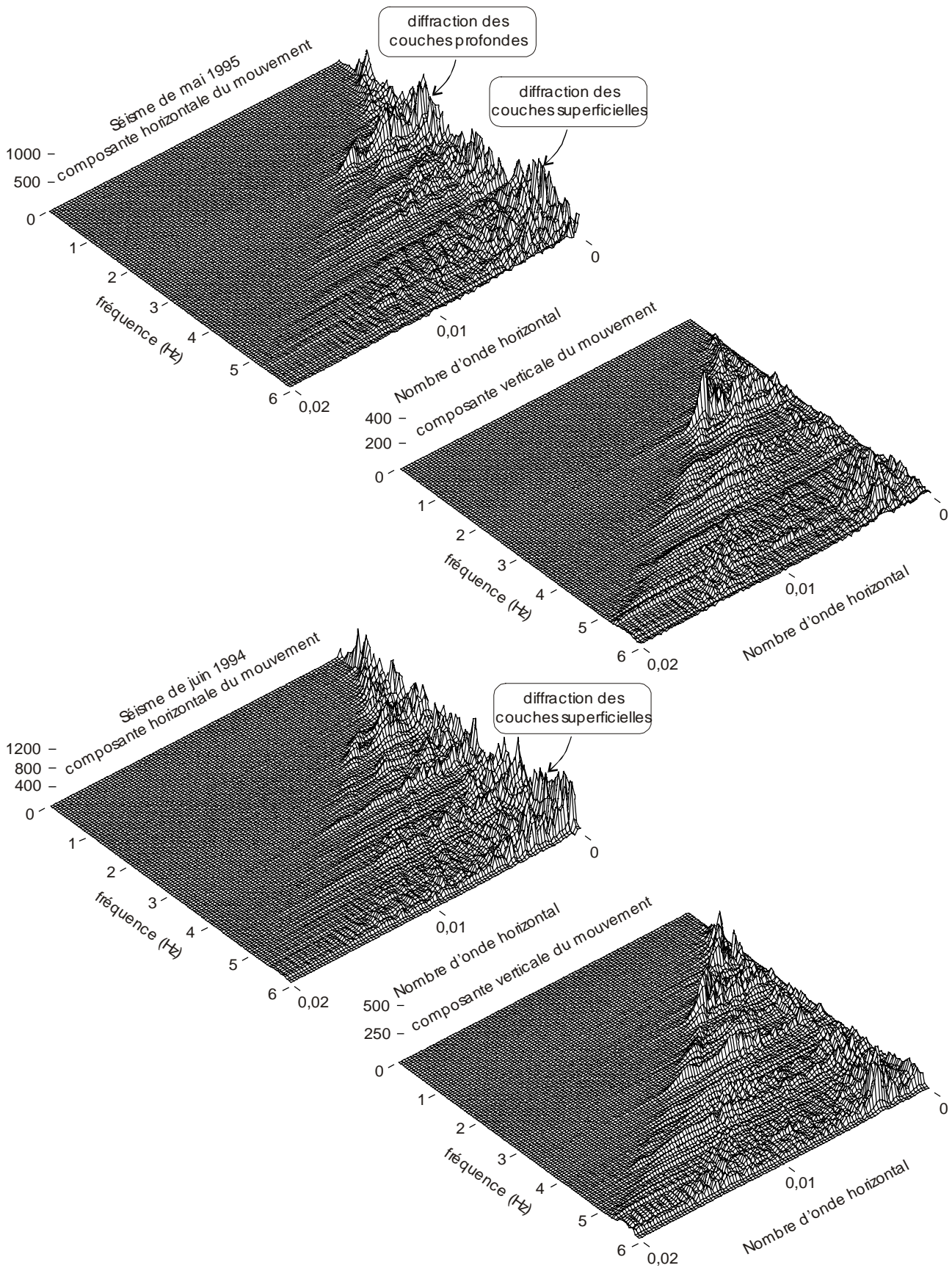


Figure 29 : Représentation dans l'espace fréquence / nombre d'onde des composantes horizontale (gauche) et verticale (droite) du mouvement surfacique du bassin de Volvi sous le séisme de juin 1994 et celui de mai 1995.

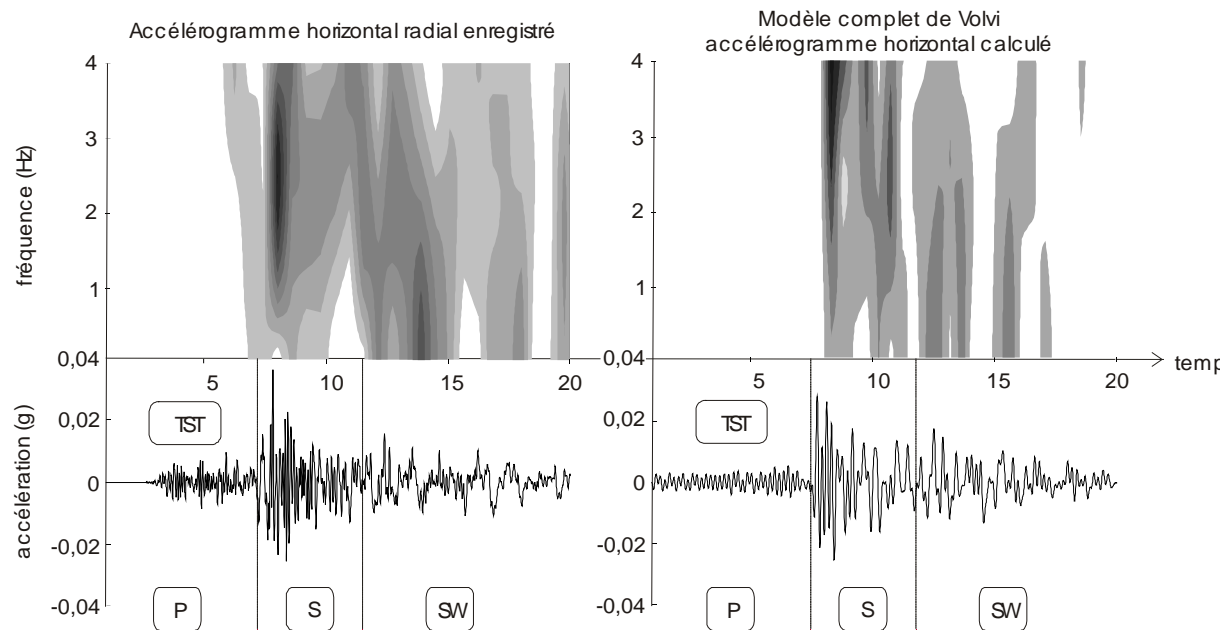


Figure 30 : Evolution spectrale des accélérogrammes enregistrés (gauche) et calculés avec le modèle complet (droite) à la station TST (centre du bassin) pour le séisme d'Arnaia.

7.4 Analyse temps/fréquence de la réponse au centre de la vallée

Sur la Figure 30, nous nous intéressons finalement à l'évolution spectrale des accélérogrammes enregistrés et calculés pour la composante horizontale radiale (SV) à la station TST (centre du bassin) sous le séisme d'Arnaia.

Nous savons que les accélérogrammes peuvent se décomposer en trois fenêtres distinctes correspondant aux différentes phases du signal d'un séisme : une première fenêtre associée aux ondes P [3 – 7] secondes, une deuxième aux ondes S [7 – 10] secondes et une troisième aux ondes de surface $t \geq 10s$ (dite SW de l'anglais Surface Waves).

La similitude entre la réponse mesurée et la réponse calculée est très satisfaisante. La phase du signal liée aux ondes S présente un contenu spectral centré autour de 2Hz. La contribution de la phase finale associée aux ondes de surface est non négligeable dans les basses fréquences ($f \leq 2Hz$).

7.5 Conclusions

Le modèle numérique sous une onde SV semble donner des résultats en plus grande conformité avec les enregistrements réels que dans le cas SH. Par exemple, les zones d'amplification privilégiées, situées entre les paires de failles extrêmes et observées sur les enregistrements du séisme de juin 1994, apparaissent dans les accélérogrammes synthétiques. Ces zones sont moins évidentes dans les modèles sous onde SH (Fig.19). Ainsi, dans des géométries de vallée avec des irrégularités assez sévères, les phénomènes de diffraction, plus complexes dans le cas d'une polarisation plane de l'onde incidente, peuvent renforcer l'amplification du mouvement sismique à la surface. Cette augmentation peut également affecter la composante transverse (SH) du mouvement, dans la mesure où des interactions

entre types d'ondes se produisent toujours dans la réalité. Un modèle ne prenant en compte que les ondes SH est de ce point de vue une simplification réductrice.

8 Conclusions générales

L'objectif de ce chapitre était double : tout d'abord illustrer les principales questions soulevées par l'étude des effets de site dans les bassins sédimentaires dans l'état actuel des connaissances, et ensuite montrer la portée de cet outil d'investigation privilégié qu'est la modélisation numérique. A cette fin, nous avons choisi le bassin de Volvi, à cause de la richesse des données expérimentales et des travaux disponibles. Nous avons alors entrepris une caractérisation de la réponse de la vallée en construisant deux modèles numériques différents : un modèle très simplifié ne tenant pas compte de la stratigraphie de la proche surface et un modèle avec une description plus complète de la proche surface. Il en ressort les conclusions suivantes :

- Les deux modèles rendent compte de manière satisfaisante des effets de bassin 2D dans leur principales manifestations, à savoir l'amplification accrue du mouvement sismique (par rapport à un milieu tabulaire) et l'allongement de durée dans la partie centrale du bassin. Tous deux donnent une estimation correcte, tant en amplitude qu'en fréquence, de la résonance principale de la vallée (spectres d'amplification).
- L'influence des couches superficielles retranscrite par le modèle complet (LGIH) affecte essentiellement le contenu hautes fréquences des signaux. Selon le niveau de détail recherché, l'un ou l'autre modèle se révèlera alors préférable. Par exemple, le plus grand niveau de détail obtenu avec le modèle du LGIH se traduit par une meilleure résolution pour circonscrire l'amplification du mouvement sismique aux différents points de la surface libre.
- La comparaison entre les modèles du problème plan (SV) et antiplan (SH) met également au jour des différences entre les deux choix de modélisation : le second modèle, pour être plus simple, escamote des aspects (liés aux escarpements de la géométrie de la vallée) jouant un rôle relativement important dans l'amplification locale du mouvement sismique. Ces aspects, liés à la diffraction des ondes SV, sont pris en compte dans le premier modèle, mais ont pour corollaire des coûts de résolution plus élevés.
- D'après Riepl et al. [Riepl, 2000], la localisation azimutale de la source semble avoir de surcroît une importance non négligeable sur le schéma d'amplification locale du mouvement sismique. La sollicitation par une onde plane d'incidence verticale à l'intérieur de nos modèles est donc une simplification et d'autres analyses seront donc nécessaires.

Il apparaît que les choix de modélisation ont une importance capitale et que les simplifications adoptées au départ déterminent strictement la représentativité des résultats obtenus. Ceux-ci sont ainsi bien différents pour un modèle simplement 1D ou un autre plus élaboré, prenant en compte tel ou tel aspect particulier du problème, ce même lorsque les données de départ sont proprement identiques dans les deux cas. Cela signifie donc que le choix d'un modèle numérique doit être proportionné à la résolution recherchée de la réponse réelle.

D'un point de vue proprement physique, ces résultats nous permettent également de tirer les conclusions suivantes :

- Les effets 2D induisent des amplifications locales et des prolongations de la durée des signaux très importantes, qui augmentent considérablement le mouvement sismique au-dessus des remplissages sédimentaires. En particulier, l'implication des accidents du relief souterrain tels que des failles dans des phénomènes de diffraction complexe et de génération d'ondes de surface est parfaitement illustrée.

CHAPITRE 1 : Amplification des ondes sismiques dans les bassins sédimentaires

- Les spectres d'amplification, communément usités, ne décrivent pas complètement ces effets 2D et donnent ainsi une représentation imparfaite des mécanismes d'amplification du mouvement sismique et, finalement, un jugement tronqué de l'aléa sismique véritable (par exemple, la variabilité spatiale du mouvement due aux ondes de surface). Une connaissance exhaustive de la lithologie du sous-sol se révèle être à cet effet d'un appui très précieux en vue d'une telle appréciation.

Participants du projet EuroSeisRisk

Aristotle University of Thessaloniki, Thessalonique, Grèce

Laboratoire de Géophysique Interne et de Tectonophysique, Grenoble, France

Institute of Engineering Seismology and Earthquake Engineering, Thessalonique, Grèce

Université de Liège (LGIH), Liège, Belgique

Instituto di Geodesia & Geofisica, Trieste, Italie

National Kapodistrian University of Athens, Athènes, Grèce

Servei Geologic de Catalunya, Barcelone, Espagne

Instituto Superior Tecnico, Lisbonne, Portugal

Centre d'Etudes Techniques de l'Equipement, Aix-en-Provence, France

CHAPITRE 2

Interaction onde/structure à l'échelle locale :
analyse pour une cavité souterraine

1 Introduction

Les méthodes d'analyse du risque sismique contemporaines procèdent en deux étapes, en commençant par déterminer l'aléa d'abord puis la vulnérabilité des ouvrages ensuite. Avec ce que nous appelons *interaction structure/sol* [Guéguen, 2000a.b.c], une étape supplémentaire est franchie.

Des expériences, rapportées par Sezawa et al. [Sezawa, 1935], Jennings [Jennings, 1970] ou Kanamori et al. [Kanamori, 1991], indiquent que l'énergie des vibrations produites par une structure de surface peuvent se transmettre dans le sol jusqu'à des distances non négligeables. Ces observations sont corroborées par des études ultérieures. Par exemple, les analyses de Guéguen [Guéguen, 2000a.c] portant sur une modèle réduit de bâtiment sur le site-test européen de Volvi se révèlent très intéressantes (Fig.1) : elles permettent de caractériser les modalités de la transmission de l'énergie de vibrations de la maquette vers le sol, et montrent notamment qu'elle est favorisée par la proximité des fréquences propres de la structure et du sol. Ces études répondent à celles de Chávez-García et Bard [Chávez-García & Bard, 1990], Wirgin [Wirgin, 1988, 1996] ou Clouteau et al. [Clouteau, 2001, 2002] qui montrent que les structures de surface se comportent comme des objets diffractants et peuvent modifier le mouvement en surface comparativement au champ libre.

Les structures souterraines ne sont jamais prises en compte dans la modification du mouvement sismique. Une raison possible à cela est qu'un ouvrage souterrain, comme une cavité par exemple, est par définition dénué de masse et n'est donc pas susceptible de « vibrer » et d'émettre des ondes. Pourtant, ces structures sont les premières rencontrées par le signal sismique, et peuvent agir comme des objets diffractants.

Sans préjuger de l'importance ou non des structures souterraines sur le risque sismique, nous proposons dans ce Chapitre une analyse de l'interaction dynamique entre l'onde incidente et une cavité souterraine dans un demi-espace. La démarche de cette étude, similaire à celle utilisée par Guéguen pour une structure de surface [Guéguen, 2000a.c], vise d'une part à quantifier l'influence d'une cavité souterraine sur le mouvement sismique, et d'autre part à déterminer s'il existe des modalités ou pas (profondeur d'enfouissement, diamètre de la cavité par rapport à la fréquence de l'onde ...) à cette influence.

1.1 Vulnérabilité des ouvrages souterrains : connaissances actuelles

L'étendue des connaissances sur la vulnérabilité des ouvrages souterrains aux séismes est plus faible que pour les structures de surface. D'un point de vue expérimental, il s'avère en effet plus difficile de mettre en place des essais in-situ pour l'expérimentation de tels ouvrages, surtout s'ils sont profonds. La conception de maquettes pour des essais en laboratoire est une alternative encore moins satisfaisante. D'un point de vue théorique, il semble également difficile de construire des modèles simples et suffisamment fidèles à la physique du chargement imposé à l'ouvrage sous excitation sismique (notamment diffraction des ondes incidentes par l'ouvrage même). Les dommages réels observés sur les ouvrages souterrains sont généralement moindres que sur les structures superficielles, ce qui accroît le déficit des connaissances (faible retour d'expérience) sur le premier type d'ouvrages.

1.1.1 Observations des dommages à la suite de grands tremblements de terre

L'attention portée à la vulnérabilité aux séismes des ouvrages souterrains est due à l'importance des dégâts observés durant des séismes majeurs. Hormis les données provenant de ces événements exceptionnels, peu d'informations proviennent de l'instrumentation. Néanmoins, l'analyse des données disponibles permet de caractériser la vulnérabilité des ouvrages souterrains :

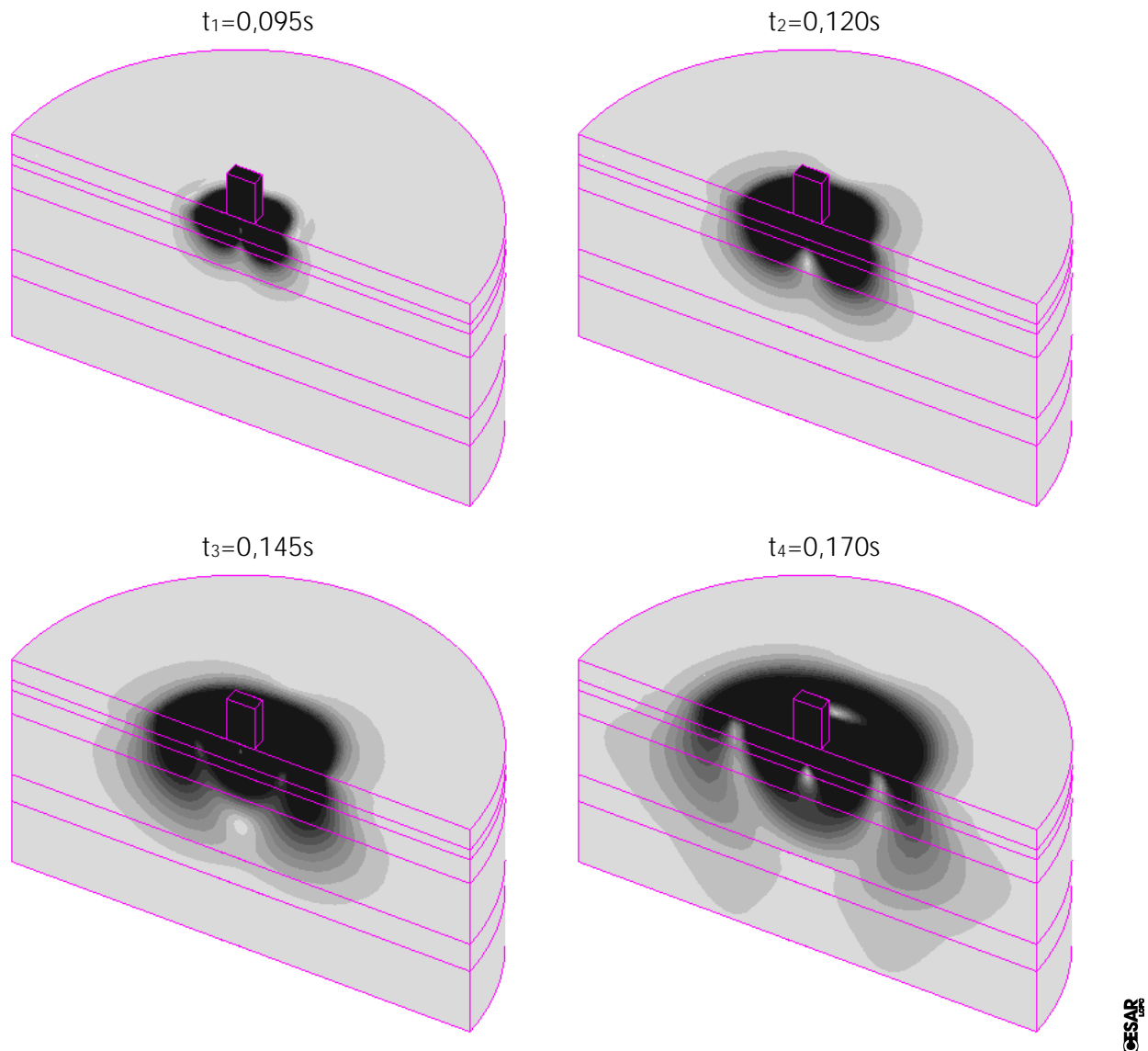


Figure 1 : Modélisation de l'interaction structure/sol : le déplacement dans un sol stratifié est provoqué par la mise en vibration d'une structure par une force ponctuelle appliquée au sommet dans le plan de symétrie du modèle, puis instantanément relâchée. Les vibrations sont transmises dans le sol sous la forme d'un champ d'ondes guidées par les couches superficielles. Simulation inspirée du modèle réduit de bâtiment sur le site-test de Volvi [Semblat, 2002d].

- La vulnérabilité est plus grande en certaines zones de l'ouvrage, comme les raccordements ou les changements de diamètre de section. Lors du séisme de Mexico de 1985, les dommages subis par un tunnel à bouclier pour la canalisation des égouts étaient notamment concentrés dans la zone de raccordement entre le tunnel et le puits d'accès vertical. Lors du séisme de Hyogoken-Nanbu (Japon) de 1995, la station de métro Daikai était entièrement détruite. Les dommages les plus importants se situaient dans la zone du tunnel communiquant avec une tour de ventilation verticale [Yoshida, 1997].
- Les ouvrages à faible couverture semblent être plus exposés au risque sismique que les ouvrages profonds. Ce type de configuration tendrait davantage à exposer les structures aux effets aggravants dus à des conditions de terrain médiocres (sol meuble ou altéré). Ainsi, lors du séisme de Izu-Oshima Kinkai de 1978, des fissurations sur les parois du tunnel ferroviaire d'Inatori

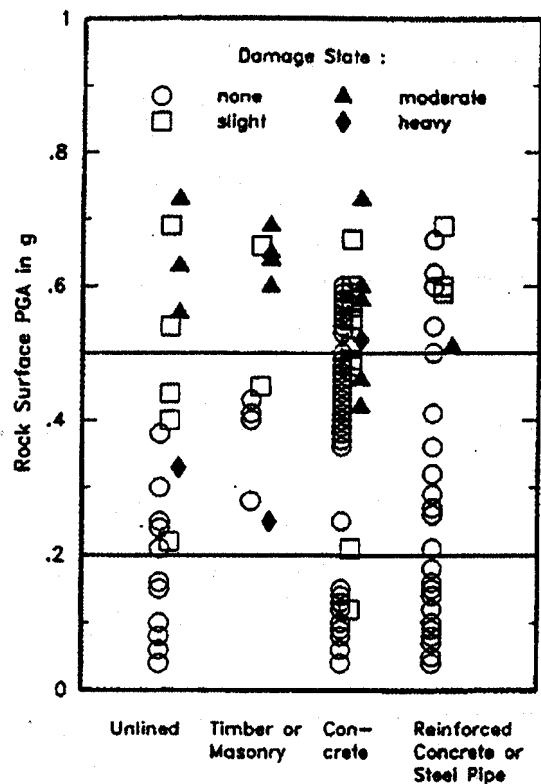


Figure 2 : Corrélation des dégâts sur les tunnels avec l'accélération maximale [Power, 1998]

étaient localisées à proximité d'une source chaude qui altère le terrain à cet endroit du tunnel [Murano, 1983]. De même, lors du séisme de Hyogoken-Nanbu, le tunnel ferroviaire du mont Higashi, qui se trouve à une profondeur de 10m sous les remblais, présentait sur toute sa longueur (140m) des fissurations transversales au niveau de l'épaulement [Sakurai, 1995]. A la suite du même séisme dans le tunnel de Rokkoh entre Osaka et Okayama, les dégâts ont été localisés aux multiples endroits où la roche était altérée [Sakurai, 1995]. Là encore, des fissurations transversales sur la section droite du tunnel étaient observées.

- La localisation d'un tunnel à la traversée d'une faille active est presque systématiquement un facteur aggravant pour son intégrité. Nous citerons seulement les exemples du tunnel d'Inatori lors du séisme de Izu-Oshima Kinkai [Murano, 1983] et celui de Shioyatani lors du séisme de Hyoken-Nanbu [Sakurai, 1985].

1.1.2 Analyse statistique des dommages dus aux séismes

L'ensemble de ces observations semble indiquer qu'un ouvrage souterrain présente des zones de plus grande vulnérabilité (zones de raccordement, section droite, épaulement), que celle-ci est accrue pour certaines conditions de terrain (faible couverture, roche meuble ou altérée favorisant l'amplification des mouvements différentiels) et une certaine proximité de la source excitatrice (proximité du foyer ou de certaines failles actives). Néanmoins, il faut attendre les études statistiques sur les dégâts pour que se dégagent des corrélations entre la vulnérabilité des ouvrages souterrains et les paramètres sismologiques reflétant l'énergie d'un séisme. A cette intention, citons les travaux de Dowding et Dozen [Dowding, 1978], de Mac Clure [Mc Clure, 1982], de Sharma et Judd [Sharma, 1991] et de Power et al. [Power, 1998]. Ceux-ci permettent de conclure à l'importance de quelques paramètres sur la quantité de dommages :

CHAPITRE 2 : Interaction onde / cavité

▪ Paramètres sismologiques :

La magnitude : les dégâts sont rares et modérés pour des magnitudes inférieures à 6.

La distance épacentrale : pour une magnitude supérieure à 7, plus de 50% des dégâts sont localisés dans un rayon de 25km autour de l'épicentre.

L'accélération maximale du sol en surface (PGA) : Power et al. propose trois domaines d'accélération pour le niveau de gravité des dommages. Jusqu'à 0,19g pour l'absence de dommages. Entre 0,19g et 0,45g pour des dommages modérés. Au delà de 0,45g pour des dommages importants [Power, 1998] (Fig.2).

▪ Paramètres géologiques :

Les formations peu consolidées ou les terrains à faibles caractéristiques mécaniques sont particulièrement défavorables aux ouvrages souterrains, notamment les tunnels. Une précaution accrue doit être accordée aux cas des remplissages alluvionnaires susceptibles d'amplifier le mouvement sismique et aux zones faillées, sources de mouvements différentiels.

▪ Paramètres structurels de l'ouvrage :

Taille des ouvrages : certaines dimensions peuvent être particulièrement sensibles à la vibration du terrain.

Profondeur d'enfouissement : 40% des dommages observés affectent des parties de l'ouvrage situées sous moins de 50m de couverture.

Dispositions constructives : les dommages affectent certaines zones plus vulnérables de l'ouvrage telles que les raccordements ou les changements de section. Les tunnels avec soutènement en béton armé sont plus résistants que ceux sans soutènement ou avec soutènement de qualité médiocre.

1.2 Méthodes usuelles d'analyse de la vulnérabilité des ouvrages souterrains

La vulnérabilité d'un tunnel exposé au risque sismique est plus grande dans sa section droite que dans la direction longitudinale. Malgré cela, peu de modèles précis sont proposés afin de quantifier la réponse d'une structure souterraine à un chargement appliqué sur sa section droite. Sur ce point, la difficulté est d'ordre théorique : la structure à considérer est immergée dans le milieu de propagation des ondes incidentes et interagit avec l'excitation sismique qui lui est appliquée.

Actuellement, les méthodes visant à calculer la réponse d'une structure souterraine à un chargement sismique sont toutes des *méthodes statiques*. Ces méthodes sont inspirées de la méthodologie utilisée pour caractériser le spectre de réponse d'une structure de surface à une excitation appliquée au niveau du sol (confère Chapitre 1 §2.3.3). De la même manière, dans ces méthodes, la section de l'ouvrage est considérée à l'intérieur d'une couche unidimensionnelle de sol reposant sur un substratum rigide (Fig.3). Le chargement appliqué à l'ouvrage est calculé, soit comme une fonction de charge décroissante avec la profondeur [Asakura, 1998] [AFPS/AFTES, 2002], soit sous la forme d'un mouvement imposé à la base (méthode de déformation sismique employée dans les normes japonaises [1986]). Ce chargement est lui-même déterminé par des méthodes forfaitaires visant à établir le niveau de *chargement statique équivalent* aux sollicitations dynamiques réelles supportées pendant un séisme.

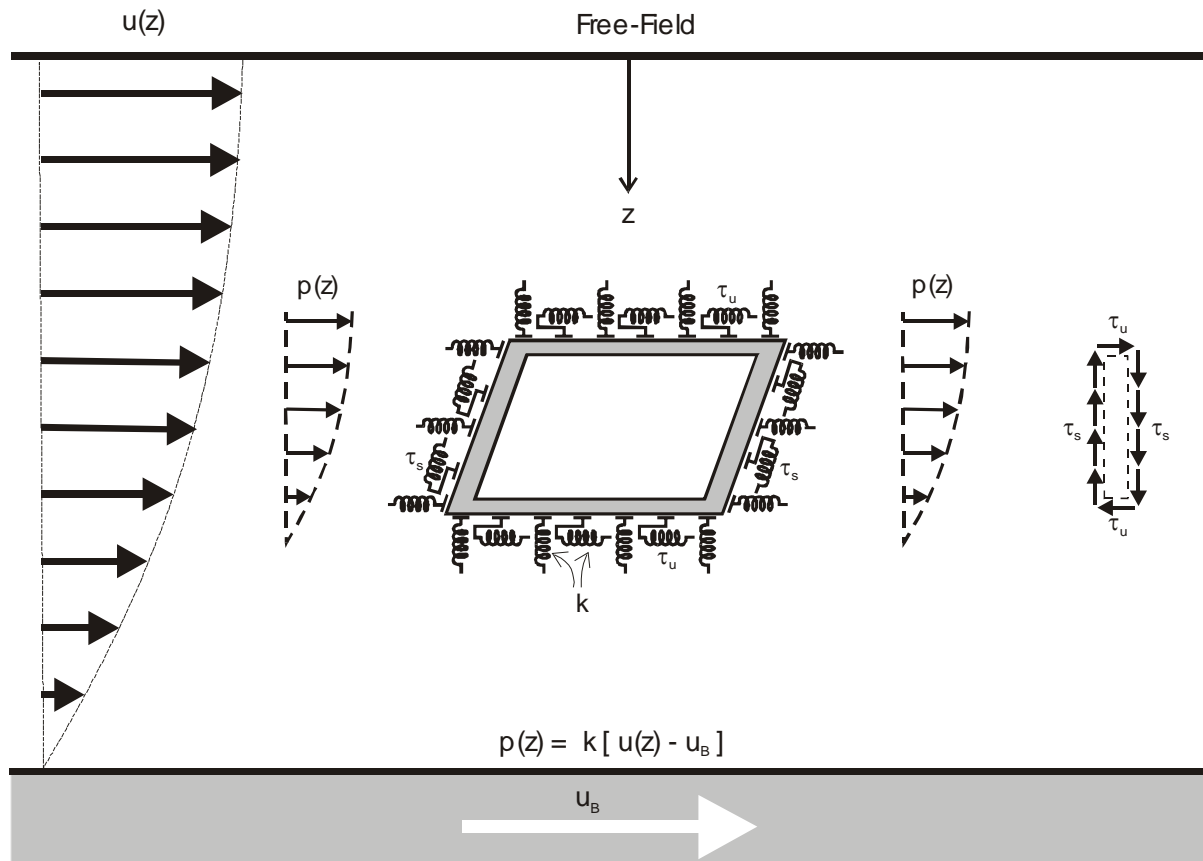


Figure 3 : Modèle statique équivalent pour les ouvrages souterrains [AFPS/AFTES, 2002]

1.3 Vers une prise en compte de l'interaction dynamique onde/cavité

Les méthodes statiques présentent des limites évidentes. Tout d'abord, elles ne rendent pas compte de la chronologie d'apparition des dommages qui peut influencer la détérioration finale de la structure. En outre, elles ne sont pas applicables à certaines situations, comme celle des tunnels sous grande couverture ou des réservoirs de stockage des hydrocarbures. Pour ces configurations, l'hypothèse du substratum rigide n'est plus valide. Citons également une étude menée par Lin et al. [Lin, 1994] portant sur le comportement de la galerie de stockage de Yucca Mountain sous impacts thermiques et sismiques. En comparant les zones d'endommagement obtenues par une méthode statique équivalente et une méthode dynamique, ils constatent que l'analyse statique sous-estime énormément l'étendue et le niveau de l'endommagement.

L'urbanisation mondiale grandissante et le déficit actuel des connaissances à cet endroit font de la question de la caractérisation du risque sismique pour les ouvrages souterrains un point névralgique et un enjeu économique fort. Les destructions du métro suite au tremblement de terre de Kobe montrent clairement le potentiel meurtrier lié à l'effondrement de ces ouvrages. De plus, l'exigence de « proportionner la résistance de ces ouvrages à l'intensité des secousses susceptibles de les affecter »¹ obéit aussi à la logique économique actuelle de réduction des coûts.

¹ Citation en avant-propos des recommandations de l'AFPS/AFTES, 2002.

CHAPITRE 2 : Interaction onde / cavité

En partant de tels constats, A. Kurose propose la définition d'un paramètre forfaitaire pour quantifier le niveau de risque sismique lié à un ouvrage souterrain et prenant en compte l'interaction dynamique entre celui-ci et l'excitation sismique (interaction onde/cavité) [Kurose, 2000]. S'inspirant de la démarche utilisée pour les structures de surface, ce dernier propose le calcul de spectres de réponse en contraintes maximales sur la paroi de la cavité (Stress Response Spectrum) comme équivalents des spectres de réponse pour les structures superficielles. Ce spectre de réponse en contrainte fait apparaître la notion de période caractéristique de l'ouvrage $T_c = \beta a / \omega$, analogue de la période caractéristique du système à un degré de liberté de l'oscillateur simple. Nous décrivons plus bas les principes de son raisonnement et le modèle de cavité en demi espace infini sur lequel il s'appuie.

1.4 Analyse de l'interaction onde/cavité : motivations et objectifs

Nous nous intéressons ici à l'étude numérique de l'interaction onde/cavité. Nous considérons le modèle de Kurose [Kurose, 2000], qui consiste en un tunnel cylindrique sans revêtement dans le plan de sa section circulaire enfoui dans un demi espace infini et sollicité par une onde plane incidente. Ce modèle simple présente l'avantage sur les méthodes statiques équivalentes de représenter plus fidèlement la physique du problème. L'absence de revêtement autour de la cavité représente une simplification de la réalité. Dans les ouvrages souterrains existants, les revêtements réduisent les déformations de la paroi cavitaire. En cela, le modèle simplifié est plus conservatif.

L'étude numérique projetée s'inscrit en complément de l'étude analytique de Kurose. Elle dépasse ses hypothèses simplificatrices et propose des éléments de validation et de généralisation. En nous appuyant sur le modèle analytique pour le choix des paramètres, nous proposons une analyse paramétrique du niveau de charge imposée sur la cavité. L'interaction entre deux cavités, échappant au cadre du modèle analytique, est considérée en fin de chapitre. Nous étudions en outre l'amplification induite sur le mouvement de surface. Dans le cadre de la problématique de l'Interaction Site-Ville, cette analyse permet d'estimer l'importance, en surface et en profondeur, des interactions entre des ouvrages souterrains et une sollicitation sismique, et complète donc les travaux antérieurs sur l'interaction entre une onde et une structure de surface effectués par Guéguen [Guéguen, 2000a.c].

2 Modèles de cavité souterraine

2.1 Description du modèle de cavité dans un demi espace ouvert

Le modèle de cavité est donné sur la Figure 4. Il est constitué d'un tunnel cylindrique infiniment long, à l'intérieur d'un milieu semi-infini. L'axe du tunnel est parallèle à la surface libre. Le milieu environnant est quant à lui homogène, isotrope, linéaire et élastique. Il est caractérisé par sa masse volumique ρ et les célérités c_S et c_P des ondes de cisaillement et de compression. En considérant comme plan d'étude un plan parallèle à la section droite du tunnel, le modèle étudié se ramène à un problème bidimensionnel. Dans ce plan, le tunnel est soumis à une onde plane d'incidence verticale et de pulsation ω .

2.2 Formulation des équations d'équilibre [Achenbach, 1976] [Aki & Richards, 1980]

L'équilibre dynamique des mouvements est régi par :

$$\operatorname{div} \sigma + \rho f = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (1)$$

2. Modèles de cavité souterraine

où σ est le tenseur des contraintes, f l'ensemble des forces volumiques s'exerçant dans le milieu et u le vecteur déplacement. En élasticité linéaire, la relation entre le tenseur de contrainte et le déplacement s'écrit :

$$\begin{aligned}\sigma &= \lambda \text{ trace } \varepsilon + 2\mu \varepsilon \\ \varepsilon &= 1/2 [\text{grad } u + {}^T \text{grad } u]\end{aligned}\quad (2)$$

où λ et μ sont les constantes de Lamé.

En l'absence de forces volumiques dans le milieu ($\rho f = 0$) et en utilisant les relations précédentes entre σ et u , l'Équation 1 devient :

$$c_p^2 \text{grad div } u - c_s^2 \text{rot rot } u = \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}\quad (3)$$

Le vecteur déplacement se décompose à l'aide des potentiels de Helmholtz φ , ψ et χ en trois composantes indépendantes :

$$u = u_P + u_{SV} + u_{SH} = \text{grad } \varphi + \text{rot}(\psi \mathbf{e}_z) + l . \text{rot rot}(\chi \mathbf{e}_z)\quad (4)$$

En reportant cette expression dans l'Équation 3, l'équilibre des mouvements, composante par composante, se réduit aux équations de Helmholtz :

$$\Delta \Theta_i = \frac{1}{c_i^2} \frac{\partial^2 \Theta_i}{\partial t^2}\quad (5)$$

avec $\Theta_{i=1,2,3} = \varphi, \psi, \chi$ et $c_{i=1,2,3} = c_P, c_S, c_S$

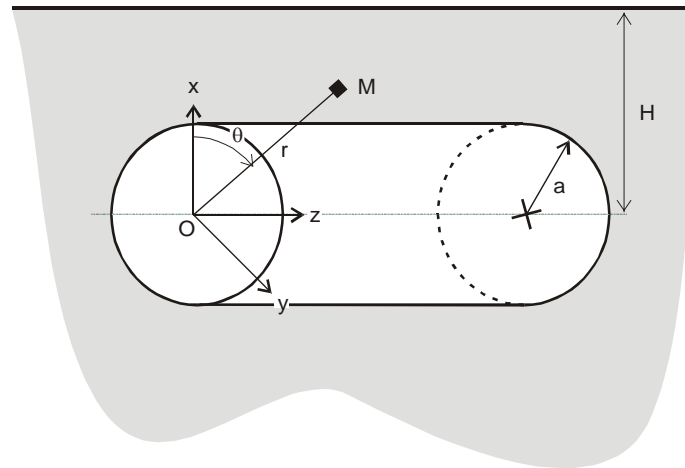


Figure 4 : Modèle de cavité souterraine

2.3 Solutions analytiques du problème de la cavité dans un demi-espace infini

La résolution de ce problème n'admet pas de solutions analytiques simples. Des solutions numériques ont été proposées par Luco et De Barros à l'aide d'un modèle d'équations intégrales [Luco, 1994]. Pao et Mow obtiennent des solutions analytiques exactes, mais pour le problème bidimensionnel de la cavité circulaire en milieu *infini* [Pao, 1973]. En partant des résultats de ces auteurs et moyennant quelques hypothèses simplificatrices, des solutions analytiques ont été proposées par Kurose [Kurose, 2000]. Dans le présent travail, nous nous appuyerons sur ces solutions afin de comparer les deux types d'analyse. Nous présentons tout d'abord les principaux éléments du modèle analytique de Kurose.

2.3.1 Hypothèse simplificatrice sur le champ diffracté

Le modèle de cavité considéré par Kurose est celui décrit précédemment. Les champs de déplacement solutions du problème vérifient les équations de Helmholtz (Éq.5). La solution u considérée est issue de la superposition de la solution en champ libre u^L (c'est-à-dire le demi-espace simple sans cavité) et d'une solution u^D diffractée par la cavité : $u = u^L + u^D$. Supposant que la solution diffractée u^D est aux ordres supérieurs peu influencée par la présence de la surface libre, celle-ci est donnée sous forme approchée par sa solution au premier ordre. Cette solution du premier ordre est calculée comme étant le champ de déplacement diffracté par la cavité *soumise au champ d'onde libre u^L dans le milieu infini*. Une expression de cette solution diffractée est alors facilement obtenue en substituant dans la solution proposée par Pao et Mow l'onde incidente par l'onde libre. Mais à cause de u^D , le champ de déplacement total $u = u^L + u^D$ ne vérifie pas les conditions de surface libre $\sigma.n = 0$.

En langage profane, cette hypothèse sur le champ d'onde diffractée revient à dire que les rayons se réfléchissant une deuxième fois sur la surface libre ne reviennent pas sur la cavité. Cette hypothèse est donc d'autant mieux vérifiée que la cavité est plus éloignée de la surface libre et que l'amortissement du milieu est grand. De plus, elle est fautive au voisinage de la surface libre, puisque les conditions de surface libre ne sont pas vérifiées. Finalement, cette solution analytique est valable pour l'étude du champ de déplacement au voisinage de la cavité, si celle-ci n'est pas trop proche de la surface libre.

2.3.2 Solutions analytiques pour une onde de type SH

Soit w le champ de déplacement total, solution du problème antiplan. Celle-ci est donnée par la superposition de la solution en champ libre w^L et la solution diffractée w^D : $w = w^L + w^D$.

L'expression de la solution en champ libre est donnée en coordonnées cylindriques par :

$$\begin{aligned} w^L &= w^I + w^R = w_0 \{ \exp[i (\beta_R x - \delta y - \omega t)] + \exp[i (-\beta_R x - \delta y - \omega t)] \} \\ &= w_0 \exp[i (-\beta_R H - \omega t)] \sum_{n=0}^{\infty} \{ \varepsilon_n i^n J_n(\beta r) \cos(n \Theta_S^I) \} \\ &\quad + w_0 \exp[i (\beta_R H - \omega t)] \sum_{n=0}^{\infty} \{ \varepsilon_n i^n J_n(\beta r) \cos(n \Theta_S^R) \} \end{aligned} \quad (6)$$

$$\text{avec } \varepsilon_n = \begin{cases} 1 & n = 0 \\ 2 & n \geq 1 \end{cases}, \beta = \omega / c_S, \beta_R = \beta \sin f, \delta = \beta \cos f, \Theta_S^I = \theta + \pi/2 - f, \Theta_S^R = \theta + \pi/2 + f$$

et J_n et $H_n^{(l)}$ sont les fonctions de Bessel et de Hankel de première espèce et d'ordre n .

En calculant la solution diffractée par la cavité dans le milieu infini sous le champ d'onde libre w^L , nous obtenons finalement les solutions suivantes pour le champ de déplacement $w(r, \theta)$:

$$\begin{aligned} w(r, \theta) &= w_0 \exp(-i \omega t) \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n i^n [J_n(\beta r) + A_n H_n^{(l)}(\beta r)] \\ &\quad \{ \exp(-i \beta_R H) \cos(n \Theta_S^I) + \exp(i \beta_R H) \cos(n \Theta_S^R) \} \end{aligned} \quad (7)$$

et le champ de contrainte $\sigma_{\theta z}(r, \theta)$:

$$\begin{aligned} \sigma_{\theta z}(r, \theta) &= \rho c_S v_0 \exp(-i \omega t) \\ &\quad \{ \exp(-i \beta_R H) \mu_{SH}(\beta a, \beta r, \Theta_S^I) + \exp(i \beta_R H) \mu_{SH}(\beta a, \beta r, \Theta_S^R) \} \end{aligned} \quad (8)$$

avec :

$$v_0 = -i \omega w_0$$

$$\mu_{SH} = \frac{1}{i \beta r} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n i^n [E_{72}^{(l)}(n, \beta r) + A_n E_{72}^{(3)}(n, \beta r) \sin(n \theta)]$$

$$A_n = -E_{82}^{(l)}(n, \beta a) / E_{82}^{(3)}(n, \beta a)$$

$$E_{82}^{(l)}(n, \beta r) = n J_n(\beta r) - \beta r J_{n+1}(\beta r)$$

$$E_{82}^{(3)}(n, \beta r) = n H_n^{(l)}(\beta r) - \beta r H_{n+1}^{(l)}(\beta r)$$

$$E_{72}^{(l)}(n, \beta r) = n J_n(\beta r)$$

$$E_{72}^{(3)}(n, \beta r) = n H_n^{(l)}(\beta r)$$

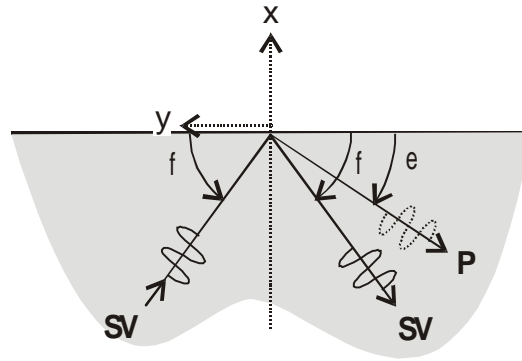


Figure 5 : Réflexion d'une onde SV sur la surface libre d'un demi-espace

2.3.3 Solutions analytiques pour une onde de type SV

Comme dans le cas précédent, le champ de déplacement total est la superposition du champ d'ondes libres et du champ d'ondes diffractées. Celui-ci est recherché sous la forme d'un champ potentiel $\psi = \psi^I + \psi^D$ satisfaisant l'équation de Helmholtz (Éq.5).

Le champ d'ondes libres revêt une forme plus complexe que précédemment, puisqu'il faut tenir compte d'éventuelles conversions d'onde SV/P sur la surface libre (Fig.5). Ainsi nous écrirons $\psi^L = \psi^I + \psi^R + \phi^R$, où les amplitudes réfléchies sont reliées à l'amplitude incidente par les coefficients de réflexion :

$$\frac{\psi_o^r}{\psi_o^i} = \frac{(\tan^2 f - 1)^2 - 4 \tan e \tan f}{(\tan^2 f - 1)^2 + 4 \tan e \tan f}$$

$$\frac{\phi_o^r}{\psi_o^i} = \frac{4 \tan f (\tan^2 f - 1)}{(\tan^2 f - 1)^2 + 4 \tan e \tan f} \quad (9)$$

L'expression du champ potentiel ψ^D d'ondes diffractées par la cavité dans le milieu infini s'obtient pareillement à partir des expressions qu'en donnent Pao et Mow. Toutefois, il faut tenir compte de l'inhomogénéité de l'onde P réfléchi en deçà d'un certain angle critique ϕ_S^C . Ce point amène à considérer deux cas, au dessus et en dessous de l'angle critique ϕ_S^C ¹ :

- $f \geq \phi_S^C$

L'onde P réfléchi sur la surface libre est homogène. Les solutions s'écrivent alors pour le champ de déplacements et le champ de contraintes :

$$u_\alpha = \exp(-i\omega t) U_\alpha(\nu, \beta H, \beta a, \beta r, \theta, f) |_{\alpha=r, \theta} \quad (10)$$

¹ $\phi_S^C = \arccos(c_S / c_P)$

2. Modèles de cavité souterraine

$$\sigma_{\theta\theta}(r, \theta) = \rho c_S v_0 \exp(-i\omega t) \mu_{DSV}(\nu, \beta H, \beta a, \beta r, \theta, f) \quad (11)$$

avec $\sigma_{rr} = \nu \sigma_{\theta\theta}$ et

$$U_\alpha = \psi_0^I \exp(-i\beta_R H) U_\alpha^{SV}(\nu, \beta a, \beta r, \Theta_S^I) + \psi_0^R \exp(i\beta_R H) U_\alpha^{SV}(\nu, \beta a, \beta r, \Theta_S^R) \\ + \varphi_0^R \exp[i\beta H \sin e / \kappa(\nu)] U_\alpha^P(\nu, \beta a, \beta r, \Theta_P^R) \quad (12)$$

$$\mu_{DSV} = \exp(-i\beta_R H) \mu_{SV}(\nu, \beta a, \beta r, \Theta_S^I) + (\psi_0^R / \psi_0^I) \exp(i\beta_R H) \mu_{SV}(\nu, \beta a, \beta r, \Theta_S^R) \\ - \frac{1}{\kappa(\nu)} \frac{\varphi_0^R}{\psi_0^I} \exp[i\beta H \sin e / \kappa(\nu)] \mu_P(\nu, \beta a, \beta r, \Theta_P^R) \quad (13)$$

Pour de plus amples détails concernant les expressions de U_α^{SV} , U_α^P , μ_{SV} et μ_P , le lecteur peut se reporter à la thèse de Kurose [Kurose, 2000]. Dans les Équations 10 et 11, nous nous intéressons à la dépendance des solutions u et σ au coefficient de Poisson ν , à la fréquence réduite βa et au paramètre reliant fréquence et profondeur βH .

- $f < \phi_S^C$

L'onde P réfléchi sur la surface libre est inhomogène et d'amplitude décroissante avec la profondeur. Kurose montre que cette onde n'est pas négligeable, même à profondeur relativement grande. En revanche, sa décroissance étant relativement faible, l'amplitude de cette onde peut être considérée comme constante au voisinage de la cavité. Cette amplitude moyenne φ_M^R est évaluée par $\varphi_M^R = \varphi_0^R \exp(-|\alpha \sin e| H)$. Pour obtenir l'expression des solutions correspondantes dans ce cas là, il suffit de remplacer φ_0^R par φ_M^R dans les Équations 10 à 13.

Dans la suite, les solutions analytiques proposées par Kurose seront comparées aux simulations numériques réalisées.

2.4 Modèle numérique de la cavité dans un demi-espace infini

Le modèle considéré est basé sur la méthode des éléments de frontière mise en œuvre dans le code de calcul CESAR-LCPC. Cette méthode s'avère très intéressante, puisque les interfaces existantes dans le modèle sont peu nombreuses et très simples : l'interface libre représentée par une ligne et la paroi cavitaire représentée par un cercle. L'aspect non borné du milieu de propagation est prise directement en compte dans la formulation du problème. Cela rend la méthode avantageuse par rapport à celle des éléments finis par exemple.

2.4.1 Rappel de quelques principes fondamentaux sur les équations intégrales de frontière

Nous nous plaçons en régime stationnaire sinusoïdal et considérons une source sinusoïdale de pulsation ω s'écrivant $f(x, t) = f(x) \exp(-i\omega t)$. Celle-ci se propage à l'intérieur d'un domaine D de contour ∂D . Les équations d'équilibre du mouvement pour un milieu homogène, élastique, isotrope prennent la forme suivante :

$$\text{div } \sigma(x) + \rho \omega^2 u(x) + \rho f(x) = 0 \quad (14)$$

CHAPITRE 2 : Interaction onde / cavité

Équation de réciprocité

Soient désormais deux champs solutions $(u, \sigma, \rho f)$ et $(u^*, \sigma^*, \rho f^*)$. Par combinaison puis intégration sur D de ces deux champs solutions, nous pouvons établir l'équation de réciprocité suivante :

$$\int_{\partial D} t^h \cdot u^* ds + \int_D \rho f \cdot u^* dv = \int_{\partial D} t^{*h} \cdot u ds + \int_D \rho f^* \cdot u dv \quad (15)$$

où $t^h = \sigma \cdot h$, h étant le vecteur unitaire normal à la surface.

Équation de représentation intégrale

Afin de calculer la solution du problème en un point y , nous considérons un champ particulier de solutions $U_{ij}(x, y)$ et $T_{ij}^h(x, y)$ correspondant à la force volumique $\rho f^* = \delta_j(y - x)$. Cette dernière correspond à l'action en y d'une source ponctuelle élémentaire située en x . Ces solutions élémentaires, appelées solutions de Green, servent en milieux linéaires à reconstruire la solution globale par superposition des solutions élémentaires associées aux excitations élémentaires issues de la décomposition de la source. En remplaçant ces solutions de Green dans l'Équation 15, nous obtenons finalement une expression donnant la solution au point y :

$$I_D(y)u_i(y) = \int_{\partial D} \{U_{ij}(y, x) \cdot t_j^h(x) - T_{ij}^h(y, x) \cdot u_j(x)\} ds(x) \quad \forall y \in \overset{\circ}{D} \quad (16)$$

où $I_D(y) = \begin{cases} 1 & y \in \overset{\circ}{D} \\ 0 & y \notin \overset{\circ}{D} \end{cases}$ est la fonction indicatrice de l'intérieur du domaine D .

L'Équation 16 permet de calculer la solution u du problème pour tout y à l'intérieur de D à partir des champs inconnus u et t^h calculés *uniquement* sur la frontière ∂D . Elle est nommée *équation de représentation intégrale*.

Équation intégrale de frontière

Pour les points $y \in \partial D$, les fonctions $U_{ij}(x, y)$ et $T_{ij}^h(x, y)$ sont singulières respectivement en $|x - y|^{-1}$ et $|x - y|^{-2}$. L'équation de représentation intégrale 16 est alors singulière. Sous certaines conditions de continuité, la singularité peut être levée et l'équation précédente est réécrite sous forme régularisée. Cette expression régit le cas des points situés aux interfaces. C'est l'équation intégrale de frontière régularisée :

$$C_{ij}(y)u_i(y) = \oint_{\partial D} \{U_{ij}(y, x) \cdot t_j^h(x) - T_{ij}^h(y, x) \cdot u_j(x)\} ds(x) \quad \forall y \in \partial D \quad (17)$$

où \oint désigne l'intégrale au sens des valeurs principales de Cauchy et $C_{ij}(y) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_{\gamma_\varepsilon} T_{ij}^h(y, x) ds(x)$ (γ_ε est la surface sphérique de centre y et de rayon ε).

Pour de plus amples compléments à ces éléments de la théorie générale, le lecteur peut se reporter à l'Annexe 1, ou consulter l'ouvrage de Marc Bonnet [Bonnet, 1999] ou la thèse de Patrick Dangla [Dangla, 1990].

2.4.2 Formulation intégrale pour le problème de la cavité dans un demi-espace

Dans le code de calcul CESAR-LCPC, la méthode des éléments de frontière est implémentée afin de résoudre des problèmes de propagation d'ondes à l'intérieur de profils géologiques incluant des reliefs ou des hétérogénéités de surface tels que des collines, des montagnes ou des bassins sédimentaires. Par exemple, pour le cas d'un remplissage sédimentaire, nous montrons dans l'Annexe 1 comment la reformulation des équations intégrales 16 et 17 peut tirer bénéfice de la théorie des ondes appliquée à la configuration particulière. Il est en effet possible de rendre compte du problème non borné par un modèle borné, simplement par décomposition du problème et sa reformulation. Nous allons maintenant réécrire la formulation des équations intégrales dans le cas de la cavité.

Considérons le modèle de la Figure 6 (bas) : la cavité circulaire de contour C est inscrite dans le domaine borné D , de contour $\partial D = L \cup R$, où L représente la surface libre et R une ligne (circulaire) correspondant au champ lointain. Le champ de déplacements u solution du problème est décomposé en la superposition du champ d'ondes libres u^L et du champ d'ondes u^D diffractées par la cavité : $u = u^L + u^D$. Les conditions aux limites portant sur ces déplacements sont les suivantes :

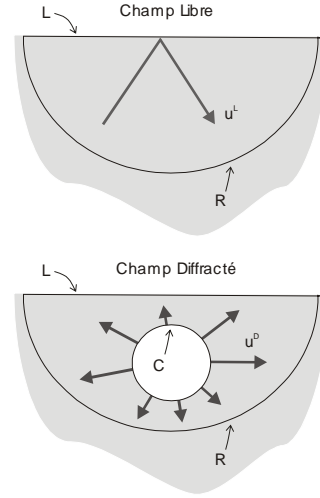


Figure 6 : Décomposition du modèle d'éléments de frontière :
 1. Modèle en champ libre u^L
 2. Modèle en champ diffracté u^D

$$\left\{ \begin{array}{l} t^{L^h} = 0 \quad \text{sur } L \\ t^{D^h} = 0 \quad \text{sur } L \cup C \\ \lim_{R \rightarrow \infty} t^{D^h}(R) = \lim_{R \rightarrow \infty} u^D(R) = 0 \end{array} \right. \quad (18)$$

Considérons d'abord le champ d'ondes libres u^L dans le domaine D privé de la cavité (milieu « naturel » lié à u^L) (Fig.6.1). Les équations de représentation intégrale (Éq.16) et intégrale de frontière (Éq.17) ajoutées des conditions aux limites (Éq.18) conduisent respectivement aux relations suivantes :

$$\int_R (U.t^{L^h} - T^h.u^L) = u^L - \int_L T^h.u^L \quad \forall y \in \overset{\circ}{D} \quad (19)$$

$$\int_R (U.t^{L^h} - T^h.u^L) = \frac{1}{2}u^L - \oint_L T^h.u^L \quad \forall y \in L \quad (20)$$

De la même façon, pour le champ total u dans le domaine D avec cavité (Fig.6.2), nous avons :

$$u = \int_L T^h.u - \int_C T^h.u + \int_R (U.t^{L^h} - T^h.u^L) \quad \forall y \in \overset{\circ}{D} \quad (21)$$

$$\frac{1}{2}u = \oint_L T^h.u - \int_C T^h.u + \int_R (U.t^{L^h} - T^h.u^L) \quad \forall y \in L \quad (22)$$

$$\frac{1}{2}u = \int_L T^h.u - \oint_C T^h.u + \int_R (U.t^{L^h} - T^h.u^L) \quad \forall y \in C \quad (23)$$

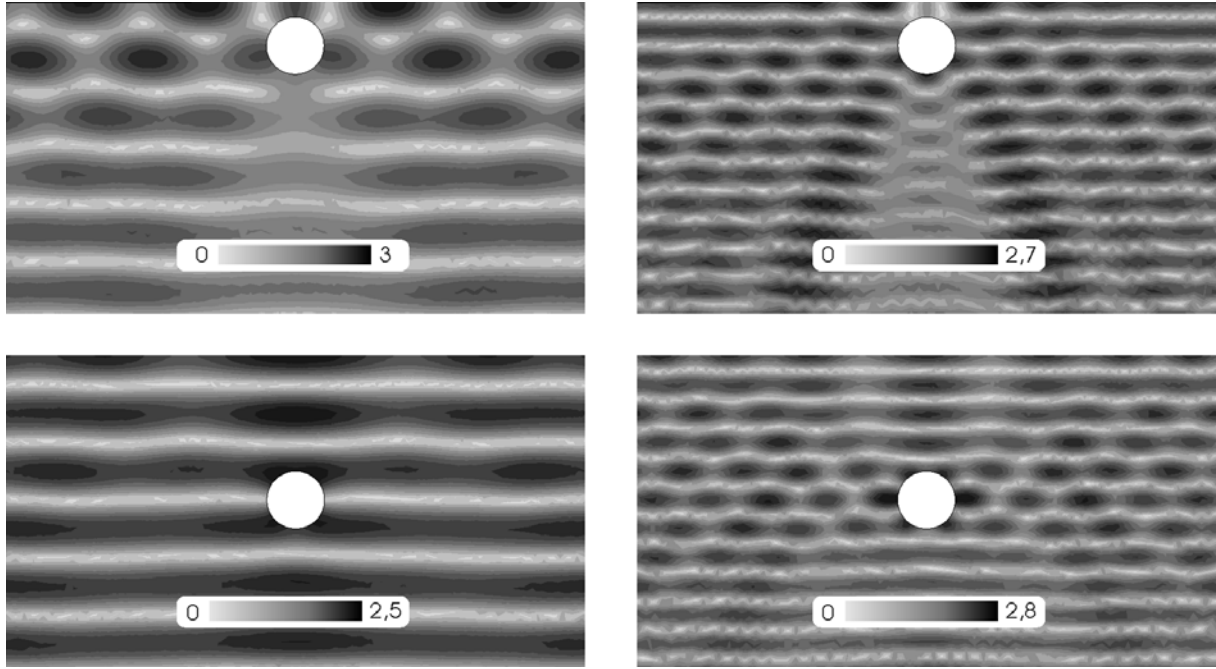


Figure 7 : Zones d'isovaleurs de déplacement aux profondeurs réduites $H/a=1,5$ (haut) et 5 (bas) et aux fréquences réduites $\eta=0,5$ (gauche) et 1 (droite)

En reportant l'Équation 19 dans les Équations 21 et 23, nous avons :

$$u = u^L - \int_L T^R \cdot u^D - \int_C T^R \cdot u \quad \forall y \in \overset{\circ}{D} \quad (24)$$

$$\frac{1}{2}u = u^L - \int_L T^R \cdot u^D - \oint_C T^R \cdot u \quad \forall y \in C \quad (25)$$

En reportant l'Équation 20 dans l'Équation 22, nous avons :

$$\frac{1}{2}u = \frac{1}{2}u^L - \oint_L T^R \cdot u^D - \int_C T^R \cdot u \quad \forall y \in L \quad (26)$$

La solution finale est recherchée sous la forme d'une solution *homogène* v , telle que $v = \begin{cases} u^D & \forall y \in L \\ u & \forall y \in D/L \end{cases}$. Les équations homogénéisées décrivant le problème s'écrivent enfin :

$$v + \int_L T^R \cdot v + \int_C T^R \cdot v = u^L \quad \forall y \in \overset{\circ}{D} \quad (27)$$

$$\frac{1}{2}v + \oint_L T^R \cdot v + \int_C T^R \cdot v = 0 \quad \forall y \in L \quad (28)$$

$$\frac{1}{2}v + \int_L T^R \cdot v + \oint_C T^R \cdot v = u^L \quad \forall y \in C \quad (29)$$

3. Analyse de l'interaction dynamique onde/cavité

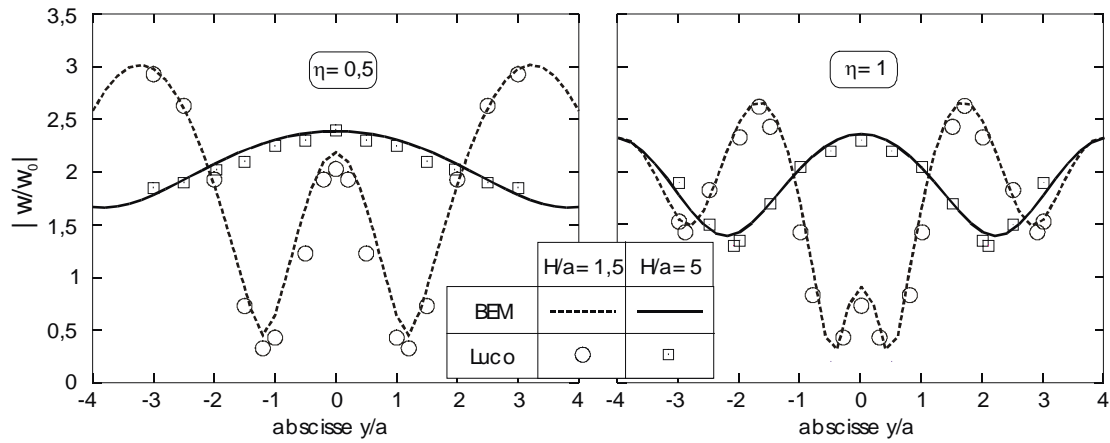


Figure 8 : Déplacement en surface aux profondeurs $H/a=1,5$ et 5 et aux fréquences $\eta=0,5$ et 1

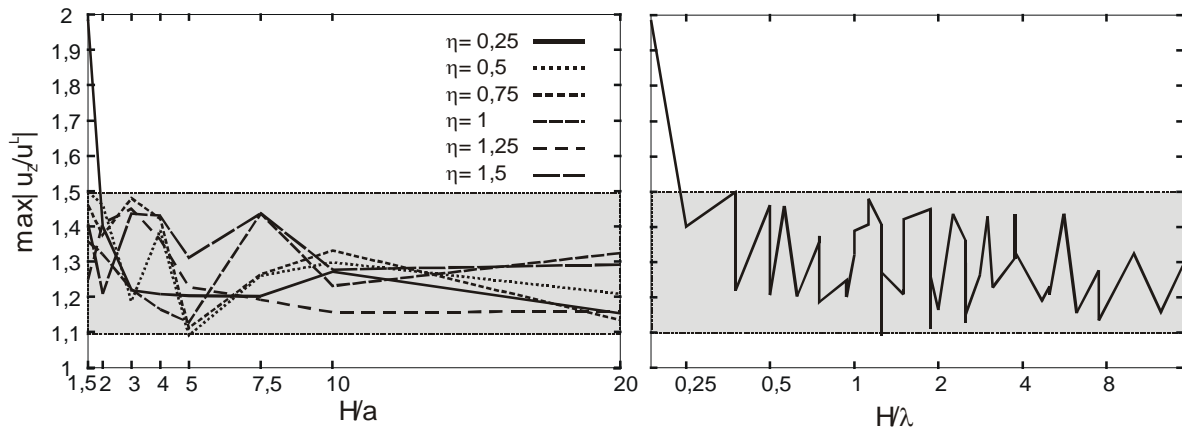


Figure 9 : 1. Maximum d'amplification du déplacement en surface en fonction de la profondeur réduite H/a et pour différentes fréquences réduites η 2. Maximum d'amplification du déplacement en surface en fonction de H/λ

Étant donné que la solution v est égale à u^D sur L , il suffit d'étendre l'interface L assez loin (par exemple cinq fois la profondeur d'enfouissement de la cavité) pour obtenir une précision satisfaisante sur v . Un tel résultat ne s'appuie que sur les conditions d'atténuation du champ d'ondes diffractées et ne requiert aucun moyen supplémentaire (ajout d'éléments de frontière infinis aux extrémités de L , par exemple).

3 Analyse de l'interaction dynamique onde/cavité

3.1 Caractéristiques du modèle onde/cavité

Dans ce paragraphe, nous abordons l'analyse du comportement d'une cavité unique de rayon a enterrée à une profondeur H de la surface libre et soumise à une onde plane d'incidence verticale et de pulsation ω . L'interaction dynamique entre l'onde, la cavité et la surface libre fait l'objet d'une étude paramétrique prenant en compte ces trois aspects :

CHAPITRE 2 : Interaction onde / cavité

- **Onde** : les cas d'une onde SH et d'une onde SV sont étudiés et comparés. Le milieu de propagation est caractérisé par la célérité c_S des ondes S et la valeur du coefficient de Poisson $\nu = 0,25$.
- **Cavité** : nous étudions l'influence du diamètre de la cavité à travers la variation d'un paramètre de fréquence réduite $\eta = 2a / \lambda_S$, où λ_S représente la longueur d'onde de cisaillement. Dans le cas d'une onde SV, nous nous intéressons à la valeur de la contrainte de cisaillement $\sigma_{\theta\theta}$, qui est en pratique la plus dommageable sur la section droite.
- **Surface libre** : l'interaction entre la cavité et la surface libre dépend de la profondeur d'enfouissement H de la cavité. Nous en rendons compte par un paramètre de profondeur réduite H/a et un autre paramètre de fréquence réduite $\gamma = H / \lambda_S$.

Ces paramètres correspondent à ceux mis en relief dans le modèle analytique. Dans les Équations 10 et 11, les solutions u et σ sont en effet fonction du coefficient de Poisson ν , de l'angle d'incidence f et des paramètres $\beta H = 2\pi\gamma$ et $\beta a = \pi\eta$. Nous étudierons également dans la suite l'influence de l'angle d'incidence et du coefficient de Poisson (onde SV).

Dans notre problématique de l'étude du risque sismique en milieu urbain, nous nous intéressons plus particulièrement à la charge maximale supportée par la paroi de la cavité ainsi qu'à l'amplification maximale du mouvement en surface induite par la présence de la cavité souterraine.

3.2 Interaction onde/cavité sous une onde de type SH

3.2.1 Analyse de la réponse à la surface libre

Sur la Figure 8 est représenté le déplacement en surface à l'aplomb de la cavité aux deux profondeurs réduites $H/a = 1,5$ et 5 et aux deux fréquences réduites $\eta = 0,5$ (à gauche) et 1 (à droite). Les résultats sont comparés à ceux obtenus par Luco et De Barros à l'aide d'un modèle numérique d'équations intégrales différent [Luco, 1994]. De toute évidence, les deux modèles donnent des résultats très similaires.

En champ libre, le déplacement en surface est égal à 2. Pour la profondeur $H/a = 5$ (i.e. une profondeur cinq fois égale au rayon), l'amplification du mouvement de champ libre atteint 25%. Elle atteint 50% à la profondeur $H/a = 1,5$. La fréquence ne produit pas de différences d'amplitude significatives sur les résultats présentés. En revanche, elle induit des variations latérales plus rapides du déplacement en surface et donc une diminution de la longueur de cohérence spatiale. Or la perte de cohérence spatiale du mouvement de surface est un facteur aggravant du risque sismique pour les structures à fondations étendues.

Sur la courbe de gauche de la Figure 9, la variation du maximum d'amplification du déplacement en surface à l'aplomb de la cavité est représentée en fonction de la profondeur réduite H/a et pour différentes valeurs de fréquence réduite η . A l'exception de la fréquence $\eta = 0,25$ pour laquelle l'amplification maximale du mouvement de surface atteint le double du mouvement de champ libre à la profondeur $H/a = 1,5$, les valeurs d'amplification sont comprises entre 10 et 50%. En outre, au lieu d'être monotones décroissantes, elles apparaissent variables avec la profondeur d'enfouissement, faisant alterner des pics avec des creux d'amplification.

Sur la courbe de droite de la Figure 9 est donnée la variation de ces maxima d'amplification en fonction du paramètre H/λ synthétisant l'influence conjointe de la profondeur et de la fréquence. Les tendances observées précédemment apparaissent nettement : une évolution alternée des valeurs d'amplification maximale à l'intérieur d'un intervalle fixe compris entre 10 et 50%.

Afin de mieux se figurer ce qui se passe, nous représentons sur la Figure 7 les zones d'isovaleurs du déplacement entre la cavité et la surface libre. Dans cette représentation, les deux profondeurs réduites $H/a = 1,5$ et 5 ainsi que les deux fréquences réduites $\eta = 0,5$ et 1 sont considérées. Les

3. Analyse de l'interaction dynamique onde/cavité

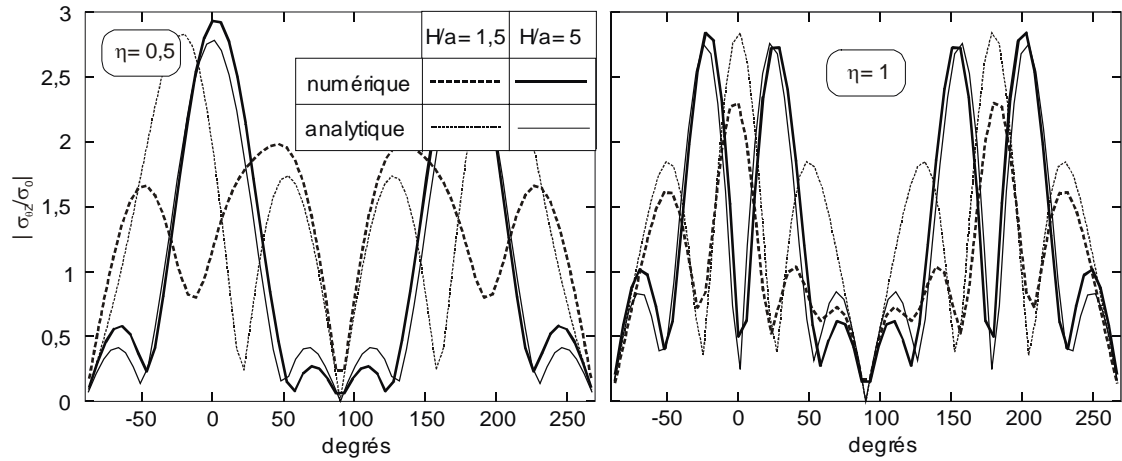


Figure 10 : Contrainte sur la paroi de la cavité pour les fréquences $\eta=0,5$ (gauche) et 1 (droite)

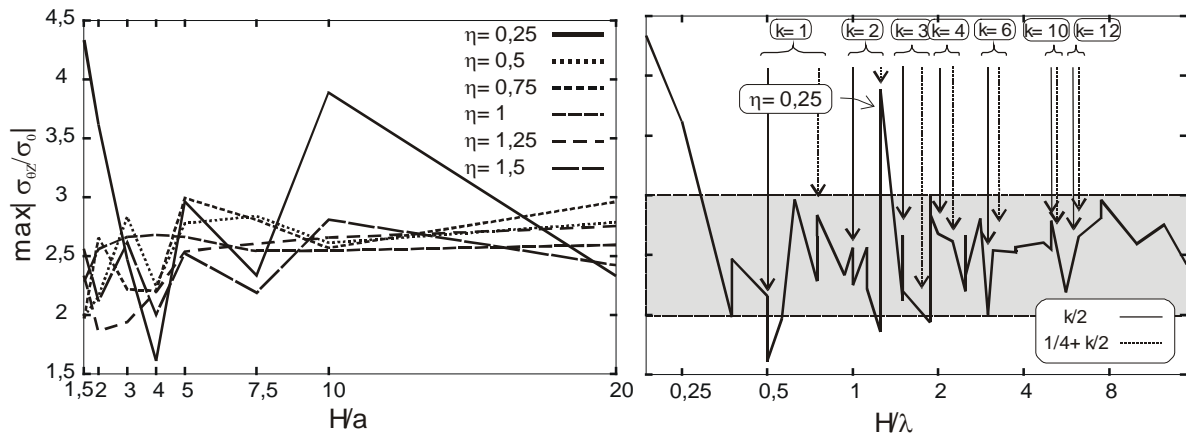


Figure 11 : 1. Maximum de contrainte sur la paroi de la cavité en fonction de la profondeur H/a et pour différentes valeurs de fréquences 2. Maximum de contrainte sur la paroi de la cavité en fonction de H/λ . Les profondeurs optimales ($k/2$) et désoptimales ($1/4 + k/2$) prédites par le modèle analytique [Kurose, 2000] sont indiquées (§2.3).

phénomènes d'interférences entre les ondes diffractées par la cavité et les ondes de champ libre produisent une modification du champ de déplacement total. Ceux-ci se renforcent quand la cavité se rapproche de la surface libre ou quand sa dimension devient importante par rapport à la longueur d'onde. Ce renforcement fait apparaître des zones de fort déplacement dont les amplitudes sont maximales au voisinage de la cavité.

3.2.2 Analyse de la réponse en paroi de cavité

Les connaissances sur la vulnérabilité des ouvrages souterrains aux séismes ne sont pas aussi étendues que pour les structures de surface. On considère souvent que plus une structure enterrée est profonde, plus la sollicitation dynamique qu'elle subit est faible. Cette idée s'appuie sur l'analyse statistique des dégâts post-sismiques et est confortée par quelques mesures expérimentales (enregistrements opérés à la mine de Kamaishi, Japon par le JNC). Elle est à l'origine des méthodes statiques permettant de calculer la charge supportée par un ouvrage souterrain. Toutefois, l'utilisation de méthodes dynamiques conduit à des résultats bien différents [Kurose, 2000].

CHAPITRE 2 : Interaction onde / cavité

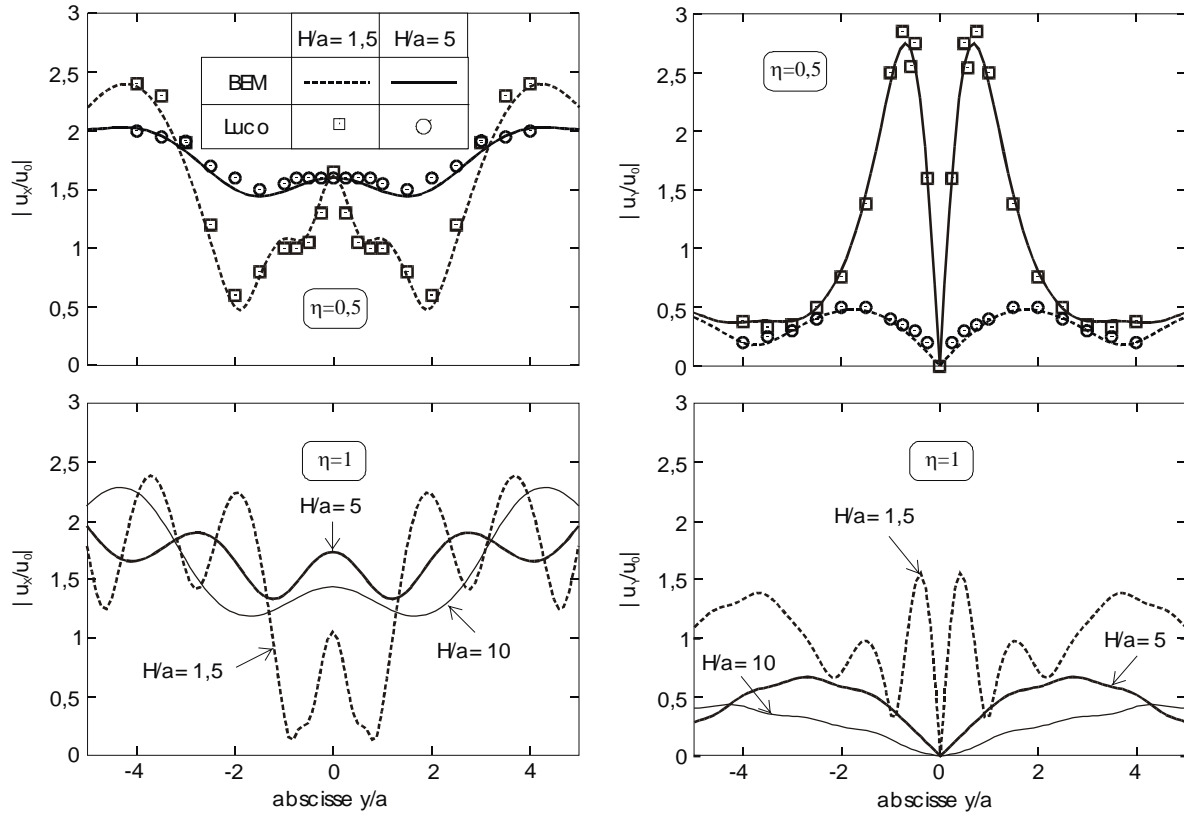


Figure 12 : Déplacements horizontal u_x (gauche) et vertical u_y (droite) à la surface libre à l'aplomb de la cavité à la fréquence réduite $\eta = 0,5$ et 1 . Comparaison avec Luco et De Barros [Luco, 1994].

Sur la Figure 10, la contrainte sur la paroi de la cavité est représentée aux deux profondeurs réduites $H/a=1,5$ et 5 et aux deux fréquences réduites $\eta=0,5$ (à gauche) et 1 (à droite). La valeur de la contrainte est normalisée par $\sigma_0 = \omega\rho\beta u^L_0$ (u^L_0 est l'amplitude du déplacement de champ libre à la surface) adopté par Kurose [Kurose, 2000], Luco et al [Luco, 1994] et Mow et Pao [Pao, 1973]. Ce paramètre donne la *valeur maximale des contraintes en champ libre*, c'est-à-dire sans cavité. Les solutions numériques obtenues sont comparées aux solutions analytiques données par le modèle de Kurose. La similitude des solutions est très bonne pour $H/a=5$, beaucoup moins pour $H/a=1,5$. Ce point n'est d'ailleurs pas surprenant et tout à fait conforme aux restrictions avancées plus haut sur la portée du modèle analytique simplifié. Les valeurs maximales de la contrainte réduite atteignent jusqu'à 3 et ne semblent pas décroissantes avec la profondeur.

Sur la Figure 11, la variation de la contrainte maximale sur la paroi de la cavité est représentée en fonction de la profondeur réduite H/a pour différentes fréquences d'excitation (courbe de gauche) et en fonction de H/λ (courbe de droite). Les résultats confirment la dernière remarque, à savoir que la valeur de la contrainte maximale ne diminue pas avec la profondeur. Elle semble même assez stable et tendre vers des valeurs comprises entre 2,5 et 3, quelle que soit la fréquence. Pour la fréquence la plus faible ($\eta = 0,25$), le niveau de contrainte peut atteindre des valeurs plus grandes ($\sigma_{\theta Z} = 4$). En fonction de H/λ , la valeur de la contrainte reste constamment inférieure à $\sigma_{\theta Z} = 3$ à partir de $H/\lambda = 0,5$, sauf pour un pic ($\sigma_{\theta Z} = 4$) situé vers $H/\lambda \approx 1,2$. Ce pic est obtenu pour la fréquence minimale $\eta = 0,25$.

3. Analyse de l'interaction dynamique onde/cavité

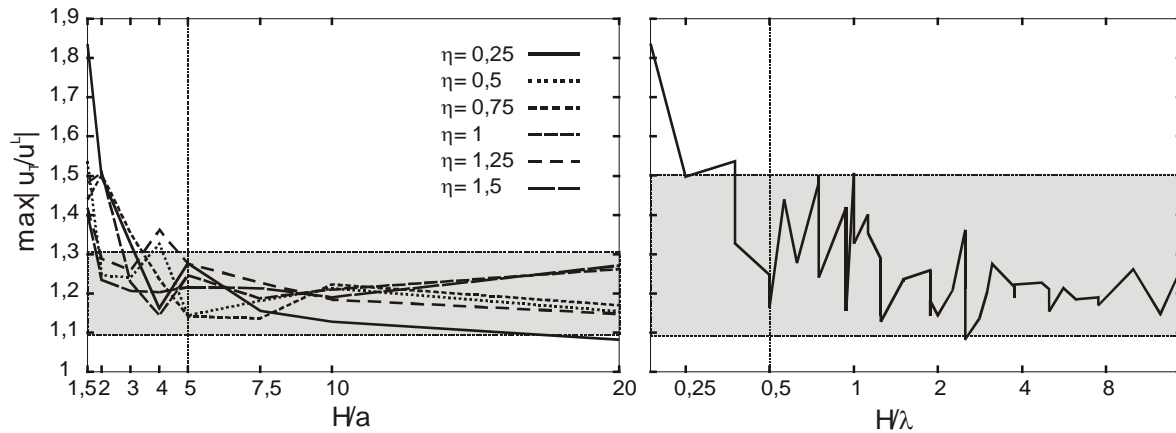


Figure 13 : 1. Amplification maximale du déplacement total de champ libre à la surface libre en fonction de la profondeur H/a et pour différentes valeurs de fréquence réduite 2. Amplification maximale du déplacement total de champ libre à la surface libre en fonction de H/λ .

3.3 Interaction onde/cavité sous une onde de type SV

3.3.1 Analyse de la réponse à la surface libre

Nous considérons maintenant une onde plane de type SV et d'incidence verticale.

Sur la Figure 12, les déplacements u_x et u_y à la surface libre et à l'aplomb de la cavité sont représentés aux profondeurs $H/a = 1,5$, 5 et 10 et aux fréquences $\eta = 0,5$ et 1 . Ces résultats sont comparés à ceux obtenus par Luco et De Barros pour $\eta = 0,5$. Leur similitude est de nouveau très satisfaisante.

Comme dans le cas SH, l'incidence étant verticale, l'amplitude du déplacement en champ libre à la surface du demi espace vaut $u_x^L = 2$ et $u_y^L = 0$. L'amplification du mouvement de champ libre affecte donc les deux composantes du déplacement. Celle-ci atteint 25% pour la composante u_x à la profondeur $H/a = 1,5$. A contrario, la désamplification du déplacement u_x de champ libre peut excéder 75% à cette même profondeur. Parallèlement, la valeur du déplacement vertical généré devient très importante ($\max u_y \approx 3$). Ces différents effets produisent d'importantes variations latérales du mouvement de surface. A l'aplomb de la cavité, l'interaction dynamique cavité/surface libre est source d'incohérence spatiale qui peut s'avérer dommageable pour les structures superficielles.

Pour rendre compte de l'évolution de l'amplification du mouvement de champ libre à la surface du demi espace en fonction des divers paramètres, les courbes de la Figure 13 montrent l'évolution de l'amplification maximale du déplacement total en fonction de H/a pour différentes valeurs de η (à gauche) et en fonction de H/λ (à droite).

Le niveau d'amplification maximale peut dépasser 50% à faibles profondeurs et pour certaines fréquences. D'après la courbe de gauche de la Figure 13, la profondeur $H/a = 5$ semble être une profondeur critique entre deux régimes d'amplification : au-dessous de cette valeur, l'amplification est variable et atteint des valeurs élevées. Au-dessus de cette valeur, celle-ci est confinée dans un intervalle de 10 à 30%.

La décroissance lente de l'amplification du mouvement de champ libre en surface en fonction de la profondeur apparaît plus clairement sur la courbe de droite de la Figure 13. Sur cette courbe, la profondeur est normalisée par la longueur d'onde λ . Cette décroissance tend vers une valeur constante relativement stable, située autour de 20%. Là aussi, une valeur critique peut être située entre $H/\lambda =$

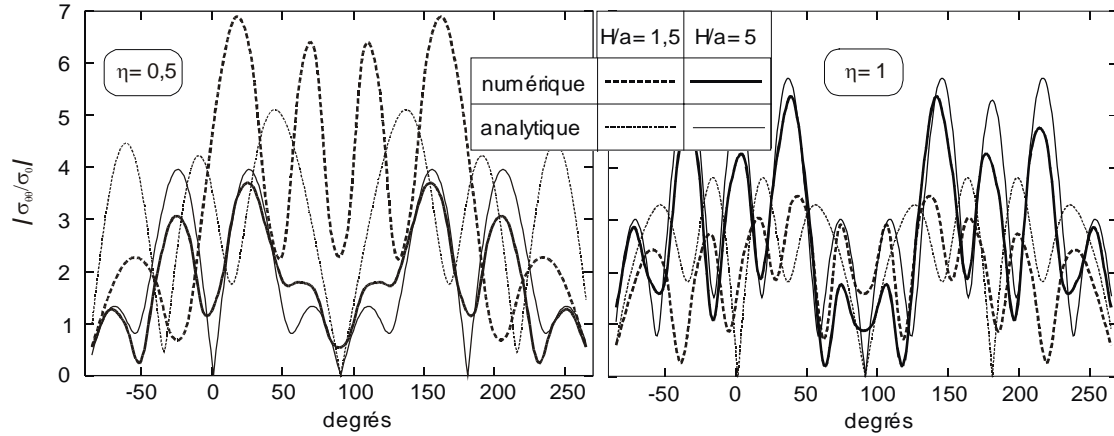


Figure 14 : Contrainte sur la paroi de la cavité aux fréquences réduites $\eta = 0,5$ et 1 . Comparaison entre résultats analytique [Kurose, 2000] et numérique.

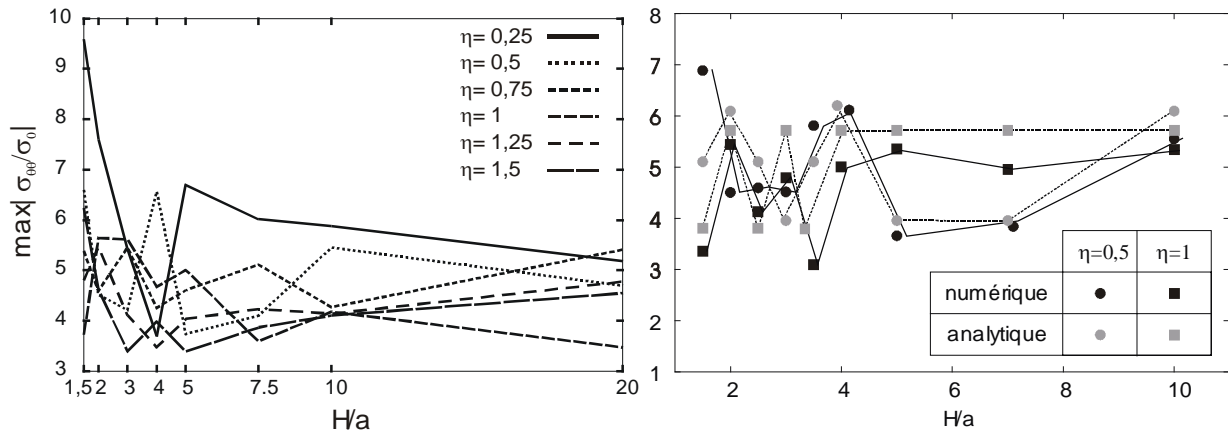


Figure 15 : 1. Maximum de contrainte autour de la cavité en fonction de la profondeur H/a et pour différentes valeurs de fréquence 2. Comparaison entre résultats analytique [Kurose, 2000] et numérique pour $\eta = 0,5$ et 1 .

0,25 et 0,5. Au-delà de cette valeur, l’amplification du mouvement de surface est inférieure à 50%. Elle devient même inférieure à 30% au-dessus de $H/\lambda = 1$.

3.3.2 Analyse des contraintes en paroi de cavité

La Figure 14 donne la contrainte sur la paroi de la cavité aux deux profondeurs réduites $H/a=1,5$ et 5 et aux deux fréquences réduites $\eta=0,5$ et 1 . Les solutions calculées sont comparées avec les solutions analytiques de Kurose. Comme pour le cas des ondes SH, l’écart entre les deux modèles est grand pour $H/a = 1,5$ et petit pour $H/a = 5$. Il s’amenuise pour des fréquences d’excitation plus élevées. Encore une fois, cette différence est conforme aux hypothèses imposées au modèle analytique. La valeur maximale de la contrainte peut atteindre le double de celle obtenue dans le cas SH, avec $\max \sigma_{\theta\theta}/\sigma_0 = 7$. Pour $H/a = 1,5$ et $\eta = 0,5$, le modèle analytique sous-estime la charge réellement supportée par la cavité.

La Figure 15 représente la variation du maximum de la contrainte sur la paroi de la cavité en fonction de la profondeur H/a et pour différentes valeurs de fréquence d’excitation (à gauche). Pour les deux fréquences réduites $\eta=0,5$ et 1 , les solutions calculées sont comparées aux solutions analytiques (à droite). La convergence des deux modèles paraît acceptable. Néanmoins, celle-ci semble meilleure au-delà de la profondeur limite $H/a = 5$ et également pour la fréquence $\eta = 0,5$ que

3. Analyse de l'interaction dynamique onde/cavité

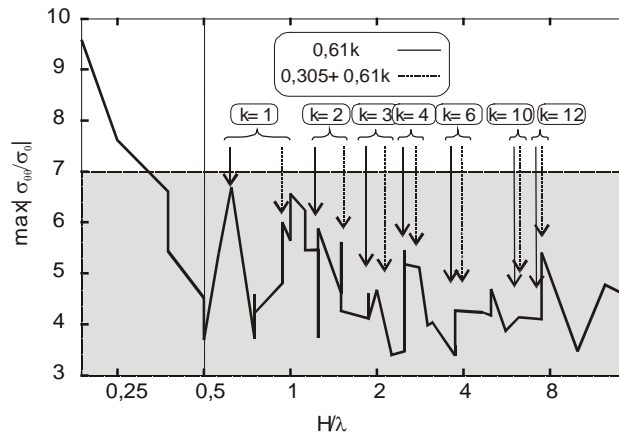


Figure 16 : Maximum de contrainte autour de la cavité en fonction de H/λ

pour $\eta = 1$. Pour différentes valeurs de fréquence, le niveau de la contrainte maximale supportée par la cavité semble assez stable en fonction de la profondeur et reste comprise entre 3 et 6 au-delà de $H/a = 5$.

Sur la Figure 16, nous représentons finalement la variation du maximum de la contrainte sur la paroi de la cavité en fonction de H/λ . La contrainte maximale supportée par la cavité est décroissante et tend vers une valeur de $\sigma_{\theta\theta}/\sigma_0$ comprise entre 4 et 6. Cette valeur représente le double de celle calculée dans le cas SH. Comme pour les déplacements en surface, la limite entre les valeurs élevées et valeurs faibles semble se situer à $H/\lambda = 0,5$: au-dessus de cette valeur, la contrainte $|\sigma_{\theta\theta}/\sigma_0|$ est inférieure à 7. Elle devient inférieure à 6 pour $H/\lambda \geq 1$.

3.3.3 Influence de l'angle d'incidence.

L'influence de l'angle d'incidence tant sur l'amplification du mouvement de surface que sur le niveau de contrainte exercée sur la cavité peut être a priori importante sous excitation plane (Onde SV). D'une part, les schémas d'interférence deviennent plus complexes du fait de la conversion d'ondes SV/P. D'autre part, à partir de l'étude de la réflexion d'une onde SV dans un demi espace infini, nous savons qu'à un certain angle critique apparaît un pic d'amplification du déplacement horizontal de surface (Annexe 2). La position de ce pic marque la valeur de l'angle critique en deçà duquel l'onde P réfléchi devient inhomogène, décroissante avec la profondeur.

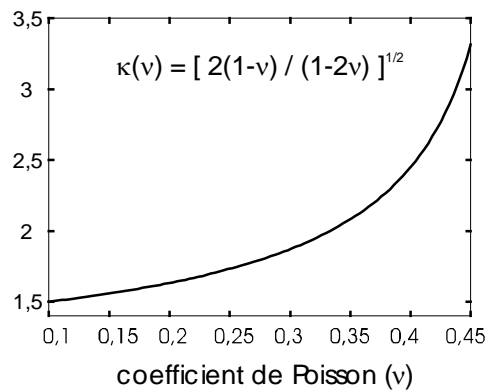


Figure 17 : Fonction $\kappa(v)$

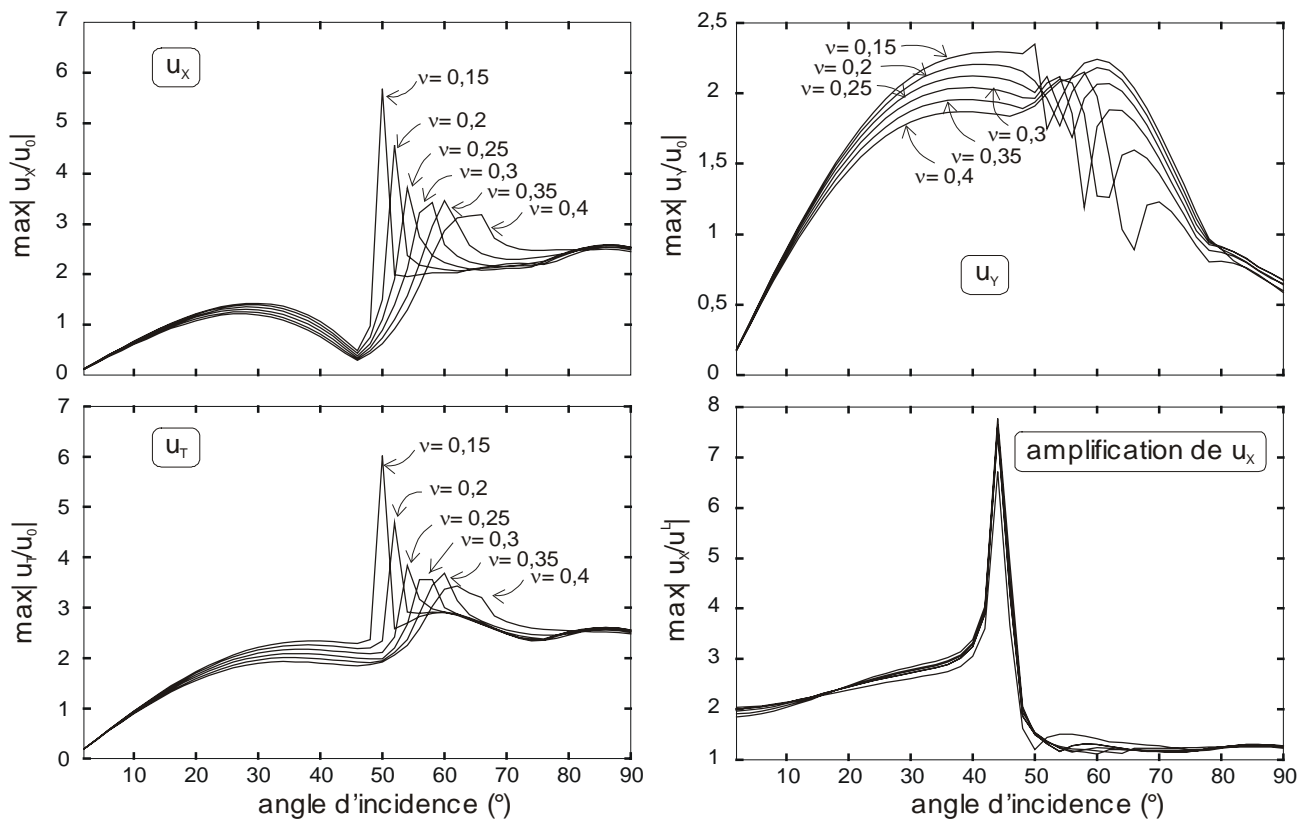


Figure 18 : Maximum de déplacement horizontal u_x , vertical u_y et total u en surface en fonction de l'angle d'incidence pour différentes valeurs du coefficient de Poisson. Amplification du déplacement horizontal u_x à la surface par rapport au champ libre en fonction de l'angle d'incidence.

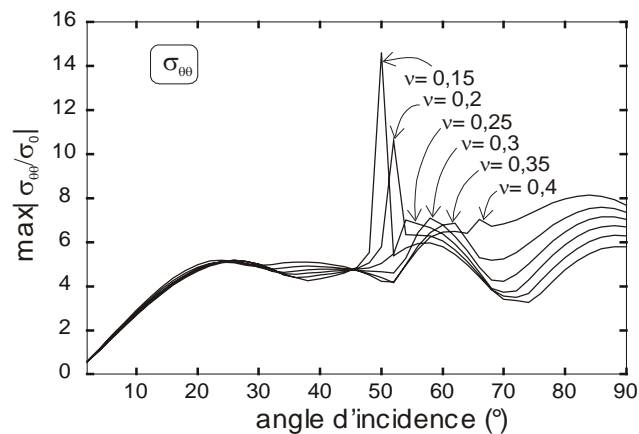


Figure 19 : Maximum de la contrainte autour de la cavité en fonction de l'angle d'incidence et pour différentes valeurs du coefficient de Poisson.

3. Analyse de l'interaction dynamique onde/cavité

En fonction du coefficient de Poisson

Sur la Figure 18 est représentée la variation du maximum du déplacement horizontal u_x , vertical u_y et total u à la surface en fonction de l'angle d'incidence. La quatrième solution représentée correspond à l'amplification de la composante horizontale u_x du déplacement de surface par rapport au champ libre. Les solutions sont données à profondeur et fréquence constantes $H/a = 5$ et $\eta = 0,25$, et pour différentes valeurs du coefficient de Poisson.

Les différentes composantes du déplacement de surface u_x et u_y présentent les mêmes allures que les solutions de champ libre correspondantes (Annexe 2). Le déplacement horizontal présente un pic à l'angle critique ϕ_s^C ¹ qui s'atténue et s'étale en fonction des coefficients de Poisson croissants. Simultanément, la position de cet angle critique se déplace de 50° pour $\nu = 0,15$ vers 65° pour $\nu = 0,4$. Le déplacement horizontal présente, au lieu d'un pic, un minimum pour cet angle critique. La courbe d'amplification du déplacement horizontal montre la présence d'un pic calé à environ $\phi_s^E = 45^\circ$ dont la position marque la frontière entre deux domaines d'amplification distincts : en-dessous de cet angle, l'amplification du mouvement horizontal est comprise entre 2 et 3, tandis qu'au-dessus, celle-ci est inférieure à 1,5 et quasi-constante. Cet angle correspond à l'angle d'extinction du déplacement horizontal de surface en champ libre ($u_x^L = 0$ pour $\phi = 45^\circ$, confère Annexe 1). L'existence du pic à cet endroit montre que la présence de la cavité produit un déplacement horizontal à la surface non nul à cet angle d'incidence.

Sur la Figure 19, nous donnons la variation du maximum de la contrainte sur la paroi de la cavité en fonction de l'angle d'incidence, toujours à la profondeur $H/a = 5$ et à la fréquence $\eta = 0,25$, et pour différentes valeurs du coefficient de Poisson.

Nous observons la présence d'un pic de contrainte à l'angle critique ϕ_s^C décroissant dans l'ordre des coefficients de Poisson croissants². Ce pic atteint $\sigma_{\theta\theta,max}/\sigma_0 = 15$ pour $\nu = 0,15$ et disparaît pour $\nu = 0,25$. Selon la valeur du coefficient de Poisson, l'angle d'incidence peut donc avoir une forte influence sur la contrainte imposée à la paroi de la cavité. La valeur maximale de la contrainte atteint jusqu'au double de celle obtenue sous incidence verticale, considérée généralement pour le calcul de dimensionnement. Toutefois, les valeurs courantes du coefficient de Poisson pour les sols sont comprises entre 0,25 et 0,5. Comme pour l'amplification du mouvement horizontal à la surface en champ libre, la valeur de l'angle critique marque le point de transition entre deux domaines : en-dessous de cet angle, le coefficient de Poisson n'a pas d'influence significative sur la valeur de la contrainte maximale. Au-dessus de cet angle, la valeur de la contrainte maximale est croissante pour des valeurs croissantes du coefficient de Poisson. Pour des valeurs supérieures à $\nu = 0,25$, la contrainte maximale sur la paroi de la cavité est atteinte pour l'incidence verticale.

¹ $\cos(\phi_s^C) = \frac{1}{\kappa(\nu)} = \sqrt{\frac{1-2\nu}{2-2\nu}}$

² Le coefficient de Poisson est une fonction strictement croissante du rapport des célérités longitudinale et transversale du milieu de propagation : $\kappa(\nu) = \frac{C_p}{C_s} = \sqrt{\frac{2(1-\nu)}{1-2\nu}}$ (Fig.17).

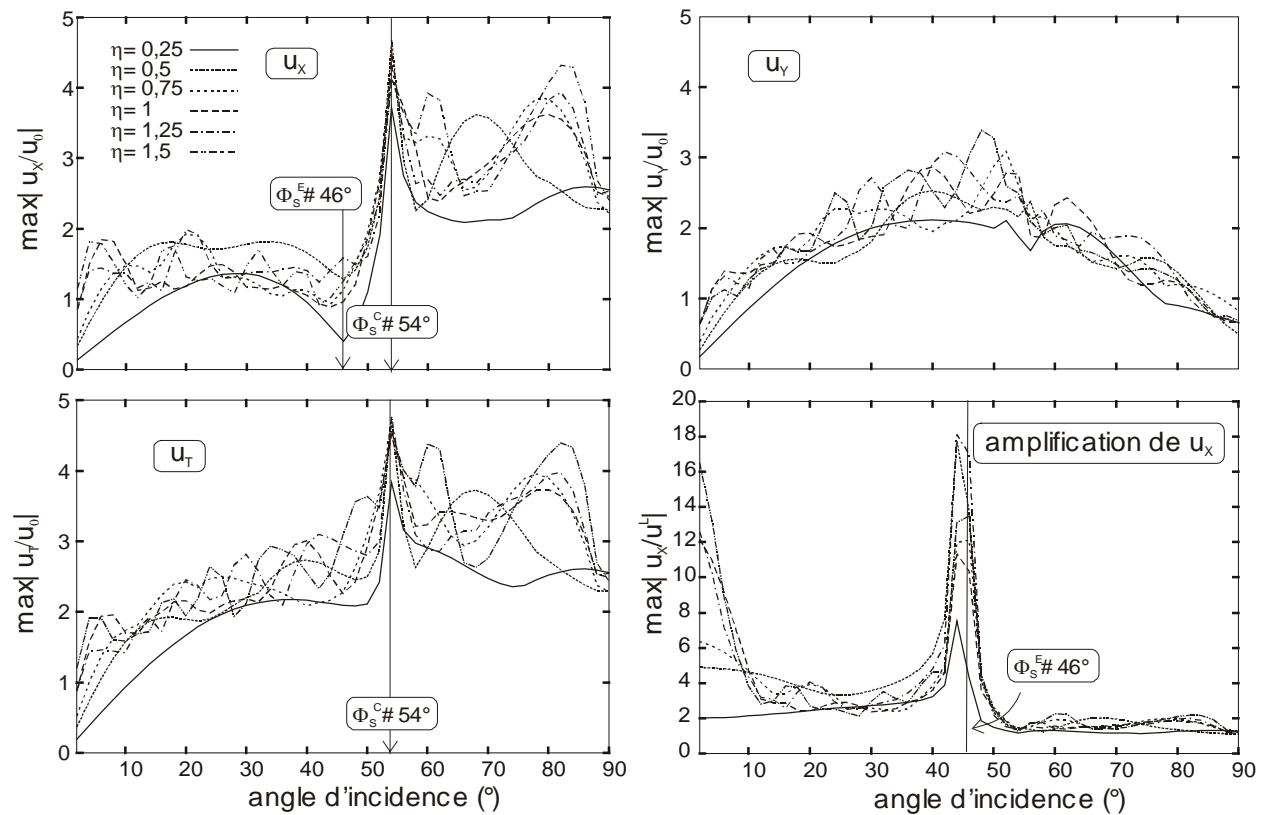


Figure 20 : Maximum du déplacement horizontal u_x , vertical u_y et total u à la surface en fonction de l'angle d'incidence et pour différentes valeurs de fréquence. Amplification du déplacement horizontal u_x à la surface par rapport au champ libre en fonction de l'incidence.

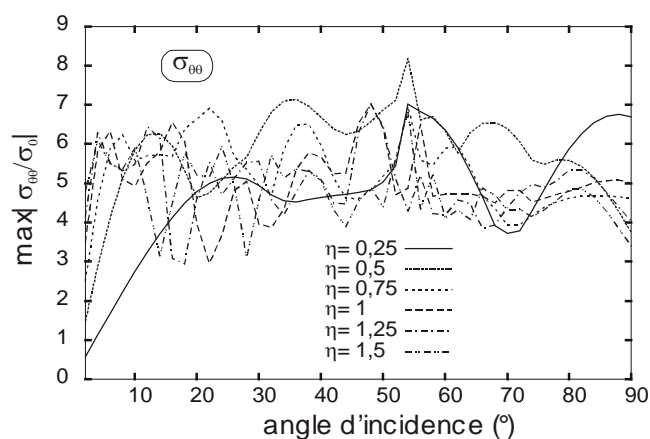


Figure 21 : Maximum de la contrainte autour de la cavité en fonction de l'angle d'incidence et pour différentes valeurs de fréquence.

3. Analyse de l'interaction dynamique onde/cavité

En fonction de la fréquence

Sur la Figure 20 est représentée la variation du maximum des déplacements horizontal u_x , vertical u_y et total u en surface, en fonction de l'angle d'incidence. La quatrième solution présentée correspond à l'amplification par rapport au champ libre de la composante horizontale u_x du déplacement en surface. Les solutions sont données à profondeur constante $H/a = 5$, pour un coefficient de Poisson fixe $\nu = 0,25$ et différentes valeurs de la fréquence d'excitation.

L'augmentation de la fréquence a une répercussion évidente sur les variations des maxima de déplacements surfaciques en fonction de l'angle d'incidence : à mesure que la fréquence croît, les fluctuations se font plus nombreuses. Pour la fréquence maximale $\eta = 1,5$, la valeur d'un pic secondaire ($u_{max} = 4,5$ pour $\phi \approx 80^\circ$) devient équivalente à celle du pic principal lié à l'angle critique. L'amplification par rapport au champ libre du déplacement horizontal en surface est surtout affectée par la fréquence en-dessous de l'angle d'extinction ($\phi_s^E = 45^\circ$), y compris cette valeur. Elle augmente particulièrement autour de $\phi = 0^\circ$ et 45° , jusqu'à atteindre $\max |u_x / u_x^L| \approx 1700\%$! Une telle augmentation est à mettre toutefois sur le compte de la valeur du déplacement horizontal en champ libre, presque nulle aux angles d'incidence considérés.

Sur la Figure 21, nous donnons la variation du maximum de la contrainte sur la paroi de la cavité en fonction de l'angle d'incidence, toujours à la profondeur $H/a = 5$, pour un coefficient de Poisson fixe $\nu = 0,25$ et pour différentes valeurs de fréquence d'excitation.

Les fluctuations du maximum de la contrainte de cisaillement sur la paroi de la cavité sont ici également très remarquables. Ces variations se produisent à l'intérieur d'un intervalle de valeurs comprises entre $3 \leq \max |\sigma_{\theta\theta} / \sigma_0| \leq 7$, quels que soient la fréquence et l'angle d'incidence. Les valeurs de contraintes maximales ne paraissent pas non plus évoluer linéairement en fonction de la fréquence.

3.4 Bilan de l'interaction onde/cavité simple

Cette analyse de l'interaction dynamique entre une cavité isolée et une onde plane incidente (SH et SV) se propageant à l'intérieur d'un demi-espace aboutit aux conclusions suivantes (Fig.22) :

- L'amplification du déplacement de surface par rapport au champ libre est élevée ($\max |u/u^L| \approx 2$) à profondeurs faibles ($H/a \leq 5$) et stable (entre 10% et 30%) à profondeurs élevées ($H/a \geq 5$). Ces observations varient peu selon le type d'onde (SH ou SV). La fréquence a une influence significative sur ces valeurs maximales, mais ces variations ne sont pas monotones et varient également d'une profondeur à une autre.
- La contrainte pariétale maximale est variable suivant la profondeur mais reste comprise entre $2 \leq \max |\sigma_{\theta z} / \sigma_0| \leq 3$ pour une onde SH et entre $3 \leq \max |\sigma_{\theta\theta} / \sigma_0| \leq 6$ pour une onde SV. Ce maximum augmente aux fréquences basses (les maxima sont obtenus pour $\eta = 0,25$ et les minima pour $\eta = 1,5$).
- Quand H/λ tend vers 0, les valeurs de déplacement en surface et de contrainte en paroi augmentent sensiblement. La limite entre valeurs faibles et valeurs élevées peut être déterminée approximativement à $H/\lambda = 0,5$ (Fig.22).
- Les solutions en déplacements et en contraintes sont fluctuantes en fonction de H/λ . D'après son modèle analytique simplifié, Kurose met en évidence des profondeurs discrètes critiques périodiquement espacées donnant la charge minimale (profondeur optimale) ou maximale (profondeur désoptimale) supportée par la cavité [Kurose, 2000] :

Profondeurs optimales :

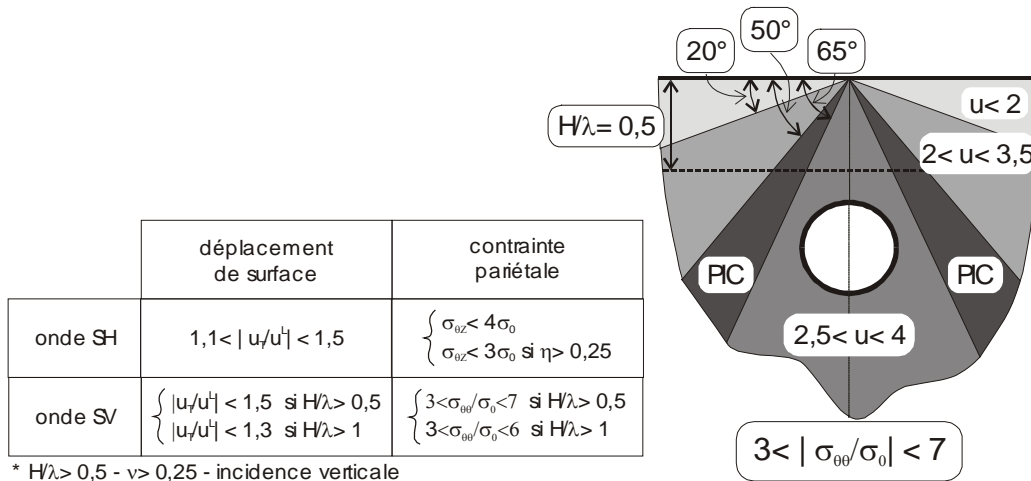


Figure 22 : Bilan de l'interaction onde/ cavité :

1. Tableau de synthèse des intervalles de variation du déplacement en surface et de la contrainte sur la paroi de la cavité. Valeurs données pour une onde plane d'incidence verticale, avec un coefficient de Poisson ν supérieur à 0,25 et une profondeur H/λ supérieure à 0,5.
2. Intervalles de variation du déplacement en surface et de la contrainte sur la paroi de la cavité en fonction de l'angle d'incidence.

Pour une onde SH : $H/\lambda = k/2$
 Pour une onde SV : $H/\lambda = 1/\sin \phi_S^C \times k/2$

Profondeurs désoptimales :

Pour une onde SH : $H/\lambda = 1/4 + k/2$
 Pour une onde SV : $H/\lambda = 1/\sin \phi_S^C \times (1/4 + k/2)$

Pour un coefficient de Poisson égal à $\nu = 0,25$, l'angle critique est égal à $\phi_S^C \approx 55^\circ$. Soit pour les profondeurs optimales $H/\lambda \approx k \times 0,61$. Pour les profondeurs désoptimales, $H/\lambda \approx 0,305 + k \times 0,61$. Ces valeurs correspondent à celles des solutions obtenues (Fig.11) et (Fig.16). Conformément à l'intuition de Kurose, les fluctuations de la contrainte maximale pariétale en fonction de H/λ semblent indiquer que ces profondeurs optimales et désoptimales périodiquement espacées existent.

- Les solutions en déplacements et en contraintes varient sensiblement en fonction de l'angle d'incidence sous excitation SV. A l'angle critique ϕ_S^C en-dessous duquel l'onde P réfléchie devient inhomogène apparaît un pic qui diminue et s'étale pour des coefficients de Poisson croissants. L'angle d'extinction du déplacement horizontal de champ libre $\phi_S^E \approx 45^\circ$ marque quant à lui le point de transition entre deux domaines de réponses :

Amplification du mouvement horizontal de champ libre :

En-dessous de ϕ_S^E , cette amplification est comprise entre 2 et 4 fois. Au-dessus, elle reste inférieure à 50%.

Contrainte pariétale :

4. Interaction dynamique onde/double-cavité

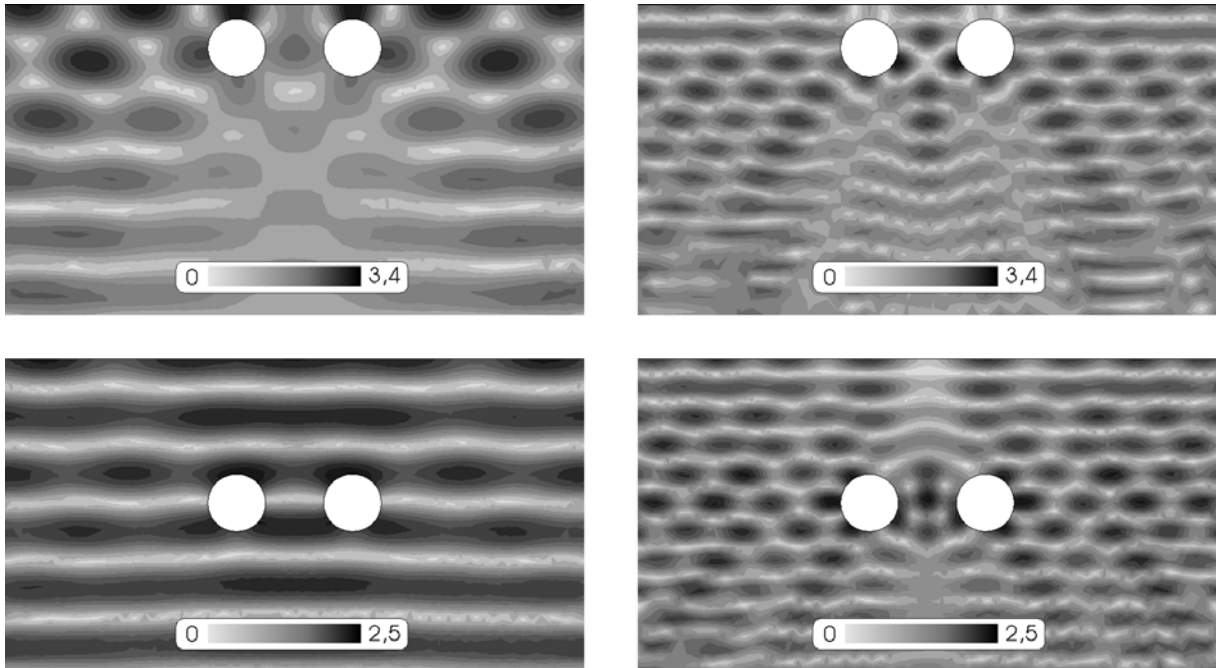


Figure 23 : Zones d'isovaleurs de déplacement dans le cas de deux cavités distantes de $L=2a$. Solutions obtenues aux profondeurs $H/a=1,5$ et 1 et aux fréquences d'excitation $\eta=0,5$ et 1 . A comparer aux solutions de la cavité isolée (Fig.7).

En-dessous de cette valeur, aucune influence notable du coefficient de Poisson. Au-dessus, elle croît en fonction de ce dernier.

- La fréquence de l'onde fait apparaître des fluctuations des solutions en fonction de l'angle d'incidence. L'amplification du déplacement horizontal en surface par rapport au champ libre est élevée (1700%) autour de $\phi = 0^\circ$ et $\phi = 90^\circ$. La valeur maximale de la contrainte pariétale varie quant à elle dans l'intervalle [3 – 7].

La contrainte pariétale sous une onde SV présente des valeurs au moins deux fois plus élevées que sous une onde SH. L'existence d'un angle critique peut conduire de surcroît à des cas encore plus défavorables dont il faut tenir compte dans le dimensionnement. Dans le paragraphe suivant, nous limiterons l'étude de l'interaction multiple entre deux cavités au cas d'une sollicitation de type SV.

4 Interaction dynamique onde/double-cavité

Dans ce paragraphe, nous analysons l'interaction dynamique entre deux cavités soumises à une onde plane de type SV et d'incidence verticale se propageant dans un demi espace infini. Nous évaluons l'influence de la seconde cavité sur l'amplification du mouvement de surface par rapport au champ libre ainsi que sur le niveau de contrainte appliquée sur les cavités. Les deux cavités sont dans un premier temps situées à la même profondeur et distantes d'une longueur L . Comme dans le paragraphe précédent, nous étudions l'évolution des réponses en fonction des paramètres de profondeurs réduites H/a et H/λ ainsi que de fréquence réduite η . La distance L entre les deux cavités est également un paramètre variable. Nous en tenons compte en introduisant les distances réduites L/a et L/λ . A profondeur et distance inter-cavité données, nous étudions également comme pour la cavité

CHAPITRE 2 : Interaction onde / cavité

isolée l'influence de l'angle d'incidence sur les solutions en surface et en paroi. Enfin, nous abordons de manière succincte l'influence de la position relative des deux cavités l'une par rapport à l'autre.

4.1 Influence de la profondeur d'enfouissement

4.1.1 Mouvement à la surface libre

Nous nous intéressons à l'influence de la profondeur d'enfouissement H/a sur l'amplification des déplacements en surface à l'aplomb des cavités. Celles-ci sont situées à la même profondeur et distantes, de paroi à paroi, d'une longueur $L = 2a$. Nous commençons par représenter sur la Figure 24 les composantes horizontale u_x et verticale u_y du déplacement à la surface libre à l'aplomb des cavités, aux profondeurs $H/a = 1,5$, 5 et 10 et aux fréquences d'excitation $\eta = 0,5$ et 1 .

L'interaction entre les deux cavités produit un déplacement horizontal légèrement plus élevé ($\max u_x \approx 2,75$) que pour la cavité isolée ($\max u_x \approx 2,5$) (Fig.12). En revanche, la désamplification du déplacement horizontal peut conduire à des valeurs presque nulles. Parallèlement, la valeur du déplacement vertical généré est significative à la profondeur la plus faible, ie $H/a = 1,5$. Ces différentes perturbations du mouvement sur la surface libre conduisent à d'importantes variations latérales à l'aplomb des cavités.

De la même manière, nous représentons sur la Figure 25 l'amplification maximale du déplacement en surface en fonction de la profondeur réduite H/a et pour différentes valeurs de fréquence réduite η d'une part (à gauche), et en fonction de H/λ d'autre part (à droite).

Comme dans le cas de la cavité isolée (Fig.13.1), la profondeur $H/a = 5$ semble marquer la limite entre amplification forte à profondeurs faibles ($H/a \leq 5$) et amplification modérée et stable à profondeurs élevées ($H/a \geq 5$). Toutefois, le niveau d'amplification due à l'interaction double-cavité est supérieur à celui de la cavité isolée. Il atteint jusqu'à $|u/u^L| \approx 3,25$ pour $H/a = 1,5$ et $\eta = 0,25$. Au-dessus de $H/a = 5$, l'amplification reste inférieure à $1,5$. La fréquence semble influencer grandement sur les solutions, mais cette influence est relativement variable d'une profondeur à l'autre.

Cette variation est mieux appréhendée sur le tracé de l'amplification en fonction de H/λ (Fig.25.2). Par comparaison à celui de la cavité isolée (Fig.13.2), la similitude des profils de variation est un point très remarquable : les pics et les creux sont significativement situés aux mêmes endroits. Ce résultat permet d'associer aux valeurs de H/λ (profondeur à laquelle sont enterrées des structures souterraines) un effet d'accroissement ou de réduction de l'amplification du mouvement en surface. Au-dessus de $H/\lambda = 0,5$, l'amplification du mouvement en surface est inférieure à 70%.

4. Interaction dynamique onde/double-cavité

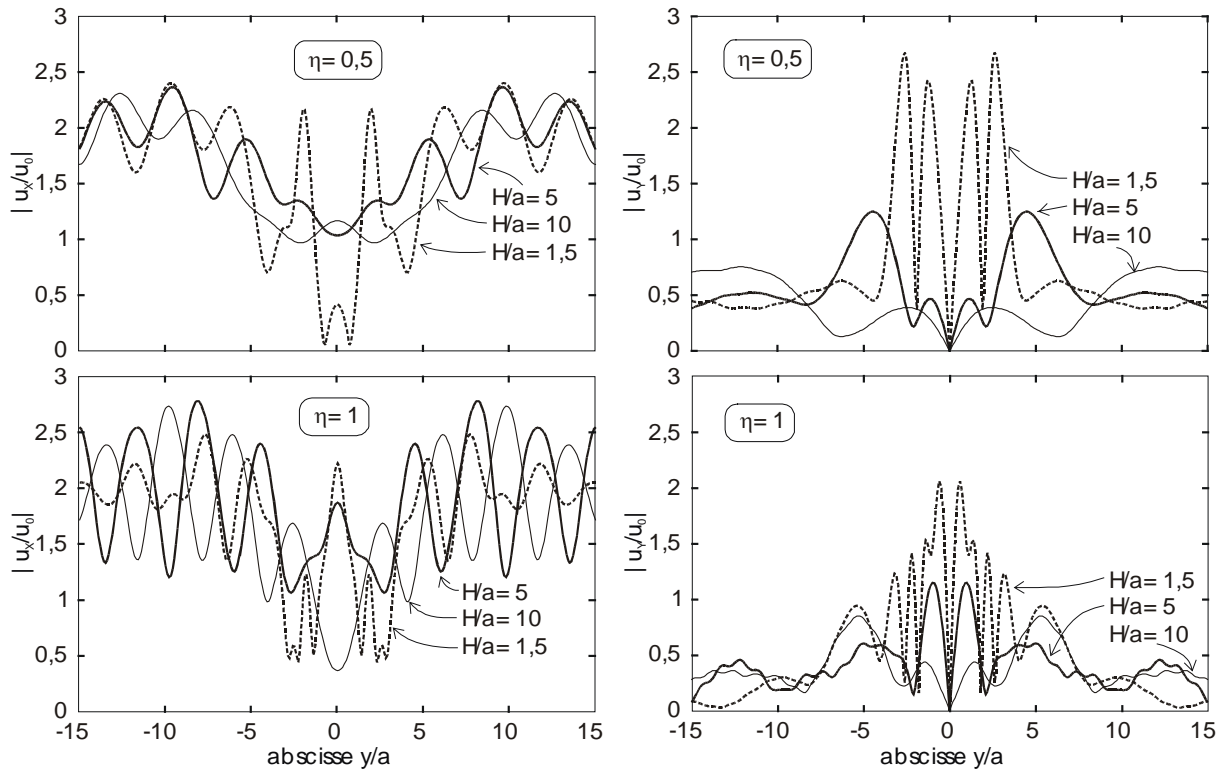


Figure 24 : Déplacements horizontal u_x et vertical u_y en surface libre à l'aplomb des cavités aux fréquences d'excitation $\eta = 0,5$ et 1 . L'origine des abscisses est située sur l'axe de symétrie vertical

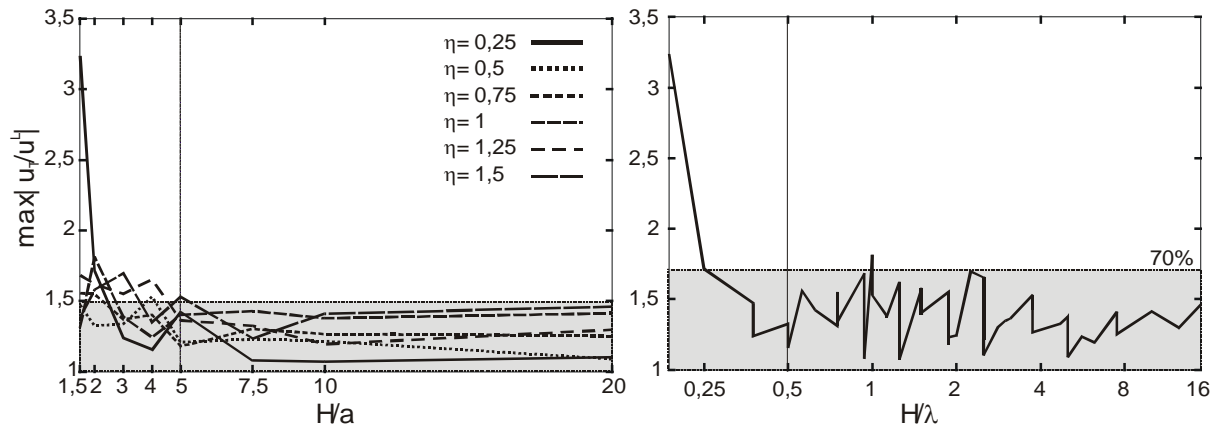


Figure 25 : 1. Amplification maximale par rapport au champ libre du déplacement total à la surface du demi-espace induite par l'interaction double-cavité, en fonction de la profondeur H/a et pour différentes valeurs de fréquences η 2. Amplification maximale par rapport au champ libre du déplacement total à la surface du demi-espace induite par l'interaction double-cavité, en fonction de H/λ

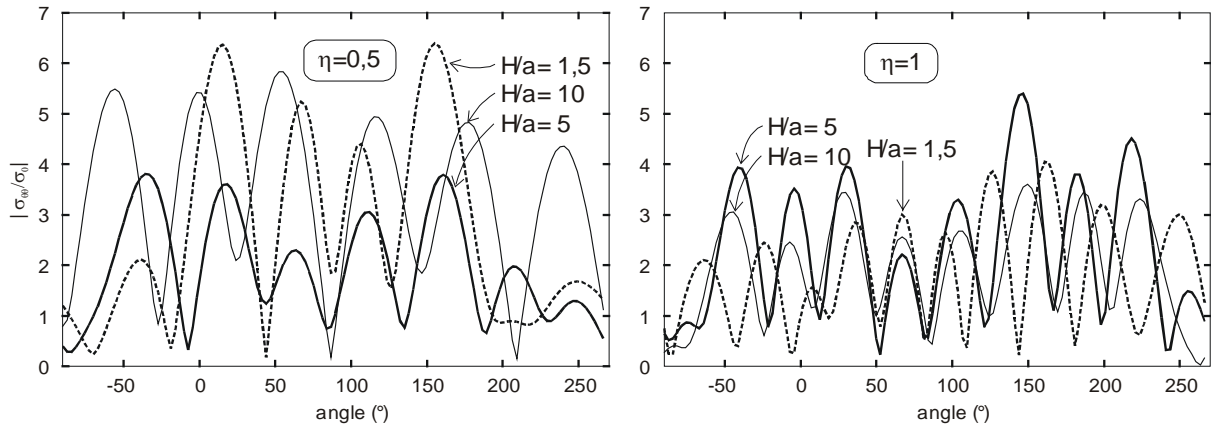


Figure 26 : Contrainte sur la paroi de la cavité aux profondeurs réduites $H/a = 1,5, 5$ et 10 et aux fréquences réduites $\eta = 0,5$ (gauche) et 1 (droite).

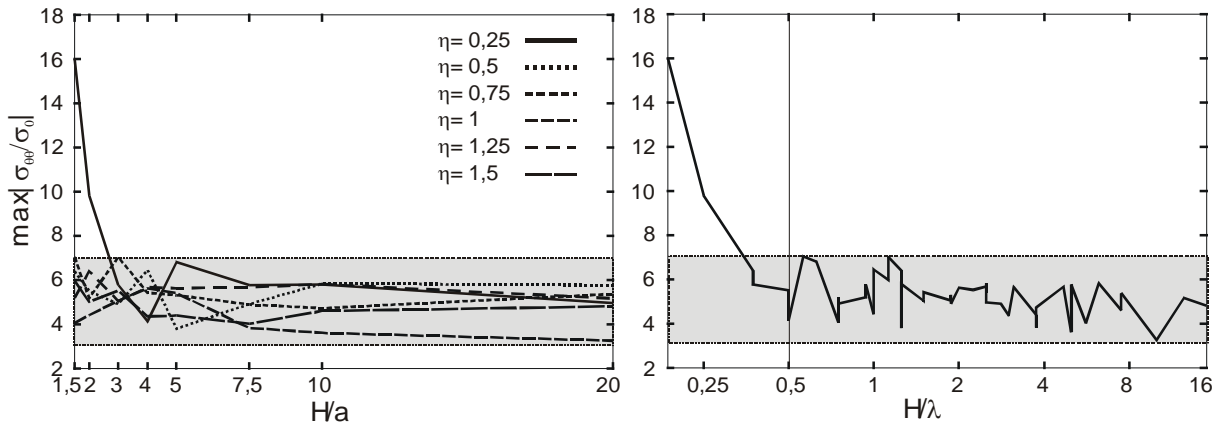


Figure 27 : 1. Maximum de la contrainte en paroi en fonction de la profondeur H/a et pour différentes valeurs de fréquence d'excitation η 2. Maximum de la contrainte en paroi en fonction de H/λ

4.1.2 Contrainte sur la paroi de la cavité

Nous représentons désormais sur la Figure 26 la contrainte de cisaillement $|\sigma_{\theta\theta}/\sigma_0|$ en paroi en présence des deux cavités, aux profondeurs réduites $H/a = 1,5, 5$ et 10 et aux fréquences réduites $\eta = 1,5$ et 5 . L'interaction double-cavité semble diminuer la sollicitation appliquée sur la paroi des cavités (Fig.14), dans le sens où la valeur de la contrainte est redistribuée le long de ces parois : elle augmente d'un côté et diminue de l'autre.

Nous représentons ensuite sur la Figure 27 la variation du maximum de contrainte en paroi en fonction de la profondeur réduite H/a pour différentes valeurs de fréquence réduite η (à gauche) et en fonction de H/λ (à droite).

Sauf pour $H/a=1,5$ et $\eta = 0,25$, où $\max_{\theta \in [0,2\pi]} |\sigma_{\theta\theta}/\sigma_0| = 16$, les valeurs de la contrainte maximale sont, comme pour la cavité isolée, comprises entre 3 et 7. Les ressemblances entre une et deux cavités sont encore plus frappantes en fonction de H/λ (Fig.27.2) (Fig.16). Comme pour le mouvement de surface, la forme des variations (pics et creux) est identique dans les deux cas. Ce point conforte l'hypothèse des profondeurs optimales et désoptimales formulée par Kurose. Au-dessus de $H/\lambda = 0,5$, la contrainte pariétale est constamment inférieure à 7.

4.2 Influence de la distance entre cavités

Nous nous intéressons désormais à l'influence de la distance entre les deux cavités sur l'amplification du mouvement de champ libre et le niveau de la contrainte de cisaillement imposée sur la paroi cavitaire. La profondeur d'enfouissement des cavités est fixée à $H/a = 5$. Comme précédemment, les deux cavités sont situées sur la même horizontale. L'excitation incidente est une onde plane de type SV et d'incidence verticale.

4.2.1 Mouvement à la surface libre

Sur la Figure 28 sont représentées les deux composantes horizontale u_x et verticale u_y du déplacement sur la surface libre et à l'aplomb des cavités. Trois distances inter-cavitaires $L/a = 1, 4$ et 10 et deux fréquences réduites $\eta = 0,5$ et 1 sont retenues.

Cette distance ne semble pas avoir d'influence sur la valeur maximale du déplacement horizontal. En revanche, la valeur minimale reste au-dessus de $\min u_x = 1$. Les différences entre les valeurs maximales du déplacement vertical sont plus marquées d'une distance inter-cavitaire à l'autre. Bizarrement, à la fréquence $\eta = 0,5$ et pour la plus grande distance $L/a = 10$, nous obtenons la valeur la plus grande du déplacement vertical ($\max_{y \in S} |u_y| \approx 1,1$).

Sur la Figure 29 sont tracés les maxima du déplacement total en surface en fonction de la fréquence réduite η et pour différentes distances inter-cavitaires L/a (à gauche), et en fonction de L/λ (à droite).

L'amplification par rapport au champ libre du mouvement à la surface est comprise entre 10% et 60%. L'influence de la distance inter-cavitaire produit des écarts de 30% au maximum entre les différentes solutions. L'éloignement le plus grand entre les deux cavités ne produit pas nécessairement l'amplification la plus basse. En outre, l'influence de la fréquence ne semble pas monotone.

La variabilité de l'influence de la distance inter-cavitaire et de la fréquence amène, au même titre que pour la profondeur, à considérer le paramètre d'influence conjointe L/λ . La variation du maximum d'amplification en fonction de L/λ montre que les valeurs de celle-ci sont comprises entre 20% et 40% lorsque $\eta > 0,25$. Trois pics, correspondant à $L/\lambda = 0,5, 0,7$ et $1,2$, dépassent cet intervalle ($\max_{y \in S} |u| \geq 1,5$). Ces pics correspondent à la fréquence minimale $\eta = 0,25$.

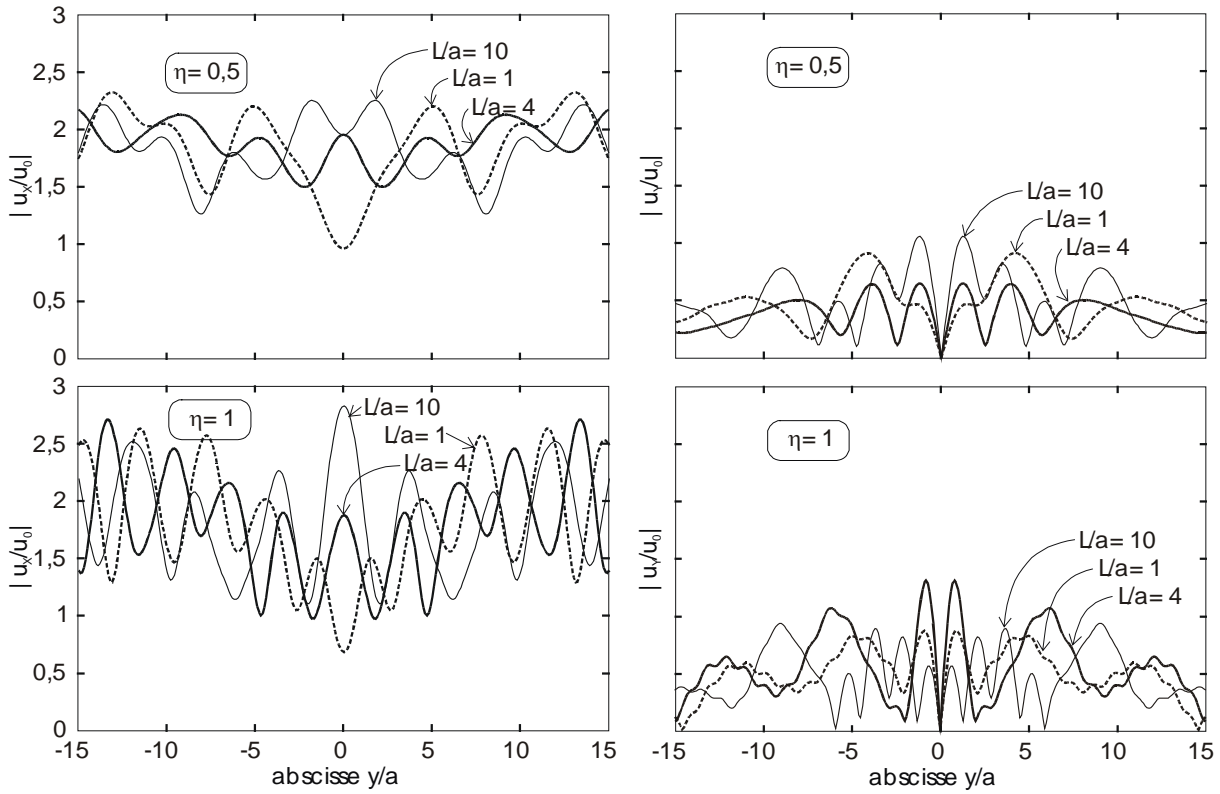


Figure 28 : Déplacements horizontal u_x (gauche) et vertical u_y (droite) en surface à l'aplomb des cavités aux distances inter-cavitaires $L/a = 1, 4$ et 10 et aux fréquences d'excitation $\eta = 0,5$ (haut) et 1 (bas). L'origine des abscisses est située sur l'axe de symétrie vertical du modèle

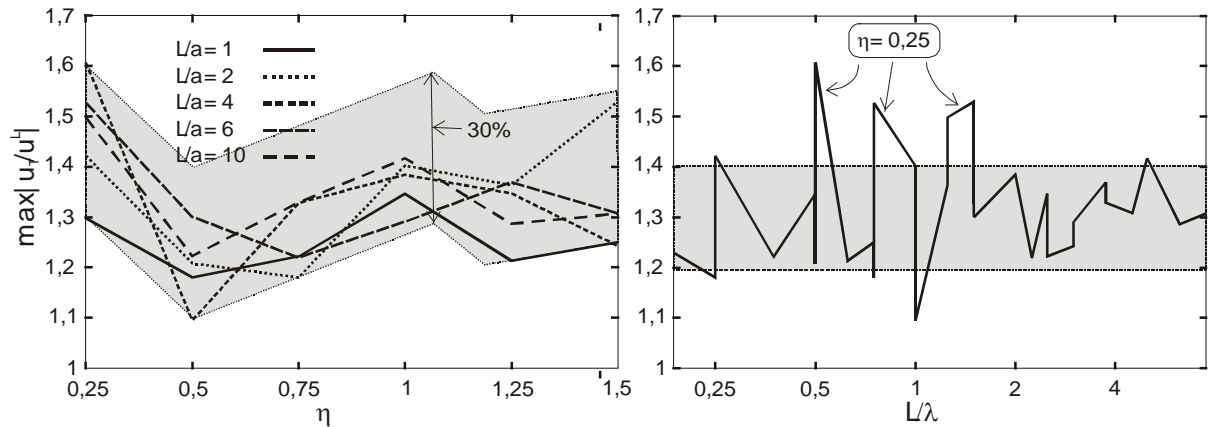


Figure 29 : 1. Amplification maximale par rapport au champ libre du déplacement total à la surface du demi-espace induite par l'interaction double-cavité, en fonction de la fréquence d'excitation η et pour différentes distances inter-cavitaires L/a 2. Amplification maximale par rapport au champ libre du déplacement total à la surface du demi-espace induite par l'interaction double-cavité, en fonction de L/λ

4. Interaction dynamique onde/double-cavité

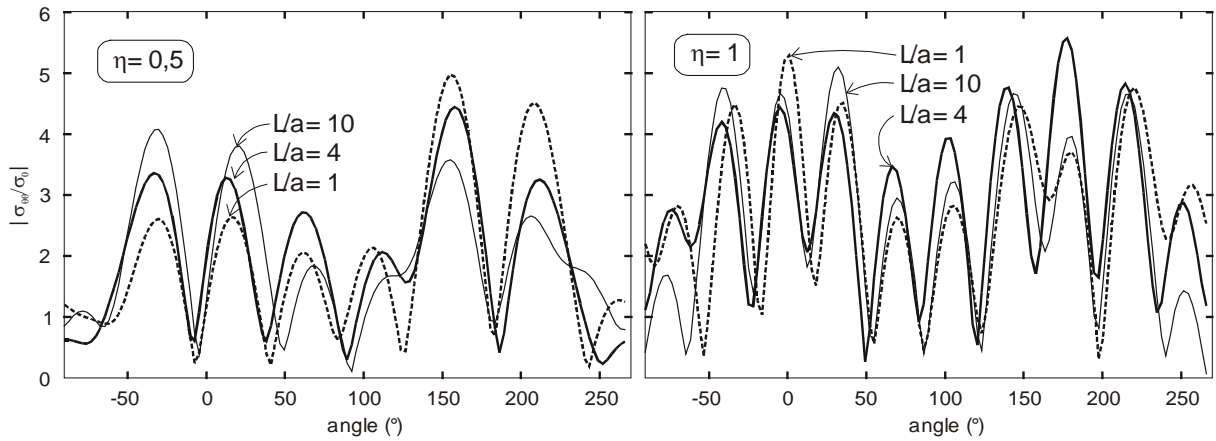


Figure 30 : Contrainte sur la paroi cavitaire aux distances inter-cavitaires $L/a = 1, 4$ et 10 et aux fréquences d'excitation $\eta = 0,5$ (gauche) et 1 (droite). La profondeur est fixée à $H/a = 5$.

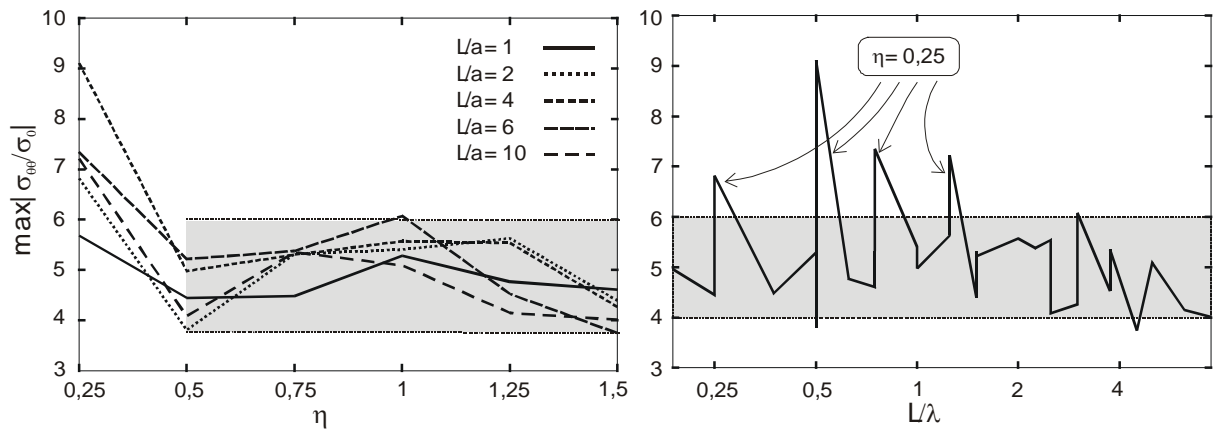


Figure 31 : 1. Maximum de la contrainte en paroi en fonction de la fréquence d'excitation η et pour différentes distances inter-cavitaires L/a 2. Maximum de la contrainte en paroi en fonction de L/λ

4.2.2 Analyse de la contrainte en paroi

Sur la Figure 30 est représentée la variation de la contrainte de cisaillement en paroi pour les distances inter-cavitaires $L/a = 1, 4$ et 10 et les fréquences d'excitation $\eta = 0,5$ et 1 . Pour la fréquence $\eta = 0,5$, l'interaction double-cavité pour une distance inter-cavitaire courte ($L/a = 1$) produit un déséquilibre de la répartition de la contrainte pariétale (plus élevée du côté de la seconde cavité, plus faible du côté extérieur). Pour des distances lointaines, les valeurs tendent à se rapprocher. Cet effet est moins prononcé à une fréquence différente de $\eta = 0,5$.

Sur la Figure 31 est représentée la variation du maximum de la contrainte pariétale en fonction de la fréquence réduite η pour différentes distances inter-cavitaires L/a d'une part (à gauche), et en fonction de L/λ d'autre part (à droite).

Nous observons des ressemblances remarquables avec les profils de variation de l'amplification du mouvement de surface (Fig.29.2). Au delà de $\eta = 0,25$, les valeurs de $\max_{\theta \in [0, 2\pi]} |\sigma_{\theta\theta}/\sigma_0|$ sont comprises entre 4 et 6. La variation de la distance inter-cavitaire produit des écarts $\Delta\sigma = \sigma_0$ au maximum. Trois pics dépassent la valeur de 7 et sont situés à $L/\lambda = 0,5, 0,7$ et $1,2$, comme pour

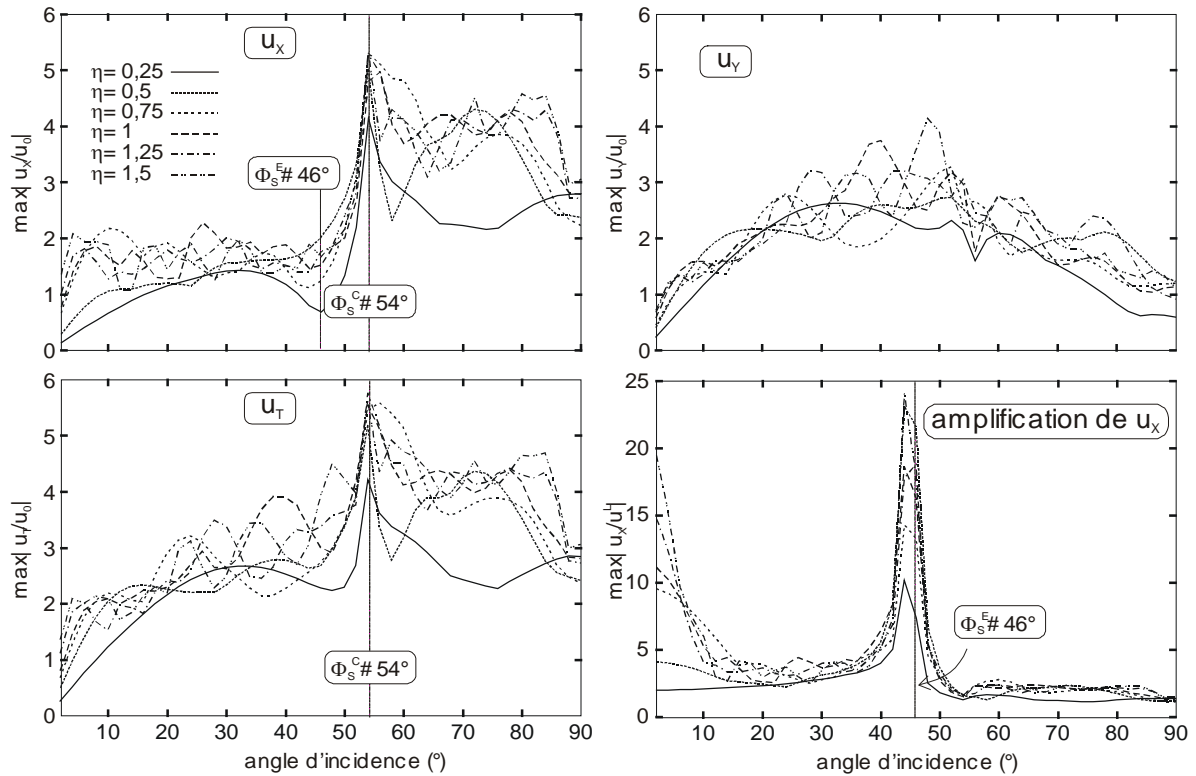


Figure 32 : Maximum des déplacements horizontal u_x , vertical u_y et total u en surface en fonction de l'angle d'incidence pour différentes valeurs de fréquence d'excitation. Amplification par rapport au champ libre du déplacement horizontal u_x en fonction de l'incidence.

l'amplification par rapport au champ libre du mouvement en surface. Ils correspondent à la fréquence réduite $\eta = 0,25$.

En conclusion de cette analyse, nous retenons :

- La corrélation entre l'amplification du mouvement de surface et le niveau de contrainte pariétale imposée sur les cavités.
- Quelle que soit la valeur de L/λ , l'amplification du mouvement de surface est stable et reste inférieure à 60%. La variation de la distance inter-cavitaire produit des variations Δu inférieures à 30%.
- Au-delà de $\eta = 0,25$ et quelle que soit la valeur de L/λ , la contrainte pariétale reste constamment inférieure à 6. L'influence de la distance inter-cavitaire produit des écarts inférieurs à $\Delta\sigma = \sigma_0$.

L'influence de la distance inter-cavitaire apparaît donc moindre que celle de la profondeur.

4.3 Influence de l'angle d'incidence

Nous nous intéressons à présent à l'influence de l'angle d'incidence sur l'amplification du mouvement à la surface libre et de la contrainte pariétale en présence de l'interaction double-cavité. Les cavités sont dans la même configuration que précédemment, à savoir distantes de $L/a = 2$ de paroi à paroi et situées à la même profondeur $H/a = 5$. L'excitation incidente est une onde plane de type SV arrivant par la gauche. Le coefficient de Poisson ν est fixé à 0,25.

4. Interaction dynamique onde/double-cavité

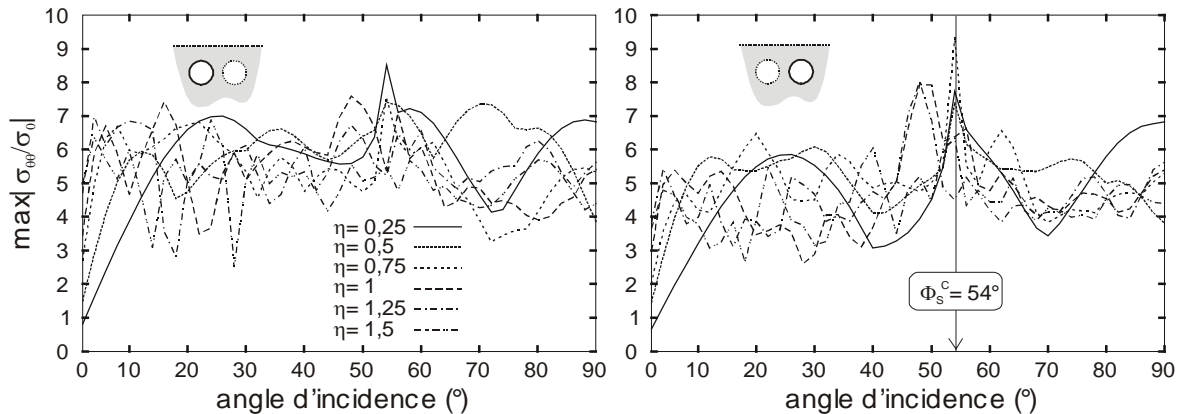


Figure 33 : Maximum de la contrainte pariétale pour la cavité de gauche et celle de droite en fonction de l'angle d'incidence et pour différentes valeurs de fréquence d'excitation.

4.3.1 Amplification du mouvement à la surface libre

Comme pour la cavité isolée, nous considérons sur la Figure 32 la variation des composantes horizontale u_x , verticale u_y et totale u du déplacement à la surface libre en fonction de l'angle d'incidence. Les solutions sont présentées pour différentes valeurs de fréquence réduite η . L'amplification par rapport au champ libre du déplacement horizontal en surface est donnée sur la dernière courbe.

L'interaction double-cavité produit une légère augmentation des valeurs des déplacements en surface par rapport au cas de l'interaction simple-cavité (Fig.20). Cette augmentation est globalement de l'ordre de $\Delta u \approx 1$. Elle semble croissante en fonction de la fréquence. Comme pour la cavité isolée, la distinction de deux domaines d'amplification de part et d'autre de l'angle d'extinction est toujours valable : En-dessous de $\phi_s^E = 45^\circ$, l'amplification est supérieure à 100%, avec des valeurs extrêmes autour de 0° . Au-dessus, elle est inférieure ou égale à 100%.

4.3.2 Contrainte de cisaillement en paroi

Sur la Figure 33 est représentée la variation de la contrainte maximale sur la paroi des cavités gauche (à gauche) et droite (à droite) en fonction de l'angle d'incidence et pour différentes valeurs de fréquence d'excitation.

Comme pour la cavité isolée, les valeurs de contrainte sont relativement stables (Fig.21) : elles sont comprises entre 4 et 7 pour la cavité de gauche, entre 3 et 6 pour la cavité de droite. Le pic de l'angle critique est susceptible de dépasser ces intervalles pour atteindre jusqu'à la valeur de 9. Aux angles d'incidence rasants, la cavité de gauche produit un effet d'écran pour la cavité de droite, sur laquelle les valeurs de contrainte diminuent globalement de $\Delta\sigma_{\theta\theta} \approx \sigma_0$.

4.4 Influence de la position relative des cavités

Nous considérons enfin l'influence de la position relative des cavités sur l'amplification du mouvement en surface et la contrainte de cisaillement en paroi. La cavité n°1 est placée à la profondeur $H/a = 1,5$. Nous considérons alors deux positions possibles de la cavité n°2 : à la verticale dans le demi plan inférieur et à 45° dans le quart de plan inférieur droit (Fig.34). La distance entre les deux cavités est fixée à $L/a = 2$. L'excitation incidente est une onde plane de type SV, d'incidence

CHAPITRE 2 : Interaction onde / cavité

verticale et de fréquence variable. Les valeurs angulaires sont comptées de gauche à droite, dans le sens trigonométrique. Le coefficient de Poisson ν est fixé à 0,25.

L'ensemble des configurations possibles peut être interpolé à partir de ces deux positions (verticale et diagonale), plus celle à profondeur identique déjà largement étudiée (horizontale). En effet, toutes les configurations possibles du demi-plan inférieur sont obtenues par symétrie verticale. Celles du demi-plan supérieur par translation verticale de la cavité n°1 d'une distance $t_z = (L + 2a) \cos \theta$, où $\theta = 0^\circ$ ou 45° .

4.4.1 Amplification du mouvement à la surface libre

Sur la Figure 35 sont représentées les composantes horizontale u_x et verticale u_y du déplacement en surface à l'aplomb des cavités pour les fréquences d'excitation $\eta = 0,5$ et 1 . Trois configurations différentes sont considérées : les configurations verticale, diagonale et horizontale. La configuration horizontale est calculée à la profondeur $H/a = 1,5$ et pour la distance inter-cavitaire $L/a = 2$.

L'abscisse θ est marqué par un fort gradient du déplacement en surface. Le déplacement horizontal est sensiblement désamplifié, tandis que le déplacement vertical est sensiblement amplifié. L'amplitude maximale des déplacements n'est pas la plus faible pour la configuration verticale, comme l'effet d'écran peut le laisser présager.

Sur la Figure 36 est tracée la variation du maximum d'amplification par rapport au champ libre du déplacement total en surface en fonction de la fréquence d'excitation et pour les trois configurations V, D et H.

Les valeurs d'amplification, comprises entre $2 \leq \max_{x \in S} |u / u^L| \leq 3,2$, sont les plus élevées à la fréquence $\eta = 0,25$. Au-dessus de $\eta = 0,5$, ces valeurs sont comprises entre 20% et 60%. Cette évolution en fréquence traduit probablement une dépendance vis-à-vis de la profondeur, de sorte qu'il est équivalent de dire qu'au-dessus de $H/\lambda = 0,375$, l'amplification du mouvement de champ libre est inférieure à 60%. La configuration horizontale produit de manière générale les valeurs d'amplification les plus élevées. Au-dessus $\eta = 0,75$ ($H/\lambda = 0,5625$), la configuration verticale avec effet d'écran d'une cavité sur l'autre conduit aux valeurs d'amplification les plus faibles ($\max |u / u^L| \leq 40\%$).

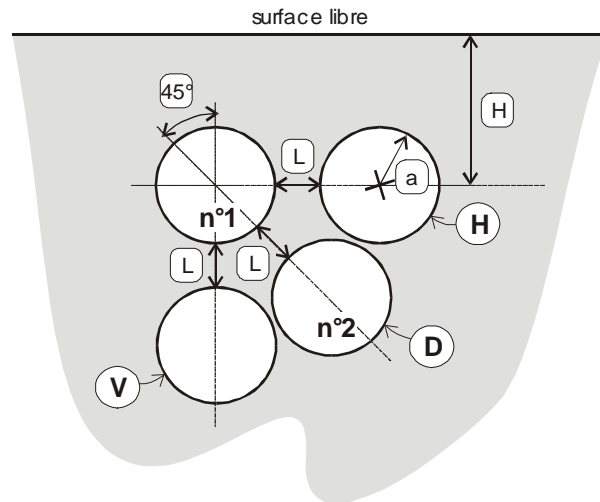


Figure 34 : Position relative des deux cavités, distantes l'une de l'autre de $L = 2a$: configurations verticale, diagonale et horizontale. La cavité n°1 est située à la profondeur $H/a = 1,5$.

4. Interaction dynamique onde/double-cavité

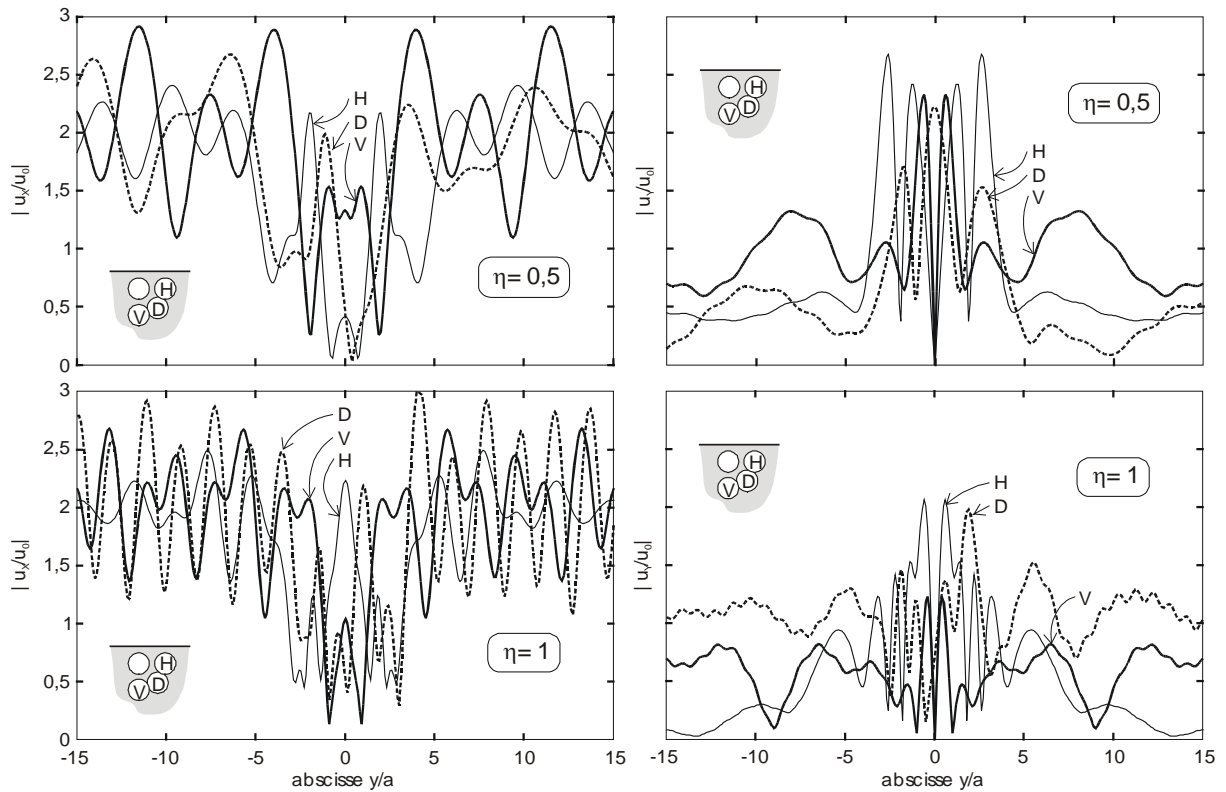


Figure 35 : Déplacements horizontal u_x (gauche) et vertical u_y (droite) en surface à l'aplomb des cavités aux fréquences d'excitation $\eta = 0,5$ (haut) et 1 (bas). L'origine des abscisses est située sur l'axe de symétrie vertical du modèle

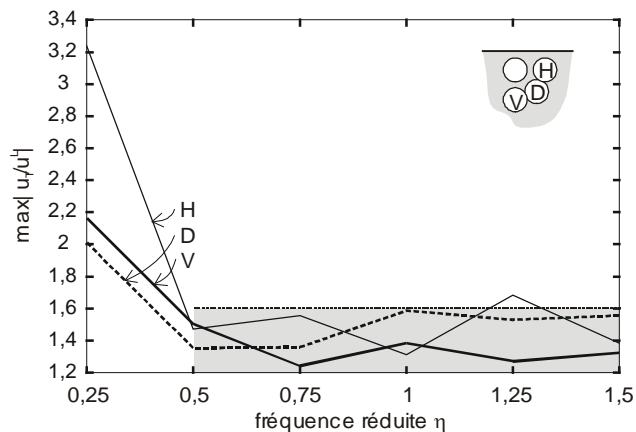


Figure 36 : Maximum d'amplification par rapport au champ libre du déplacement total à la surface du demi-espace induite par l'interaction double-cavité, en fonction de la fréquence d'excitation et pour différentes configurations

4.4.2 Contrainte de cisaillement en paroi

Sur la Figure 37 est représentée la contrainte sur la paroi des cavités n°1 (à gauche) et n°2 (à droite) pour les configurations V, D et H et les fréquences d'excitation $\eta = 0,5$ et 1 . Pour la configuration horizontale, les solutions de la cavité n°1 sont calculées à la profondeur $H/a = 1,5$. Celles de la cavité n°2 à la profondeur $H/a = 5$, pour comparaison avec les résultats des configurations V et D ($H/a |_{V\#2} = 5,5$ et $H/a |_{D\#2} = 4,328$).

A paramètres fixés, la position respective des deux cavités influence sensiblement la répartition de la contrainte de cisaillement sur l'une ou l'autre cavité. La configuration verticale fait porter la charge sur les parois latérales tandis que les configurations diagonales et horizontales sollicitent les parois latérales de façon dissymétrique et augmentent la charge sur les arcs inférieur (radier) et supérieur (épaulement). La charge sur chacune des deux cavités est aussi inégale : celle-ci paraît plus élevée sur la cavité n°1, située à la profondeur $H/a = 1,5$, que sur la cavité n°2, située à la profondeur $H/a \approx 5$. Contrairement à l'intuition, en configuration verticale, la contrainte maximale sur la cavité n°1 n'est pas plus petite que sur la cavité n°2, malgré l'effet d'écran de la dernière sur la première. Il faudrait en conclure que l'effet d'interaction dynamique de la cavité n°1 avec la surface libre devient plus dommageable pour la cavité et l'emporte sur l'effet d'écran.

Sur la Figure 38 est tracée la variation de la contrainte maximale en paroi en fonction de la fréquence d'excitation η . Les configurations V, D et H sont considérées, et, dans chaque configuration, la distinction est faite entre les cavités n°1 et n°2. Pour la configuration horizontale, nous calculons comme précédemment les solutions de la cavité n°1 à la profondeur $H/a = 1,5$ et celles de la cavité n°2 à la profondeur $H/a = 5$.

Les observations faites pour la variation de l'amplification maximale du mouvement en surface sont également valables pour la contrainte : les valeurs supérieures ($6 \leq \max_{\theta \in [0-2\pi]} |\sigma_{\theta\theta}/\sigma_0| \leq 16$) sont obtenues à la fréquence $\eta = 0,25$, tandis qu'au-dessus de $\eta = 0,5$, celles-ci sont comprises entre $3 \leq \max |\sigma_{\theta\theta}/\sigma_0| \leq 7$. Cette évolution en fréquence traduit certainement la dépendance vis-à-vis de la profondeur H/λ . La cavité n°1 supporte des valeurs de contrainte largement plus élevées que la cavité n°2. Cette dissymétrie s'explique également par leur profondeur respective ($H/a |_{\#1} < H/a |_{\#2}$). Toutes choses égales, la configuration horizontale est en général la plus défavorable de toutes. Au-dessus de $\eta = 0,75$ ($H/\lambda = 0,5625$), la configuration verticale est en général la plus favorable de toutes.

4. Interaction dynamique onde/double-cavité

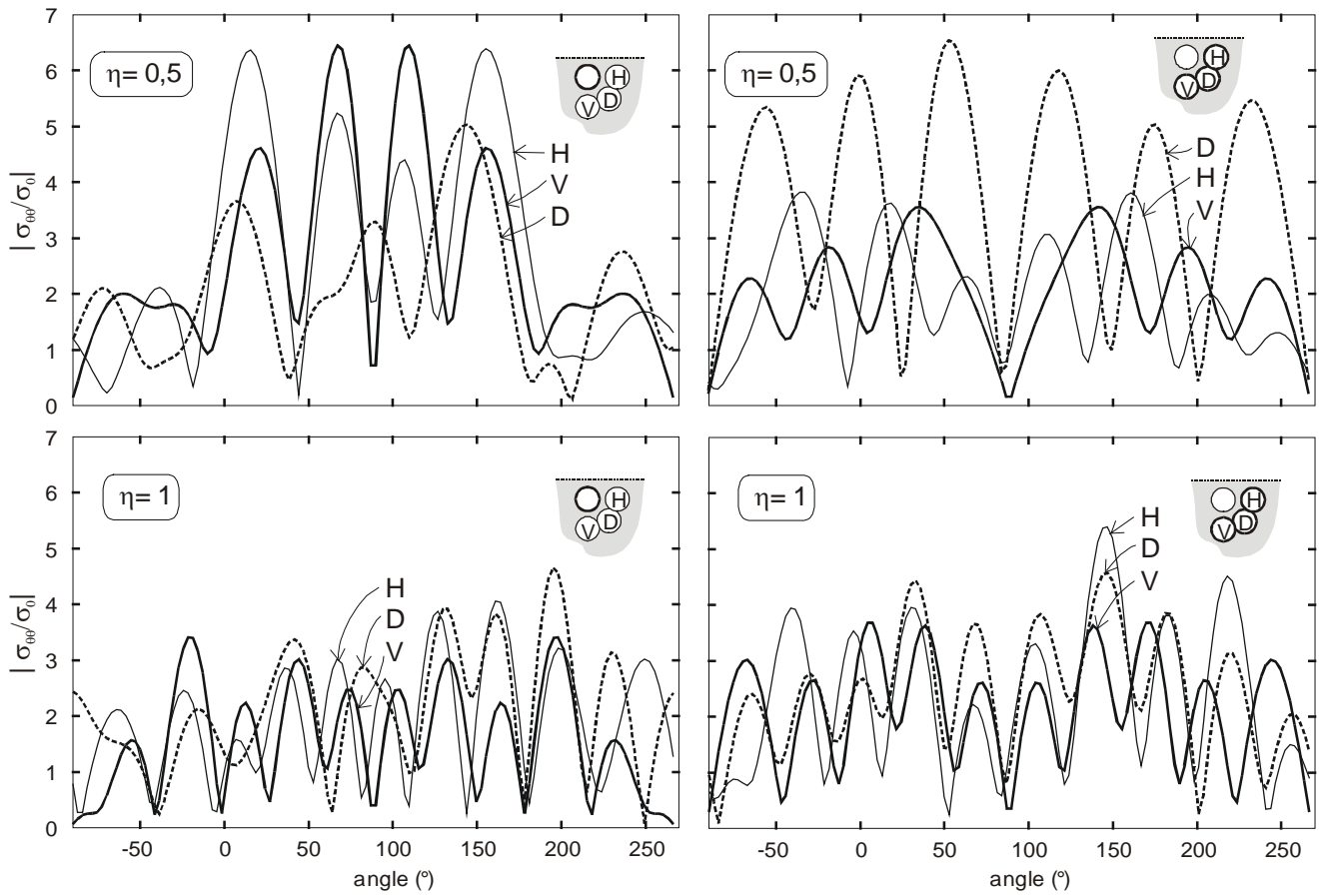


Figure 37 : Contrainte sur la paroi des cavités n°1 (gauche) et n°2 (droite) pour les différentes configurations V, D et H et aux fréquences d'excitation $\eta = 0,5$ (haut) et 1 (bas)

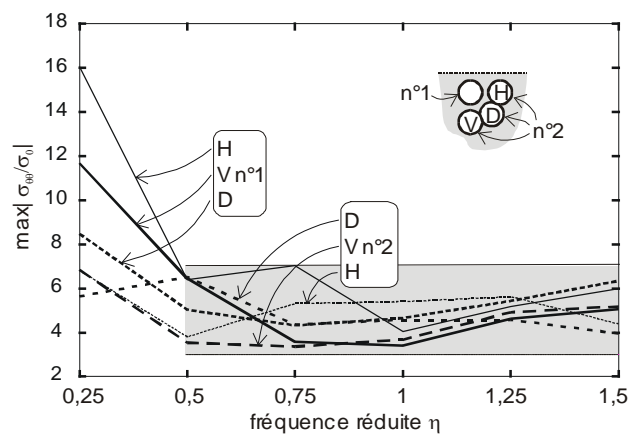


Figure 38 : Maximum de la contrainte pariétale en fonction de la fréquence réduite η et pour les différentes configurations V, D et H

4.4.3 Influence de l'angle d'incidence

Amplification des déplacements en surface

Sur la Figure 39 est représentée la variation du maximum de déplacement horizontal u_x , vertical u_y , et total u à la surface libre en fonction de l'angle d'incidence et pour différentes valeurs de fréquence d'excitation, en configurations verticale (quatre premières courbes) et diagonale (quatre dernières). L'amplification maximale par rapport au champ libre du déplacement horizontal u_x en surface est également donnée dans chaque cas en fonction de l'angle d'incidence.

La position de l'angle critique $\phi_S^C \approx 55^\circ$ marque une transition entre deux niveaux du déplacement horizontal : en-dessous de ϕ_S^C , les valeurs du déplacement horizontal sont inférieures à celles correspondant à $\phi = 90^\circ$. Au-dessus de ϕ_S^C , elles sont supérieures. A la fréquence $\eta = 0,25$, l'angle d'incidence a une importance considérable sur le niveau de déplacement en surface. En effet, à cette fréquence et pour des angles compris entre $[40^\circ-70^\circ]$, le déplacement vertical présente des valeurs très élevées, allant jusqu'à $\max_{x \in S} |u_y| \approx 15$ en configuration verticale et 11 en configuration diagonale. A ce titre, il semble que la configuration verticale soit plus défavorable que la configuration diagonale pour le niveau de déplacement en surface. De la même façon, la configuration diagonale est plus défavorable que la configuration horizontale (Fig.32). Les valeurs élevées attachées à la fréquence $\eta = 0,25$ sont déjà relevées au paragraphe précédent. Elles indiquent une dépendance des solutions vis-à-vis de la profondeur, donnée par H/λ . Ainsi, c'est la faible profondeur de la cavité n°1, située à $H/a = 1,5$ ($H/\lambda = 0,375$ si $\eta = 0,25$), qui, sous incidence variable, peut conduire à une interaction exacerbée entre la cavité et la surface libre.

4. Interaction dynamique onde/double-cavité

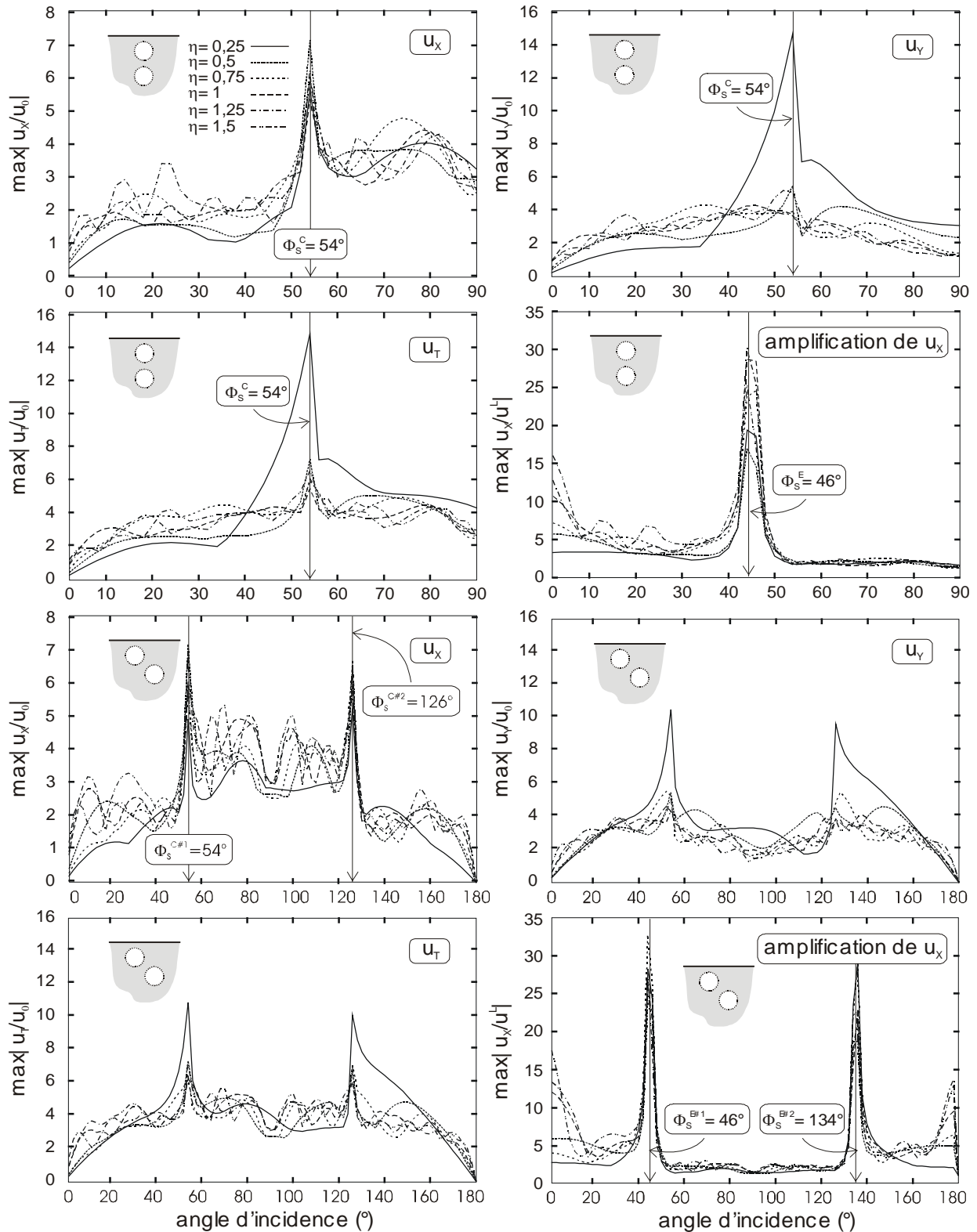


Figure 39 : Maximum du déplacement horizontal u_x , vertical u_y et total u en surface en fonction de l'angle d'incidence et pour différentes valeurs de fréquence d'excitation. Les configurations verticale et diagonale sont considérées dans cet ordre par groupes de quatre courbes. La dernière courbe présente l'amplification maximale par rapport au champ libre du déplacement horizontal u_x en surface, en fonction de l'angle d'incidence.

CHAPITRE 2 : Interaction onde / cavité

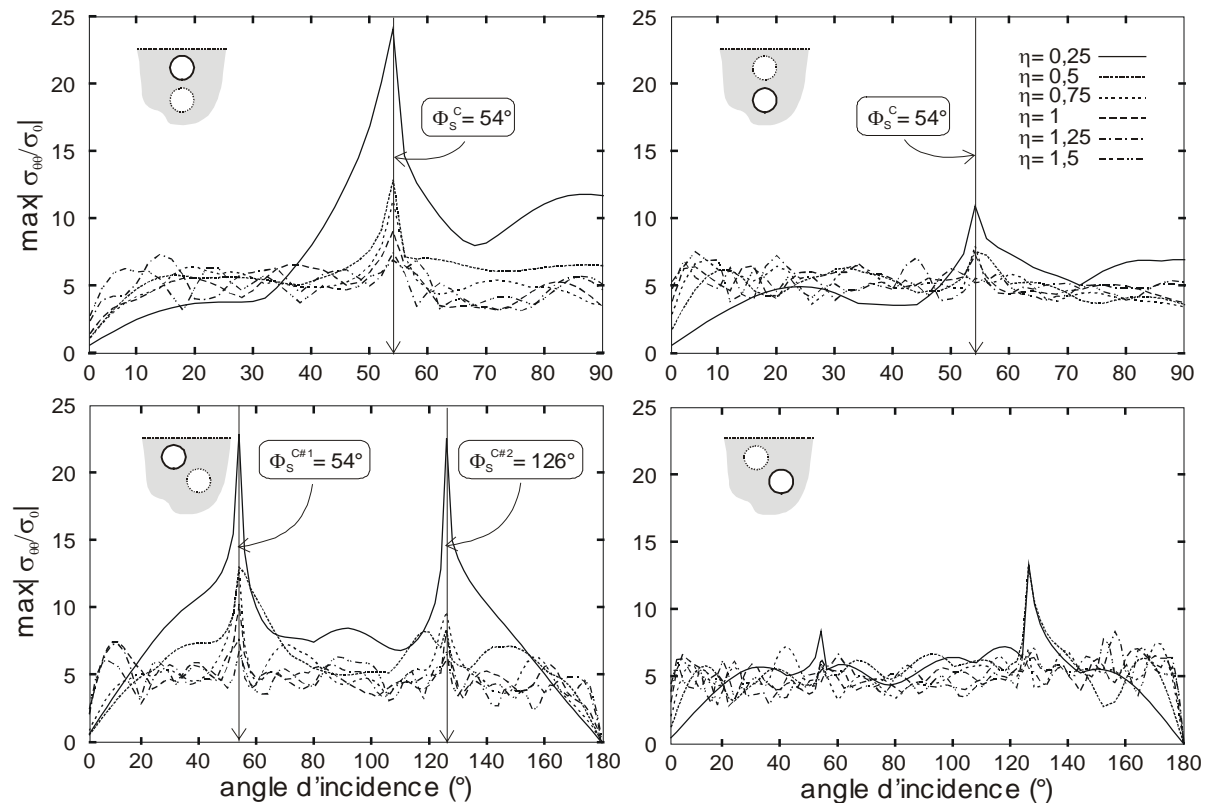


Figure 40 : Maximum de la contrainte sur la paroi des cavités n°1 (gauche) et n°2 (droite) en fonction de l'angle d'incidence et pour différentes valeurs de la fréquence d'excitation, en configurations verticale (haut) et diagonale (bas).

Contrainte de cisaillement en paroi

Sur la Figure 40, nous représentons la variation du maximum de la contrainte de cisaillement sur la paroi des cavités n°1 (à gauche) et n°2 (à droite), en fonction de l'angle d'incidence et pour différentes valeurs de fréquence d'excitation. Les configurations verticale (en haut) et diagonale (en bas) sont considérées.

A l'avenant des solutions en déplacements à la surface, les solutions en contrainte en paroi donnent des valeurs très élevées à la fréquence $\eta = 0,25$. Des différences apparaissent cependant d'une cavité à l'autre ainsi que d'une configuration à l'autre :

- Les valeurs maximales de la contrainte sont systématiquement plus élevées sur la cavité n°1, située à $H/a = 1,5$, que sur la cavité n°2, située à $H/a = 5$ (de l'ordre du simple au double).
- Pour des angles d'incidence supérieurs à $\phi = 30^\circ$, la charge supportée par la cavité n°1 est supérieure en configuration verticale qu'en configuration diagonale. La contrainte maximale supportée par la cavité n°2 autour de l'angle critique ϕ_s^C est supérieure dans ces deux configurations ($\max \sigma_{\theta\theta} \geq 11$) à celle de la configuration horizontale ($\max \sigma_{\theta\theta} \leq 10$) (Fig.33).

Les différences de valeurs entre les cavités n°1 et n°2 reflètent l'influence de la profondeur, donnée par H/λ . Les différences observées entre les configurations montrent l'influence de la position respective de chacune des cavités. De manière générale, il semble que la configuration verticale renforce l'interaction dynamique onde/cavités/surface libre et soit plus dommageable pour celles-ci.

4. Interaction dynamique onde/double-cavité

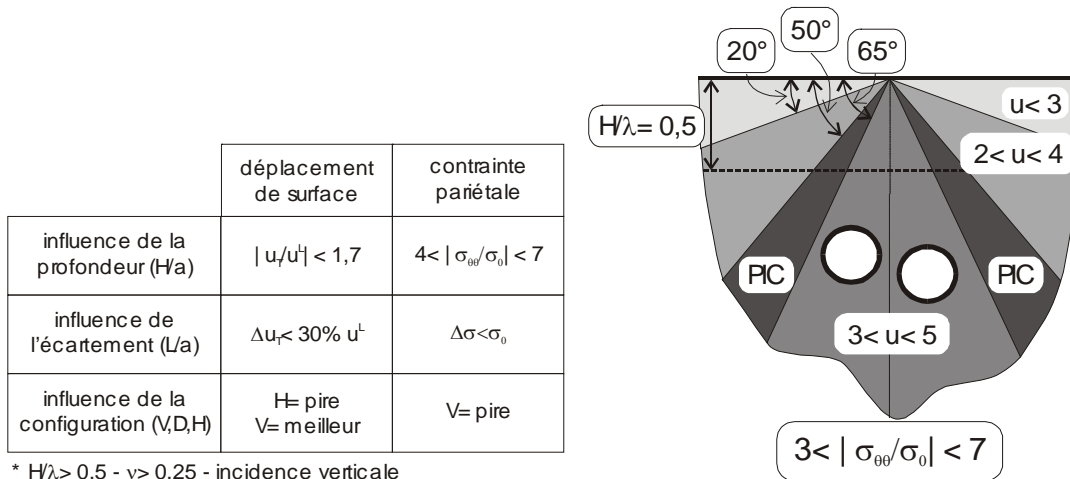


Figure 41 : Bilan de l'interaction onde/double-cavité :

1. Tableau de synthèse des intervalles de variation du déplacement en surface et de la contrainte en paroi sous l'influence de la profondeur, de la distance inter-cavitaire et de la configuration. Les estimations sont valables pour une onde plane de type SV d'incidence verticale, un coefficient de Poisson ν supérieur à 0,25 et une profondeur H/λ supérieure à 0,5.
2. Intervalles de valeurs du déplacement en surface et de la contrainte en paroi en fonction de l'angle d'incidence et en présence d'une interaction double-cavité.

4.5 Bilan de l'interaction onde/double-cavité

L'analyse de l'interaction dynamique double-cavité aboutit aux conclusions suivantes :

- Pour deux cavités alignées horizontalement et distantes d'une longueur L fixe, il existe une profondeur seuil délimitant un domaine d'interaction dynamique forte à profondeurs faibles et un domaine d'interaction dynamique faible à profondeurs élevées : en-dessous de $H/\lambda = 0,5$, l'amplification du mouvement en surface ainsi que les valeurs de la contrainte de cisaillement en paroi atteignent des valeurs extrêmes. Au-dessus de $H/\lambda = 0,5$, l'amplification du déplacement reste inférieure à $\max_{x \in S} |u/u^l| \leq 70\%$, tandis que la contrainte pariétale reste inférieure à $\max_{\theta \in [0, 2\pi]} |\sigma_{\theta\theta}/\sigma_0| \leq 7$. A fréquence d'excitation variable, cette profondeur seuil peut également être estimée à $H/a = 5$.
- A profondeur H fixe, la distance horizontale d'écartement entre les deux cavités a une moindre influence que la profondeur sur l'interaction dynamique double cavité : nous observons en effet que $\forall L/\lambda$, la distance inter-cavitaire introduit les écarts $\Delta u \leq 30\%$ et $\Delta\sigma \leq \sigma_0$.
- A profondeur H et distance inter-cavitaire L fixes, la comparaison entre les trois configurations verticale, diagonale et horizontale fait apparaître les particularités suivantes :
 1. Pour $H/\lambda \geq 0,375$, l'amplification par rapport au champ libre du déplacement en surface reste inférieure à 60% et les valeurs de la contrainte de cisaillement en paroi à 7, quelle que soit la configuration envisagée.
 2. Pour $H/\lambda \geq 0,5625$ et sous incidence verticale, la configuration verticale est la plus favorable et la configuration horizontale la moins favorable.

CHAPITRE 2 : Interaction onde / cavité

3. A faibles profondeurs et sous incidence variable, la configuration verticale est la plus défavorable.

- En présence d'une interaction double-cavité et à profondeurs d'enfouissement relativement grandes ($H/a \geq 5$), nous pouvons estimer les valeurs de déplacement en surface et de contrainte en paroi à l'intérieur de secteurs correspondant à des angles d'incidence spécifiques (Fig.41).

5 Conclusions générales

Cette étude de l'interaction dynamique onde/cavité apporte des éléments de réponse aux deux problématiques initiales, à savoir 1. La portée et la recevabilité des principes statiques sur la vulnérabilité des ouvrages souterrains 2. L'influence d'une structure souterraine sur le mouvement de surface et par suite, dans l'optique de l'interaction site-ville, sur le risque sismique en champ urbain. A ces deux questions, nous pouvons répondre par les quelques points suivants :

- Conformément aux principes statiques, la profondeur d'enfouissement a une influence primordiale aussi bien sur le niveau d'amplification des mouvements de surface que sur le niveau de contrainte de cisaillement en paroi appliquée sur la section droite de la cavité. Une définition adéquate de la profondeur est proposée par le paramètre H/λ . Cela posé, à profondeurs faibles ($H/\lambda \leq 0,5$), l'amplification du mouvement de surface et le niveau de contrainte pariétale peuvent atteindre des valeurs fortes. A profondeurs élevées, ces valeurs se stabilisent et restent constamment inférieures à un certain niveau. Elles ne décroissent pas de façon monotone avec la profondeur mais présentent des fluctuations qui semblent accréditer l'hypothèse de profondeurs favorables et défavorables périodiquement espacées [Kurose, 2000].
- L'interaction dynamique simple-cavité produit une amplification par rapport au champ libre du mouvement de surface allant jusqu'à 30% à grandes profondeurs. L'interaction double-cavité produit une amplification du mouvement de surface allant jusqu'à 70%. En revanche, la valeur de la contrainte de cisaillement en paroi augmente de 6 à 7 en passant de l'une à l'autre. Ces valeurs se rapportent à une onde plane de type SV. Celles-ci sont doublement supérieures à celles obtenues pour une onde de type SH.
- La distance inter-cavitaire a une influence moins décisive que la profondeur sur l'amplification du mouvement de surface et le niveau de contrainte pariétale. Néanmoins, un éloignement plus grand entre les cavités semble diminuer les fortes variations latérales du déplacement en surface (gain de cohérence spatiale) pouvant s'avérer dommageables pour les structures à larges fondations.
- Les réflexions de l'onde incidente aux multiples interfaces peuvent conduire, sous certaines valeurs de l'angle d'incidence, à des amplifications notables du mouvement en surface ainsi qu'à des pics de contrainte supportée par la cavité. Ces effets sont particulièrement exacerbés à faibles profondeurs. A grandes profondeurs, ils sont en effet relativement atténués en ce qui concerne la contrainte pariétale. Cependant, la présence d'une interaction double-cavité, selon les positions respectives de chacune d'elles, peut conduire à des valeurs de contrainte relativement élevées.

Pour intéressantes que soient ces conclusions, elles ne sont cependant valables que dans le cas d'une onde plane. Leur pertinence, notamment sur le rôle de la profondeur, mérite d'être testée pour le cas des ondes de surface. Celles-ci jouent en effet un rôle primordial sur l'amplification du mouvement de surface dans les remplissages sédimentaires.

Au même titre que pour les structures de surface, l'interaction entre des structures souterraines et une sollicitation sismique présente un intérêt certain : nous pouvons nous demander ce qu'elle devient dans le cas d'un sol inhomogène comme celui d'un bassin sédimentaire par exemple, et s'il existe encore des règles pour établir dans ce cas des « configurations optimales » pour des structures souterraines.

CHAPITRE 3

Interaction site-ville :
modèle simplifié sous excitation SH

1 Des effets de site à l'interaction site-ville

1.1 Amplification des ondes sismiques par un bassin sédimentaire ou « effets de site »

L'amplification du mouvement sismique à la surface d'un remplissage sédimentaire est produite par la réverbération des ondes incidentes entre les différentes couches du bassin. Celles-ci se réfléchissent sur les interfaces du remplissage, induisant non seulement une amplification des mouvements mais aussi un prolongement de leur durée. D'après Bard et Bouchon [Bard & Bouchon, 1985, 1980a.b], ces « effets de site » résultent de la conjugaison de deux phénomènes :

- Un effet de *résonance verticale* du bassin autour de la fréquence fondamentale de Haskell : $f_0^S = c_S / 4H$ (c_S célérité des ondes de cisaillement, H épaisseur du bassin). Cet effet s'affirme quand, en première approximation, le comportement local du bassin est assimilable à celui d'une couche unidimensionnelle d'épaisseur H .
- Un effet d'interférences latérales dû à des ondes de surface générées aux extrémités du bassin et se propageant d'un bord à l'autre, ou *effets de bassin*. Ces effets accroissent encore l'amplification du mouvement sismique.

Le niveau d'amplification sismique résultant de ces deux effets est contrôlé par la géométrie du bassin, par le contraste d'impédance entre celui-ci et le substratum sous-jacent et par l'amortissement intrinsèque des sédiments (Annexe 2).

1.2 Analyse à l'échelle locale : Interaction Sol-Structure-Sol

De nombreuses observations complétées par des expériences permettent de souligner l'importance des ondes créées dans le sol par une structure mise en vibration en surface. Citons une observation intéressante rapportée par Erlingsson et al. [Erlingsson, 1996] : lors d'un concert de rock dans un stade, les vibrations produites dans le sol par les sauts de la foule se sont propagées et ont endommagé une partie des installations. L'auteur montre notamment que la transmission des vibrations dans le sol fut particulièrement favorisée par la coïncidence entre la fréquence des sauts et la fréquence fondamentale du sol.

Nous avons abordé cet aspect de l'interaction sol/structure/sol à l'échelle locale au Chapitre précédent, en considérant le cas de l'interaction entre une onde sismique et une (ou plusieurs) cavité(s) souterraine(s). Il ressort de cette analyse qu'en toute rigueur, la présence d'une cavité souterraine peut sensiblement modifier le mouvement sismique. Cette modification semble toutefois localisée à l'aplomb de la structure souterraine, contrairement à une structure superficielle dont l'énergie de vibrations peut être rayonnée sur des distances plus grandes [Guéguen, 2000a.c, 2003]. La portée de ces ondes rayonnées peut encore augmenter en présence d'une couche de sol flexible jouant le rôle de guide d'ondes [Semblat, 2002d].

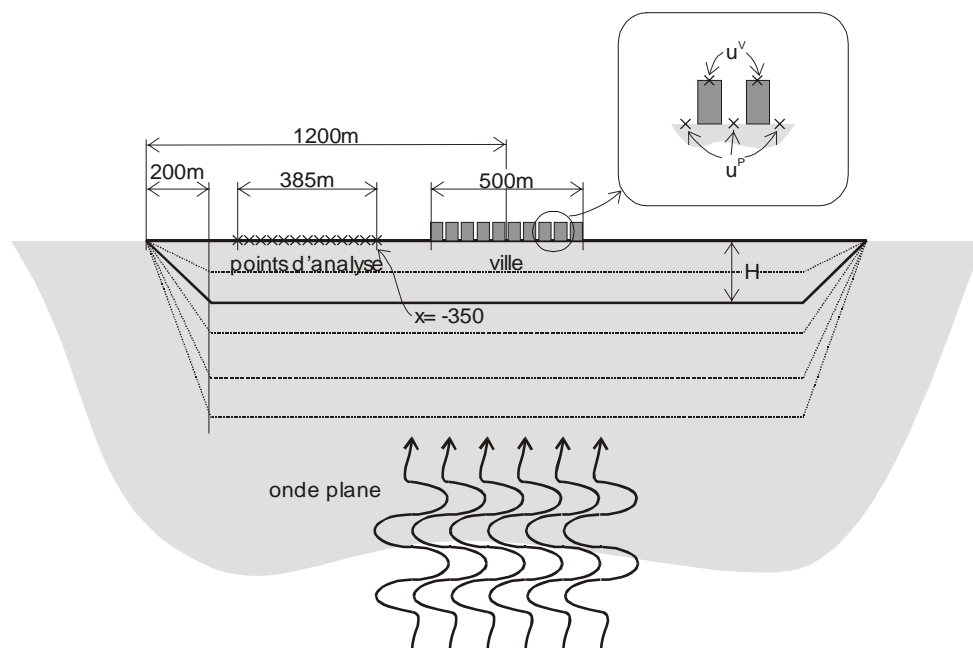


Figure 1 : *Modèle simplifié d'interaction site-ville*

1.3 Analyse à l'échelle globale : Interaction site-ville

Le passage à l'échelle globale, c'est-à-dire à celle d'une ville reposant sur un bassin sédimentaire, s'effectue en combinant et en généralisant les deux effets précédents de la structure et du sol. Pour un réseau d'immeubles, l'interaction sol-structure-sol associée à chaque bâtiment se généralise pour produire l'interaction site-ville. Par ailleurs, le rôle spécifique des effets de site liés au type de bassin intervient de manière importante dans cette interaction. Ainsi, pour des configurations particulières de ville et de remplissage, pour lesquelles il y a de nombreuses correspondances entre les fréquences propres d'immeubles et de sol, l'interaction site-ville peut produire une modification sensible du mouvement. Un exemple tristement célèbre est celui de la ville de Mexico, construite sur un remplissage lacustre. Durant le séisme de 1985, les effets de site y ont très fortement amplifié le mouvement du sol, expliquant en partie la sévérité des dommages. Cependant, d'après Guéguen [Guéguen, 2000c], l'interaction site-ville a également ajouté un effet important : les vibrations d'immeubles expliquent les phénomènes de battements observés sur les signaux et leur durée particulièrement prolongée.

Dans ce Chapitre, nous tenterons de décrire et d'analyser les traits caractéristiques de l'interaction site-ville à l'aide de modèles de site et de ville simplifiés. Nous commençons par soumettre le modèle site-ville simplifié à une onde plane de type SH et d'incidence verticale. Dans le Chapitre suivant, nous considérerons le cas d'une sollicitation SV. Enfin, le cas général d'interaction site-ville vers lequel nous tendrons peu à peu, celui d'une ville « aléatoire » reposant sur un bassin sédimentaire réel, est abordé au Chapitre 5.

2. Méthode d'analyse de l'interaction site-ville

	BASSIN	ROCHER		B1S	B2S
C _s (m/sec)	200	1000	HAUTEUR (m)	40	30
C _p	1500	2000	BASE (m)	15	10
ρ (kg/m ³)	1800	2200	HAUTEUR	0	0
Q _s	25	100	ρ (kg/m ³)	250	250
Q _p	50	200	F ₀ (Hertz)	1	2
			TAUX	0,05	0,05

Tableau 1 : Propriétés mécaniques du sol et des immeubles pour le modèle d'ISV

2 Méthode d'analyse de l'interaction site-ville

2.1 Description du modèle de site

Le modèle de sol considéré est constitué d'un remplissage quasi-rectiligne reposant sur un substratum élastique semi-infini. Il est bidimensionnel et décrit sur la Figure 1. Les caractéristiques mécaniques des milieux sont données dans le Tableau 1. En considérant un rapport de vitesse entre couches de 5, nous nous plaçons dans le cas d'un effet de piégeage des ondes incidentes important. La fréquence fondamentale de résonance de la couche superficielle est tributaire de son épaisseur H suivant la relation $f_0 = \beta / 4H$, où β désigne la vitesse des ondes de cisaillement dans la couche. Le sol considéré présente un comportement visco-élastique linéaire et isotrope d'amortissement constant.

2.2 Description du modèle de ville

Le modèle de ville considéré est bidimensionnel et consiste en une répartition périodique d'immeubles identiques (Fig.1). A cet effet, nous parlerons d'une ville périodique homogène, par opposition à la ville non périodique inhomogène que nous introduirons par la suite. Les propriétés mécanique de l'immeuble de type B2S constituant la ville sont données dans le Tableau 1. La fréquence de résonance de cet immeuble (interaction sol/structure incluse) est, comme sa dénomination peut l'indiquer, égale à $f^B = 2\text{Hz}$. La ville est caractérisée par sa densité $\theta = S_B / S_S$, où S_B désigne l'aire occupée par la base de tous les immeubles et S_S la surface totale de la ville. En fixant l'extension de la ville constante S_S

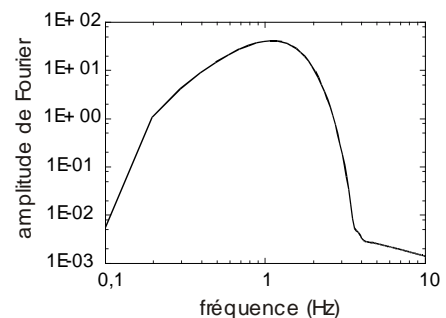
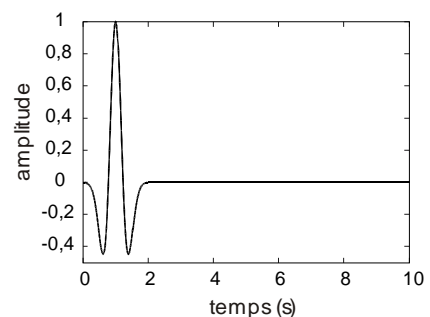


Figure 2 : Ricker d'ordre 2 et spectre de Fourier associé

CHAPITRE 3 : Interaction site-ville : modèle simplifié sous excitation SH

= 500m et sachant que la base d'un immeuble B2S est $B = 10m$, la densité de la ville homogène périodique θ devient proportionnelle aux nombre d'immeubles N à travers la relation $\theta = 10N / 500$. Nous emploierons donc indifféremment θ et N pour caractériser la densité de la ville.

2.3 Description de la sollicitation

L'onde incidente considérée ici est une onde plane d'incidence verticale et de polarisation antiplane (SH). Les solutions sont obtenues dans le domaine fréquentiel par une méthode d'équations intégrales de frontière. Les historiques correspondantes sont calculées ensuite par transformée de Fourier inverse. Il devient possible de calculer la solution du système à une excitation quelconque, par convolution de cette excitation avec la fonction de transfert donnée par la simulation numérique.

La source considérée dans le domaine temporel est un Ricker d'ordre 2, dont l'expression est la suivante :

$$r(t) = u_0 (t - t_1 - 0,5) \exp(-t_1) \quad (1)$$

avec $t_1 = \pi^2 (t - t_S)^2 / t_P^2$ et où u_0 représente l'amplitude du signal, t_S la position de son pic central et t_P sa période caractéristique.

L'allure du Ricker d'ordre 2 est présentée sur la Figure 2, accompagnée de son spectre de Fourier. Les paramètres du signal dans l'exemple choisi sont : $u_0 = -2$, $t_S = 1s$, $t_P = 1s$.

2.4 Analyse de l'interaction site-ville : démarche adoptée

2.4.1 Choix des paramètres prépondérants

Le modèle site-ville bidimensionnel ainsi défini est soumis à une onde plane de type SH et d'incidence verticale. Le calcul numérique est effectué à l'aide de la méthode des éléments de frontière en régime harmonique stationnaire. Dans le domaine temporel, nous prenons pour source excitatrice un signal de Ricker d'ordre 2 centré à la fréquence f^R et d'amplitude $u_0 = 2$. La variation des divers paramètres s'opère de la manière suivante :

- Calage de la fréquence fondamentale du sol f^S par rapport à celle de l'immeuble $f^B = 2Hz$, de façon à avoir : $f^B / f^S = 0,5, 1, 1,5, 2$ et 3 . De façon équivalente, ces valeurs correspondent aux épaisseurs H de la couche superficielle suivantes : $12,5m, 25m, 33m, 50m$ et $75m$.
- En ce qui concerne la ville, la densité θ est égale à $0,2, 0,34, 0,5$ et $0,66$, correspondant à des valeurs de N : $10, 16, 25$ et 33 .
- Pour la source excitatrice, la fréquence centrale du Ricker f^R est calée sur la fréquence fondamentale de l'immeuble $f^R = f^B = 2Hz$ puis sur celles du sol $f^R = f^S$.

2.4.2 Caractérisation de l'interaction site-ville

Nous nous intéressons aux solutions obtenues à la fois à l'intérieur et à l'extérieur de la ville, afin de mettre au jour d'éventuelles corrélations entre les deux.

A l'intérieur de la ville, la réponse des immeubles est dans un premier temps appréhendée par le déplacement horizontal au sommet par rapport à la base. Cette quantité s'écrit $u^V = u^T - u^B$, u^T et u^B désignant le déplacement horizontal respectivement au sommet et à la base. Nous l'appelons *vibrations* des immeubles.

2. Méthode d'analyse de l'interaction site-ville

Dans un deuxième temps, la modification du mouvement à la surface du sol à l'intérieur de la ville introduite par les vibrations d'immeubles est estimée en retranchant au déplacement total en surface u celui du champ libre (sans immeuble) u^L au même point. Cette quantité s'écrit $u^P = u - u^L$. Nous la nommons *perturbations en surface*. Les perturbations en surface sont également calculées à l'extérieur de la ville. Dans ce cas, elles définissent le *champ d'ondes rayonnées par la ville*.

Nous essayons également d'estimer le niveau de cohérence spatiale du mouvement à l'intérieur de la ville. A cette fin, nous commençons par définir le coefficient de corrélation spatiale γ_u de la manière suivante :

$$\gamma_u(r) = C_u(r) / C_u(0) \quad (2)$$

où C_u est la covariance du déplacement en surface, d'expression :

$$C_u(r) = E \langle (u - \bar{u})(x) \times (u - \bar{u})^\dagger(x') \rangle \mid \|x - x'\| = r \quad (3)$$

où \dagger désigne la transposée hermitienne (transposition et conjugaison), \times un opérateur ¹ représentant le produit d'intercorrélation dans le domaine temporel ou le produit scalaire dans le domaine fréquentiel, E l'espérance mathématique ², et \bar{u} l'espérance de u ($\bar{u} = E(u)$).

Nous définissons alors la *longueur de cohérence spatiale* l_u comme suit [Clouteau, 2002] :

$$l_u = \int_0^\infty \gamma_u(r) dr \quad (4)$$

En remplaçant la moyenne \bar{u} de u par le déplacement en champ libre u^L dans l'Equation 3, nous faisons apparaître la perturbation u^P dans l'expression de la covariance $C_u^P(r) = E \langle u^P(x) \times u^{P\dagger}(x') \rangle \mid \|x - x'\| = r$. La nouvelle longueur de cohérence spatiale calculée l_u^P donne une estimation de la cohérence spatiale des perturbations à l'intérieur de la ville.

Nous nous intéressons également à l'*énergie cumulée* aussi bien à l'intérieur qu'à l'extérieur de la ville. Cette énergie cumulée est donnée à partir de l'« énergie cinétique » par l'expression suivante :

$$E = \frac{1}{T} \int_0^T \dot{u}(t)^2 dt \quad (5)$$

où \dot{u} désigne la dérivée totale du déplacement u par rapport au temps (vitesse) et T la durée du signal. Tout au long de notre étude, et sauf mention contraire, nous considérons $T = 20s$. Dans tous les résultats présentés, nous utilisons systématiquement l'expression normalisée de l'énergie par rapport au champ-libre E/E^L .

¹ Soient deux vecteurs déplacement $u(x)$ et $v(x')$ aux points x et x' . Alors, $\varphi(x, x') = u(x) \times v(x')$ s'écrit :

- En domaine fréquentiel : $\varphi(x, x', f) = \hat{u}(x, f) \cdot \hat{v}(x', f)$
- En domaine temporel : $\varphi(x, x', k) = \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \hat{u}(x, l) \cdot \hat{v}(x', k + l)$

² L'espérance mathématique pour un vecteur $f = (f_i)_{i=1 \dots n}$ s'écrit $E(f) \equiv \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n f_i$

CHAPITRE 3 : Interaction site-ville : modèle simplifié sous excitation SH

A partir de l'énergie cumulée, nous définissons la *durée* au sens de Trifunac, comme la longueur de la fenêtre temporelle contenant entre 5% et 95% de l'énergie totale du signal. Cette durée D s'écrit donc :

$$D \equiv \left\{ t_2 - t_1 / \frac{E(t_1)}{E(20)} = 0,05 \quad \frac{E(t_2)}{E(20)} = 0,95 \right\} \quad (6)$$

2.5 Modélisation numérique de l'interaction site-ville

2.5.1 Généralités sur la méthode des éléments de frontière

La méthode des éléments de frontière représente une alternative élégante aux éléments finis pour les problèmes de propagation d'ondes, en particulier lorsque pour des milieux *linéaires* et *non bornés*. Elle permet en effet de s'affranchir d'artifices numériques (conditions limites, éléments absorbants, extension du maillage...) souvent nécessaires en éléments ou différences finis sur les bords du maillage pour traduire le caractère non-borné du problème. En même temps, la quantité d'erreurs numériques dues à la dispersion numérique des ondes [Semblat, 2000a]¹ au cours de la propagation au sein du milieu est considérablement réduite, de même que les volumes de calcul nécessaires puisque seuls sont utiles à l'obtention d'une solution les nœuds d'interface entre les différents milieux.

Ce dernier point concernant l'économie réalisée est à considérer avec précaution, pour trois raisons au moins : d'une part, l'obtention des solutions aux nœuds-frontière ne constitue qu'un préalable pour l'obtention des solutions aux nœuds intérieurs (situés dans l'intérieur du domaine). Cela signifie qu'il faut ajouter autant d'inconnues supplémentaires qu'il y a de nœuds intérieurs où la solution est à calculer. D'autre part, la formulation par équations intégrales de frontière aboutit à un système d'équations où la matrice de rigidité à inverser *n'est pas symétrique*, ce qui complique et alourdit grandement la méthode de résolution numérique. Enfin, le calcul des solutions-intérieurs $u(y) = [A(y, x)] \cdot u(x)$ aux nœuds intérieurs y par *collocation* à partir des nœuds-frontière x nécessite à chaque fois de recalculer la matrice $[A]$, à cause de sa double dépendance aux nœuds x et y .

2.5.2 Modèle d'éléments de frontière pour la configuration en bassin sédimentaire

La formulation en éléments de frontière implémentée dans CESAR-LCPC ne permet pas aisément de résoudre le problème unidimensionnel d'une couche infiniment longue : le cas typique envisageable est un *domaine ouvert* (en général un demi-espace) dans lequel on trouve une *inclusion fermée* (cavité creuse ou pleine, remplissage alluvionnaire). Il ne s'agit là en aucun cas d'une restriction formelle de la méthode des éléments de frontière et certains auteurs l'ont adaptée avec succès au cas d'un sol tabulaire. Citons par exemple les travaux d'Aubry et Clouteau [Aubry, 1992] sur un modèle d'équations intégrales dans lequel le sol tabulaire est directement pris en compte par le calcul des fonctions de Green des milieux stratifiés. Une autre possibilité présentée par Chuhan [Chuhan, 1999] est de sous-structurer le modèle de sol en considérant pour la couche superficielle une association d'*éléments finis* et *infinis* et pour le substratum rigide des *éléments de frontière finis* et *infinis*.

¹ D'après l'auteur, un critère acceptable de discrétisation pour limiter cette dispersion numérique est une taille d'éléments de $\delta \leq \lambda/10$. En éléments de frontière, ce critère peut être confortablement ramené à $\delta \leq \lambda/8$ voire $\lambda/6$, sans compter que seules les interfaces entre zones homogènes sont discrétisées.

2. Méthode d'analyse de l'interaction site-ville

Dans notre cas, nous considérons une couche superficielle close, refermée sur la surface libre à une distance suffisamment éloignée de la ville pour limiter les effets de bord. L'effet d'amplification du sol reste largement dominé par la résonance verticale proprement 1D de la couche. Le pas de discrétisation de la surface libre est de $5m$, ce qui autorise une résolution du problème dans l'intervalle de fréquences $[0 - 6Hz]$.

2.5.3 Modèle d'éléments de frontière pour les immeubles

Les immeubles sont modélisés également par éléments de frontière et sont assimilables à des blocs élastiques homogènes dont la fréquence fondamentale d'interaction avec le sol est calée à $2Hz$. Ce calage nécessite un ajustement du module d'Young et du coefficient de Poisson que nous décrivons par la suite. Dans notre modèle, les bâtiments sont simplement posés sur le sol, sans fondation enterrée. Les solutions sur l'interface sol/structure relèvent simplement des conditions de continuité (sans décollement possible).

2.5.4 Réponse du modèle de sol en champ libre

Pour les différentes épaisseurs de couche H , les fonctions de transfert en champ libre sont calculées en 5 points le long de la surface à partir de l'abscisse 0 (centré sur l'axe de symétrie (Fig.3)) et distants de $50m$, et comparées aux fonctions de transfert analytiques correspondantes (Fig.3).

Nous notons une bonne correspondance des fréquences fondamentales de résonance pour les différentes épaisseurs de couche ainsi que celle de leurs harmoniques d'ordres supérieurs. Nous distinguons aussi nettement des variations plus ou moins rapides autour de la réponse $1D$ de la couche dues aux effets de bord. Ces effets latéraux affectent l'amplitude maximale des pics de vibrations qui augmente en s'éloignant du centre du remplissage.

Afin d'apprécier l'influence ultérieure des immeubles, nous donnons à titre de référence sur la Figure 4 les solutions temporelles en déplacement à la surface libre, aux points correspondant à la future extension de la ville et sous la fréquence d'excitation $f^R = 2Hz$. La moyenne avec écart-type de ces solutions est présentée sur la figure. Cette moyenne avec écart-type est calculée pour l'ensemble des points situés entre les immeubles de la ville (introduite ultérieurement) de densité maximale $N = 33$, soit 32 points.

L'amplification du signal par le bassin est manifeste et atteint à peu près deux fois l'amplitude incidente, soit $2u_0 = 4$. Corrélativement, la durée du signal est prolongée à mesure que l'épaisseur de la couche croît, jusqu'à atteindre plus de 10 secondes à $75m$. A $H = 50m$ et $75m$, la nature des vibrations reflète l'enrichissement fréquentiel de la réponse, dû à la présence de pics de résonance secondaires visibles sur les fonctions de transfert (Fig.3). Une dispersion (écart-type) des réponses, visible à partir de 5-6 secondes et se renforçant pour des épaisseurs croissantes, atteste de la persistance des effets latéraux du modèle simplifié.

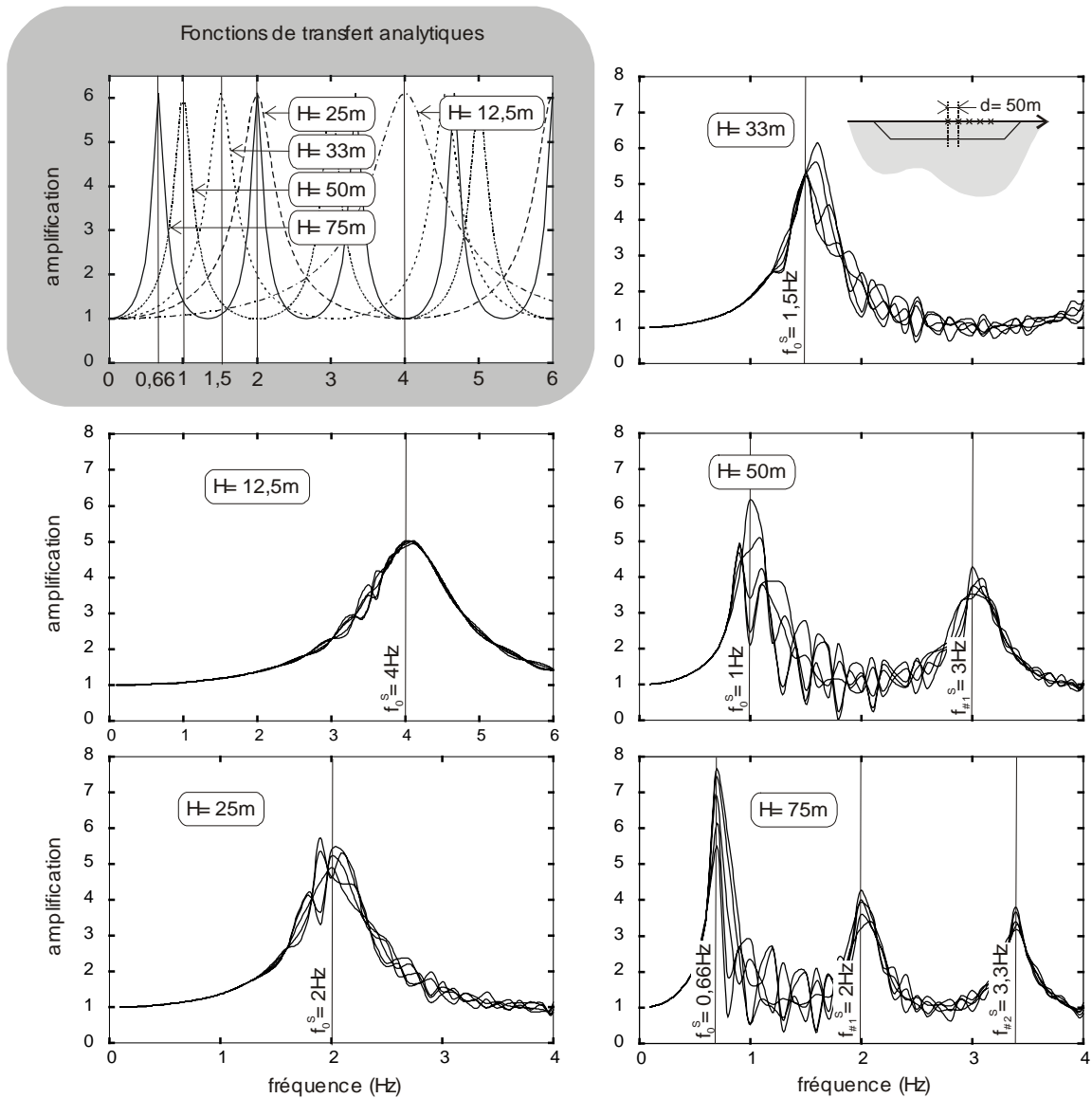


Figure 3 : Fonctions de transfert théoriques d'une couche rectiligne d'épaisseurs constantes $H=12,5$, 25 , 33 , 50 et $75m$. Fonctions de transfert en champ libre associées au modèle de bassin quasi-unidimensionnel pour des couches d'épaisseurs $H=12,5$, 25 , 33 , 50 et $75m$

2. Méthode d'analyse de l'interaction site-ville

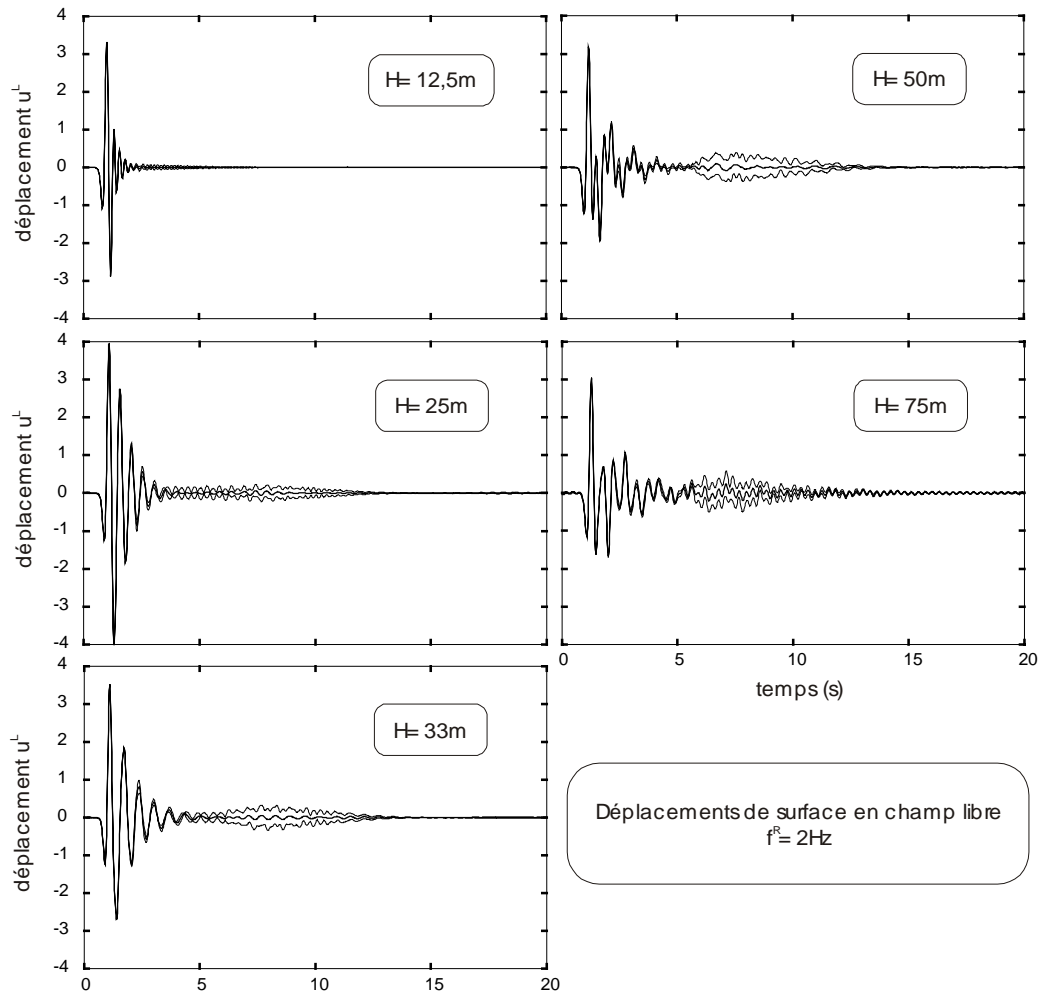


Figure 4 : Solutions temporelles en champ libre à la surface du modèle de sol quasi-unidimensionnel pour différentes épaisseurs de couche H et sous un Ricker de fréquence $f^R = 2\text{Hz}$.

2.5.5 Caractéristiques vibratoires de la structure incluant l'interaction avec le sol

L'approximation de la structure par un bloc élastique homogène nécessite de caractériser celle-ci par les propriétés mécaniques adéquates. Puisque la seule contrainte portant sur l'immeuble est d'avoir une fréquence fondamentale $f^B = 2\text{Hz}$, les valeurs du module d'Young et du coefficient de Poisson font l'objet d'un calage. Ce dernier s'effectue à partir d'un modèle d'éléments de frontière d'un immeuble reposant sur un demi-espace homogène infini. Les caractéristiques mécaniques du demi-espace sont prises égales à celles de la couche, soient $\rho = 1800\text{kg/m}^3$ pour la masse volumique, $c_S = 200\text{m/sec}$ pour la célérité des ondes S et $Q_S = 25$ pour le facteur de qualité en cisaillement (Tab.1).

Les réponses spectrales au sommet de l'immeuble sont calculées par rapport à la base et par rapport au sol sur la Figure 5. Les deux solutions sont légèrement différentes, la première représentant la réponse de l'immeuble sur base fixe et la seconde tenant compte de l'interaction sol/structure. Le calage des caractéristiques s'effectue à partir de la réponse par rapport au sol prenant en compte l'interaction sol/structure. Il permet d'aboutir aux valeurs suivantes des paramètres :

- Discrétisation verticale : $d_V = 5\text{m}$
- Discrétisation horizontale : $d_H = 5\text{m}$

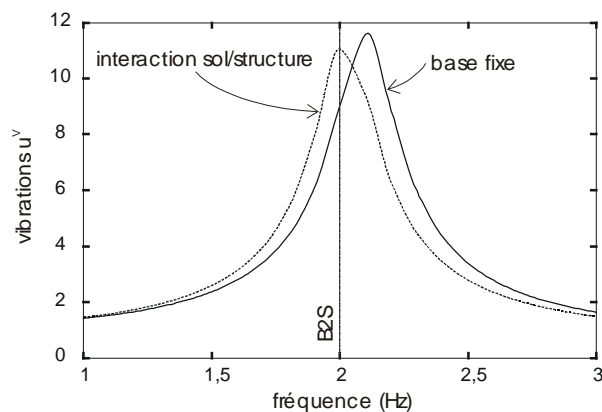


Figure 5 : Fonction de transfert de l'immeuble B2S par rapport à la base (dite « base fixe ») et au sol (« interaction sol/structure »)

- Module d'Young : $E = 45\text{Mpa}$
- Coefficient de Poisson: $\nu = 0,491$

2.6 Réponse d'un immeuble isolé dans le modèle de bassin simplifié

En premier lieu, nous nous intéressons à la réponse d'un immeuble (B2S) isolé au centre (abscisse 0) du modèle simplifié de bassin précédemment décrit. Sur la Figure 6 sont représentées les vibrations u^v d'immeuble pour différentes épaisseurs de couche et sous une fréquence d'excitation $f^R = 2\text{Hz}$. Les « fonctions de transfert » (amplification par rapport à une onde sinusoïdale d'amplitude u_0) associées à ces vibrations sont également présentées. Les traits qui paraissent les plus remarquables sont les suivants :

- L'amplitude maximale des vibrations temporelles est maximale quand $f^S = f^B$ ($H = 25\text{m}$), c'est-à-dire quand la fréquence de résonance du sol est égale à celle de l'immeuble. Ce résultat n'est pas surprenant et est rapporté par plusieurs auteurs [Guéguen, 2000c][Bard, 1996][Erlingsson, 1996][Kanamori, 1991]. Cette amplification maximale apparaît également dans la fonction de transfert avec la présence d'un pic élevé calé à $f^S = f^B = 2\text{Hz}$.
- A contrario, l'amplitude des vibrations d'immeuble est minimale pour $H = 50\text{m}$. Cette épaisseur de couche présente également les modes de résonance ($f_0^S = 1\text{Hz}$ et $f_{\#1}^S = 3\text{Hz}$) les plus éloignés de celui de l'immeuble. Pour $H = 75\text{m}$ par exemple, la correspondance entre la résonance d'immeuble et le second mode du sol est très certainement à l'origine du pic d'amplification élevé calé à 2Hz .
- Une deuxième oscillation apparaît vers de 7-8 secondes, qui correspond à l'arrivée de l'onde de surface générée aux extrémités du bassin. Son amplitude est croissante avec la profondeur, reflétant le renforcement des effets de bord quand l'épaisseur de la couche augmente (angularité croissante des extrémités du bassin). L'amplitude maximale des oscillations d'immeuble provoquées par cette onde de surface peut atteindre jusqu'à 50% de l'amplitude maximale de celles provoquées par la source excitatrice ($H = 50\text{m}$ et 75m).

2. Méthode d'analyse de l'interaction site-ville

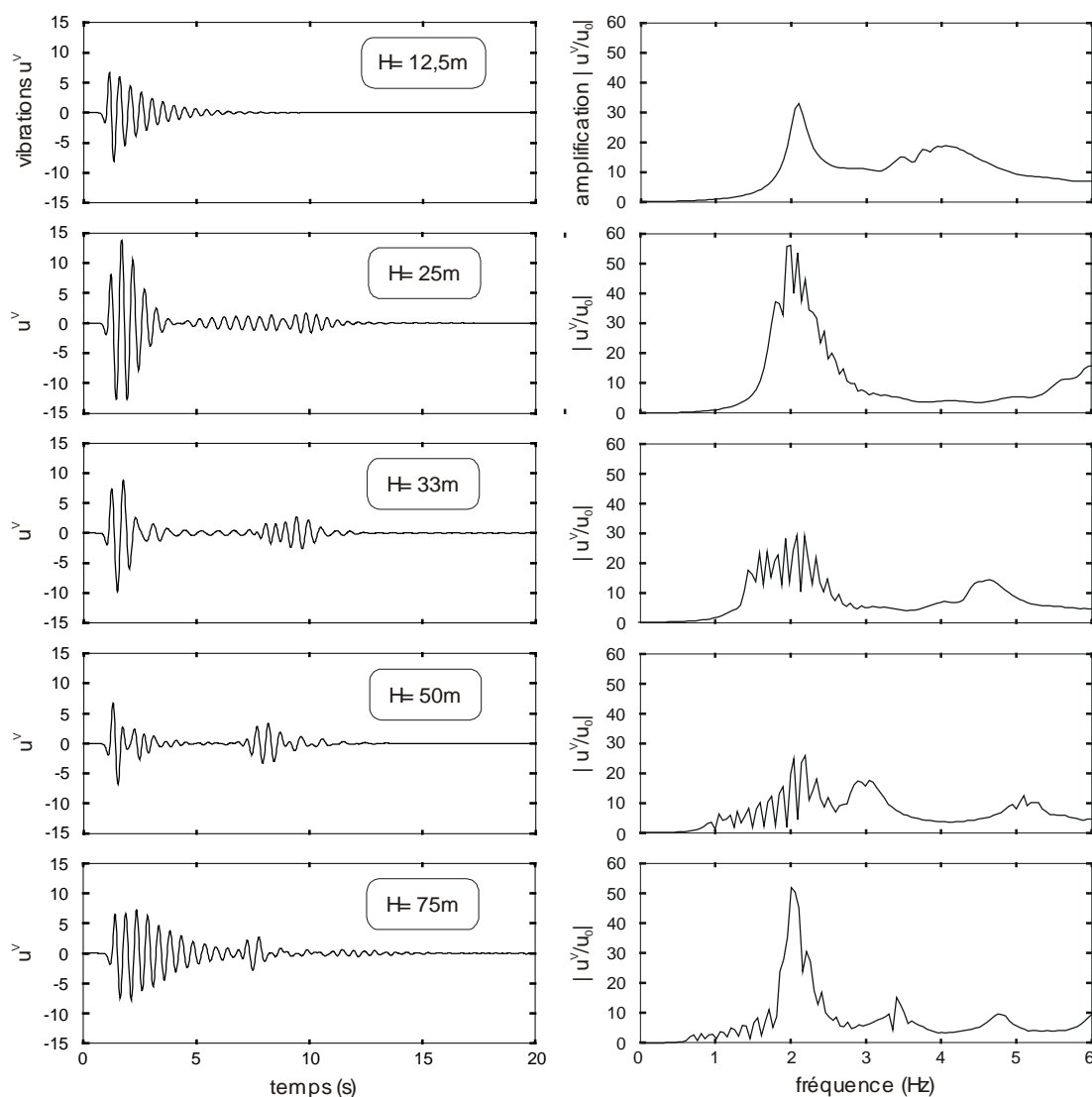


Figure 6 : Vibrations au sommet d'un immeuble B2S isolé dans le modèle de sol unidimensionnel pour différentes épaisseurs et sous la fréquence d'excitation du Ricker $f^R=2\text{Hz}$. Réponses temporelles à gauche et fonctions de transfert à droite.

Dans le cas d'un réseau d'immeubles soumis à une source excitatrice, si une onde doit être irradiée dans le sol par la vibration de la ville (interaction structure-sol [Guéguen, 2000a.c]), cette onde devrait donc conserver les caractéristiques vibratoires de la ville. Sur ce point, ce court paragraphe pourra peut-être servir de support d'analyse.

3 Modèle de ville homogène périodique sous excitation SH

3.1 Influence du nombre d'immeubles

3.1.1 Effet de groupe des immeubles

Une structure fondée sur un sol flexible tend à se comporter différemment que sur un sol rigide. Cette différence de comportement caractérise ce qu'on appelle communément l'*interaction sol/structure*. Pour une structure isolée, il résulte de cette interaction les modifications suivantes :

- La fréquence de résonance du système est abaissée à cause de la flexibilité du sol. L'amortissement augmente du fait (entre autre) de la radiation d'énergie dans le sol.
- A la fréquence de résonance du système, le mouvement relatif du sommet par rapport à la base de la structure (vibration) est maximal.

De la même façon, un réseau d'immeubles mis en vibration tend à produire une réponse d'ensemble caractéristique du système formé par ce réseau. Cette réponse d'ensemble caractérise l'*effet de groupe des immeubles* [Semblat, 2002c]. Une analogie parlante de cet effet peut être par exemple une série de masses reliées par des ressorts. La résonance de ce système contient alors autant de fréquences propres qu'il y a d'immeubles. La résonance du groupe d'immeubles présente cependant des différences par rapport à l'interaction sol/structure simple :

- Le couplage multiple entre immeubles permet de différencier la réponse de chacun d'eux, car le mouvement du sol sous chaque immeuble est affecté par ses voisins (ce qui modifie légèrement pour chacun d'eux l'interaction sol/structure). Il s'agit donc d'un effet de groupe, puisque les réponses individuelles ne s'additionnent pas mais dépendent au contraire de la réponse collective du système.
- L'accroissement de la masse du système global augmente les forces d'inertie et s'oppose spontanément au mouvement sismique incident [Kham, 2003]. La vibration de chaque immeuble diminue également par rapport à celle de l'immeuble isolé. Cette diminution globale du mouvement caractérise ce que nous appelons l'*effet d'inertie* de la ville.

Nous illustrons cet effet d'ensemble des immeubles sur la Figure 7, où nous faisons apparaître le déplacement en surface le long du bassin pour une épaisseur $H = 25m$ et différentes densités de la ville homogène périodique. Les solutions sont données pour une onde sinusoïdale d'amplitude unitaire et de fréquences $1,4Hz$ et $2,2Hz$, et comparées à celle du champ libre.

Le déplacement à la surface en champ libre est sensiblement modifié par la présence des immeubles. Cette influence est croissante avec la densité, mais de sens opposé selon la fréquence considérée : en-dessous de $f^S = f^B = 2Hz$, elle induit une amplification du mouvement ; au-dessus de $2Hz$, une désamplification qui devient très marquée pour $N = 33$. Dans les deux cas, le mouvement à l'intérieur de la ville est relativement constant, et caractérise donc bien un comportement d'ensemble des immeubles, ou *effet de groupe*.

3. Modèle de ville homogène périodique sous excitation SH

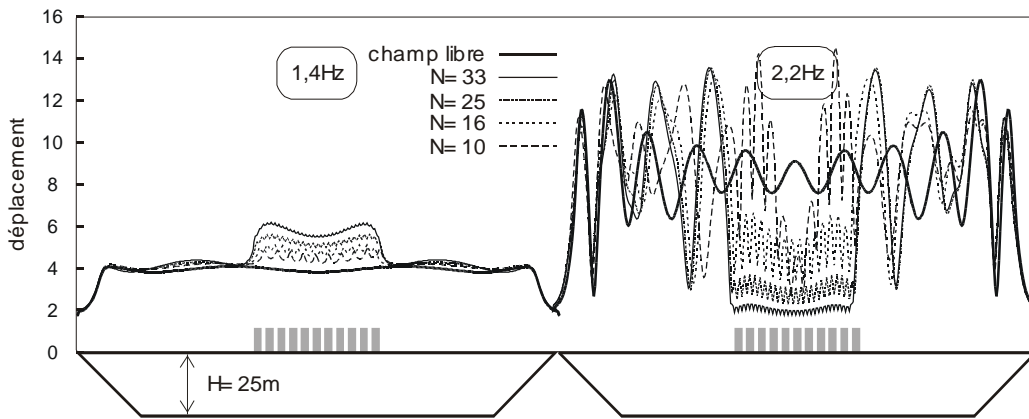


Figure 7 : Déplacement le long du bassin d'épaisseur $H = 25m$ pour une ville homogène périodique de densité variable. Les solutions sont comparées à celle du champ libre, sous une onde sinusoïdale d'amplitude unitaire et de fréquences 1,4Hz (gauche) et 2,2Hz (droite).

3.1.2 Vibrations des immeubles

Pour une ville homogène périodique, nous représentons sur la Figure 8 les vibrations u^V au sommet des immeubles pour une épaisseur de couche fixe égale à $25m$, pour différentes densités N et sous une fréquence d'excitation $f^R = 2Hz$. Les fonctions de transfert associées sont également données, en comparaison à celle d'un immeuble isolé. Les résultats font apparaître deux points :

- Une diminution de l'amplitude maximale des oscillations, réduite de 15 à 10 pour une densité croissante.
- Un phénomène de « dédoublement de pic »¹ autour de $2Hz$ dans les réponses spectrales, associé à une diminution d'amplitude de ces pics.

Ce phénomène de dédoublement de pics est relevé par plusieurs auteurs [Kitada, 1998] [Guéguen, 2000c]. Il serait caractéristique d'un *effet de groupe* entre les immeubles qui tend à s'accroître quand leur densité augmente. Les immeubles entrant en interaction abaissent la fréquence de résonance du système qu'ils forment. Du fait du couplage multiple, le pic principal de vibrations de l'immeuble isolé se découpe en une multitude de pics d'amplitude plus faible.

3.1.3 Perturbations en surface au sein de la ville

Sur la Figure 9 sont représentés les perturbations en surface u^P entre immeubles pour une épaisseur de couche $H = 25m$, pour différentes densités et sous la fréquence d'excitation $f^R = 2Hz$. Les fonctions de transfert associées sont également données.

L'augmentation du nombre d'immeubles conduit à une élévation de l'amplitude maximale des oscillations. Cette augmentation survient alors que l'amplitude des vibrations d'immeubles décroît lorsque N croît. L'amplitude des perturbations calculées entre immeubles semble donc proportionnelle à la densité d'immeubles. Bien que bénéficiant de vibrations moindres générées par chaque immeuble, ces perturbations grossissent pourtant par l'augmentation de la population d'immeubles. Ainsi, la

¹ Chaque immeuble ajoute un mode de résonance supplémentaire au système site-ville. En fait, le couplage entre immeubles introduit autant de pics de vibration qu'il y a d'immeubles [Semblat, 2002c].

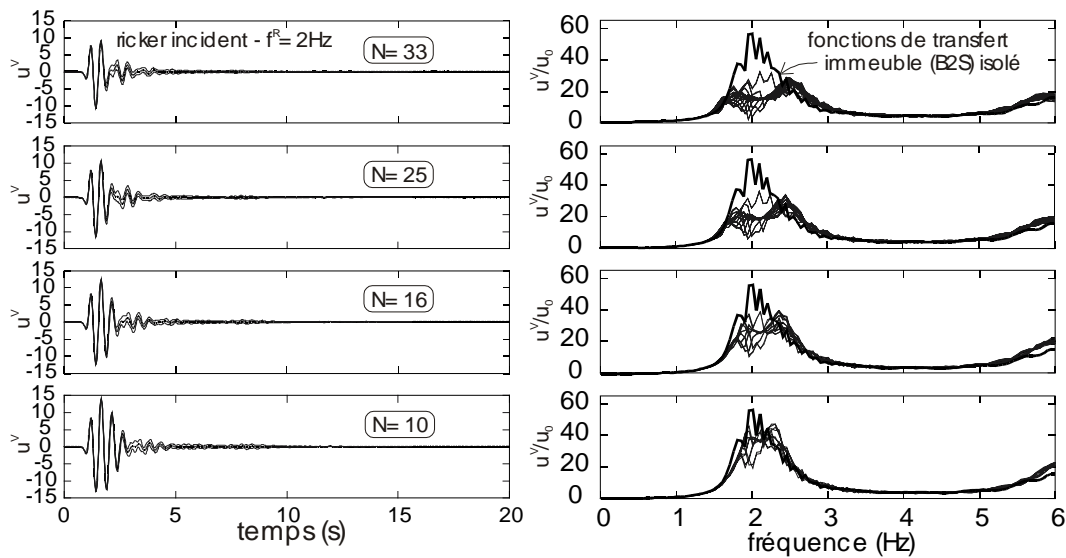


Figure 8 : Vibrations au sommet des immeubles (gauche) pour une épaisseur de couche $H=25\text{m}$, pour différentes densités d'immeubles N et sous une fréquence d'excitation $f^R = 2\text{Hz}$. Fonctions de transfert correspondantes (droite), en comparaison à celle d'un immeuble isolé au centre du modèle de sol.

quantité de perturbations générées dans la ville est une grandeur extensive, fonction du champ rayonné par chacun des immeubles composant la ville.

Pour donner une description plus explicite de ce que représente une « perturbation », nous faisons apparaître sur la Figure 10 le déplacement en champ libre, en champ total ainsi que la perturbation correspondante en un point entre immeubles situé approximativement au milieu de la ville. Les solutions sont calculées pour une densité $N = 33$, pour une épaisseur de couche $H = 25\text{m}$ et sous une fréquence d'excitation $f^R = 2\text{Hz}$.

L'influence de la ville se manifeste par deux effets : 1. Le déplacement total subit un déphasage d'un quart de longueur d'onde par rapport au déplacement en champ libre, à cause des forces d'inertie liées aux vibrations d'immeubles. 2. Les oscillations du champ total décroissent alors plus rapidement.

Ces deux effets produisent une perturbation d'amplitude maximale lorsque $f^R = f^S = f^B$, puisque champ total et champ libre finissent par entrer en opposition de phase. En revanche, lorsque cette condition n'est pas satisfaite, la perturbation est faible, soit que l'opposition de phase n'est pas atteinte, soit que l'amplitude du mouvement en surface est faible.

3.1.4 Ondes rayonnées par la ville

Nous représentons sur la Figure 11 les perturbations en surface u^P en une série de points situés à une distance de 135m à gauche de la ville et s'étalant sur une longueur totale de 385m . Les perturbations sont calculées pour l'épaisseur de couche $H = 25\text{m}$, les densités $N = 10$ & 33 et sous une fréquence d'excitation $f^R = 2\text{Hz}$.

3. Modèle de ville homogène périodique sous excitation SH

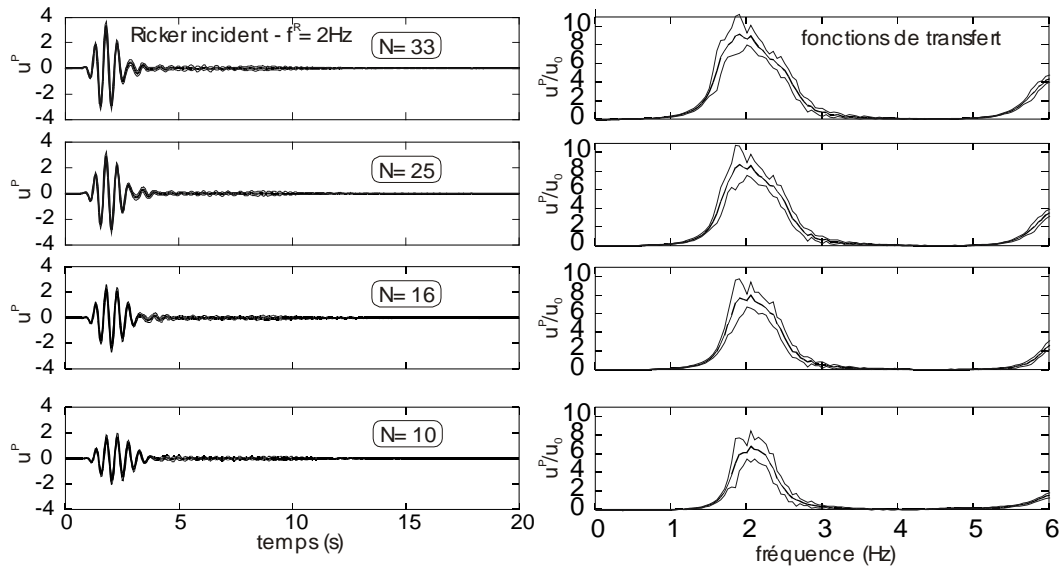


Figure 9 : Perturbations entre immeubles (gauche) pour une épaisseur de couche $H=25\text{m}$, pour différentes densités et sous une fréquence d'excitation $f^R = 2\text{Hz}$. Fonctions de transfert associées (droite).

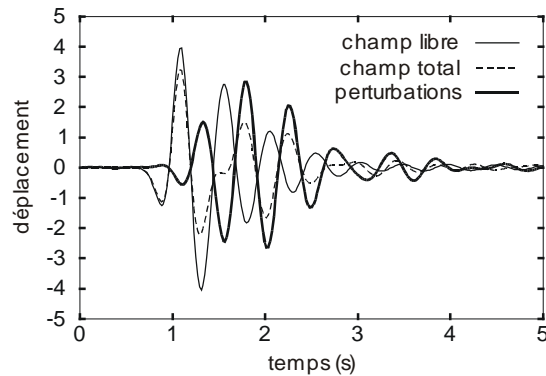


Figure 10 : Déplacement en champ libre, en champ total et perturbations en un point entre immeubles situé au milieu de la ville homogène périodique, pour une densité $N = 33$, pour une épaisseur de couche $H=25\text{m}$ et sous une fréquence d'excitation $f^R = 2\text{Hz}$.

Etant donné la position des stations par rapport à la ville, l'onde rayonnée provient clairement de la ville et se propage vers l'extrémité du modèle. La source excitatrice arrivant à 1 seconde, l'instant d'apparition de cette onde rayonnée vers 2 secondes sur les tracés est cohérente avec l'hypothèse qu'elle provient de la ville. Cette idée est encore renforcée par le fait que leur amplitude est croissante avec la densité N . Enfin, la projection (que nous examinerons plus loin) des ondes rayonnées dans l'espace fréquence/nombre d'ondes permet d'identifier le premier mode de dispersion des ondes de Love (Fig.18).

3.1.5 Analyse de l'énergie

Sur la Figure 12, nous représentons la répartition de l'énergie des déplacements E (en haut) et des perturbations E^p (en bas) à l'intérieur (à gauche) et à l'extérieur (à droite) de la ville pour une épaisseur de couche égale à $H = 25\text{m}$, pour différentes densités et sous la fréquence d'excitation $f^R =$

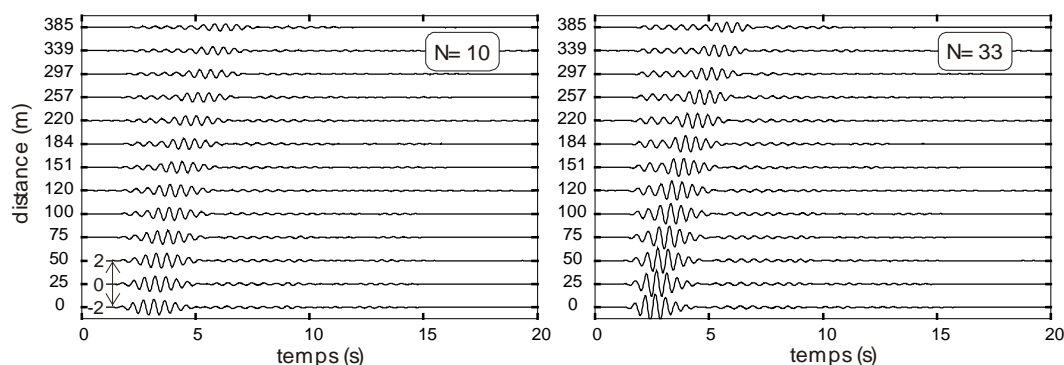


Figure 11 : Perturbations à l'extérieur de la ville pour une épaisseur de couche $H = 25m$, pour $N=10$ & 33 et sous la fréquence d'excitation $f^R = 2Hz$. L'échelle d'amplitude du déplacement d'une trace à l'autre est $\delta u = 2$.

2Hz. Nous rappelons que les valeurs d'énergie présentées sont normalisées par rapport à celle du champ libre.

Les résultats obtenus sont assez surprenants. L'énergie des déplacements à l'intérieur de la ville diminue en fonction de la densité, tandis qu'elle augmente dans le cas des perturbations. L'énergie des déplacements à l'intérieur de la ville est réduite de 75% pour $N = 10$ à environ 55% pour $N = 33$. Cette réduction d'énergie, qui traduit un renforcement de l'effet de groupe des immeubles, est également rapportée par d'autres auteurs [Clouteau, 2002]. L'énergie des perturbations, au contraire, augmente de 40% pour $N = 10$ à 100% pour $N = 33$. La valeur moyenne de cette énergie peut dépasser celle du champ total.

L'énergie des perturbations à l'extérieur (Fig.12-droite)de la ville décroît à mesure que l'on s'en éloigne. Cette décroissance est imputable à l'amortissement de l'onde en cours de propagation. Cette énergie, proportionnelle à la densité, est maximale pour $N = 33$. Celle-ci est à peu près dix fois inférieure à celle calculée à l'intérieur de la ville.

Pour interpréter l'évolution inverse de E et E^P , nous remarquons que l'augmentation de la densité de la ville renforce l'effet de groupe des immeubles, ce qui a pour effet de *désamplifier* le déplacement en surface dans l'enceinte de la ville par rapport au déplacement de champ libre. Cette désamplification constitue un fort différentiel de déplacement par rapport au champ libre qui se répercute automatiquement dans le calcul des perturbations : $u^P = u - u^L$. Tout se passe donc comme si un gain de stabilité en déplacement au sein de la ville devait se payer par un accroissement du champ de perturbations. En termes d'énergie, tout se passe encore comme si énergie des déplacements et énergie des perturbations évoluaient en sens inverse. Nous parlerons de *transfert d'énergie* d'un champ à l'autre (déplacements / perturbations) pour qualifier cette inversion.

3.2 Influence de la profondeur de la couche

3.2.1 Vibrations au sommet des immeubles

Sur la Figure 13 sont représentées les vibrations au sommet des immeubles pour la densité $N = 33$, pour différentes épaisseurs de couche, et sous la fréquence d'excitation $f^R = 2Hz$. Les fonctions de transfert associées sont également données.

3. Modèle de ville homogène périodique sous excitation SH

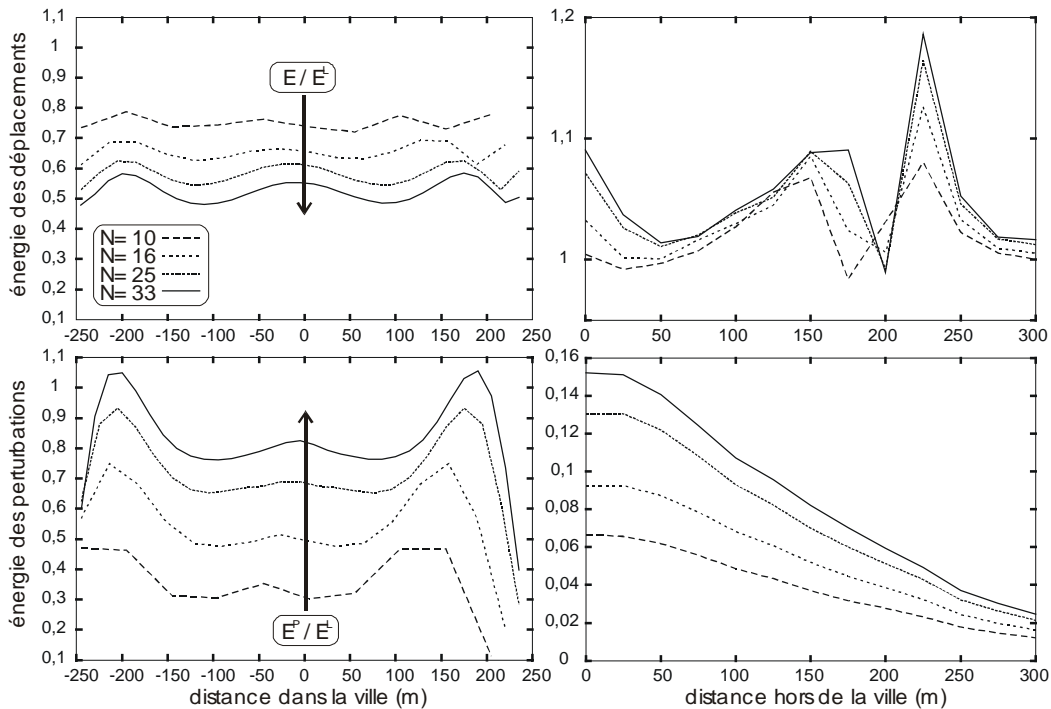


Figure 12 : Énergies de déplacement (haut) et de perturbations (bas) à l'intérieur (gauche) et à l'extérieur (droite) de la ville pour une épaisseur de couche $H=25m$, pour différentes densités et sous une fréquence d'excitation $f^R=2Hz$.

Celles-ci présentent d'évidentes similitudes avec celles de l'immeuble isolé (Fig.6). Elles comportent néanmoins les particularités suivantes :

- Une perturbation de la réponse temporelle : pratiquement inchangée pour $H = 12,5m$, celle-ci est sensiblement modifiée pour $H = 75m$. Cette altération est produite par la variation de l'épaisseur de couche : elle est donc imputable à l'interaction entre la réponse des immeubles et celle de la couche.
- L'amplitude maximale des oscillations est observée pour $H = 25m$, avec $\max |u^V| = 10$. Simultanément, la durée des oscillations est aussi légèrement raccourcie. Pour les autres épaisseurs, $\max |u^V| \approx 7,5$. L'amplitude maximale observée pour cette épaisseur est concordante avec le cas de l'immeuble isolé. Elle révèle un effet d'interaction site-ville particulièrement exacerbé lorsqu'il y a correspondance entre fréquences propres de sol et fréquences propres de la ville ($f^S = f^B$).
- L'amplitude des vibrations d'immeubles pour le réseau dense ($N = 33$) est généralement plus faible que dans le cas de l'immeuble isolé (Fig.6). Cette diminution apparaît nettement dans les fonctions de transfert, où l'amplification à $2Hz$ est réduite de deux à peu près. Cette chute s'accompagne du phénomène de dédoublement de pic mis en exergue au paragraphe précédent, et caractéristique d'un couplage entre immeubles. Ce dédoublement de pic conduit à une prédominance des fréquences voisines, et notamment pour $H = 33m$ ($f_0^S = 1,5Hz$).
- Au delà de l'épaisseur $H = 25m$, une perturbation relativement dispersive (grand écart-type) affecte les réponses au delà de 5 secondes. Cette perturbation est en relation évidente avec la seconde oscillation observée sur l'immeuble isolé (Fig. 6). Nous montrons par la suite qu'elle est liée au *déphasage* du mouvement en surface introduit par le passage d'une onde latérale.

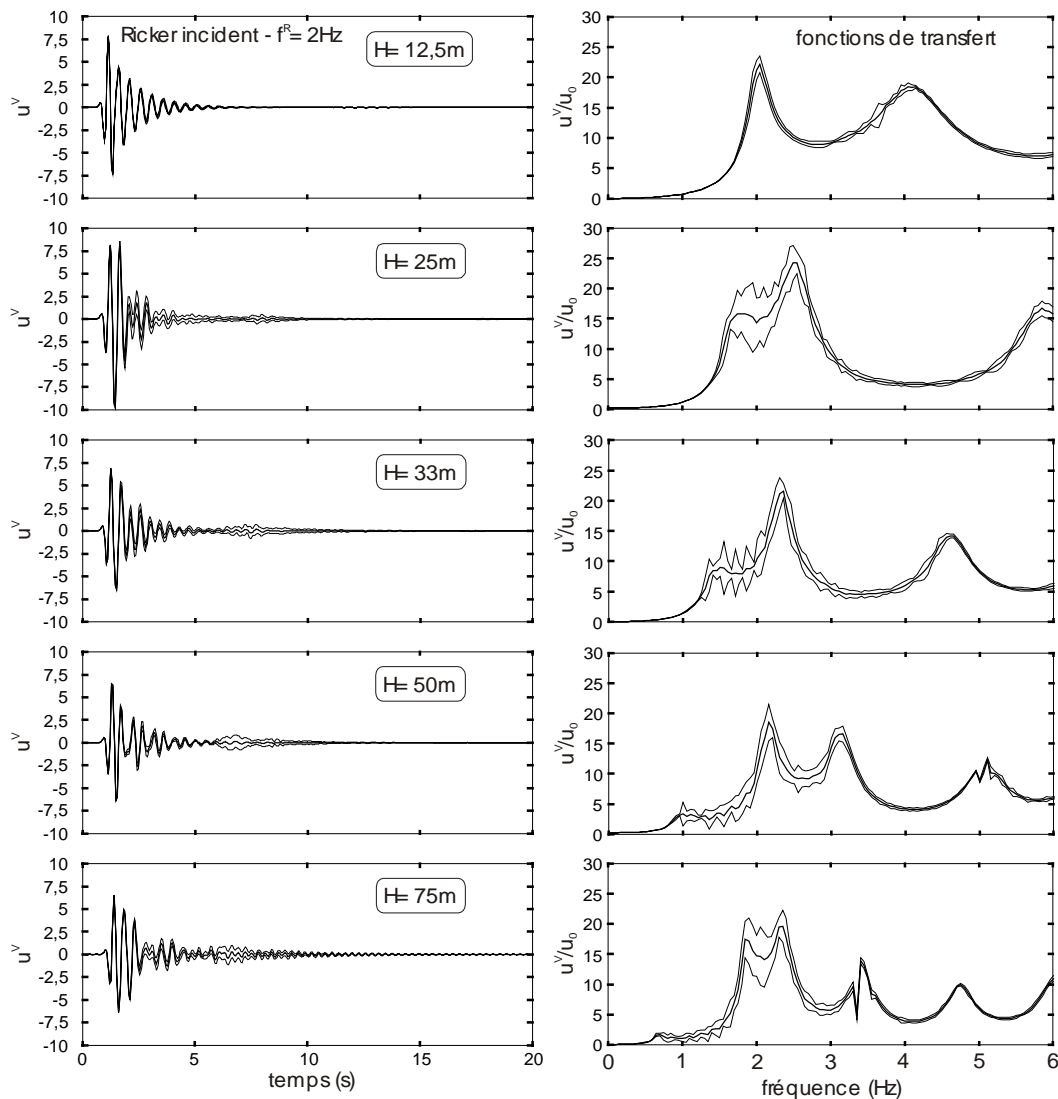


Figure 13 : Vibrations aux sommets des immeubles (gauche) pour la densité $N = 33$, pour différentes épaisseurs de couche et sous la fréquence d'excitation $f^R=2\text{Hz}$. Fonctions de transfert associées à droite.

3.2.2 Perturbations en surface entre immeubles

Sur la Figure 14, nous représentons l'historique des perturbations u^P en surface entre les immeubles pour la densité $N = 33$, pour différentes profondeurs et sous la fréquence d'excitation $f^R=2\text{Hz}$. Les fonctions de transfert associées sont également données.

L'analyse de ces résultats appelle les commentaires suivants :

- L'amplitude maximale des oscillations est observée pour les épaisseurs de couche (dans cet ordre) $H = 25\text{m}$, 33m et 75m . Le maximum est atteint pour $H = 25\text{m}$ avec $u^P_{max} \approx 4$. Il se situe entre 1,5 et 2 pour $H = 33\text{m}$ et 75m . En revanche, il reste inférieur à 1 pour $H = 12,5\text{m}$ et 50m . La lecture des fonctions de transfert semble indiquer que ces maxima d'amplitude soient corrélés à la présence d'un pic proche de 2Hz , caractéristique de la vibration des immeubles et « activé » par la fréquence d'excitation $f^R = 2\text{Hz}$. En effet, pour $H = 12,5\text{m}$ et 50m par exemple, où l'amplitude des oscillations est faible, la valeur du pic à 2Hz correspondant est également faible. Par conséquent, il

3. Modèle de ville homogène périodique sous excitation SH

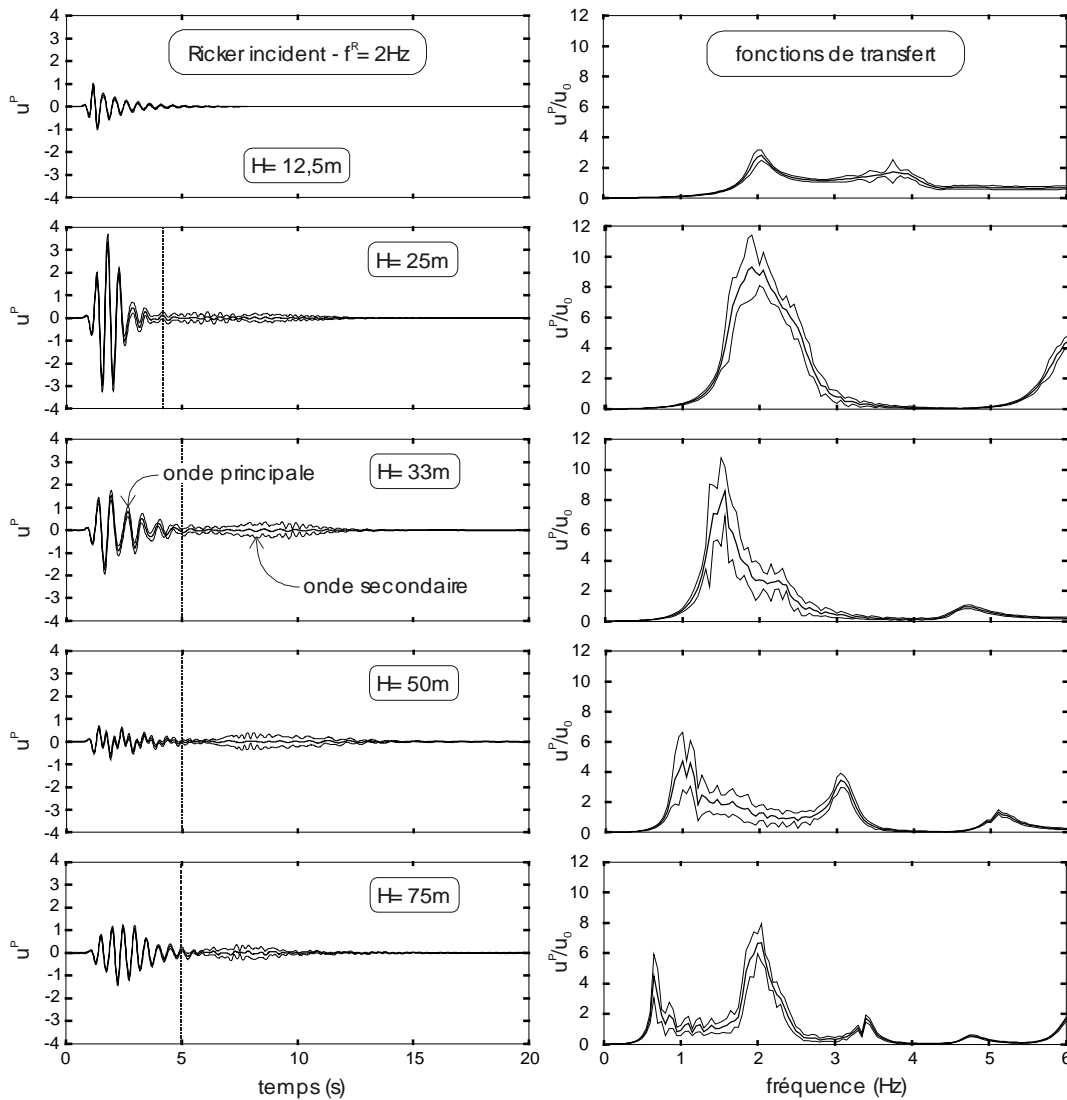


Figure 14 : Perturbations entre les immeubles (gauche) pour la densité $N=33$, pour différentes épaisseurs de couche et sous la fréquence d'excitation $f^R=2\text{Hz}$. Fonctions de transfert associées (droite).

est possible d'associer les perturbations de grande amplitude (que nous appellerons *principales*) générées dans la ville à la vibration des immeubles se transmettant dans le sol.

- Pourtant, l'amplitude des perturbations ne semble pas exactement proportionnelle à celle des vibrations d'immeubles (Fig.13) : ainsi, les perturbations pour les épaisseurs $H = 12,5\text{m}$ et 50m sont relativement faibles par rapport aux vibrations d'immeubles correspondantes. Sur ce point, l'effet d'interaction site-ville précédemment décrit apporte un certain éclairage : lorsqu'un mode de résonance du sol coïncide avec un mode de vibration de la ville, l'interaction site-ville se renforce et la vibration des immeubles se transmet plus facilement dans le sol. En revanche, en dehors des fréquences de coïncidence entre ces différents modes, l'interaction site-ville est faible. Il semblerait donc que *la couche exerce une action de filtrage* sur la transmission des vibrations de la structure vers le sol, et que cette transmission ne soit ainsi possible que si un mode de résonance du sol est d'abord excité. Ce n'est pas par exemple le cas pour $H = 12,5\text{m}$ ($f^S_0 = 4\text{Hz}$) et $H = 50\text{m}$ ($f^S_0 = 1\text{Hz}$ et $f^S_{\#1} = 3\text{Hz}$).

CHAPITRE 3 : Interaction site-ville : modèle simplifié sous excitation SH

- L'amplitude des perturbations en surface est au moins moitié moins élevée que celle des vibrations d'immeubles. En contrepartie, la dispersion du signal après 5 secondes devient comparativement plus marquée. Nous avons dit qu'elle correspondait à l'effet du passage d'onde latérale de surface. Pour $H = 50m$ par exemple, l'amplitude de ces effets latéraux devient du même ordre de grandeur que celle des oscillations principales dues aux immeubles. Il nous semble alors nécessaire de dissocier ces deux parties distinctes des perturbations : une première partie où le signal est relativement cohérent et une seconde partie où il est relativement incohérent. Pour les distinguer, nous qualifions désormais la partie cohérente due à la vibration des immeubles de perturbations *principales* ou *cohérentes*, et leur cause d'*effet de groupe* ou *cohérent* des immeubles ; la partie incohérente due aux effets latéraux de perturbations *indirectes* ou *incohérentes*, et leur cause d'*effet incohérent* ou de *décorrélation*.

3.2.3 Cohérence spatiale du mouvement en surface au sein de la ville

Dans le paragraphe précédent, nous avons vu que les perturbations produites au sein de la ville peuvent être de deux natures : soit cohérentes soit incohérentes. Ces deux effets sont distincts non seulement dans le temps mais aussi de par leur origine. Aussi une représentation quantitative de la cohérence spatiale du mouvement en surface peut-elle conduire à une meilleure compréhension du rôle de ces deux effets.

Sur la Figure 15 est représentée l'évolution de la longueur de cohérence spatiale du déplacement total l_u (à gauche) et des perturbations l_u^P (à droite) en fonction de la fréquence, pour différentes densités et épaisseurs de couche. Dans le premier cas, la longueur de cohérence spatiale du déplacement à la surface du champ libre (aux mêmes points entre immeubles d'une ville imaginaire de densité $N = 33$) est également donnée pour comparaison. Sauf mention contraire, les valeurs de cohérence spatiale sont normalisées par rapport à l'extension de la ville, soit $L = 500m$.

L'analyse de la cohérence spatiale du déplacement total l_u dans la ville met en exergue le rôle spécifique de la fréquence fondamentale f_0^S de la couche :

- Pour $f \leq f_0^S$, la cohérence spatiale du déplacement en champ libre, généralement élevée ($l_u \approx 0,9$), diminue en présence du réseau d'immeubles. Cette diminution est plus importante quand la densité de la ville est plus faible.
- Pour $f \geq f_0^S$, la cohérence spatiale du déplacement chute nettement. La présence de la ville entraîne des variations dont la logique n'apparaît pas clairement, évoluant en fonction de la fréquence et de la densité. Cependant, un minimum global ($\min l_u \approx 0,2$) semble systématiquement apparaître à $2Hz$, fréquence caractéristique des vibrations d'immeubles. Celui-ci paraît plus marqué pour une densité plus élevée. Ce résultat semble dénoncer les immeubles comme sources d'incohérence du déplacement total à l'intérieur de la ville, par radiation des vibrations dans le sol.

L'analyse de la longueur de cohérence spatiale des perturbations en surface l_u^P offre un tout autre aspect : il est visible que la cohérence spatiale des perturbations dans la ville est élevée ($l_u^P \approx 0,9$) autour des fréquences de résonance de la couche et faible ($l_u^P \approx 0,4$) entre ces fréquences. L'influence du nombre d'immeubles N sur les valeurs n'est pas très évidente. Elle est néanmoins plus marquée entre les fréquences de résonance où les valeurs de cohérence spatiale sont faibles : une densité croissante a alors plutôt tendance à diminuer la cohérence spatiale. Enfin, la fréquence fondamentale du sol f_0^S s'institue encore une fois comme une valeur seuil, en-deçà de laquelle la cohérence spatiale des perturbations reste constamment très élevée ($l_u^P \approx 0,9$).

Sur la Figure 16, nous faisons apparaître l'évolution en temps de la longueur de cohérence spatiale des perturbations l_u^P pour différentes densités et épaisseurs de couche, et sous la fréquence d'excitation $f^R = 2Hz$.

3. Modèle de ville homogène périodique sous excitation SH

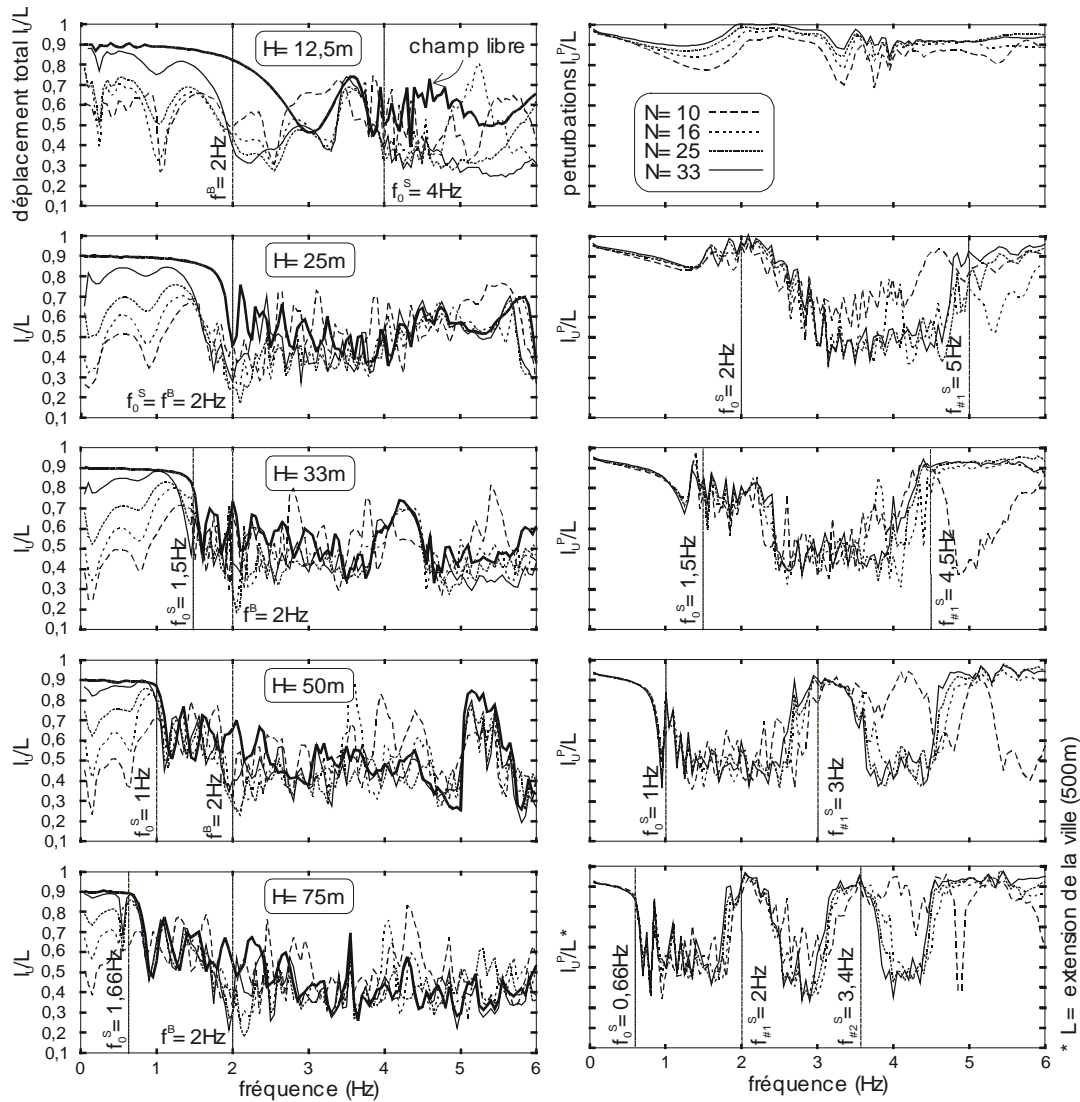


Figure 15 : Longueur de cohérence spatiale du déplacement total l_U (gauche) et des perturbations l_U^P (droite) dans la ville en fonction de la fréquence et pour différentes épaisseurs de couche.

Nous retrouvons la partition de la réponse en une partie cohérente avant 5 secondes, et incohérente entre 5s et 10s :

- Entre 0 et 5 secondes, nous observons en effet un palier à peu près stable où la longueur de cohérence vaut $l_u^P = 0,9$, suivi d'une chute soudaine ($l_u^P \approx 0,4$) marquant à 5s la limite entre les deux régimes de réponse.
- Entre 5 et 10 secondes, la valeur de cohérence spatiale s'établit à des valeurs relativement faibles, s'étalant entre 0,4 et 1. A l'intérieur de ce régime, la plus faible densité ($N = 10$) conduit aux valeurs les plus basses ($l_u^P \approx 0,5$).
- Au-delà de 10 secondes, la valeur de cohérence est assez instable. Son interprétation devient accessoire, dans la mesure où elle est associée à des amplitudes de signaux quasiment nulles.

CHAPITRE 3 : Interaction site-ville : modèle simplifié sous excitation SH

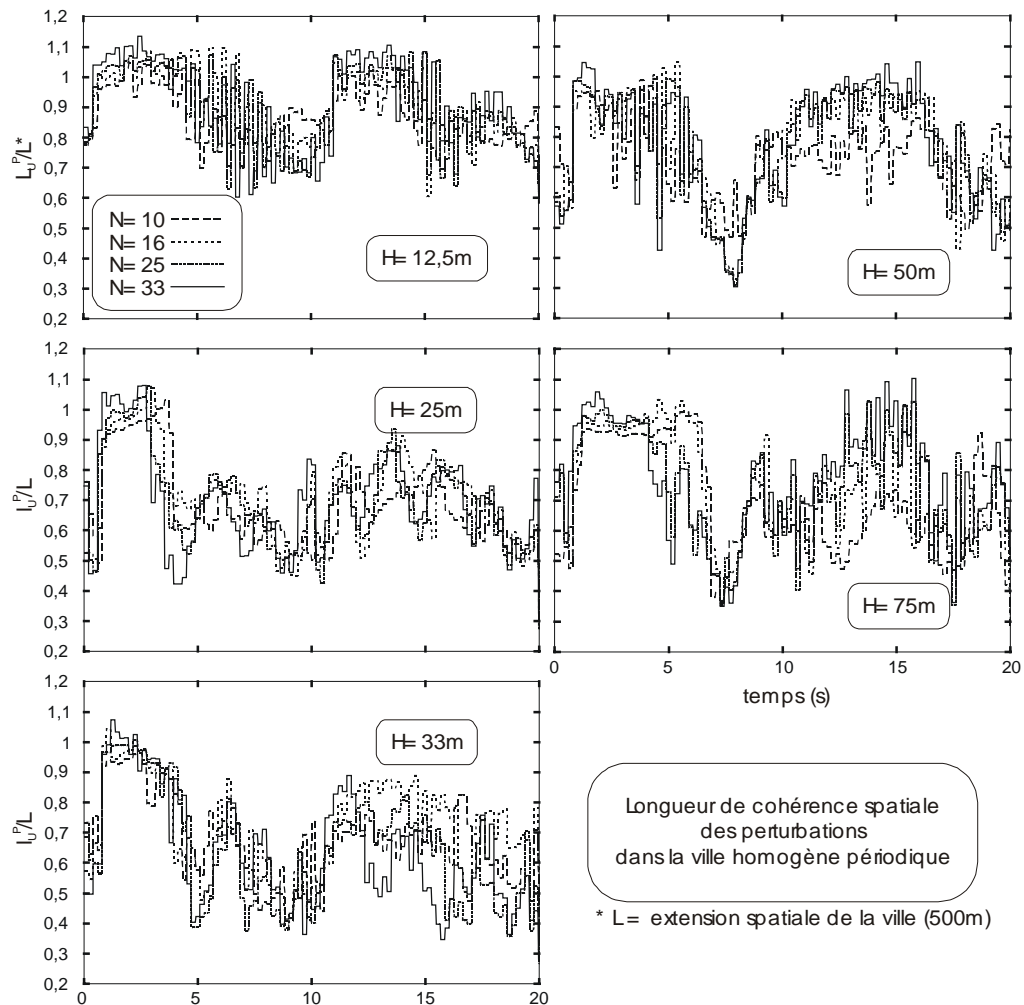


Figure 16 : Longueur de cohérence spatiale des perturbations l_u^P dans la ville en fonction du temps, pour différentes densités et épaisseurs de couche, et sous la fréquence d'excitation $f^R = 2\text{Hz}$

Il ressort clairement de ces résultats en temps que la longueur de cohérence spatiale permet de caractériser les deux phases des perturbations en surface entre les immeubles, que nous avons au paragraphe précédent justement qualifié de *réponse cohérente* et *incohérente*.

D'autre part, les résultats en fréquence montrent aussi une prédominance du sol sur les valeurs de cohérence spatiale s'établissant dans la ville : aux fréquences de résonance du sol, la cohérence spatiale des perturbations dans la ville, généralement élevée, semble indiquer que le sol « impose » son mouvement à la ville. D'un autre côté, nous observons également que la présence des immeubles diminue fortement la cohérence du déplacement total l_u , probablement par transmission des vibrations vers le sol. Nous pouvons ainsi envisager que, lorsque les fréquences du sol et d'immeubles coïncident ($f^S = f^B$), l'effet de groupe des immeubles (couplage entre immeubles via le sol) est aussi un effet cohérent. A contrario, le système site-ville, s'il est excité en dehors des fréquences de résonance du sol, peut être le siège d'un effet de décorrélation.

Nous tenterons par la suite de mettre à l'épreuve ces conclusions : en considérant une fréquence d'excitation f^R égale à la fréquence fondamentale du sol f_0^S , nous favoriserons dans un premier cas l'effet de corrélation ; puis en considérant une onde plane d'incidence oblique, nous favoriserons dans un second cas l'effet de décorrélation.

3. Modèle de ville homogène périodique sous excitation SH

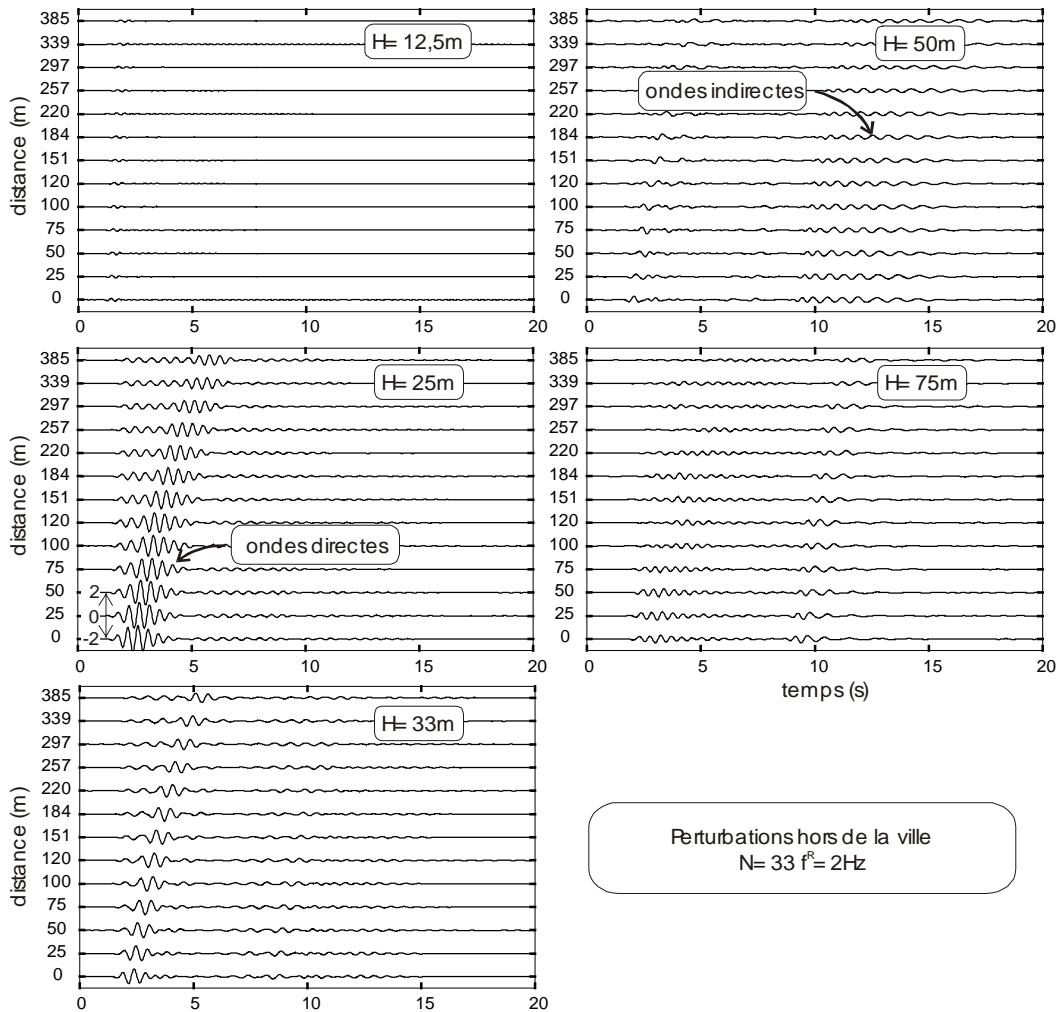


Figure 17 : Champ de perturbations à l'extérieur de la ville pour la densité $N = 33$, pour différentes épaisseurs de couche et sous la fréquence d'excitation $f^R = 2\text{Hz}$. L'échelle d'amplitude du déplacement d'une trace à l'autre est $\delta u = 2$.

3.2.4 Perturbations rayonnées à l'extérieur de la ville

La mesure du champ d'ondes rayonnées par la ville est couramment utilisée comme un indicateur du niveau d'interaction site-ville [Guéguen, 2000]. Sur la Figure 17, nous représentons le champ de perturbations u^P calculées pour l'ensemble des points situés à l'extérieur la ville (§3.1.3), pour la densité $N = 33$, différentes épaisseurs de couche et sous la fréquence d'excitation $f^R = 2\text{Hz}$.

Un train d'ondes rayonnées est visible pour $H = 25\text{m}$, 33m , 50m et 75m . Il présente les caractéristiques suivantes :

- L'amplitude du train d'ondes est maximale pour $H = 25\text{m}$ ($\max u^P = 1$), et décroît progressivement pour $H = 33\text{m}$ ($\max u^P \leq 1$), 75m et 50m ($\max u^P = 0,1$). Elle est pratiquement nulle pour $H = 12,5\text{m}$. L'importance de cette onde rayonnée est à relier à la présence d'un pic à 2Hz sur les « spectres de diffraction » (Fig.18). Elle est donc directement associée aux vibrations d'immeubles.

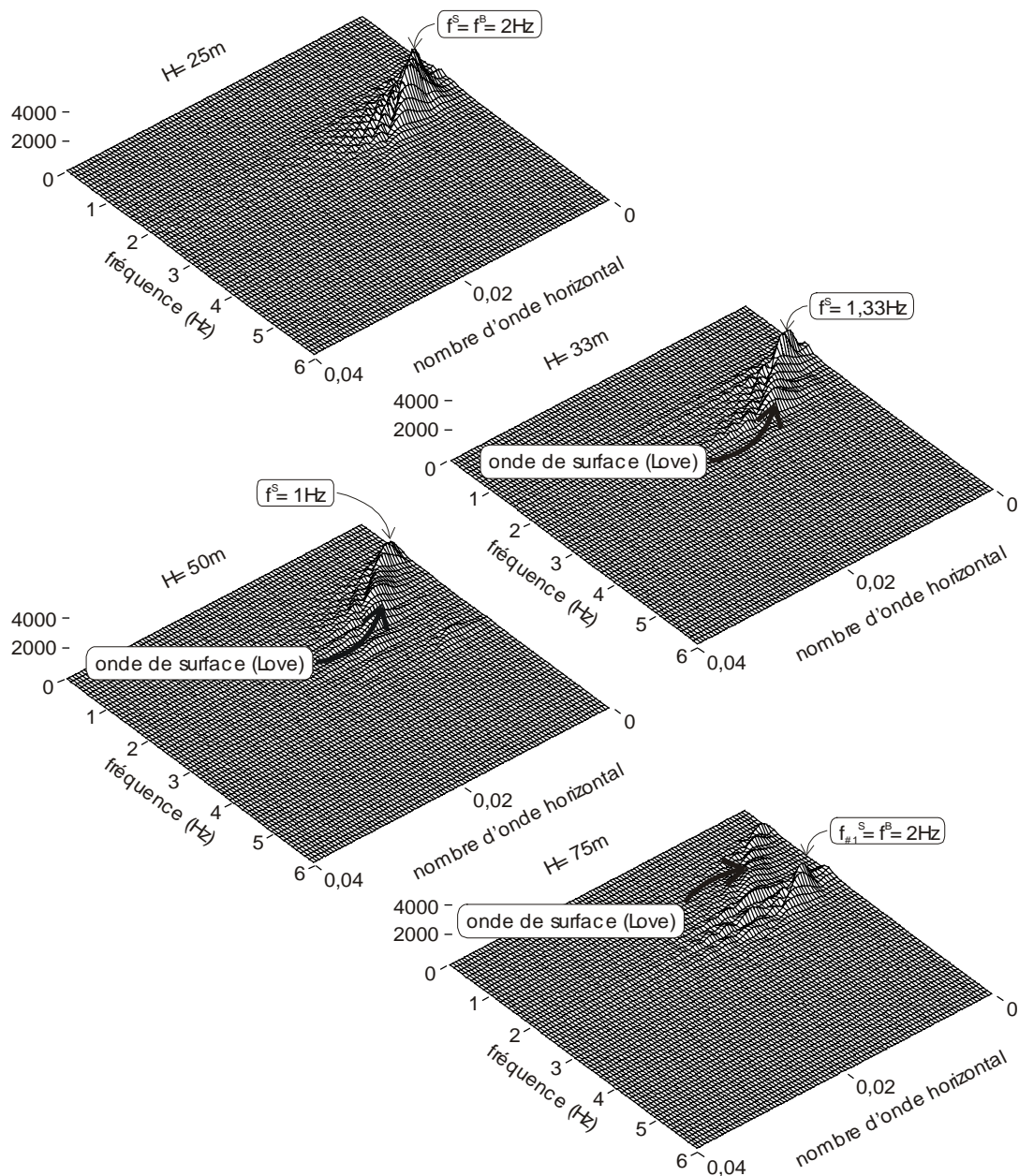


Figure 18 : Diagrammes fréquence / nombre d'onde horizontal des perturbations à l'extérieur de la ville pour une densité $N = 33$, différentes épaisseurs de couche et sous la fréquence d'excitation $f^R = 2\text{ Hz}$.

- Le train d'ondes rayonnées est souvent décomposables en deux parties :

Une première onde en deçà de 5 secondes, correspondant aux amplitudes maximales et produite apparemment par les vibrations d'immeubles. Cette onde est liée aux perturbations cohérentes observées dans la ville : nous l'appelons donc *onde rayonnée principale*. L'intensité de ce rayonnement semble corrélée à l'existence d'un « pic de diffraction » à 2 Hz situé dans une région à nombres d'onde non nuls dans l'espace des fréquence / nombre d'onde (Fig.18).

Une deuxième onde au delà de 5 secondes, visible (par ordre d'importance) pour $H = 50\text{ m}$, 75 m et 33 m . Elle est liée aux perturbations incohérentes se produisant à l'intérieur de la ville et pourrait ainsi traduire l'importance de l'effet de décorrélation. De la même façon, nous l'appelons *onde*

3. Modèle de ville homogène périodique sous excitation SH

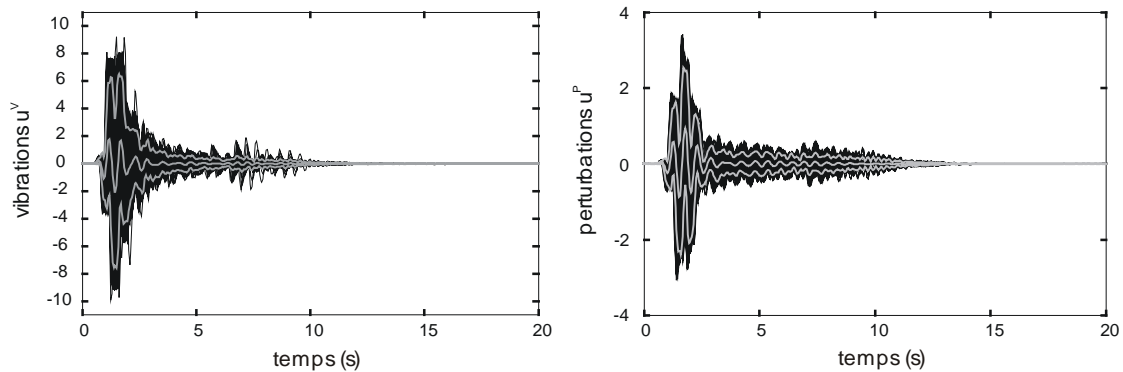


Figure 19 : Vibrations au sommet des immeubles (gauche) et perturbations entre immeubles (droite) pour une densité $N = 33$, une épaisseur de couche $H = 25m$ et sous un Ricker d'incidence oblique ($\phi = 45^\circ$) et de fréquence centrale $f^R = 2Hz$.

rayonnée indirecte ou secondaire. Son existence paraît liée à l'apparition du premier mode de dispersion d'une onde de Love (Fig.18).

3.2.5 Analyse de l'effet de décorrélation

Dans ce paragraphe, nous tenterons de montrer que l'effet de décorrélation est tributaire des *effets latéraux* se produisant dans le système site-ville. Dans les paragraphes précédents, ces effets latéraux apparaissent sous la forme d'une onde de surface se propageant d'une extrémité à l'autre de la couche. D'une façon plus générale, il est cependant possible d'étendre la définition des effets latéraux à l'ensemble des sources présentant des dissymétries par rapport à la ville. Ainsi, une onde inclinée ou une source non plane est susceptible de produire des effets latéraux.

Nous soumettons ainsi le système site-ville à une onde plane de type SH et d'incidence inclinée à 45° , se propageant de gauche à droite dans le sol. L'épaisseur de couche est fixée à $H = 25m$ et la densité maximale ($N = 33$) est retenue pour la ville homogène périodique ($f^B = 2Hz$). Les propriétés mécaniques du sol et de la ville sont identiques à celles utilisées jusqu'à présent. Dans le domaine temporel, le signal incident est toujours le Ricker d'ordre 2 de fréquence centrale f^R .

Vibrations d'immeubles et perturbations en surface à l'intérieur de la ville

Sur la Figure 19 sont représentées les vibrations au sommet des immeubles (à gauche) et les perturbations en surface entre immeubles (à droite) sous un Ricker d'incidence oblique et de fréquence centrale $f^R = 2Hz$.

L'effet de décorrélation apparaît avec évidence et affecte aussi bien la partie principale que la partie secondaire des solutions : la décorrélation de la partie principale est certainement imputable au déphasage de l'excitation dans la mise en vibration des immeubles ; celle de la partie secondaire est également particulièrement exacerbée. La limite entre onde principale et onde secondaire devient notamment indistinct. Ces effets ressortissent de la dissymétrie du couple modèle / sollicitation. Ils laissent ainsi présager de solutions similaires en cas de variation d'épaisseur du bassin. En effet, nous avons vu au Chapitre 1 qu'une géométrie bidimensionnelle du bassin tend à générer des ondes inclinées, que nous appelons effets de focalisation.

Il semble donc que cette distinction entre effet cohérent et incohérent de l'interaction site-ville ne renvoie en fait à cette autre distinction entre *effet de résonance verticale (1D)* et *effets de bassin (2D)* à l'intérieur d'un remplissage sédimentaire.

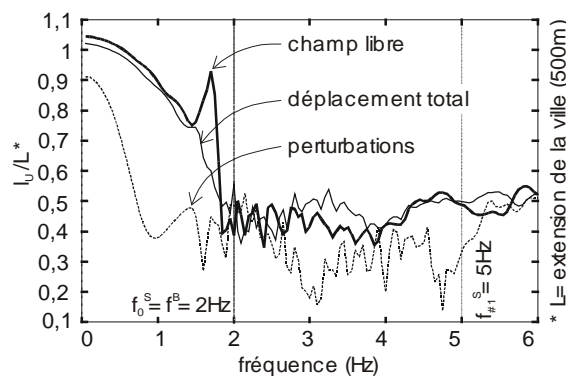


Figure 20 : Longueur de cohérence spatiale du déplacement total l_u et perturbations l_u^P à l'intérieur de la ville pour une densité $N = 33$, une épaisseur de couche $H = 25m$ et sous une onde plane d'incidence oblique ($\phi = 45^\circ$).

Corrélation spatiale à l'intérieur de la ville

Nous présentons sur la Figure 20 l'évolution en fonction de la fréquence de la longueur de cohérence spatiale du déplacement total l_u et des perturbations l_u^P à l'intérieur de la ville et sous une onde plane d'incidence oblique. La longueur de cohérence spatiale du déplacement à la surface du champ libre est également donnée pour comparaison.

La perte de cohérence spatiale des perturbations par rapport à l'incidence verticale apparaît très clairement : les fréquences de résonance (verticale) de la couche ($f_0^S = 2Hz$ et $f_{\#1}^S = 5Hz$) ne sont plus associées à des plateaux de longueur de cohérence élevée, mais celle-ci est au contraire relativement constante ($l_u^P \approx 0,3$).

En revanche, la présence de la ville périodique dense semble avoir un effet « bénéfique » sur la longueur de cohérence du déplacement total, puisqu'elle conduit plutôt à un gain de cohérence par rapport au déplacement du champ libre. De plus, le pic minimum à 2Hz ($min l_u \approx 0,4$) ne semble pas aussi faible que sous incidence verticale ($min l_u \approx 0,2$).

Champ de perturbations à l'extérieur de la ville

Sur la Figure 21 sont représentés le champ libre (en haut), le champ total (au milieu) et le champ de perturbations (en bas) à gauche et à droite de la ville, sous le Ricker d'incidence oblique ($\phi = 45^\circ$) et de fréquence centrale $f^R = 2Hz$.

L'influence de la ville sur le champ libre est clairement mise en évidence : une onde, générée par la ville, perturbe le champ total à l'extérieur de celle-ci (L1 et L2)¹. L'amplitude de cette perturbation est presque aussi importante que celle du champ incident à droite de la ville ($max |u^P| \approx 2$) (L3). Elle est moindre à gauche, mais toutefois non négligeable ($max |u^P| \approx 1$).

L'amplitude des ondes rayonnées à gauche et à droite de la ville est respectivement moins élevée et plus élevée que celle sous incidence verticale (Fig.17). Cette différence est liée au déphasage de l'onde principale arrivant sur la ville : les immeubles sont successivement excités de gauche à droite, et les ondes transmises dans le sol par leurs vibrations décalées acquièrent une directivité particulière. Ce

¹ L = Ligne

3. Modèle de ville homogène périodique sous excitation SH

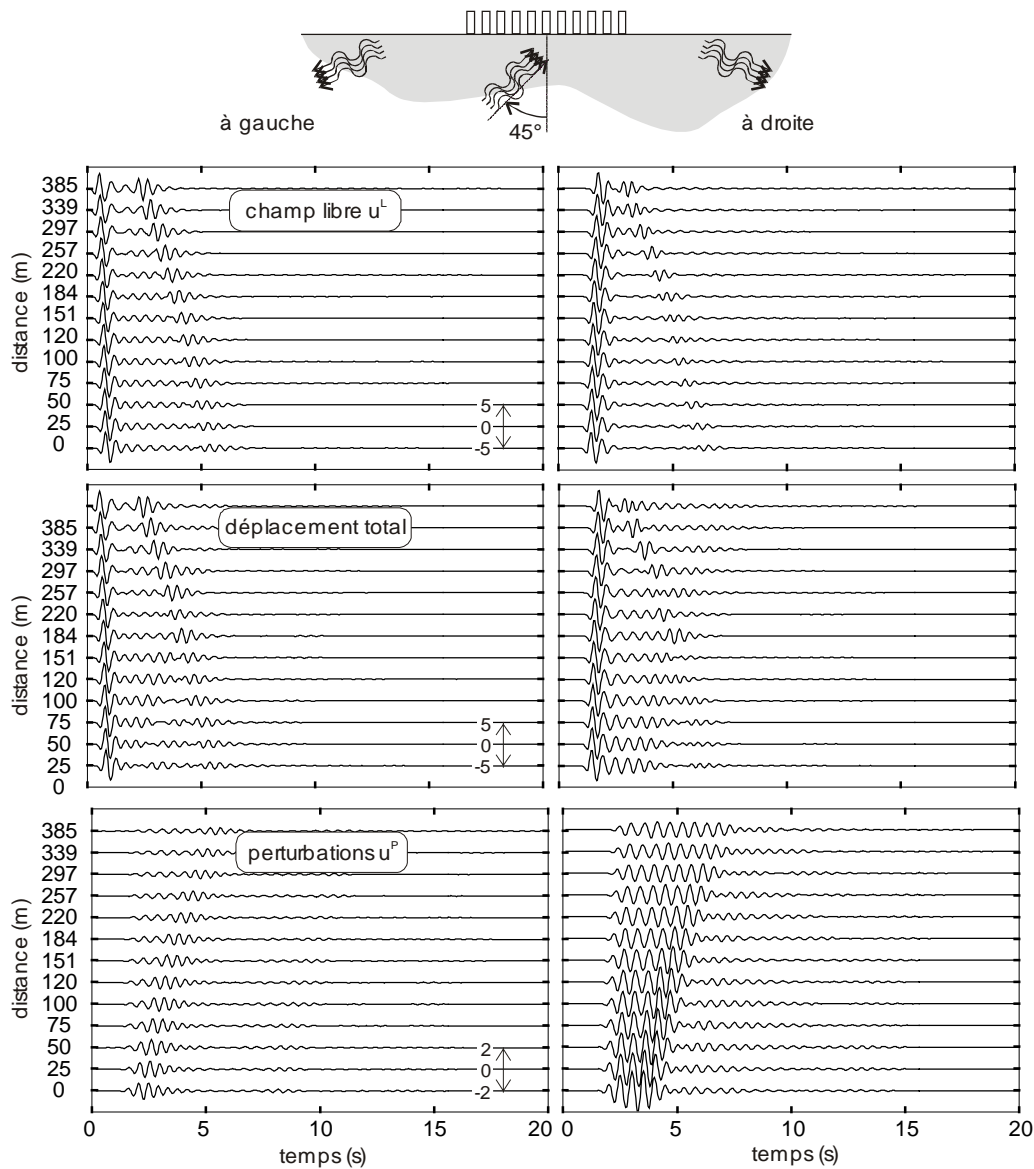


Figure 21 : Champ libre (haut), champ de déplacement total (milieu) et champ de perturbations (bas) à gauche et à droite de la ville pour une densité $N = 33$, une épaisseur de couche $H = 25\text{m}$ et un Ricker d'incidence oblique ($\phi = 45^\circ$) et de fréquence centrale $f^R = 2\text{Hz}$. L'échelle d'amplitude du déplacement d'une trace à l'autre est de $\delta u = 5$ pour les deux premières lignes et $\delta u = 2$ pour la dernière.

mécanisme est analogue à celui de l'effet Doppler pour le son. Il est connu des sismologues lorsque la direction de rupture d'une faille produit une directivité particulière du mouvement sismique.

L'effet de décorrélation peut donc s'avérer très important sur l'interaction site-ville. Dans le cadre des Chapitres 3 et 4, où nous considérons un modèle de sol simplifié (1D) et une onde d'incidence verticale, il demeure relativement faible et restreint à l'influence des ondes de surface. Mais nous l'analyserons plus en détail dans le Chapitre 5, où nous considérerons le cas d'un bassin réel.

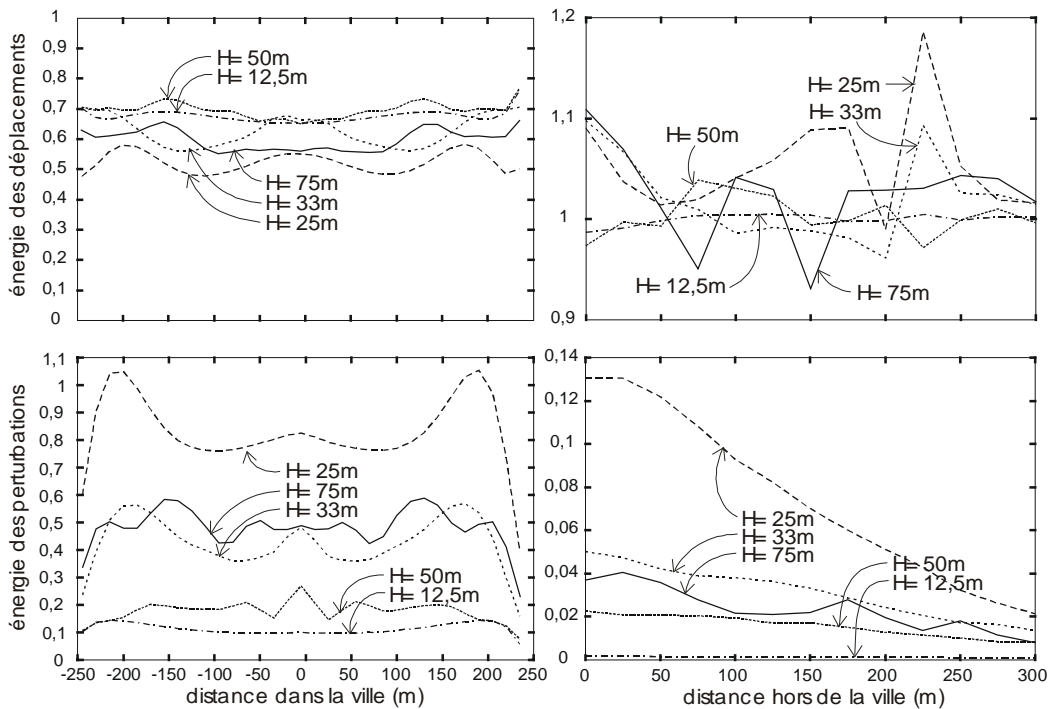


Figure 22 : Énergies de déplacement (haut) et de perturbations (bas) à l'intérieur (gauche) et à l'extérieur (droite) de la ville pour une densité $N=33$, pour différentes épaisseurs de couche et sous une fréquence d'excitation $f^R=2\text{Hz}$.

3.2.6 Aspects énergétiques

Sur la Figure 22, nous représentons la répartition de l'énergie du champ total E (en haut) (Eq.5) et des perturbations E^P (en bas) à l'intérieur (à gauche) et à l'extérieur (à droite) de la ville, pour une densité égale à $N = 33$, pour différentes épaisseurs de couche et sous une fréquence d'excitation $f^R = 2\text{Hz}$.

Comme en fonction de la densité, la variation de l'épaisseur de couche produit un transfert d'énergie des déplacements vers les perturbations. En effet, en terme d'énergie de déplacement, nous obtenons l'ordre suivant : $E_{50} > E_{12,5} > E_{33} > E_{75} > E_{25}$. L'énergie de déplacements est ainsi plus basse quand l'effet de groupe des immeubles est plus fort. De la même manière, nous obtenons pour les perturbations $E_{25}^P > E_{75}^P > E_{33}^P > E_{50}^P > E_{12,5}^P$. Les valeurs moyennes d'énergie de déplacement sont comprises entre 50% et 75% tandis que celles des perturbations atteignent 100%. Nous pouvons donc conclure que certaines épaisseurs de couche peuvent également avoir un rôle stabilisant sur le déplacement en surface à l'intérieur de la ville. Cette stabilisation se produit à la coïncidence des fréquences d'immeubles et de sol $f^S = f^B$. En effet, dans les cas de transfert fort, nous avons pour $H = 25\text{m}$, $f_{s_0}^S = f^B$; pour $H = 75\text{m}$, $f_{\#1}^S = f^B$. Ces fréquences peuvent être définies comme étant les fréquences de résonance d'interaction site-ville, pour lesquelles l'effet de groupe cohérent des immeubles est renforcé.

Sur la Figure 23 sont données les moyennes d'énergies de déplacement (en haut) et de perturbations (en bas) à l'intérieur (à droite) et à l'extérieur (à gauche) de la ville en fonction de l'épaisseur de couche, pour différentes densités et sous une fréquence d'excitation $f^R = 2\text{Hz}$. Ces moyennes sont celles des répartitions de la Figure 22.

3. Modèle de ville homogène périodique sous excitation SH

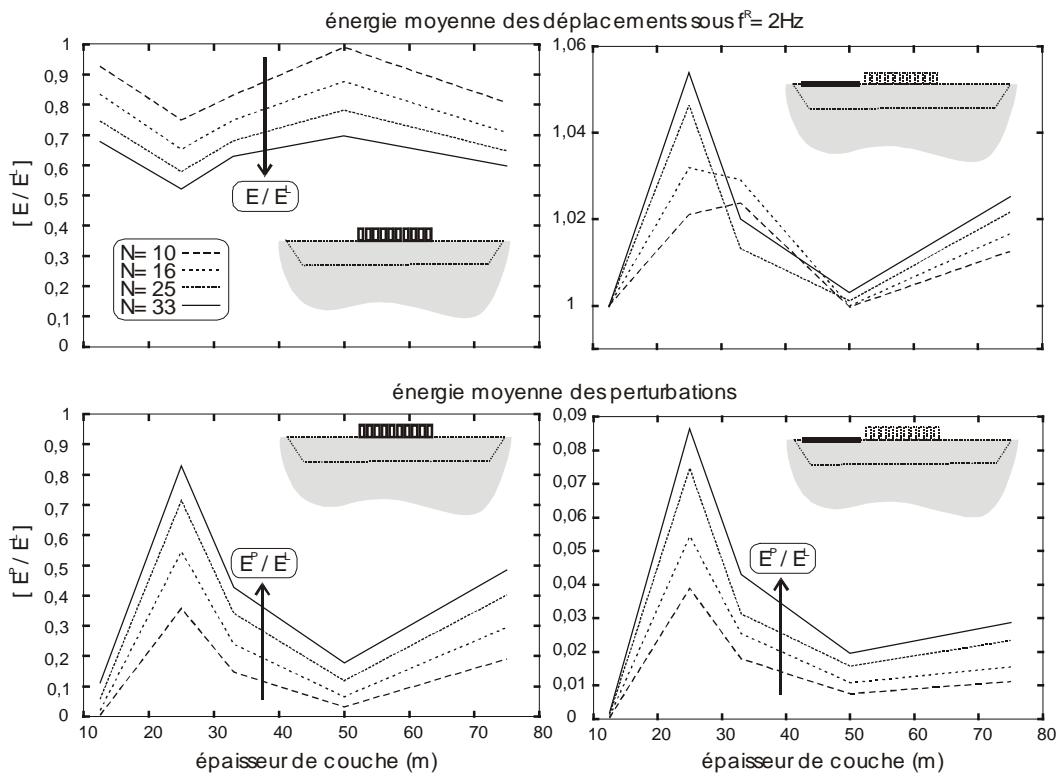


Figure 23 : Moyenne d'énergie de déplacement (haut) et de perturbations (bas) à l'intérieur (gauche) et à l'extérieur (droite) de la ville en fonction de l'épaisseur de couche, pour différentes densités et sous une fréquence d'excitation $f^R=2\text{Hz}$.

Le phénomène d'inversion à la fois en fonction de la densité et de la profondeur et interprété en termes de transferts d'énergie apparaît très clairement. Il est également visible que l'énergie des perturbations à l'intérieur et à l'extérieur de la ville évolue de façon identique, mais inverse par rapport à celle de déplacement à l'intérieur de la ville. Par l'approche énergétique, nous pouvons établir une relation entre énergie des ondes rayonnées par la ville et énergie des perturbations générées en son sein.

3.3 Influence de la fréquence d'excitation (Ricker)

Les résultats permettent d'explicitier l'influence de l'interaction site-ville par deux effets : d'une part, un effet de groupe ou effet cohérent des immeubles, dans lequel le sol et la ville résonnent conjointement et produisent des vibrations cohérentes de grande amplitude. Ce régime se produit lorsqu'il y a coïncidence des fréquences de sol et d'immeubles ($f^S = f^B$) et caractérise la *résonance de l'interaction site-ville*. D'autre part, un effet de décorrélation sensible aux effets latéraux de toute sorte.

Nous avons également vu que ces deux effets ressortissent des deux effets similaires qui affectent la réponse des remplissages sédimentaires : l'effet cohérent de la résonance verticale et les effets « incohérents » de bassin (effets bidimensionnels). Ainsi, dans l'interaction site-ville, la couche exerce un effet de contrôle sur la nature des phénomènes se produisant dans la ville, par une action de filtrage et de piégeage des ondes incidentes.

CHAPITRE 3 : Interaction site-ville : modèle simplifié sous excitation SH

Nous avons considéré jusqu'ici comme signal temporel un Ricker centré sur la fréquence des immeubles $f^B = 2\text{Hz}$. Qu'advient-il quand, au lieu des immeubles, c'est la couche qu'excite l'onde incidente, ie quand $f^R = f^S$?

3.3.1 Sur la transmission des vibrations d'immeubles vers le sol

Nous avons d'abord représenté sur la première ligne de la Figure 24 les vibrations au sommet des immeubles pour la densité $N = 33$, pour les épaisseurs de couche $H = 33\text{m}$, 50m et 75m , et sous les fréquences d'excitation $f^R = f^S$. Les perturbations u^P induites entre immeubles sont ensuite présentées sur la seconde ligne.

A mesure que la fréquence d'excitation s'éloigne de $f^B = 2\text{Hz}$, les vibrations d'immeubles s'amoindrissent. L'amplitude des perturbations transmises dans le sol décroît en conséquence. Avec cette décroissance d'amplitude, la ligne de démarcation entre l'onde principale et l'onde secondaire s'estompe. Elle disparaît complètement pour l'épaisseur de couche $H = 75\text{m}$. Les vibrations d'immeubles associées à ces perturbations étant elles-mêmes négligeables, celles-ci sont de nature plutôt « homogène » à l'onde secondaire, étant produites essentiellement par l'effet de couche.

En faisant varier la fréquence d'excitation, ces résultats illustrent les étapes de la transition d'un régime d'effet cohérent, marqué par des vibrations de grande amplitude se produisant dans la ville ($H = 33\text{m}$ (Fig.24)), à un régime intermédiaire de coexistence d'effet cohérent et incohérent ($H = 50\text{m}$), jusqu'à un régime final où le mouvement à l'intérieur de la ville est uniquement soumis à l'effet de couche ($H = 75\text{m}$).

3.3.2 Sur la capacité rayonnante de la ville

La diminution des vibrations d'immeubles s'accompagne d'une perte de cohérence des mouvements différentiels générés dans la ville, par affaiblissement de l'effet de groupe. Cette perte de cohérence se traduit par une diminution de la longueur de cohérence spatiale des perturbations à l'intérieur de la ville (Fig.24.L3).

Les perturbations en surface à l'extérieur de la ville illustrent parfaitement les étapes de cette transition d'un régime cohérent vers un régime incohérent : d'un champ d'ondes rayonnées dominé par une onde principale pour $H = 33\text{m}$ (provenant des vibrations d'immeubles), nous aboutissons à un champ rayonné marqué surtout par une onde secondaire ($H = 75\text{m}$), en passant par un état intermédiaire où ondes principale et secondaire coexistent ($H = 50\text{m}$) (Fig.24.L4).

3.3.3 Effets cohérent et incohérent

Sous la fréquence d'excitation $f^R = f^S$, la réponse du système site-ville est dominé par la résonance de la couche. Pour une épaisseur de couche croissante, l'écart entre f^S et f^B s'agrandit.

Toutefois, pour $H = 33\text{m}$, l'abaissement de la fréquence de groupe des immeubles par couplage tend également à rapprocher f^S et f^B . Pour cette épaisseur, l'effet de groupe des immeubles est donc prépondérant : l'amplitude maximale des perturbations ($\max |u^P| = 3$) devient même supérieure à celle ($\max |u^P| = 2$) obtenue sous une fréquence d'excitation $f^R = 2\text{Hz}$ (Fig. 14). Le champ de perturbations à l'extérieur de la ville est dominé par une onde principale.

A mesure que l'épaisseur H augmente, la fréquence du sol f^S s'écarte de celle des immeubles f^B . Amplitude des vibrations d'immeubles et amplitude des perturbations dans la ville décroissent simultanément. Par voie de conséquence, l'effet de groupe s'affaiblit. Les mouvements au sein de la ville deviennent incohérents. Le champ d'ondes rayonnées est principalement constitué d'ondes secondaires.

3. Modèle de ville homogène périodique sous excitation SH

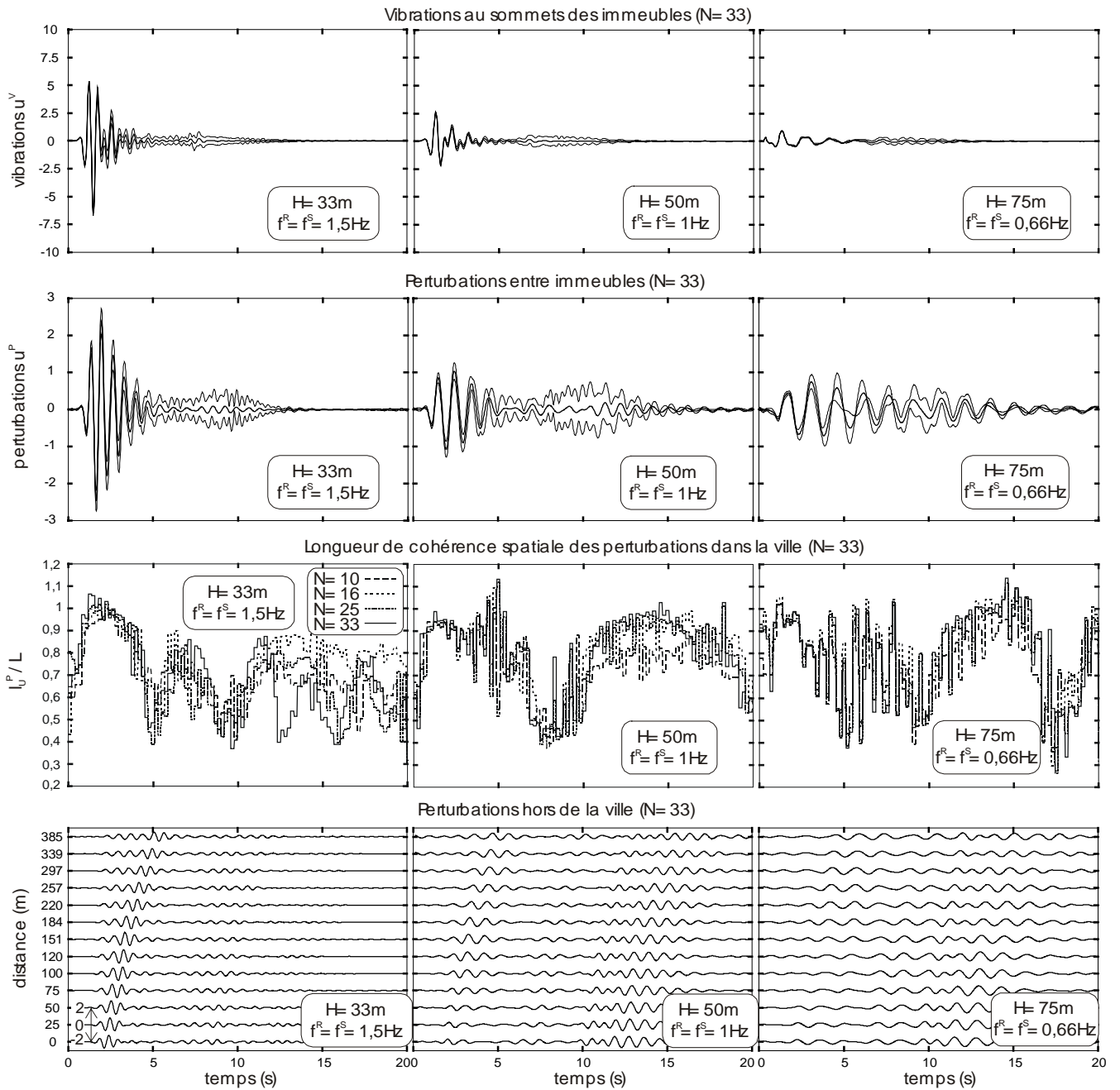


Figure 24 : Solutions temporelles pour une densité $N=33$, les épaisseurs de couche $H=33\text{m}$, 50m et 75m et sous les fréquences d'excitation $f^R = f^S$:

L1. Vibrations au sommet des immeubles

L2. Perturbations entre les immeubles

L3. Longueur de cohérence spatiale des perturbations à l'intérieur de la ville

L4. Champ de perturbations à l'extérieur de la ville.

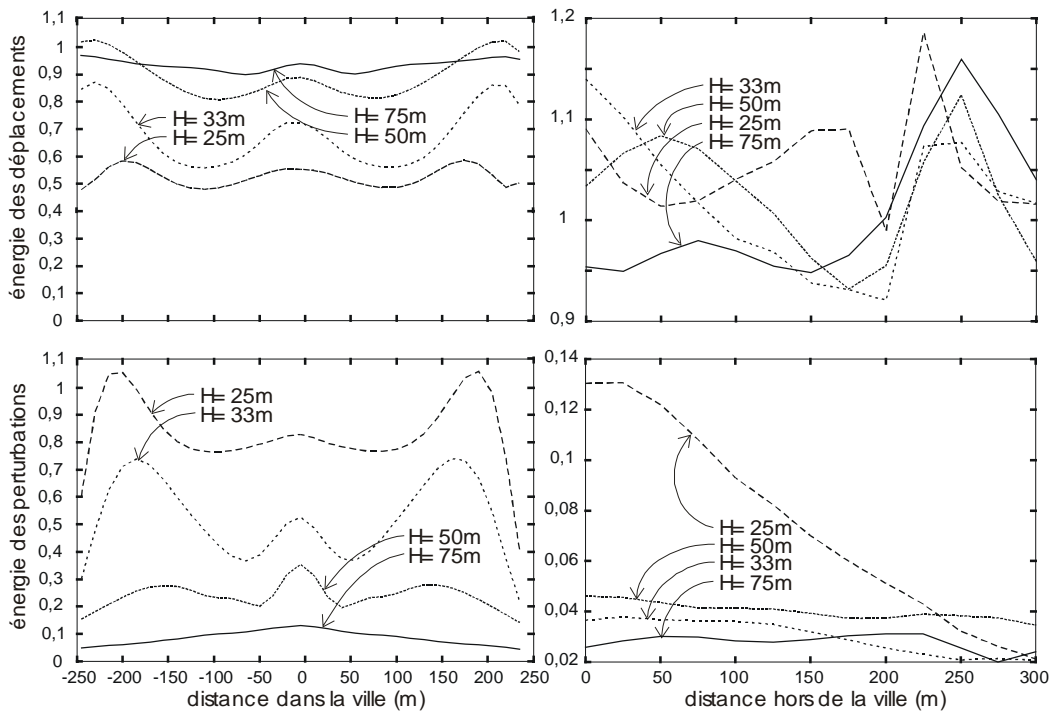


Figure 25 : Énergie de déplacement (haut) et de perturbations (bas) à l'intérieur (gauche) et à l'extérieur (droite) de la ville pour une densité $N=33$, pour différentes épaisseurs de couche et sous les fréquences d'excitation $f^R = f^S$.

Effets cohérent et incohérent caractérisent le comportement global du système site-ville et agissent comme un filtre sur l'excitation incidente :

- Quand $f^R = f^S = f^B$, l'effet cohérent est prédominant.
- Quand $f^R \neq f^B$, l'effet de décorrélation devient prédominant par affaiblissement de l'effet précédent. Il est particulièrement exacerbé quand $f^R = f^S \neq f^B$.

Ces conclusions ne sont valables que dans le cas d'un bassin peu encaissé soumis à une onde plane d'incidence verticale. Dans celui où les effets latéraux sont avérés, nous avons vu que l'effet de décorrélation prédomine nettement (§3.2.3).

3.3.4 Analyse de l'énergie

Sur la Figure 25, nous représentons la répartition de l'énergie de déplacement E (en haut) et de perturbations E^P (en bas) à l'intérieur (à gauche) et à l'extérieur (à droite) de la ville pour une densité égale à $N = 33$, pour différentes épaisseurs de couche et sous les fréquences d'excitation $f^R = f^S$.

Le phénomène d'inversion des énergies a lieu également dans ce cas. L'énergie de déplacement suit cet ordre : $E_{75} > E_{50} > E_{33} > E_{25}$. Plus la fréquence d'excitation tend vers une fréquence de résonance d'interaction site-ville ($f^R \rightarrow \{ f^S = f^B \}$), correspondant ici à $H = 25m$, plus la stabilisation du mouvement (réduction de l'énergie du champ total E) dans la ville par transfert d'énergie est efficace.

3. Modèle de ville homogène périodique sous excitation SH

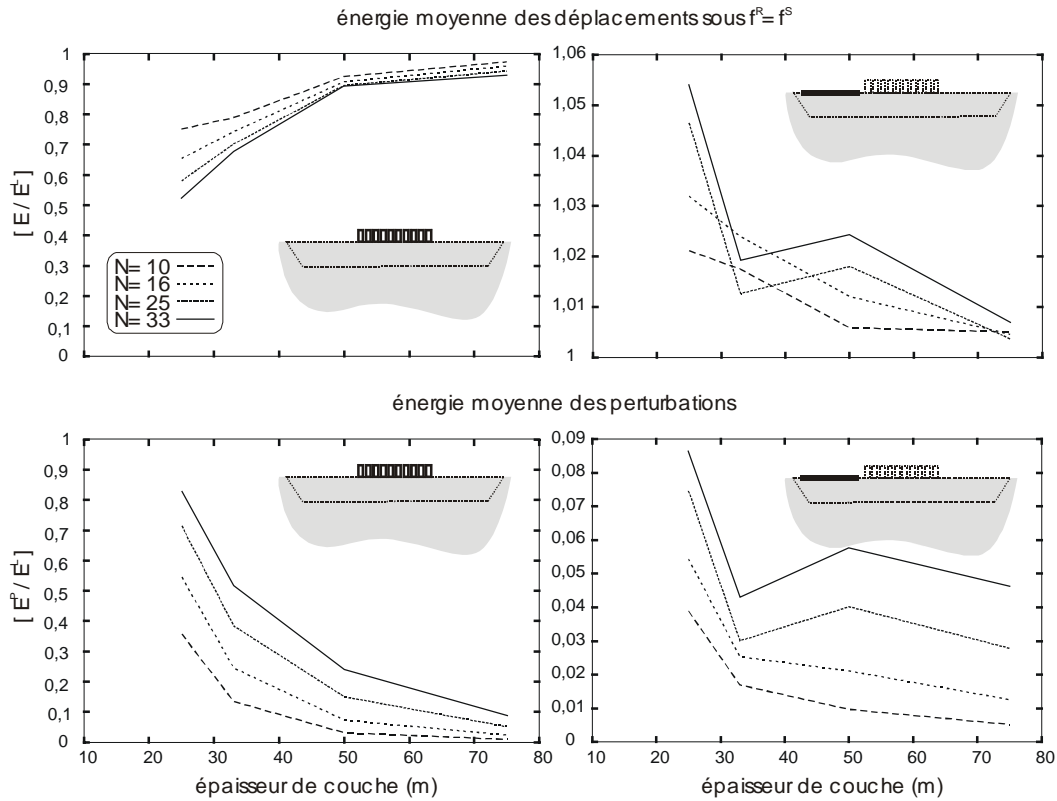


Figure 26 : Énergies moyennes de déplacement (haut) et de perturbations (bas) à l'intérieur (gauche) et à l'extérieur (droite) de la ville en fonction de l'épaisseur de couche, pour différentes densités et sous les fréquences d'excitation $f^R = f^S$

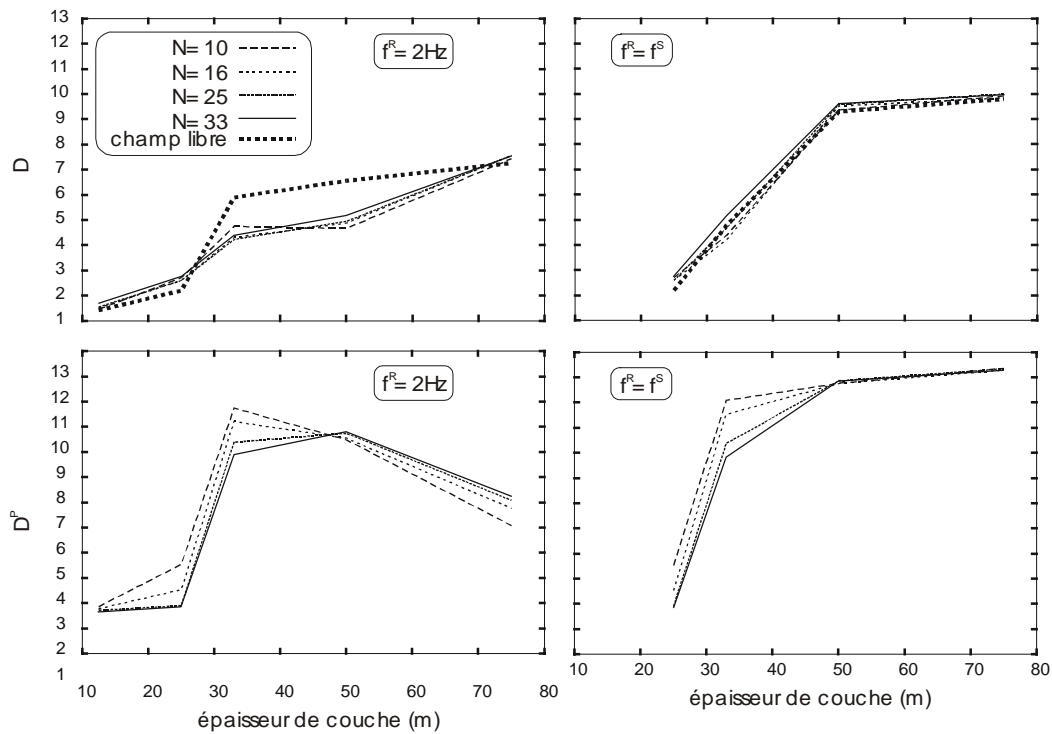


Figure 27 : Durée moyenne des déplacements (haut) et des perturbations (bas) à l'intérieur de la ville en fonction de l'épaisseur de couche et sous les fréquences d'excitation $f^R=2\text{Hz}$ (g.) et f^S (d.).

CHAPITRE 3 : Interaction site-ville : modèle simplifié sous excitation SH

Sur la Figure 26 est finalement donnée la moyenne des énergies de déplacement (en haut) et de perturbations (en bas) à l'intérieur (à droite) et à l'extérieur (à gauche) de la ville en fonction de l'épaisseur de couche, pour différentes densités et sous les fréquences d'excitation $f^R = f^S$.

Les différentes inversions d'énergie sous le contrôle de la densité et de l'épaisseur de couche apparaissent clairement. L'énergie des perturbations à l'intérieur et à l'extérieur de la ville évolue de la même façon. Mais en proportion, cette énergie à l'extérieur de la ville est 10 fois inférieure à celle de l'intérieur.

3.3.5 Analyse de la durée des signaux à l'intérieur de la ville

Un facteur important du risque sismique en milieu urbain est la perte de cohérence spatiale du mouvement à l'intérieur de la ville. L'allongement de la durée du signal constitue également un facteur aggravant pour les ouvrages en génie parasismique. L'analyse de la durée du signal dans la ville est à ce titre d'un grand intérêt.

Sur la Figure 27, nous donnons, en fonction de l'épaisseur de couche, les moyennes de durée (calculée de la même manière que les moyennes d'énergie) de déplacement (en haut) et de perturbations (en bas) à l'intérieur de la ville. Les solutions sont obtenues pour différentes densités sous les fréquences d'excitation $f^R = 2Hz$ (à gauche) et f^S (à droite). La durée moyenne de déplacement en champ libre est également donnée pour comparaison. Par commodité, nous noterons D , D^L et D^P les durées moyennes correspondant respectivement aux déplacements en surface avec et sans la ville et aux perturbations.

Les points les plus remarquables nous paraissent les suivants :

- Les valeurs de durée augmentent pour des épaisseurs de couche croissantes. Cette augmentation est sans doute en rapport avec le renforcement des effets latéraux quand l'épaisseur s'accroît. Cette hypothèse est d'ailleurs confortée par une augmentation plus forte de D pour $f^R = f^S$ (solicitation de la couche) que pour $f^R = 2Hz$ (solicitation des immeubles).
- D est inférieur à D^L pour $H = 33$ et $50m$ sous $f^R = 2Hz$, alors que ni la densité ni l'épaisseur de couche ne produisent d'écart significatif de D et de D^L sous $f^R = f^S$. Dans ce dernier cas, la mise en résonance de la couche voile l'effet de la ville. Par contre, quand la couche est peu excitée, comme dans le premier cas, la simple présence de la ville semble par elle-même devoir réduire la durée des mouvements en son sein, par simple effet d'inertie (puisque nous ne pouvons pas parler d'effet de groupe pour $H = 50m$ sous $f^R = 2Hz$).
- Les durées moyennes de déplacement D sont généralement inférieures à celles des perturbations D^P . Sous $f^R = 2Hz$, D croît de façon monotone entre $D_{12,5} = 1s$ et $D_{75} = 7,5s$. Par contre, D^P présente un palier maximum pour $H = 33m$ et $50m$, avec $D^P = 10s$. Sous $f^R = f^S$, $2s \leq D \leq 13s$ et $2s \leq D^P \leq 13s$.
- La variation de densité ne semble pas avoir une influence déterminante sur les valeurs de durée ($\Delta D \approx \pm 1s$).

La durée des perturbations est une donnée à considérer avec circonspection : l'amplitude des perturbations étant plus faible, la valeur D^P tient compte d'un étalement de l'énergie E^P sur un intervalle de temps plus grand, alors que l'énergie E est plutôt concentrée dans la partie principale du signal. C'est ce qui peut expliquer que les durées D^P sont généralement plus élevées que D , alors même que D diffère peu de D^L .

En conclusion, l'interprétation de la durée apparaît relativement délicate. Elle nous paraît en effet dépendre de nombreux paramètres dont l'effet sur la durée est difficile à cerner. Par exemple, il demeure jusqu'ici très difficile de savoir si l'effet cohérent ou l'effet de décorrélation ont une incidence quelconque sur la durée.

4 Modèle de ville hétérogène non périodique sous excitation SH

4.1 Limitations du cas périodique

L'étude de l'interaction site-ville pour un réseau périodique d'immeubles homogènes reposant sur un modèle de sol quasi-unidimensionnel et excitée par une onde plane de type SH d'incidence verticale a fait apparaître les points remarquables suivants :

- L'interaction site-ville proprement dite est le résultat de deux effets opposés : l'effet de groupe des immeubles conduit à une transmission des vibrations cohérentes de la ville au sol ; par contre, l'effet de décorrélation peut devenir prépondérant dans la ville, si l'autre effet diminue, ou si les effets latéraux s'accroissent (effets de bassin).
- Le renforcement de l'interaction site-ville produit une onde rayonnée par la ville. Celle-ci est proportionnelle à l'amplitude des vibrations transmises par les immeubles dans le sol (perturbations). L'analyse des perturbations à l'extérieur de la ville montre qu'une onde de surface peut également traverser la ville (onde secondaire). Cette onde de surface peut être diminuée par la présence de la ville, comme le montre le cas de l'incidence oblique.
- Du point de vue énergétique, la stabilisation du mouvement de surface (diminution de E) par l'interaction site-ville peut être interprétée en termes de transfert d'énergie de déplacement à perturbations.

La principale limitation à ces conclusions est qu'il existe rarement dans la réalité de ville homogène périodique. La prise en compte dans ce paragraphe d'une ville inhomogène non périodique est avant tout l'occasion de voir l'impact de la structure de la ville sur les conclusions précédentes. La question n'est en effet pas sans intérêt : si tant est qu'un groupe d'immeubles peut émettre une onde rayonnée, la présence en configuration urbaine réelle d'agglomérats d'immeubles peut constituer autant de « sources diffractantes ». Dans la mesure où la ville peut être à la fois un réseau compact et sa propre cause de décohésion, dans quel sens et comment penche la réponse d'une telle ville ?

4.2 Modèle de ville non périodique

4.2.1 Caractéristiques des immeubles

Nous considérons désormais les deux types d'immeubles dont les propriétés mécaniques et vibratoires sont données dans le Tableau 1. Le type B1S fait $40m$ sur $15m$ et a une fréquence propre d'interaction avec le sol calée à $1Hz$. Le type B2S, moins massif, fait $30m$ sur $10m$ et a une fréquence propre d'interaction avec le sol calée à $2Hz$. Le modèle de sol considéré est toujours la couche quasi-unidimensionnelle d'épaisseur H (Fig.1).

4.2.2 Distribution de la ville non périodique

La distribution de la ville non périodique est centrée à la surface de la couche et a une extension constante maintenue à $L = 500m$. Sur la Figure 28 est représentée l'allure de cette ville, avec la position respective des immeubles. Avec un nombre total d'immeubles égal à $N = 13$, la densité est égale à $\theta = 0,32$.

CHAPITRE 3 : Interaction site-ville : modèle simplifié sous excitation SH

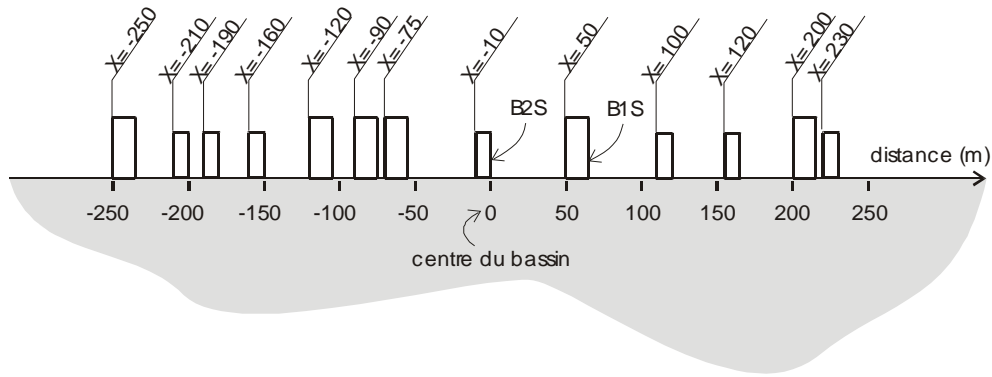


Figure 28 : Répartition des immeubles dans la ville inhomogène non périodique. L'abscisse 0 est placée au centre de la couche.

4.2.3 Choix des paramètres prépondérants

Le modèle site-ville bidimensionnel ainsi défini est soumis à une onde plane de type SH et d'incidence verticale. Dans le domaine temporel, l'onde incidente est un Ricker d'ordre 2 centré à la fréquence f^R et d'amplitude $u_0 = 2$. Nous choisissons les paramètres prépondérants de la façon suivante :

- L'épaisseur de la couche prend successivement les valeurs $12,5m$, $25m$, $33m$, $50m$ et $75m$, de façon que la fréquence fondamentale f^S du sol soit successivement égale à $f_0^S = 4, 2, 1,5, 1$ et $0,66Hz$.
- La fréquence centrale du Ricker f^R est successivement calée aux fréquences propres des immeubles B1S et B2S.

4.2.4 Analyse des vibrations d'immeubles

Sur la Figure 29, nous représentons les fonctions de transfert des vibrations au sommet des groupes d'immeubles B1S (à gauche) et B2S (à droite) pour différentes épaisseurs de couche. Dans chaque cas, celle de l'immeuble correspondant, isolé au centre de la couche, est rappelée à titre de comparaison. Nous rappelons que, par « fonction de transfert », nous entendons la réponse à une onde sinusoïdale d'amplitude égale à l'unité. Les traces temporelles des vibrations au sommet des groupes d'immeubles sont ensuite données sur la Figure 30, pour les épaisseurs de couche $H = 25m$, $50m$ et $75m$ et successivement sous les fréquences d'excitation $f^R = 1Hz$ et $2Hz$.

Nous pouvons faire les observations suivantes :

- Les immeubles d'un même type présentent systématiquement un pic maximal à leur fréquence de résonance f^B . Pour les épaisseurs de couche $H = 25m$ et $33m$, la « bande d'activation » des fonctions de transfert des deux types d'immeubles se recoupent. A ce recouvrement des spectres sont associés des écarts significatifs des réponses d'immeubles par rapport à leur correspondant isolé (surtout pour les B2S à $H = 25m$).
- L'amplitude des vibrations d'immeubles est maximale pour des épaisseurs de couche où l'effet de groupe est maximum, c'est-à-dire à la coïncidence des fréquences propres de sol et d'immeubles ($f^S = f^B$). C'est le cas pour les immeubles B1S à $H = 50m$ et B2S à $H = 25m$ (Fig.29). Quand le

4. Modèle de ville hétérogène non périodique sous excitation SH

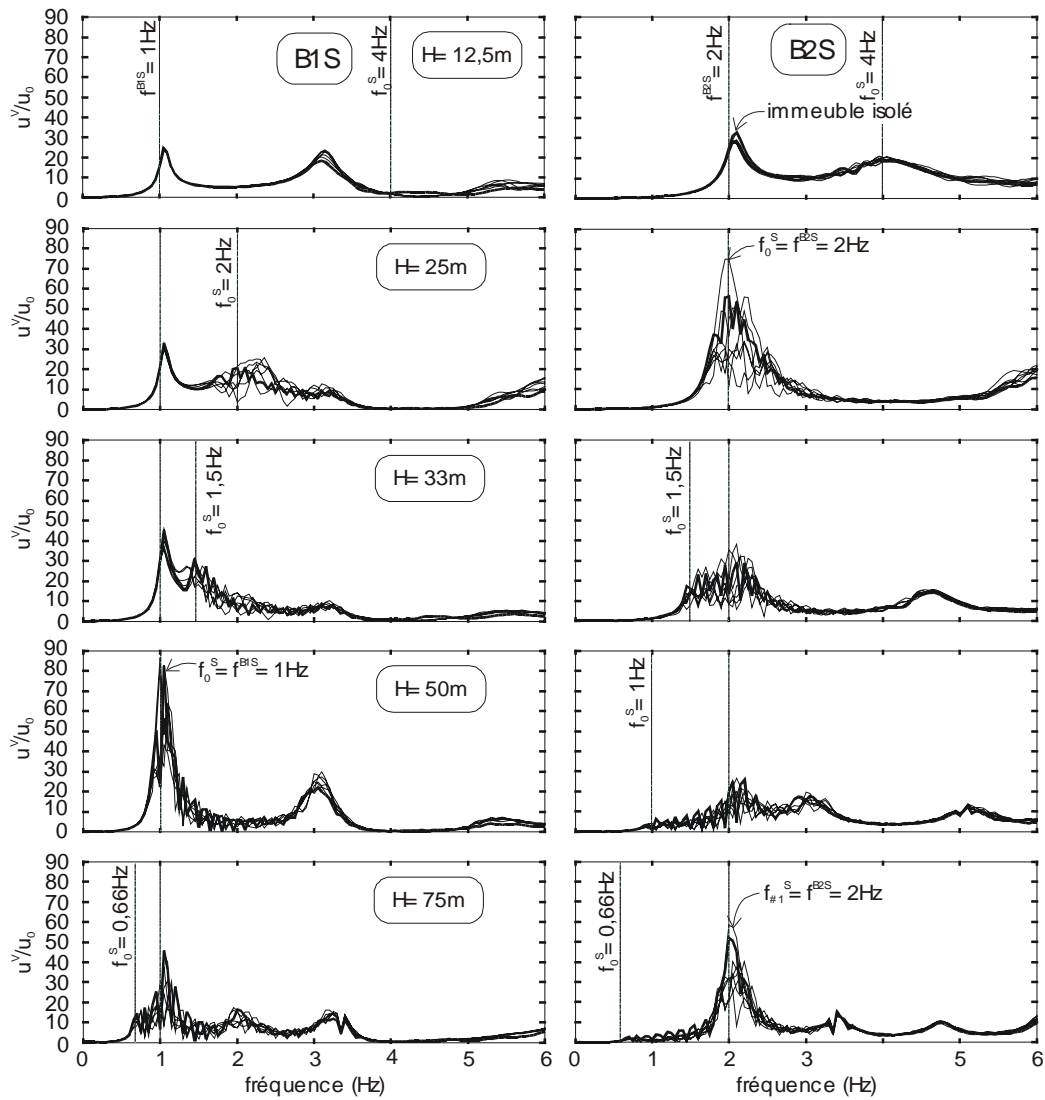


Figure 29 : Fonctions de transfert des immeubles B1S (gauche) et B2S (droite) de la ville inhomogène non périodique pour différentes épaisseurs de couche. Dans chaque cas, la fonction de transfert de l'immeuble correspondant, isolé au centre (abscisse 0) de la couche, est donnée (trait gras) pour comparaison.

système site-ville est alors excité à cette fréquence d'interaction site-ville ($f^R = \{ f^S = f^B \}$), l'amplitude des vibrations devient extrême (L1C2 et L4C1)¹ (Fig.30). A contrario, les vibrations sont relativement faibles lorsque les fréquences propres de sol et d'immeubles sont très différentes (B2S à $H = 50m$). Ces fréquences de coïncidence, multiples dans le cas d'une ville inhomogène, génèrent également des fréquences multiples de résonance d'interaction site-ville.

- Les oscillations d'immeubles se décomposent toujours en une partie principale relativement cohérente, et une partie secondaire relativement incohérente. L'écart-type semble plus élevé que

¹ L = Ligne, C = Colonne

CHAPITRE 3 : Interaction site-ville : modèle simplifié sous excitation SH

pour la ville homogène périodique (Fig.8). Cette perte de cohérence, prévisible, est imputable à l'irrégularité de la ville qui, même sous incidence verticale, produit un champ incohérent.

- A profondeur et excitation identiques, les oscillations de l'un ou l'autre type d'immeubles présentent des amplitudes et profils respectifs assez différents (Par exemple, $H = 25m$ et $f^R = 1Hz$ (Fig.30)). Malgré leur relative dispersion spatiale, des immeubles identiques réagissent de la même façon et indépendamment de leurs voisins d'un type différent. Cette *sélectivité* de l'effet de groupe indique que les caractéristiques vibratoires des structures *et* du sol sont déterminantes pour caractériser la réponse de la ville.
- Les vibrations des immeubles B1S sont généralement plus amplifiées que celles des B2S, probablement parce qu'ils sont plus élancés.

Ces résultats sont en concordance avec ceux obtenus pour la ville homogène périodique : des immeubles d'une même catégorie tendent à réagir de façon similaire. Cet effet de couplage est atteint par l'intermédiaire du sol à partir d'une interaction structure/sol/structure à l'échelle locale [Guéguen, 2000]. Celui-ci est spécialement favorisé pour des fréquences propres d'immeubles et de sol voisines. Lorsqu'une onde incidente excite le système site-ville à ces fréquences particulières que nous dénomons *fréquences de résonance d'interaction site-ville*, l'amplitude des vibrations devient maximale. Dans le cas d'une ville irrégulière, des groupes d'immeubles de catégorie différente peuvent s'influencer mutuellement, par exemple si un mode de résonance du sol n'est pas éloigné des modes respectifs de ces immeubles.

Parallèlement, la structure irrégulière de la ville tend à augmenter l'effet de décorrélation. Seule la structure intrinsèque de la ville peut décider lequel des deux effets, soit de groupe (cohérent) soit de décorrélation, l'emporte. Il est clair que la prédiction de cette issue n'est pas à la portée d'une étude déterministe, mais relève d'une analyse probabiliste.

4.3 Réponses à l'intérieur de la ville

4.3.1 Analyse des perturbations

Sur les Figures 31, nous représentons d'abord les fonctions de transfert des perturbations entre immeubles pour différentes épaisseurs de couche. Nous donnons alors sur la Figure 32 leur trace temporelle (moyenne avec écart-type) sous les fréquences d'excitation $f^R = 1Hz$ et $2Hz$.

Les fonctions de transfert des perturbations entre immeubles présentent un (des) pic(s) aux fréquences de résonance d'immeubles. Ces pics sont maximaux lorsque fréquences d'immeubles et de sol coïncident. L'irrégularité de la ville produit une plus grande dispersion des réponses aux différents points.

4. Modèle de ville hétérogène non périodique sous excitation SH

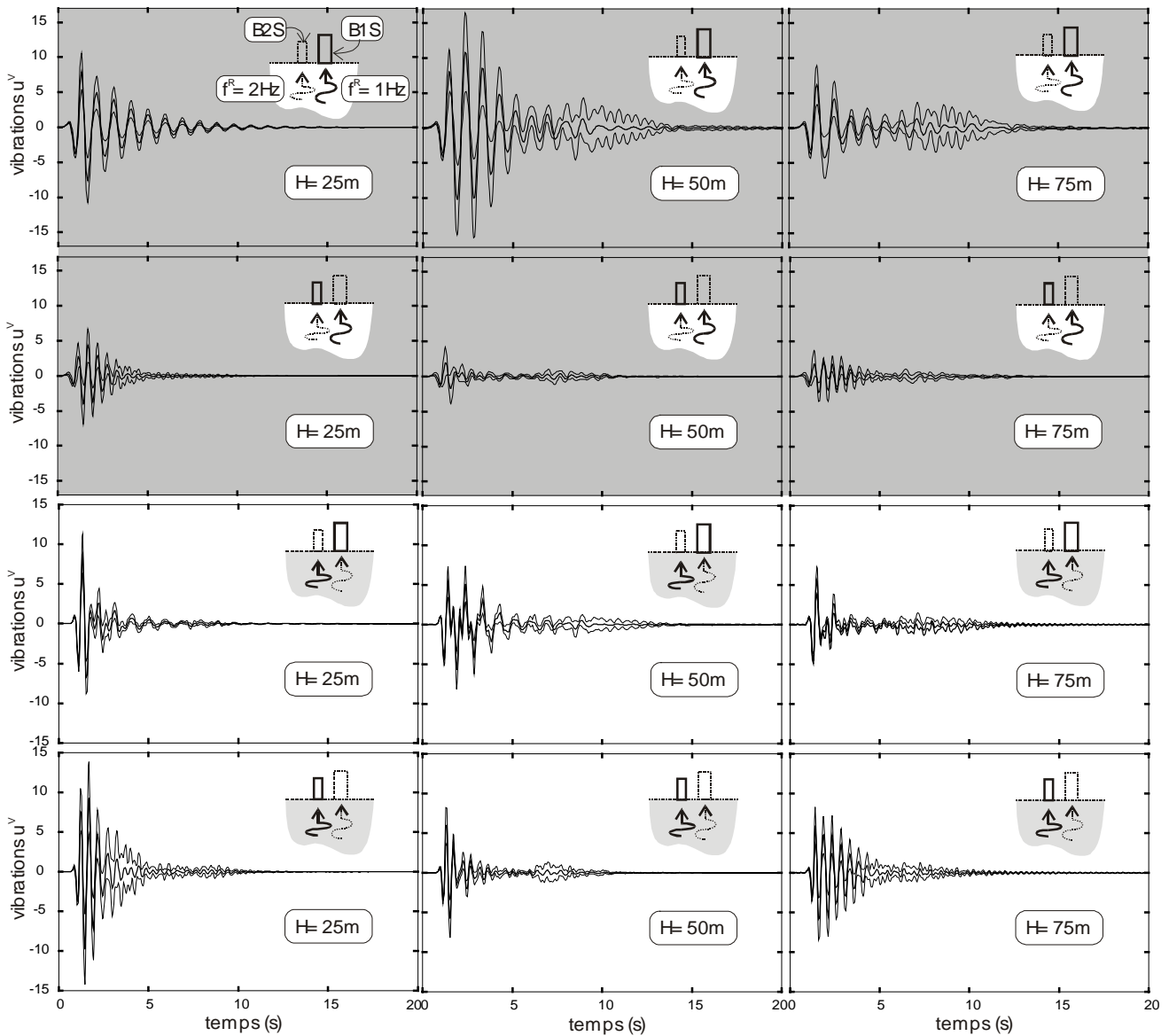


Figure 30 : Vibrations au sommet des groupes d'immeubles B1S et B2S de la ville inhomogène non périodique pour les épaisseurs de couche $H = 25, 50$ et 75m . L1. Immeubles B1S sous la fréquence d'excitation $f^R=1\text{Hz}$ L2. immeubles B2S sous la fréquence d'excitation $f^R=1\text{Hz}$ L3. immeubles B1S sous la fréquence d'excitation $f^R=2\text{Hz}$ L4. immeubles B2S sous la fréquence d'excitation $f^R=2\text{Hz}$.

Sur les traces temporelles, le profil des perturbations semble être une superposition des profils de vibrations d'immeubles. Ces perturbations se divisent encore en une partie principale et une partie secondaire. L'oscillation principale est de plus grande amplitude et équiphase. Elle correspond aux vibrations principales d'immeubles retransmises dans le sol sous résonance verticale de la couche. Elle est donc particulièrement amplifiée aux fameuses fréquences de coïncidence. L'oscillation secondaire est de moindre amplitude et incohérente. Nous savons que cette décorrélation est imputable à une différence de phase due à la propagation d'une onde de surface. Cette différence de phase est un moyen (qualitatif) de la distinguer de l'oscillation principale, dans la mesure où les deux parties du signal deviennent maintenant équitablement incohérentes. Cette augmentation générale de la décorrélation des solutions dans la ville était prévisible, puisqu'une ville irrégulière est en soi une source d'effets latéraux (dissymétrie).

CHAPITRE 3 : Interaction site-ville : modèle simplifié sous excitation SH

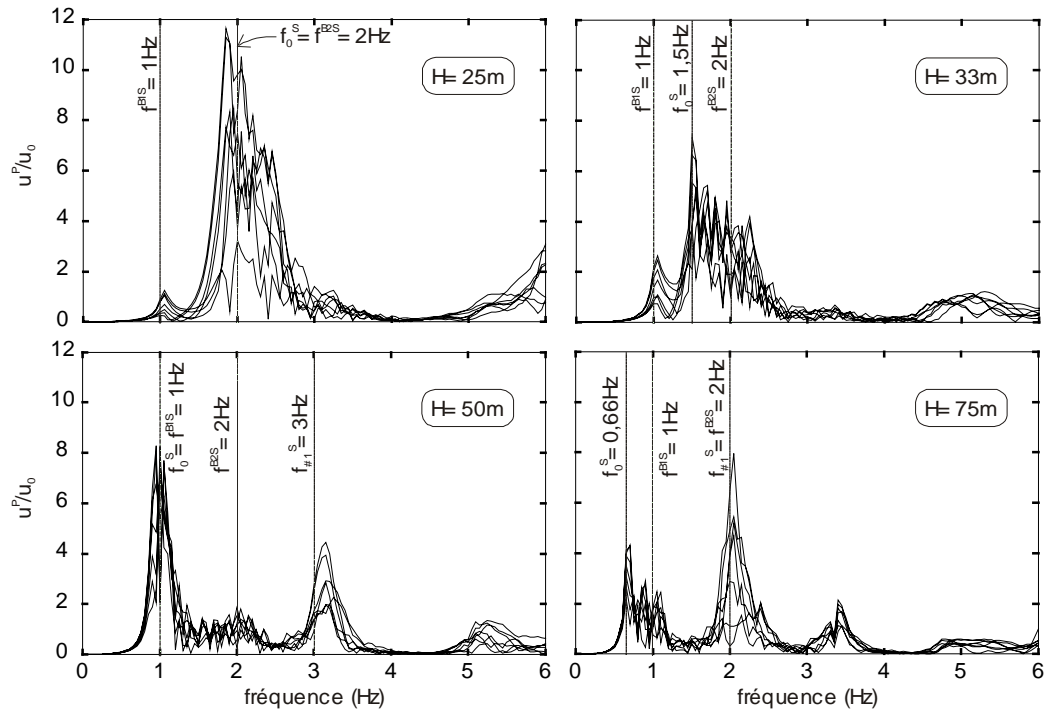


Figure 31 : Fonctions de transfert des perturbations entre immeubles dans la ville inhomogène non périodique pour différentes épaisseurs de couche.

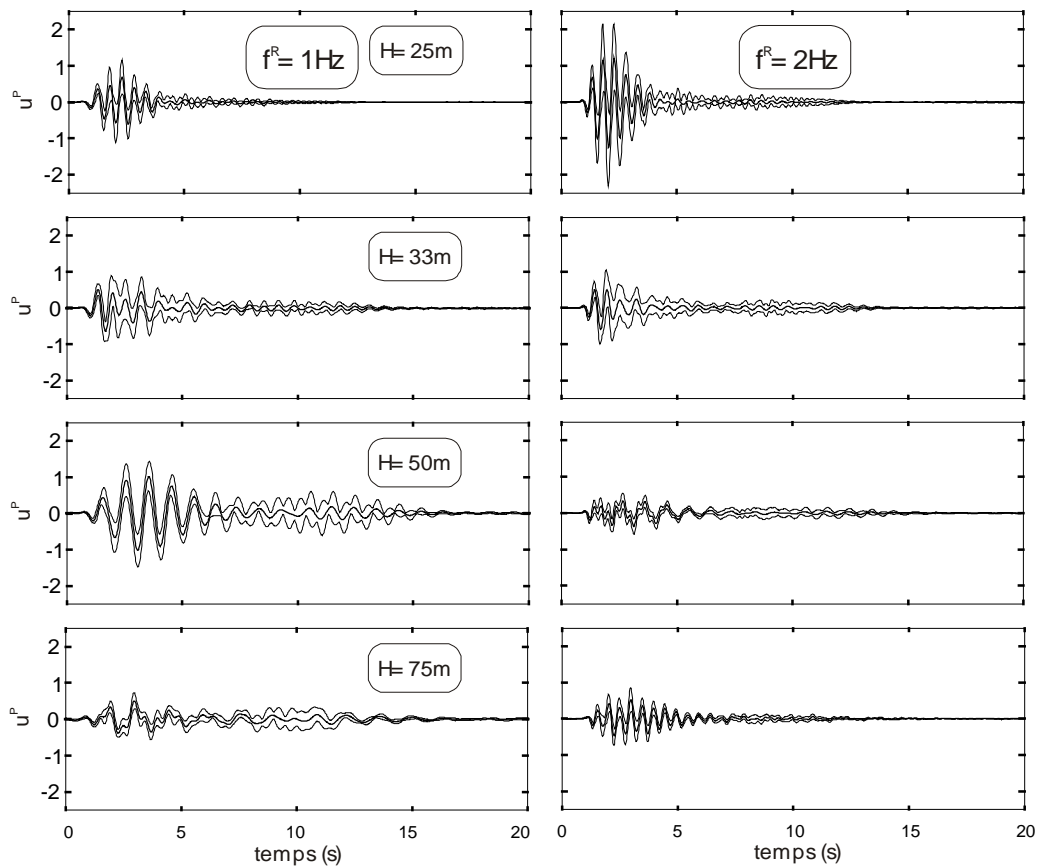


Figure 32 : Perturbations entre immeubles de la ville inhomogène non périodique pour différentes épaisseurs de couche et sous les fréquences d'excitation $f^R = 1\text{Hz}$ et 2Hz .

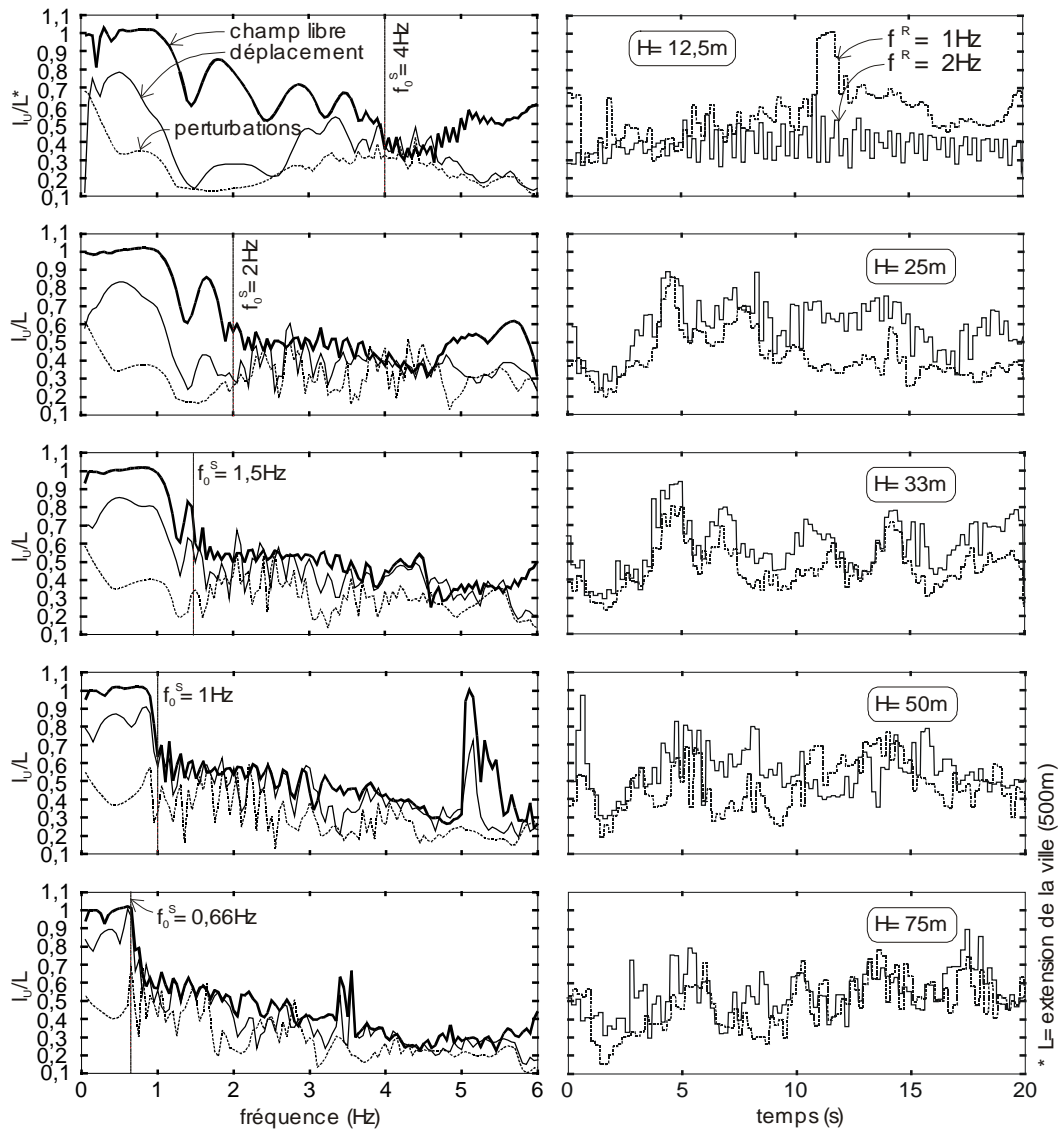


Figure 33 : Longueur de cohérence spatiale du déplacement total et des perturbations dans la ville inhomogène non périodique en fonction de la fréquence (gauche) et du temps (droite) pour différentes épaisseurs de couche. En fonction du temps, les fréquences d'excitation $f^R = 1\text{Hz}$ et 2Hz sont considérées.

4.3.2 Analyse de la longueur de cohérence spatiale

A gauche de la Figure 33, nous représentons la longueur de cohérence spatiale du déplacement total l_u et des perturbations l_u^P à l'intérieur de la ville en fonction de la fréquence et pour différentes épaisseurs de couche. La longueur de cohérence du déplacement total est comparée à celle du champ libre. Dans la ville non périodique, la longueur de cohérence spatiale est calculée à partir de points situés tous les 5m. A droite de la même figure, nous donnons ensuite l'évolution temporelle de la longueur de cohérence spatiale des perturbations sous les fréquences d'excitation $f^R = 1\text{Hz}$ et 2Hz .

Sur les courbes de fréquence, la perte de cohérence spatiale des perturbations apparaît très nettement : les valeurs chutent irrémédiablement. Les valeurs les plus élevées atteignent $l_u^P \approx 0,6$ et

CHAPITRE 3 : Interaction site-ville : modèle simplifié sous excitation SH

paraissent localisées autour des fréquences d'immeubles voisines de la fréquence fondamentale du sol (Par exemple, 2Hz à $H = 33\text{m}$, 1Hz à $H = 75\text{m}$).

La présence de la ville irrégulière tend assez significativement à réduire la cohérence spatiale du déplacement total en champ libre. Contrairement à la tendance de l_u^P , la diminution de l_u se localise assez systématiquement, semble-t-il, aux fréquences de coïncidence entre modes de sol et d'immeubles : par exemple, à 2Hz à $H = 25\text{m}$, à 1Hz et 2Hz à $H = 75\text{m}$.

En fonction du temps, la perte de cohérence des perturbations est également assez nette. Elle affecte particulièrement la partie principale du signal ($t \leq 5\text{s}$), avec un creux à $l_u \approx 0,2$. De manière générale, elle apparaît plus courte sous la fréquence d'excitation $f^R = 2\text{Hz}$ que 1Hz . Mais la diminution de longueur d'onde sous une fréquence d'excitation plus élevée peut expliquer cette différence.

4.4 Analyse des perturbations à l'extérieur de la ville

Sur la Figure 34, nous représentons le champ de perturbations à gauche de la ville pour différentes épaisseurs de couche et sous les fréquences d'excitation $f^R = 1\text{Hz}$ et 2Hz .

Le champ d'ondes rayonnées par la ville présente un train d'ondes principal et un train d'ondes secondaire. Le train d'onde principal est émis par les vibrations d'immeubles provenant de la ville. Il est plus important quand l'effet de groupe des immeubles est renforcé, ce qui se produit aux fameuses fréquences de coïncidence dites d'interaction site-ville ($H = 25\text{m}$ sous $f^R = 2\text{Hz}$ et $H = 50\text{m}$ sous $f^R = 1\text{Hz}$).

Le train d'onde secondaire est dû au passage d'une onde latérale après avoir traversé la ville. Elle n'est donc pas émise par la ville, mais indique plutôt quelque chose comme le « potentiel de décorrélation » lié aux effets de bassin. Celui-ci est logiquement plus fort pour $H = 50\text{m}$ et 75m sous $f^R = 1\text{Hz}$.

Enfin, d'après l'ensemble des résultats obtenus, l'amplitude des ondes principales est enfin plus faible à droite de la ville qu'à gauche. Cette dissymétrie traduit la densité plus grande de la ville vers la gauche.

4.5 Influence de la fréquence d'excitation (Ricker)

Dans la ville homogène périodique, le calage de la fréquence centrale du Ricker à la fréquence fondamentale du sol produisait une diminution de l'effet de groupe des immeubles à mesure que f_0^S s'éloignait de f^B . Dans le cas présent, la variation de la fréquence du Ricker avec l'épaisseur de couche est accompagnée d'un effet de groupe maintenu des immeubles. Celui-ci présente en effet des caractéristiques peu différentes des résultats présentés sur les Figures 29 à 34.

Par rapport à la ville homogène périodique, l'ajout d'un type d'immeubles (BIS) favorise l'interaction site-ville dans la bande de fréquence $[1 - 2\text{Hz}]$. Cette élargissement de la bande active de l'interaction site-ville provient de ce que, à nombre d'immeubles différents plus grand, les fréquences de coïncidence entre modes de sol et de bâtiments deviennent également plus nombreuses.

4. Modèle de ville hétérogène non périodique sous excitation SH

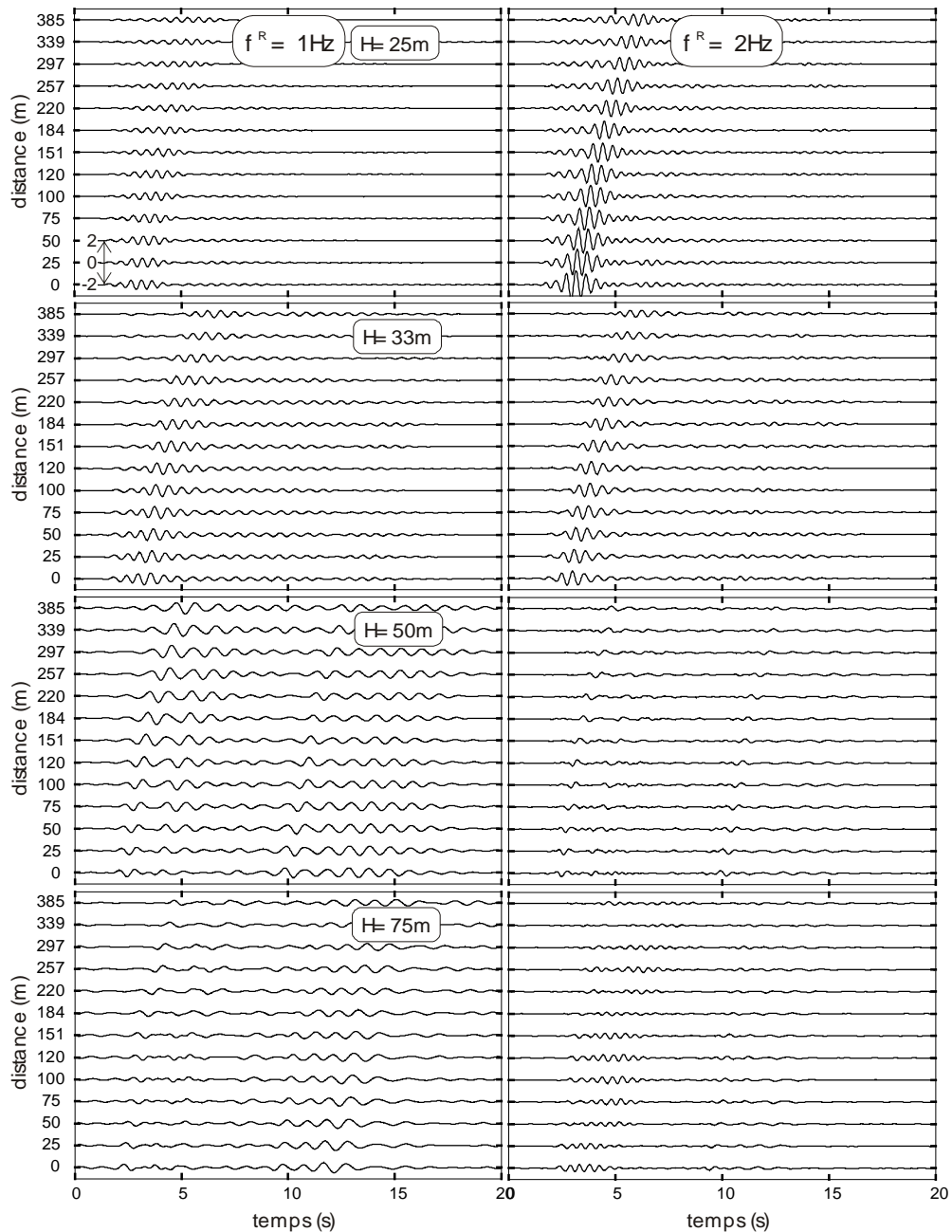


Figure 34 : Champ de perturbations à gauche de la ville inhomogène non périodique pour différentes épaisseurs de couche et sous les fréquences d'excitation $f^R = 1\text{Hz}$ (gauche) et 2Hz (droite).

4.6 Analyse énergétique

Sur la Figure 35, nous représentons la répartition d'énergie du déplacement (à gauche) et des perturbations (à droite) à l'intérieur de la ville à différentes profondeurs et sous les fréquences d'excitation $f^R = 1\text{Hz}$, 2Hz et f^S . La répartition des immeubles dans la ville irrégulière est esquissée afin de faciliter l'interprétation.

La répartition des différentes énergies est irrégulière à l'intérieur de la ville. L'énergie du déplacement descend jusqu'à 60% à certaines positions mais dépasse également 100% à certaines autres, où le déplacement en surface est donc amplifié par rapport à celui du champ libre. La tendance

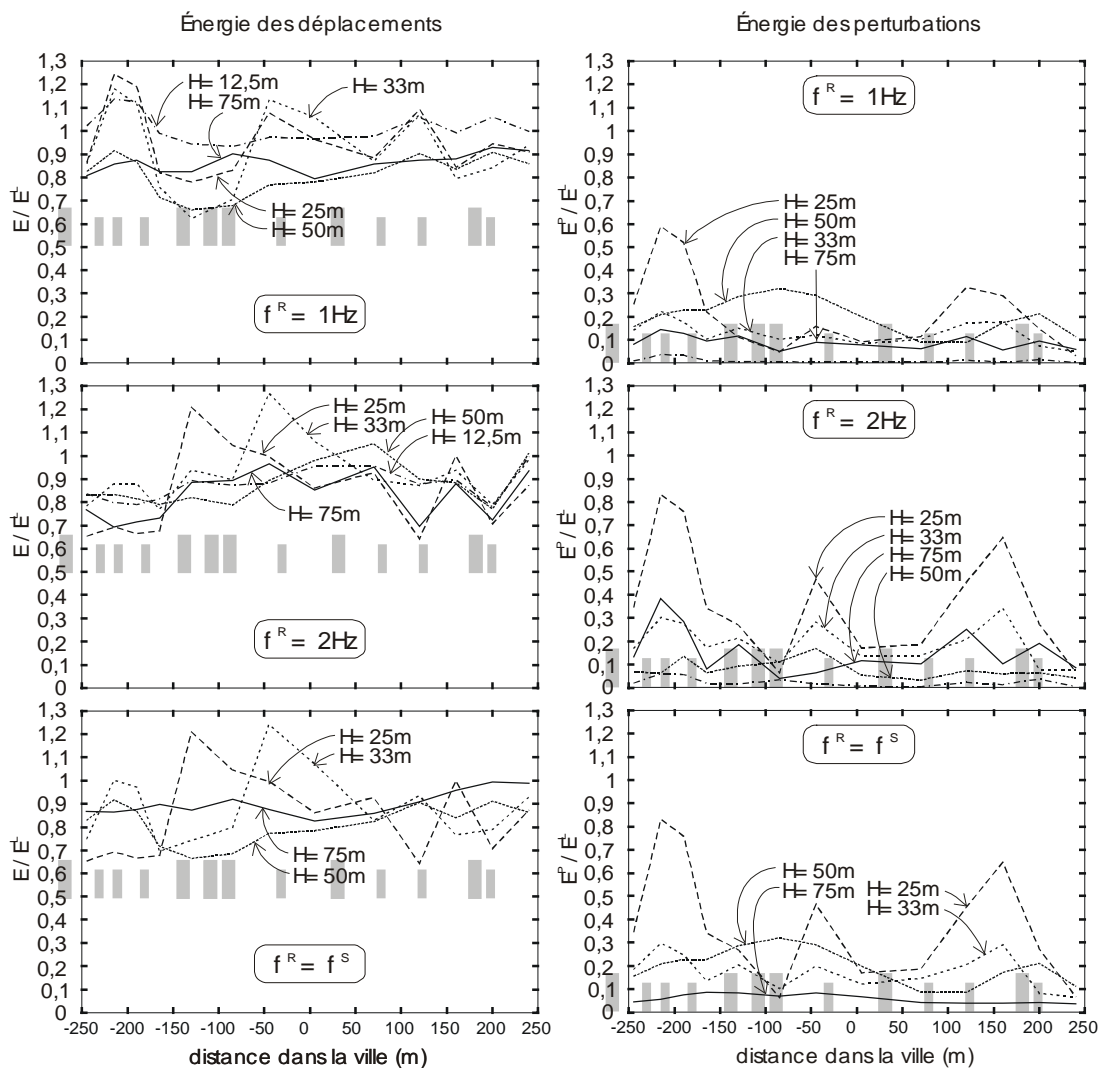


Figure 35 : Énergies des déplacements (droite) et des perturbations (gauche) à l'intérieur de la ville inhomogène non périodique pour différentes épaisseurs de couche et sous les fréquences d'excitation $f^R = 1\text{Hz}$, 2Hz et f^S

est similaire mais inversée pour l'énergie de perturbations : elle demeure en général assez basse (inférieure à 30%) avec des pointes sporadiques atteignant 80%.

La distribution irrégulière de l'énergie n'est pas sans relation avec la distribution irrégulière des immeubles à l'intérieur de la ville. En effet, l'énergie de déplacements a tendance à diminuer aux pieds des immeubles mis en vibration. Cette diminution est d'autant plus importante que le groupe d'immeubles est plus dense ou, ce qui revient au même, que l'effet de groupe est plus fort. De manière opposée, l'énergie des perturbations augmente plutôt aux pieds de ces groupes d'immeubles mis en vibration. Ce mécanisme d'inversion a été souligné pour la ville périodique et désigné comme un transfert de l'énergie de déplacement à celle des perturbations. Ces transferts d'énergie ont pour effet une stabilisation des mouvements (réduction de E) de surface par rapport au champ libre.

Sur la Figure 36 sont représentées, en fonction de l'épaisseur de couche, les moyennes d'énergie des déplacements (à gauche) et des perturbations (à droite) à l'intérieur (en haut) et à l'extérieur (en bas) de la ville pour diverses valeurs de fréquence.

4. Modèle de ville hétérogène non périodique sous excitation SH

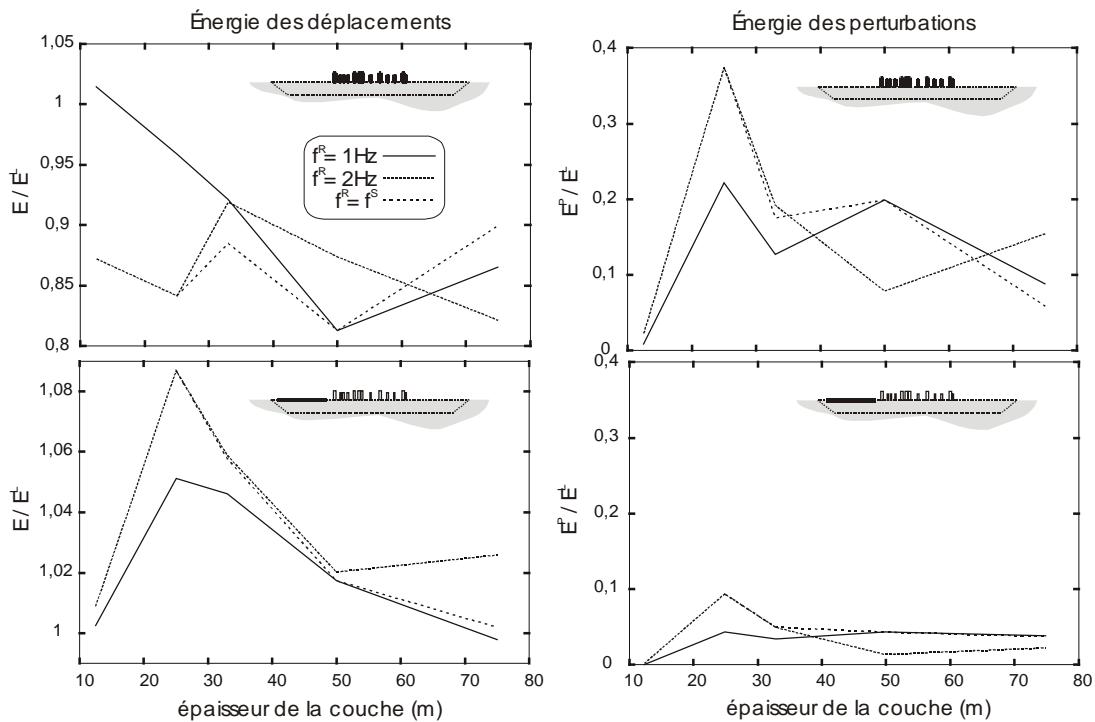


Figure 36 : Moyenne des énergies des déplacements (gauche) et des perturbations u^P (droite) à l'intérieur (haut) et à l'extérieur (bas) de la ville inhomogène non périodique en fonction de la épaisseur de couche et pour différentes fréquences d'excitation.

L'énergie moyenne du déplacement varie entre 80% et 100%, tandis que celle des perturbations ne dépasse guère 40%. L'un et l'autre type d'énergies ont une évolution inversée l'une de l'autre. La réduction d'énergie du déplacement est du même ordre de grandeur (autour de 80%) que pour la ville homogène périodique, à densité comparable ($N = 10$ à 16) (Fig.23). Elle cache cependant des irrégularités de répartition, moins marquée dans la ville régulière.

Les moyennes d'énergie des perturbations à l'intérieur et à l'extérieur de la ville suivent une évolution identique, et sont donc inverses à celle du déplacement. L'énergie des perturbations à l'extérieur de la ville est de l'ordre de 10%, comme pour la ville homogène périodique. Mais cette énergie était 10 fois inférieure à l'extérieur qu'à l'intérieur de la ville homogène périodique, tandis que le rapport n'est plus que de 4 ici. Qui plus est, à densité comparable, il semble même que l'énergie « rayonnée » par la ville irrégulière soit plus grande que dans la ville régulière. Cette différence peut en partie s'expliquer par la part plus importante des ondes de surface favorisées par les effets latéraux.

4.7 Analyse de la durée des signaux eu sein de la ville

Sur la Figure 37 est représentée l'évolution en fonction de l'épaisseur de couche des moyennes de durée des déplacements (à gauche) et des perturbations (à droite) à l'intérieur de la ville irrégulière, sous diverses fréquences d'excitation. La durée du déplacement en champ libre est indiquée à titre de comparaison. Les moyennes sont calculées de la même manière que pour l'énergie, sur l'ensemble des valeurs à l'intérieur de la ville.

Comme pour la ville périodique, la durée moyenne tend à augmenter en fonction de l'épaisseur de couche. Cette progression est clairement liée au renforcement des effets de bassin. La présence de la ville tend généralement à réduire la durée du mouvement en champ libre. Cette diminution nous paraît

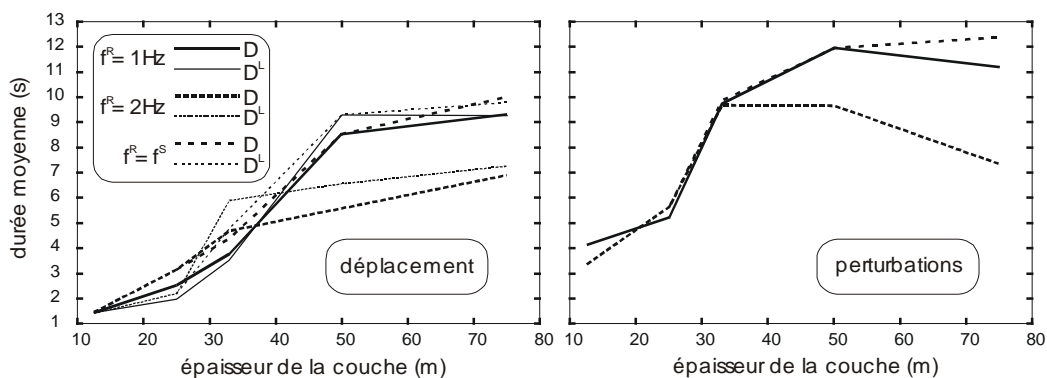


Figure 37 : Moyenne des durées des déplacements (gauche) et de perturbations (droite) à l'intérieur de la ville inhomogène non périodique en fonction de l'épaisseur de couche et sous différentes fréquences d'excitation. La durée moyenne du déplacement en champ libre apparaît également.

plus importante dans des conditions favorables à l'effet de groupe de immeubles ($H = 33\text{m}$ et 50m sous $f^R = 2\text{Hz}$).

5 Conclusions générales

L'étude du modèle site-ville simplifié constitué d'une ville homogène périodique posée sur une couche de sol quasi-unidimensionnelle reposant sur un substratum rigide conduit aux conclusions suivantes :

- La densité de la ville renforce l'effet de couplage d'un réseau d'immeubles identiques. Cet effet de groupe a pour incidence d'abaisser la fréquence de résonance du système-ville, de diminuer l'amplitude des vibrations d'immeubles et de raccourcir leur durée.
- L'interaction site-ville se décompose en deux effets : un effet de groupe ou effet cohérent qui se produit autour de fréquences particulières situées à la coïncidence des fréquences de résonance du sol et d'immeubles ; un effet incohérent ou incohérent qui se produit pour des intervalles de fréquence situés en dehors des fréquences de résonance du sol.
- L'effet cohérent est engendré par les vibrations simultanées (en concordance de phase) d'immeubles identiques se transmettant vers le sol. Le couplage entre immeubles est ainsi favorisé à la coïncidence des fréquences du sol et d'immeubles, à laquelle l'énergie des vibrations est partagée entre les immeubles via le sol. Le couplage entre immeubles produit des perturbations relativement cohérentes à l'intérieur de la ville et d'amplitude proportionnelle à son importance. Ces perturbations de grande amplitude issues des vibrations d'immeubles sont appelées principales ou directes.
- L'effet de décorrélacion est engendré par les multiples effets latéraux susceptibles d'affecter le système site-ville. Il devient prédominant par exemple quand l'effet de groupe des immeubles diminue ($f^S \neq f^B$) ou quand une onde de surface traverse la ville. Cela se traduit par une perte de cohérence spatiale du mouvement à l'intérieur de la ville. L'effet de décorrélacion est aussi sensible aux effets bidimensionnels du bassin que l'effet cohérent à la résonance verticale.
- La résonance site-ville produit une onde rayonnée. Son importance est tributaire de la quantité d'énergie de vibration transmise par les immeubles dans le sol. Cette énergie transmise correspond

5. Conclusions générales

à la partie principale de l'onde émise. Celle-ci comporte également une partie secondaire, reflétant quant à elle l'importance des effets de décorrélation dans le système.

- L'énergie du déplacement en surface à l'intérieur de la ville décroît à mesure que l'interaction site-ville croît. Celle des perturbations croît de manière inverse. Cette inversion serait imputable à un mécanisme de transfert d'énergie entre les deux grandeurs. Le principe de ces transferts tient à ce que l'effet de groupe des immeubles, en désamplifiant le mouvement en surface dans la ville (baisse d'énergie), accroît le différentiel de déplacement par rapport au champ libre, ce qui se répercute automatiquement sur l'amplitude des perturbations (gain d'énergie).

L'étude d'une ville inhomogène non périodique apporte les enrichissements suivants aux considérations précédentes :

- Plus la ville est inhomogène, plus les fréquences de coïncidence entre sol et immeubles sont nombreuses, et plus la « bande d'activation » de l'interaction site-ville est étendue.
- *Simultanément*, la structure irrégulière de la ville affaiblit la cohésion des immeubles (effet de groupe) et favorise la décorrélation des réponses d'immeubles. Cet effet de décorrélation entre en compétition avec l'effet précédent. Le résultat peut pencher en faveur soit du l'un, soit de l'autre, soit des deux en même temps ou bien être nul. Il n'est pas possible d'en établir les règles à partir de la ville particulière considérée dans cette étude.
- La diminution de l'énergie des déplacements par transfert d'énergie est du même ordre de grandeur que pour la ville homogène périodique à densité comparable, mais cache des inégalités assez marquées dans la répartition. Cette diminution est plus marquée aux pieds des immeubles excités et croît selon la densité du groupe restreint.

CHAPITRE 4

Interaction site-ville :
modèle simplifié sous excitation SV

1 Introduction

Le Chapitre 3 constitue une étude paramétrique de l'interaction site-ville ayant pour buts de mettre en évidence les phénomènes caractéristiques de cette interaction, d'en déterminer les paramètres de contrôle et d'en produire autant que possible des grandeurs d'évaluation (longueur de cohérence spatiale, énergie, durée). Deux effets sont finalement déterminés pour décrire les phénomènes dans leur ensemble :

- Effet de groupe ou effet cohérent

Les fréquences de résonance des bâtiments et du sol sont égales $f^B = f^S$. Aux fréquences d'excitation correspondant à ces fréquences de coïncidence $f^R = \{ f^B = f^S \}$, le couplage entre structures via le sol se resserre, l'effet de groupe des immeubles s'accroît, les vibrations d'immeubles transmises au sol augmentent en amplitude.

- Effet de décorrélation ou effet incohérent

En dehors de ces fréquences d'intersection, l'effet de groupe des immeubles se relâche. L'amplitude des vibrations d'immeubles transmises au sol diminue.

- La structure irrégulière de la ville a pour effet de multiplier les fréquences d'intersection ou fréquences de résonance d'interaction site-ville. La gamme de fréquences actives où survient l'ISV s'élargit. *Conjointement*, cette irrégularité augmente inéluctablement l'effet de décorrélation en réduisant le couplage entre immeubles.
- Pour un effet d'interaction site-ville croissant, l'énergie des déplacements dans l'enceinte de la ville décroît tandis que celle des perturbations croît. Ces échanges d'énergie se font par un mécanisme de transfert d'une grandeur à l'autre.

Les résultats obtenus pour une onde SH doivent maintenant être vérifiés pour une onde SV. Dans le chapitre précédent, la modèle site-ville est invariant par translation suivant l'axe du bassin. Si cette représentation peut être valide pour le modèle de sol, elle est de toute évidence irréaliste pour le modèle de ville : les immeubles sont assimilables à des blocs homogènes infiniment longs suivant la direction de sollicitation (SH). Sous une onde SV, les blocs homogènes infiniment longs représentatifs des immeubles sont excités dans les deux directions e_x et e_y du plan. Ce mode de sollicitation est déjà plus réaliste et représentatif de l'interaction sol/structure ayant véritablement lieu. Sur ce point, l'emploi de blocs homogènes peut également s'avérer être une simplification trop grossière. La détermination du modèle d'immeubles adéquat peut être à elle seule l'objet d'une étude à part entière.

2 Modèle site-ville simplifié sous excitation SV

2.1 Description des modèles de site et de ville : récapitulatif

Le modèle site-ville simplifié est exactement identique à celui utilisé au chapitre précédent pour l'onde SH.

2.1.1 Modèle de sol

Le modèle de sol bidimensionnel est constitué d'un remplissage quasi-unidimensionnel reposant sur un substratum rigide semi-infini. Il est donné sur la Figure 1 du Chapitre 3. Les propriétés mécaniques correspondantes sont données dans le Tableau 1 du Chapitre 3. Afin de favoriser le piégeage des ondes à l'intérieur de la couche, le rapport de vitesse entre couches est élevé à 5. La fréquence fondamentale de résonance *en cisaillement* de la couche quasi-unidimensionnelle est donnée par la formule de Haskell $f_0 = c_s / 4H$, où c_s désigne la célérité des ondes de cisaillement. Le sol présente un comportement visco-élastique linéaire et isotrope.

2.1.2 Modèle de ville

Le modèle de ville considéré est *homogène* et *périodique* de la même manière qu'au chapitre précédent, et par opposition à la ville *inhomogène* et *non périodique* que nous introduirons par la suite. La fréquence fondamentale de l'immeuble constituant la ville homogène périodique est toujours $f^B = 2Hz$ (immeuble B2S) (Chap.3.Tab.1). La ville est caractérisée par sa densité $\theta = S_B / S_S$, où S_B désigne l'aire occupée par la base de tous les immeubles et S_S la surface totale de la ville. En fixant l'extension de la ville constante $S_S = 500m$, la densité de la ville θ devient proportionnelle aux nombre d'immeubles N : $\theta = 10N / 500$.

2.1.3 Étude paramétrique

Le modèle bidimensionnel site-ville est soumis à une onde plane de type SV et d'incidence verticale. Le calcul numérique est effectué à l'aide d'une méthode d'équations intégrales en régime stationnaire (confère Annexe 1), c'est-à-dire en considérant des solutions sinusoïdales. Les solutions temporelles sont ensuite calculées par transformée de Fourier inverse. Dans le domaine temporel, nous prenons pour source excitatrice un signal de Ricker d'ordre 2 centré à la fréquence f^R et d'amplitude $u_0 = 2$. La variation des divers paramètres s'opèrent de la manière suivante :

- Calage de la fréquence fondamentale du sol f^S par rapport à celle de l'immeuble $f^B = 2Hz$, de façon à avoir : $f^B / f^S = 0,5, 1, 1,5, 2$ et 3 . De manière équivalente, il revient à faire varier l'épaisseur H de la couche superficielle aux valeurs $12,5m, 25m, 33m, 50m$ et $75m$.
- En ce qui concerne la ville, la densité θ est prise égale à $0,2, 0,34, 0,5$ et $0,66$. Le nombre d'immeubles N est alors égal à $10, 16, 25$ et 33 .
- Pour la source excitatrice, la fréquence centrale du Ricker f^R est calée à la fréquence fondamentale de l'immeuble : $f^R = f^B = 2Hz$ puis sur celles du sol : $f^R = f^S$.

2.1.4 Paramètres calculés

Nous nous intéressons alors aux *vibrations* d'immeubles de la ville, qui se définissent comme le mouvement au sommet u^T par rapport à la base u^B : $u^V = u^T - u^B$. La modification du mouvement en champ libre induite par ces vibrations est estimée à l'aide de la quantité $u^P = u - u^L$, où u est le déplacement total en surface et u^L celui du champ libre (sans la ville). Cette quantité est dénommée *perturbation*.

Nous nous intéressons également à la cohérence spatiale du mouvement à l'intérieur de la ville. Pour ce faire, nous introduisons la longueur de cohérence spatiale déplacement total en surface l_u [Clouteau, 2002], dont la définition est donnée dans le Chapitre 3 (§2.4.2 Équations 2 à 4). En lui introduisant une légère modification, nous faisons apparaître la perturbation u^P dans cette définition, qui représente alors pour nous une estimation de la longueur de cohérence spatiale des perturbations l_u^P .

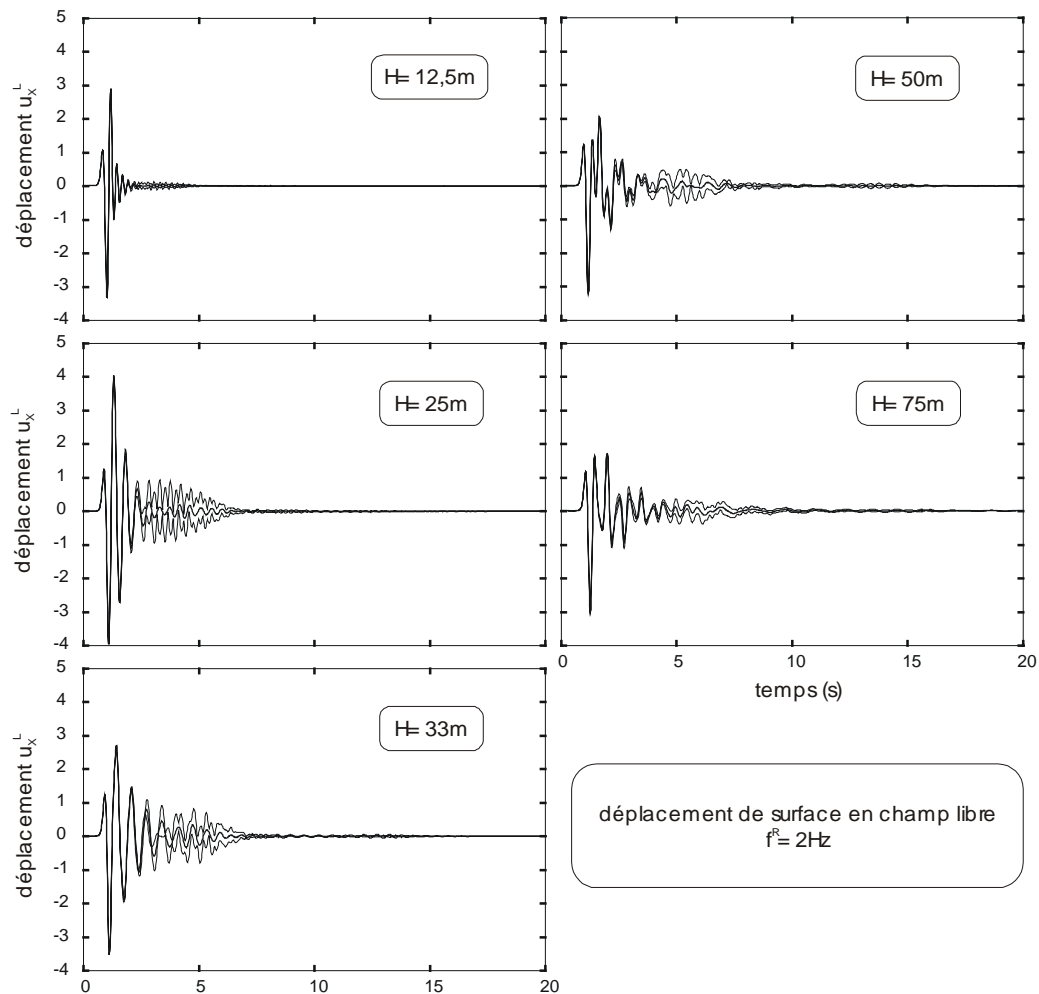


Figure 1 : Déplacement horizontal u_x à la surface du champ libre du modèle de sol quasi-unidimensionnel, pour les épaisseurs de couche $H=12,5$, 25 , 33 , 50 et $75m$ et sous la fréquence centrale d'excitation $f^R = 2Hz$.

Enfin, à l'intérieur comme à l'extérieur de la ville, nous prenons également sur l'ensemble des phénomènes le point de vue de l'énergie. La définition de cette énergie est donnée par la formule (Chap.3.Eq.5).

A partir de cette énergie cumulée, nous définissons la durée D du signal au sens de Trifunac, comme la longueur de la fenêtre temporelle contenant entre 5% et 95% de l'énergie totale du signal.

2.2 Réponse du modèle simplifié de sol en champ libre

Nous faisons apparaître sur la Figure 1 le déplacement horizontal u_x à la surface du champ libre, aux points correspondant à la future extension de la ville et sous un Ricker incident de fréquence centrale $f^R = 2Hz$. La moyenne avec écart-type des solutions aux différents points ($N = 33$) est calculée pour différentes épaisseurs de couche. Le déplacement vertical u_y , négligeable, n'est pas représenté.

Les résultats obtenus sous une onde SV sont très similaires à ceux obtenus sous une onde SH (Chap.3.Fig.4). L'amplification du déplacement surfacique est maximale à $H = 25m$, c'est-à-dire pour $f^R = f^S$. La durée du signal augmente progressivement avec l'épaisseur de couche. En revanche, la

dispersion des solutions aux différents points apparaît plus tôt (à partir de 3 secondes) que pour une onde SH (à partir de 5 secondes). Cette dispersion reflète les effets latéraux et la propagation d'une onde de surface à travers la couche. Nous avons vu que celle-ci est à l'origine des effets de décorrélation pouvant affecter la ville. Cette dispersion avancée ne permet pas une claire distinction entre oscillations principales et oscillations secondaires, dont nous tenterons de mesurer les conséquences un peu plus loin.

2.3 Réponse d'un immeuble isolé pour le modèle de bassin simplifié

2.3.1 Caractéristiques vibratoires de la structure incluant l'interaction avec le sol

Les bâtiments de surface sont représentés par des blocs élastiques homogènes. Dans le cas d'une onde SV, ceux-ci vibrent dans les deux directions du plan. Comme les dimensions des deux immeubles B1S (40×15) et B2S (30×10) sont maintenues constantes, il est nécessaire de faire un nouveau calage des module d'Young et coefficient de Poisson afin d'obtenir les fréquences fondamentales de résonance : $f^{B1S} = 1\text{Hz}$ et $f^{B2S} = 2\text{Hz}$. La masse volumique et le taux d'amortissement demeurent inchangés pour les deux immeubles, et sont respectivement égales à $\rho = 250\text{kg/m}^3$ et $\xi = 5\%$.

	B1S	B2S
pas vertical (m)	5	5
pas horizontal (m)	5	5
E (MPa)	100	200
ν	0,491	0,491

Tableau 1 : Caractéristiques mécaniques des blocs homogènes pour immeubles B1S et B2S

Le recalage des paramètres s'effectue à l'aide d'un modèle d'éléments de frontière incluant l'immeuble en question reposant sur un demi-espace homogène non borné. Les caractéristiques mécaniques de ce demi-espace reproduisent celles de la couche, avec une masse volumique $\rho = 1800\text{kg/m}^3$, une célérité des ondes S $c_S = 200\text{m/sec}$ et un facteur de qualité en cisaillement $Q_S = 25$.

Les paramètres E et ν sont alors modifiés jusqu'à obtenir un spectre au sommet dont le pic est positionné à la fréquence voulue. La fréquence du pic calculée de cette manière tient ainsi compte de l'interaction de l'immeuble avec le sol. Les nouvelles caractéristiques d'immeubles données dans le Tableau 1.

2.3.2 Réponse d'un immeuble isolé

Avant d'étudier la réponse d'un réseau d'immeubles, nous nous intéressons d'abord à celle d'un immeuble isolé au centre (abscisse 0) du modèle simplifié de sol. Sur la Figure 2 sont représentées les vibrations horizontales au sommet d'un immeuble B1S (à gauche) et B2S (à droite) isolé au centre d'une couche d'épaisseur $H = 25\text{m}$ et soumis aux fréquences d'excitation $f^R = 1\text{Hz}$ (en haut) et 2Hz (en bas).

Les amplitudes maximales d'oscillations sont obtenues pour un immeuble B2S ($\max |u_x^V| \approx 15$), pour lequel nous avons $f^S = f^{B2S}$. Cette correspondance des fréquences de résonance entre la structure et le sol est bien connue pour favoriser l'interaction sol/structure et les transferts énergétiques de l'un à l'autre [Guéguen, 2000a.c][Bard, 1996][Erlingsson, 1996][Kanamori, 1991]. Ces amplitudes diminuent nettement pour un immeuble B1S, pour lequel $f^S \neq f^{B1S}$. Néanmoins, une fréquence d'excitation calée à $f^R = f^{B1S} = 1\text{Hz}$ engendre des amplitudes d'oscillations plus grandes qu'à $f^R = f^S = 2\text{Hz}$.

Les modalités de la réponse des immeubles semblent donc être identiques pour une onde SV que pour une onde SH. Néanmoins, les oscillations au sommet des immeubles sont fortement plus prolongées ici que pour une onde SH (Chap.3.Fig.8). L'amortissement des vibrations des immeubles

3. Modèle de ville homogène périodique sous excitation SV

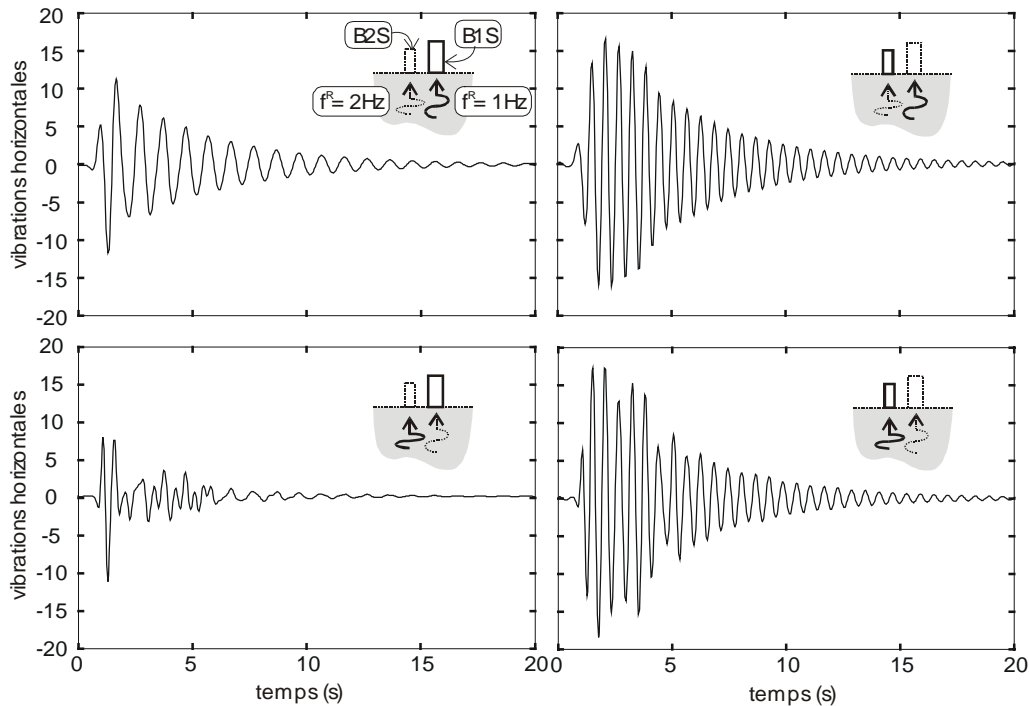


Figure 2 : Vibrations horizontales au sommet d'un immeuble B1S (gauche) ou B2S (droite) isolé au centre d'une couche d'épaisseur $H = 25\text{m}$ et sous les fréquences d'excitation $f^R = 1\text{Hz}$ (haut) et 2Hz (bas).

dans le plan (SV) est donc bien moindre que pour un mouvement antiplan (SH). En effet, la mobilisation du balancement d'immeubles pour lequel l'amortissement structural n'opère pas conduit à un amortissement plus faible dans le cas plan (SV) que dans le cas antiplan (SH), où le cisaillement du bâtiment est toujours mobilisé. Le présent chapitre consacré à une onde SV doit donc donner des résultats plus réalistes. Il permettra notamment de savoir si le prolongement de la vibration des immeubles peut avoir un effet sur la réponse d'ensemble de la ville.

3 Modèle de ville homogène périodique sous excitation SV

3.1 Influence de la variation du nombre d'immeubles

3.1.1 Réponses aux sommets

Sur la Figure 3 sont représentées les vibrations horizontales au sommet des immeubles (B2S), pour une couche d'épaisseur $H = 25\text{m}$, pour différentes densités et sous une fréquence d'excitation $f^R = 2\text{Hz}$. Les fonctions de transfert associées sont également données pour chaque immeuble et comparées à celle de l'immeuble isolé. Nous rappelons que, par fonction de transfert, nous entendons la solution à une onde sinusoïdale d'amplitude unitaire.

Par rapport à l'immeuble isolé (Fig.2), la durée des oscillations est très nettement diminuée (moins de 8 secondes). Cette diminution est plus importante quand le nombre d'immeubles augmente. Elle paraît ainsi liée à l'augmentation de l'effet de groupe des immeubles. Cet effet de groupe se traduit sur les fonctions de transfert par la présence d'un pic autour de 2Hz . Pour $H = 25\text{m}$ ($f^S = 2\text{Hz}$), où

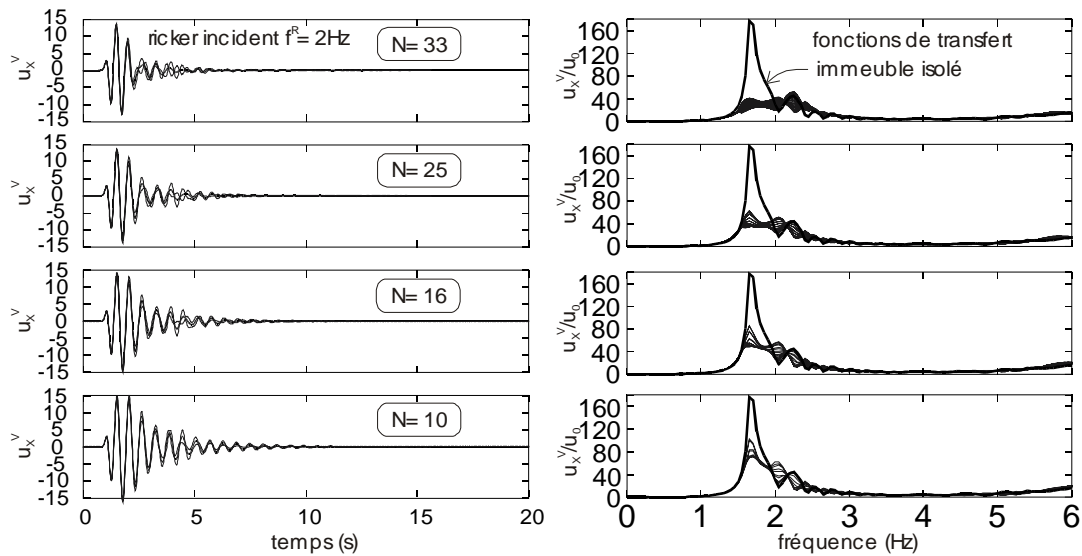


Figure 3 : Vibrations horizontales au sommet des immeubles et fonctions de transfert correspondantes pour une épaisseur de couche $H = 25m$, pour différentes densités et sous une fréquence d'excitation $f^R = 2Hz$. La fonction de transfert correspondant à un immeuble isolé est comparée à celle de chaque immeuble.

l'interaction sol/structure et, partant, le couplage entre structures via le sol sont importants, ce pic est décalé vers $1,7Hz$. L'augmentation de l'effet de groupe avec la densité diminue l'amplitude de ce pic. Cette diminution est très remarquable par rapport à un immeuble isolé. Celle-ci s'accompagne du phénomène de « dédoublement de pic » observé par Guéguen [Guéguen, 2000]. Ce phénomène marque en fait l'apparition de nombreux modes supplémentaires due à l'introduction des immeubles [Semblat, 2002c], entre lesquels se répartit l'énergie de vibration. Ainsi, un grand pic indiquerait que, l'effet de groupe étant plus faible, les immeubles réagissent plus indépendamment les uns des autres. L'augmentation de l'effet de groupe transforme cette collection d'immeubles en collectif, une partie de l'énergie de vibration passe dans l'énergie de couplage, la fréquence du pic de réponse des immeubles s'abaisse et son amplitude diminue au profit d'un resserrement de la cohésion du réseau (la cohérence du réseau étant atteinte grâce à la parfaite symétrie du système : couche unidirectionnelle, immeubles identiques, onde plane d'incidence verticale).

3.1.2 Réponses en surface au sein de la ville

Sur la Figure 4 sont représentées les perturbations horizontales entre immeubles avec les fonctions de transfert en chaque point, pour une couche d'épaisseur $H = 25m$, pour différentes densités d'immeubles et sous une fréquence d'excitation $f^R = 2Hz$.

L'augmentation de la densité engendre une augmentation d'amplitude des perturbations. Contrairement aux vibrations d'immeubles, les perturbations dans la ville sont ainsi d'amplitude proportionnelle à l'effet de groupe des immeubles.

La forme des perturbations est très similaire à celle du cas SH (Chap.3.Fig.9). Néanmoins, l'amplitude maximale apparaît légèrement inférieure à celle du cas précédent ($max |u_x^P| \approx 3$ pour $N = 33$ contre 4 dans le cas SH), alors même que l'amplitude des vibrations d'immeubles est plus grande.

3. Modèle de ville homogène périodique sous excitation SV

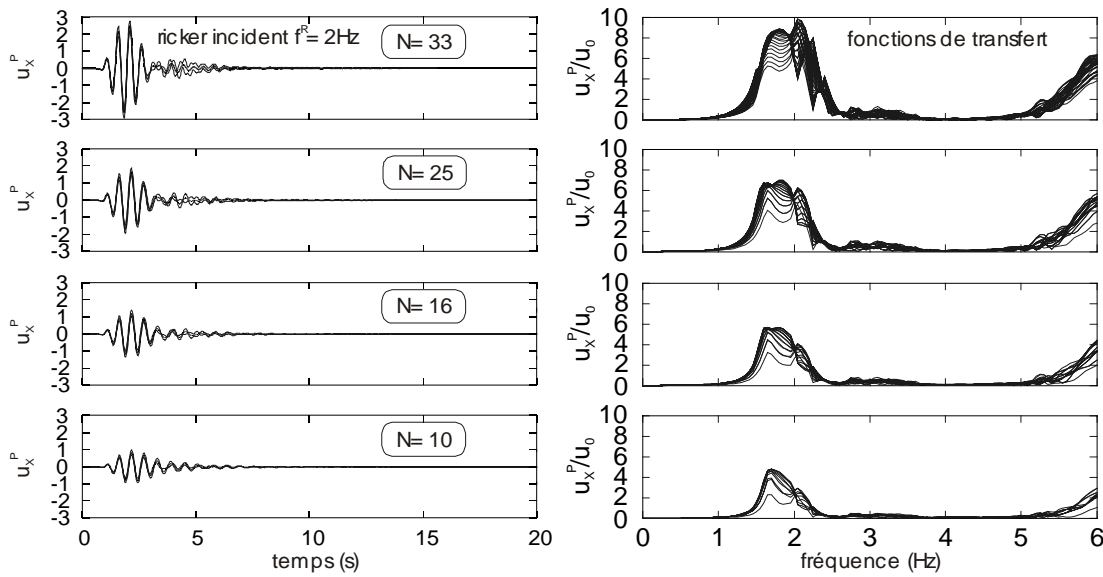


Figure 4 : Perturbations horizontales entre immeubles et fonctions de transfert en chaque point pour une couche d'épaisseur $H = 25m$, pour différentes densités et sous la fréquence d'excitation $f^R = 2Hz$

3.1.3 Ondes rayonnées par la ville

Sur la Figure 5, nous nous intéressons à l'effet de la densité sur les perturbations (mouvement horizontal) calculées à l'extérieur de la ville, le long d'un réseau de points situé à $100m$ de la ville (Chap.3.Fig.1). Celles-ci sont représentées pour une couche d'épaisseur $H = 25m$, pour deux densités $N = 10$ et 33 et sous une fréquence d'excitation $f^R = 2Hz$.

Une onde principale rayonnée par la ville est clairement visible. Son amplitude croît en fonction du nombre d'immeubles. L'intensité du « rayonnement urbain » est ainsi corrélée à l'effet de groupe des immeubles. Par rapport au cas SH (Chap.3.Fig.11), l'onde est plus rapide, mais son amplitude semble moins grande. Elle est augmentée à mesure qu'elle s'éloigne de la ville : peut-être sa composante verticale diminue-t-elle alors d'autant ? Ces différences peuvent ainsi tenir à une différence de nature de l'onde de surface entre les deux cas (onde de Love dans le cas SH, onde Rayleigh dans le cas SV).

3.1.4 Analyse énergétique

Sur la Figure 6, nous représentons la répartition d'énergie des déplacements (en haut) et des perturbations (en bas) à l'intérieur (à gauche) et à l'extérieur (à droite) de la ville, pour une couche d'épaisseur $H = 25m$, pour différentes densités et sous une fréquence d'excitation $f^R = 2Hz$.

Les résultats montrent une évolution semblable au cas SH, mais pour des ordres de grandeur assez différents :

- L'énergie des déplacements dans la ville diminue en fonction de la densité, d'environ 90% pour $N = 10$ à environ 65% pour $N = 33$, contre d'environ 80% pour $N = 10$ à environ 55% pour $N = 33$ pour une onde SH.
- L'énergie des perturbations dans la ville évolue inversement : d'environ 8% pour $N = 10$, elle atteint environ 50% pour $N = 33$, contre environ 40% pour $N = 10$ à environ 90% pour $N = 33$ pour une onde SH.
- L'énergie des perturbations rayonnées par la ville ne dépasse pas 6%, contre un maximum de 15% pour une onde SH. Elle reste néanmoins inférieure à celle calculée dans la ville dans un rapport de 10.

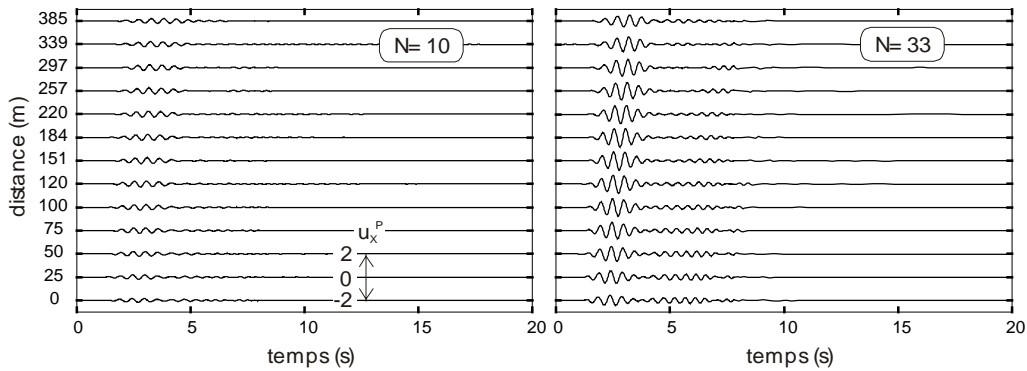


Figure 5 : Perturbations horizontales à l'extérieur de la ville pour une couche d'épaisseur $H = 25m$, pour les densités $N = 10$ et 33 et sous une fréquence d'excitation $f^R = 2Hz$.

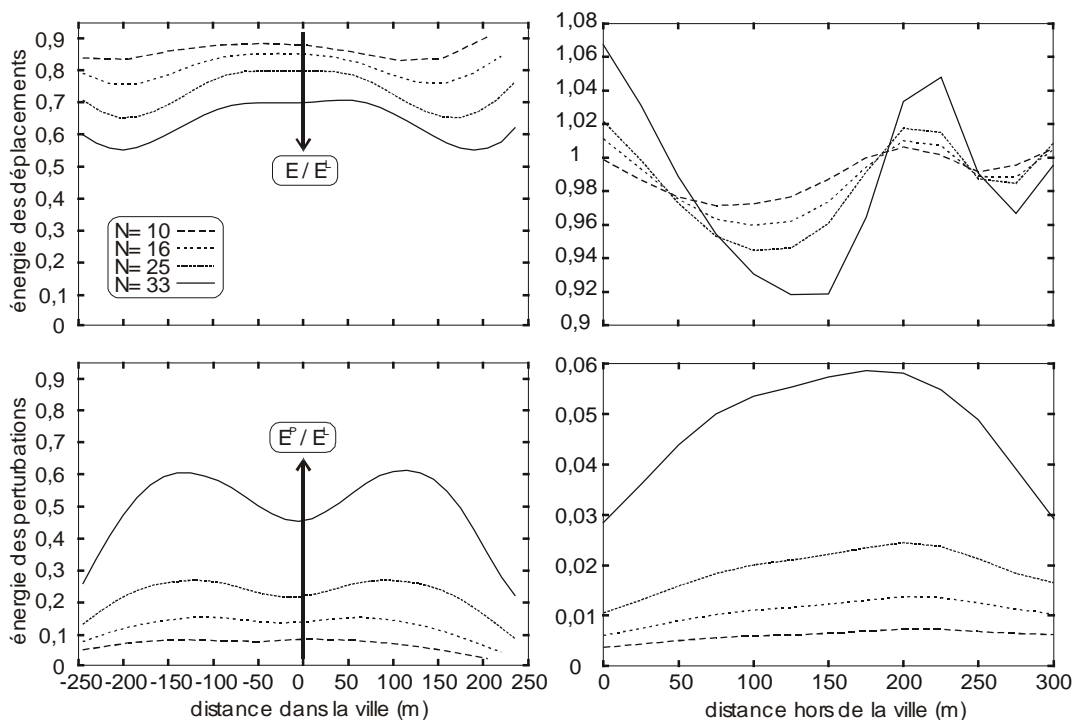


Figure 6 : Energies des déplacements (haut) et des perturbations (bas) à l'intérieur (gauche) et à l'extérieur (droite) de la ville pour différentes densités, à la profondeur $H = 25m$ et sous la fréquence d'excitation $f^R = 2Hz$.

Nous avons expliqué le phénomène d'inversion en termes de *transfert d'énergie* des déplacements (ou champ total) vers les perturbations : l'augmentation de l'effet de groupe produit un *mouvement d'ensemble de la ville inférieur au mouvement du champ libre*. Les déplacements dans la ville sont *désamplifiés* et l'énergie restituée diminue. En termes de perturbations ($u^P = u - u^L$), cette désamplification se traduit par une augmentation du différentiel de déplacement par rapport au champ libre qui se répercute automatiquement sur l'énergie des perturbations.

Les différences entre les valeurs d'énergie dans les cas plan (SV) et antiplan (SH) traduisent certainement une différence de comportement des immeubles : dans le cas antiplan (SH), les immeubles sont sollicités dans le sens infiniment long et seul le cisaillement est dans ce cas mobilisé ; par contre, dans le cas plan (SV), les immeubles sont affectés d'un effet de balancement qui diminue

3. Modèle de ville homogène périodique sous excitation SV

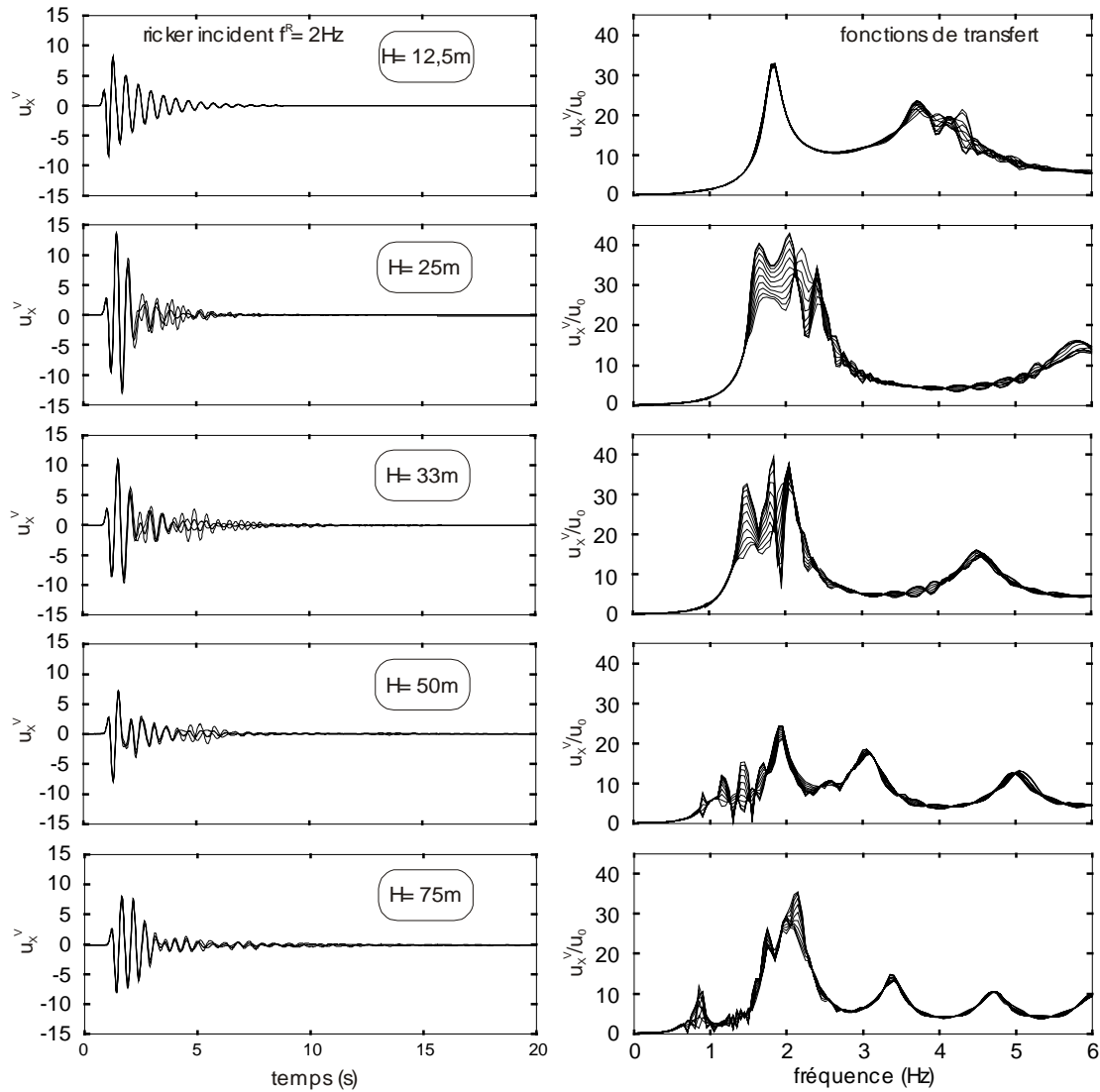


Figure 7 : Vibrations horizontales au sommet des immeubles et fonctions de transfert associées à chaque immeuble (droite), pour une densité $N = 33$, pour différentes épaisseurs de couche et sous une fréquence d'excitation $f^R = 2\text{Hz}$.

l'effet de cisaillement. Dans ce dernier cas, les immeubles s'opposent moins à la sollicitation qui leur est appliquée, il est donc logique leurs vibrations perturbent moins le mouvement en surface.

3.2 Influence de l'épaisseur de couche

3.2.1 Vibrations au sommet des immeubles

Les vibrations horizontales d'immeubles sont présentées sur la Figure 7. Les fonctions de transfert de chaque immeuble sont également représentées (à droite) pour une densité $N = 33$, pour différentes épaisseurs de couche et sous une fréquence centrale d'excitation $f^R = 2\text{Hz}$.

Les solutions en temps présentent des ressemblances remarquables avec le cas SH : en dépit des oscillations relativement longues de l'immeuble isolé (Fig.2), l'effet de groupe des immeubles raccourcit considérablement la durée des vibrations ($t \leq 8s$), même quand les fréquences

caractéristiques des immeubles et du sol sont relativement éloignées ($H = 12,5m$). A la coïncidence des fréquences $f^S = f^B = 2Hz$ ($H = 25m$), l'amplitude des vibrations est maximale ($\max |u_x^V| \approx 15$). Au-delà de $H = 25m$, l'oscillation principale des immeubles est interrompue par le passage d'une onde latérale de surface générée par la couche. La dispersion des solutions due au déphasage est moins marquée que pour une onde SH, mais intervient plus tôt (avant 5s).

L'amplitude des fonctions de transfert est légèrement supérieure à celle obtenue pour une onde SH : certains pics peuvent atteindre 40, par exemple pour $H = 25m, 33m$ et $75m$, tandis les fonctions de transfert restent constamment inférieures à 30 pour une onde SH (Chap.3.Fig.13). Cette différence tient à la nature des vibrations d'immeubles pour les deux types d'onde dont nous avons parlé plus haut.

3.2.2 Perturbations en surface entre immeubles

Sur la Figure 8, nous représentons les déplacements horizontaux entre immeubles pour une densité $N = 33$, pour différentes épaisseurs de couche et sous une fréquence d'excitation $f^R = 2Hz$. Les perturbations horizontales correspondantes et induites par la ville sont adjointes en décalé avec la même échelle d'amplitude. Les fonctions de transfert horizontales de ces perturbations associées à chaque point sont également représentées.

Comme pour les solutions sommitales, les perturbations entre immeubles présentent des caractéristiques semblables au cas SH, tant en temps qu'en fréquence :

- L'amplitude maximale des perturbations est corrélée aux fréquences d'interaction site-ville : pour les épaisseurs $H = 25m, 33m$ et $75m$ dans cet ordre, celle-ci est comprise entre $1 \leq \max |u_x^P| \leq 3$. A ces profondeurs, un mode de résonance du sol n'est pas éloigné de celui des immeubles $f^B = 2Hz$. Pour $H = 12,5m$ et $50m$ par contre, l'amplitude maximale est inférieure à 1. L'amplitude des oscillations principales est, comme pour une onde SH, liée à la présence d'un pic à $2Hz$. Ces oscillations principales proviennent donc clairement des vibrations d'immeubles. Notons enfin que l'amplitude des pics semble être légèrement inférieure au cas SH (Chap.3.Fig.14).
- En comparant le déplacement total aux vibrations d'immeubles (Fig.7), il est possible d'interpréter l'amplitude des perturbations. Considérons par exemple l'épaisseur $H = 25m$: les oscillations au sommet des immeubles présentent deux extrema négatifs, dont le deuxième est escamoté du déplacement en surface entre immeubles. Selon un mécanisme similaire à celui présenté au Chapitre 3 §3.1.2, les vibrations d'immeubles mettent probablement en opposition de phase le champ total et le champ libre. Quand de plus la résonance du sol est égale à celle des immeubles, le déphasage atteint très exactement le quart de longueur d'onde des oscillations, qui sont maximales. Les perturbations, pour cette coïncidence des résonances, deviennent alors également maximales.
- Une onde secondaire incohérente reflétant le passage d'une onde de surface est visible à partir de 3 secondes et se prolonge moins en durée que pour une onde SH. Son écart-type semble également plus faible que pour une onde SH.

3. Modèle de ville homogène périodique sous excitation SV

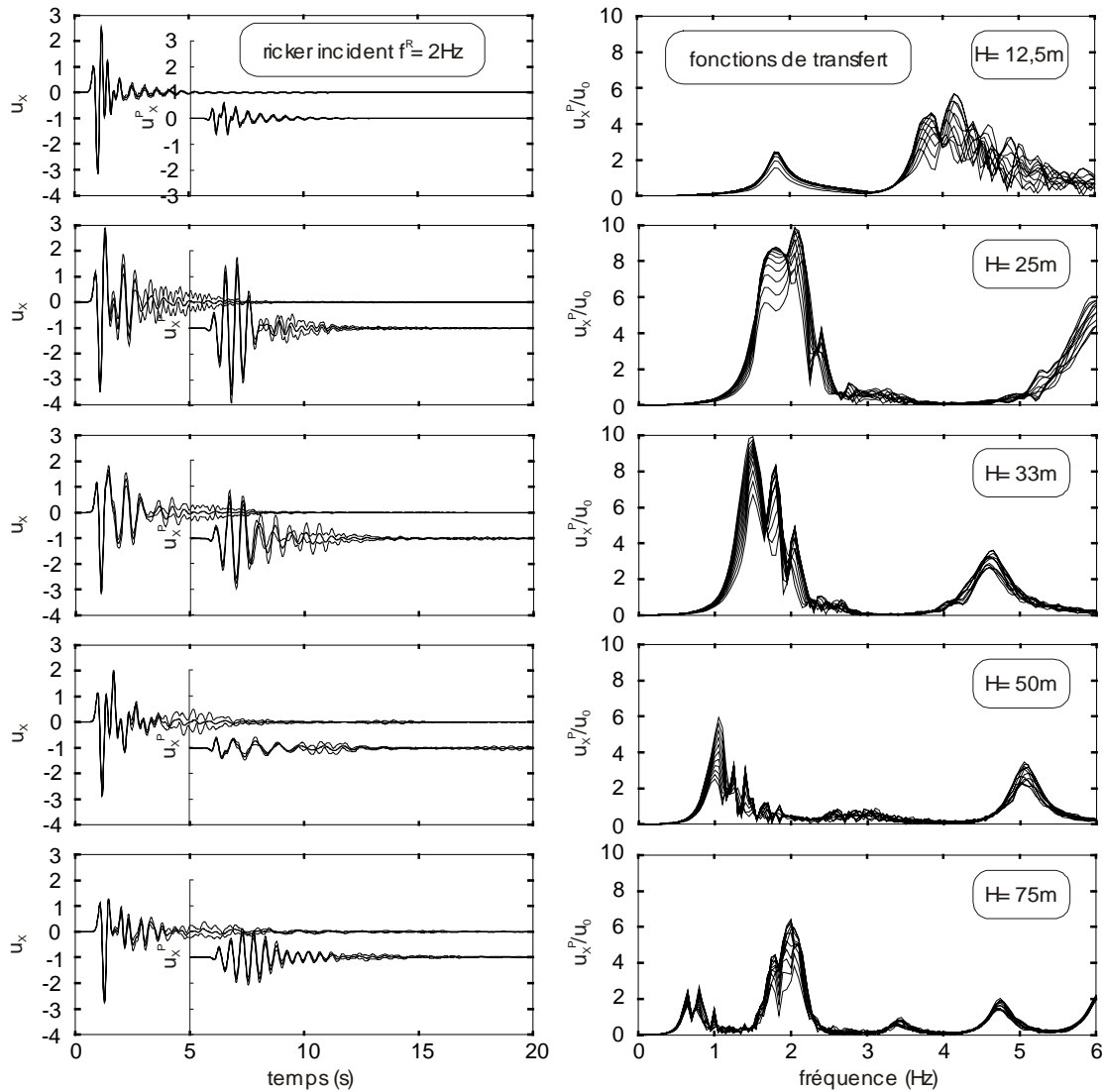


Figure 8 : Déplacements et perturbations (en courbes décalées) horizontaux entre immeubles pour une densité $N = 33$, pour différentes épaisseurs de couche et sous une fréquence d'excitation $f^R = 2\text{Hz}$. Les fonctions de transfert des perturbations horizontales en chaque point apparaissent également.

3.2.3 Cohérence spatiale du mouvement en surface au sein de la ville

La cohérence spatiale du mouvement en surface à l'intérieur de la ville est un indicateur du type d'effet qui règne dans la ville : soit un effet de groupe cohérent des immeubles, soit un effet de décorrélation concurrent du précédent effet.

Sur la Figure 9, nous représentons, en fonction de la fréquence, l'évolution de la longueur de cohérence spatiale des déplacements totaux et des perturbations totales (ie pour les deux composantes du mouvement), pour une densité $N = 33$ et différentes épaisseurs de couche. La longueur de cohérence spatiale du déplacement total en champ libre (sans immeuble) est également reproduite pour comparaison. Enfin, nous donnons à droite l'évolution en temps de la longueur de cohérence spatiale des perturbations totales sous un Ricker de fréquence centrale $f^R = 2\text{Hz}$.

En représentation spectrale, l'évolution de la cohérence spatiale dans la ville homogène périodique est très similaire au cas SH (Chap.3.Fig.15) :

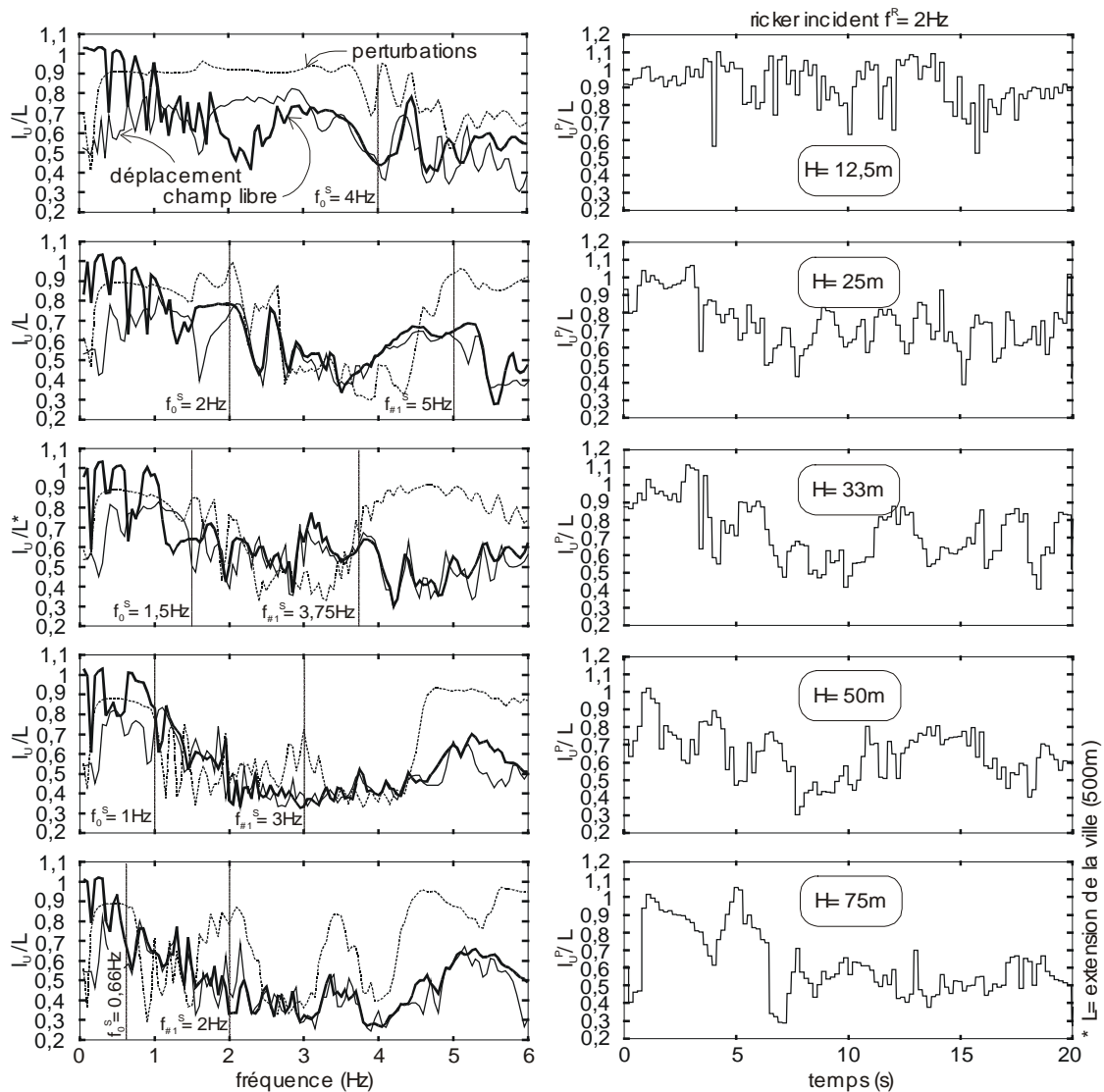


Figure 9 : Longueur de cohérence spatiale du déplacement total et des perturbations totales dans la ville en fonction de la fréquence, pour une densité $N = 33$ et différentes épaisseurs de couche. Celle du déplacement en champ libre est représentée en gras. A droite est représentée l'évolution de la longueur de cohérence spatiale des perturbations totales en fonction du temps sous une fréquence d'excitation $f^R = 2Hz$.

- La fréquence fondamentale de résonance de la couche apparaît clairement comme la limite entre longueurs de cohérence spatiale du déplacement total l_u fortes ($f \leq f_0^S$) et faibles ($f \geq f_0^S$). Cependant, pour $f \leq f_0^S$, la présence des immeubles diminue la valeur de l_u par rapport au champ libre. Pour $f \geq f_0^S$, l'influence des immeubles est moins prononcée que pour une onde SH. Il semblerait toutefois que pour un effet de groupe important ($H = 25m$), nous puissions retrouver un pic minimum autour de 2Hz de perte de cohérence par rapport au champ libre.
- Les longueurs de cohérence spatiale des perturbations totales élevées ($\max l_u^P \approx 0,9$) sont situées autour des fréquences de résonance du sol, tandis que les plus courtes ($\min l_u^P \approx 0,3$) sont situées entre ces fréquences. Par exemple, pour $H=12,5m$, la longueur de cohérence l_u^P est relativement constante, et ne diminue qu'à partir de 4Hz. Celle-ci ne semble donc être affectée par la présence de la ville qu'à partir de la fréquence fondamentale du sol. En-dessous de cette fréquence, la couche forme comme une interface inerte entre l'excitation et la ville qui filtre le signal d'entrée.

3. Modèle de ville homogène périodique sous excitation SV

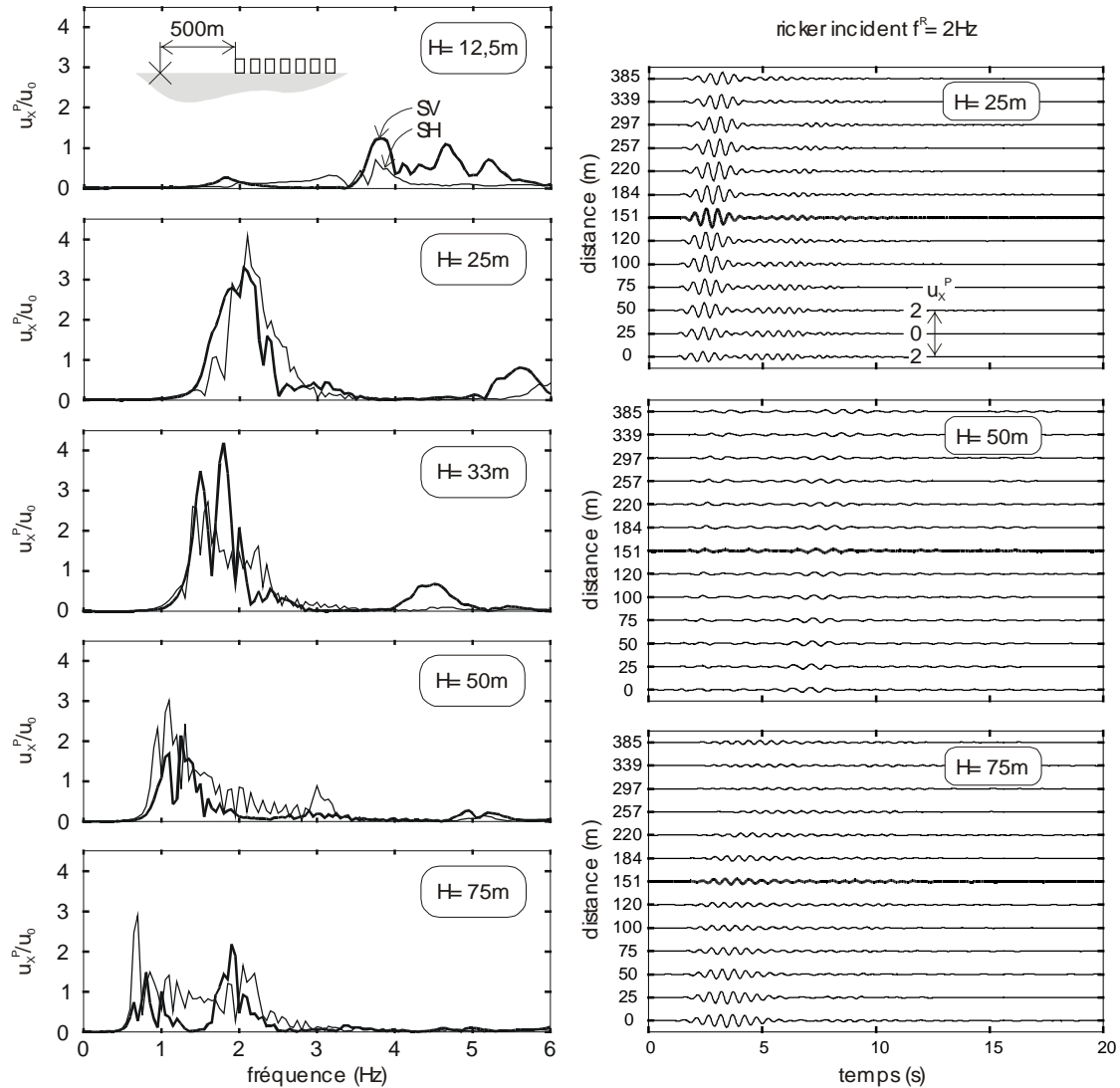


Figure 10 : Fonctions de transfert des perturbations horizontales (gauche) à 500m de la ville homogène périodique, pour une densité $N = 33$ et pour différentes épaisseurs de couche. Comparaison SH/SV. Champ de perturbations (droite) horizontales rayonnées par la ville pour les épaisseurs de couche $H = 25\text{m}$, 50m et 75m , et sous la fréquence d'excitation $f^R = 2\text{Hz}$.

- Sur les historiques de la longueur de cohérence spatiale des perturbations totales, nous voyons apparaître les deux parties du signal identifiables à partir des synthétiques de perturbations horizontales (Fig.8) : Une première partie en-deçà de $3\text{-}4\text{s}$ avec une longueur de cohérence spatiale grande correspond aux vibrations de grande amplitude transmises au sol par les immeubles. Entre 5s et 10s , la longueur de cohérence chute brutalement pour atteindre sa valeur minimale. Cette partie correspond aux vibrations incohérentes de moindre amplitude. Au delà de 10s , la longueur de cohérence est variable. L'amplitude des perturbations associées étant quasiment nulle, leur interprétation est dépourvue de sens.

L'effet de couche l'emporte donc nécessairement sur l'effet de la ville : aux fréquence de résonance de la couche, le mouvement en surface est imposé par celui du sol, voilant la contribution de la ville comme « source d'incohérence » (l'action de la ville se traduit *systématiquement* par une chute de l_u par rapport au champ libre). Cependant, lorsque la ville est assez dense et que sa fréquence de résonance est également proche de celle du sol, son effet devient non négligeable mais, à ces fréquences de coïncidence, plutôt comme *sources de perturbations cohérentes*. A contrario, en dehors

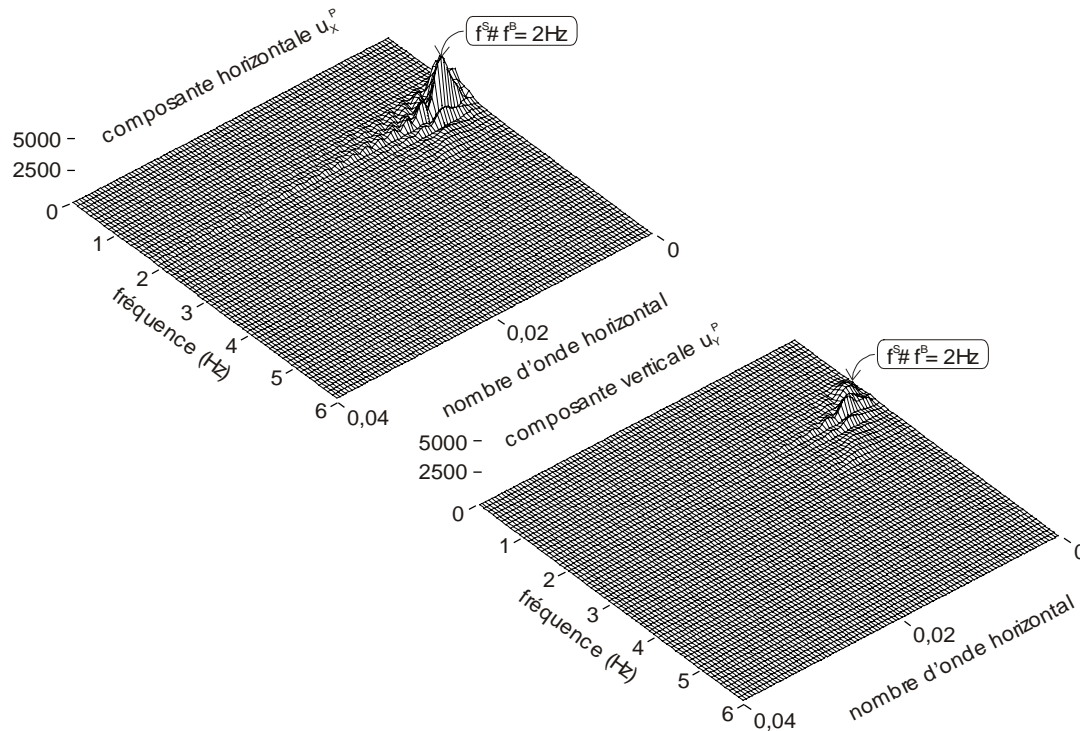


Figure 11 : Diagrammes fréquence / nombre d'onde horizontal du champ de perturbations horizontales et verticales à l'extérieur de la ville, pour une densité $N = 33$, pour une couche d'épaisseur $H = 33m$ et sous la fréquence d'excitation $f^R = 2Hz$.

de ces fréquences d'intersection, si action des immeubles il y a, ceux-ci agissent plutôt comme *sources de perturbations incohérentes*.

3.2.4 Perturbations rayonnées par la ville

Nous nous intéressons sur la Figure 10 au champ de perturbations horizontales à l'extérieur de la ville. Pour les ondes SH et SV, nous comparons les fonctions de transfert de ces perturbations en un point distant de $500m$ de la ville, pour une densité $N = 33$ et différentes épaisseurs de couche. Nous montrons également le champ de perturbations horizontales sur le réseau de points situé à l'extérieur de la ville pour les épaisseurs de couche $H = 25, 50$ et $75m$ et sous une fréquence d'excitation $f^R = 2Hz$. La trace marquée en gras correspond à celle pour laquelle la fonction de transfert est calculée.

La mise en rapport des fonctions de transfert avec les traces temporelles font clairement apparaître la corrélation entre les ondes principales et la présence d'un pic à $2Hz$. Ce résultat conforte notre idée que celles-ci sont émises par les vibrations d'immeubles. Sur ce point, la comparaison entre les cas SH et SV donnent des résultats similaires. Des différences apparaissent cependant aux fréquences fondamentales du sol : les pics SV semblent présenter des valeurs inférieures aux pics SH ($H = 50m$ et $75m$). Ils traduisent très certainement des effets latéraux de moindre importance par rapport au cas SH.

Le champ de perturbations horizontales et verticales est projeté dans l'espace des fréquence / nombre d'onde horizontal afin d'en analyser le schéma de diffraction (Fig.11). Cette opération est réalisée pour une densité $N = 33$, pour une épaisseur de couche $H = 33m$ et sous une fréquence d'excitation $f^R = 2Hz$. Le champ d'ondes rayonnées est essentiellement dominé par une « bouffée » autour de la fréquence $f^S \cong f^B = 2Hz$. L'amplitude du pic horizontal étant nettement supérieure à celle du pic vertical, l'onde rayonnée est guidée dans la direction horizontale de propagation par la couche.

3. Modèle de ville homogène périodique sous excitation SV

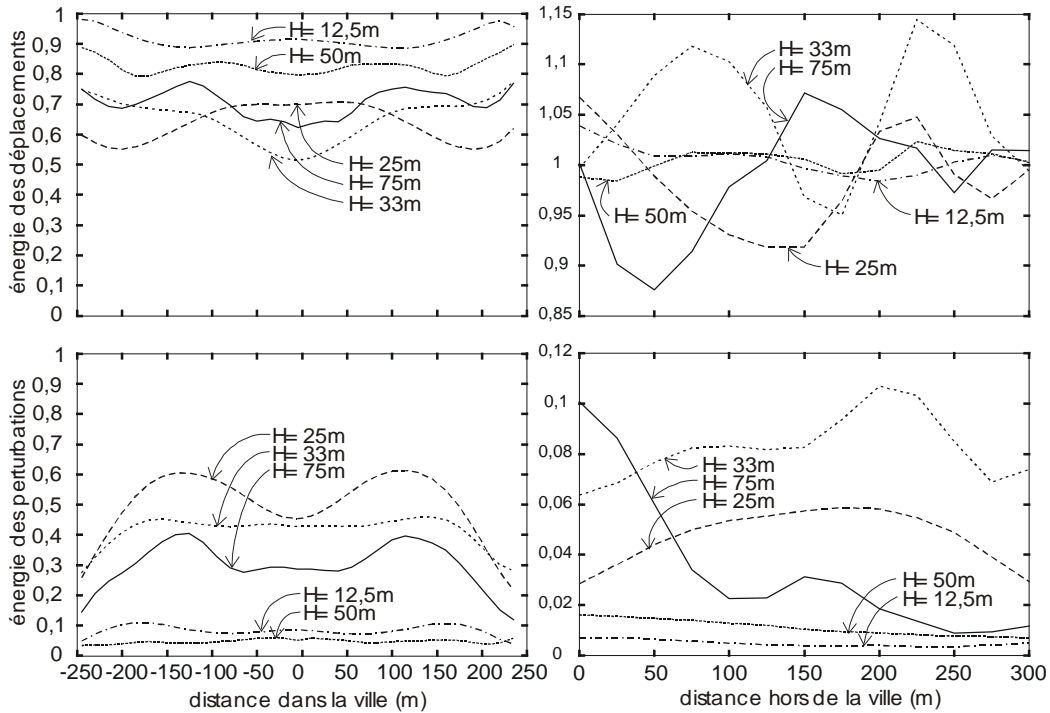


Figure 12 : Energie des déplacements (haut) et des perturbations (bas) à l'intérieur (gauche) et à l'extérieur (droite) de la ville pour une densité $N = 33$, pour différentes épaisseurs de couche et sous une fréquence d'excitation $f^R = 2\text{Hz}$.

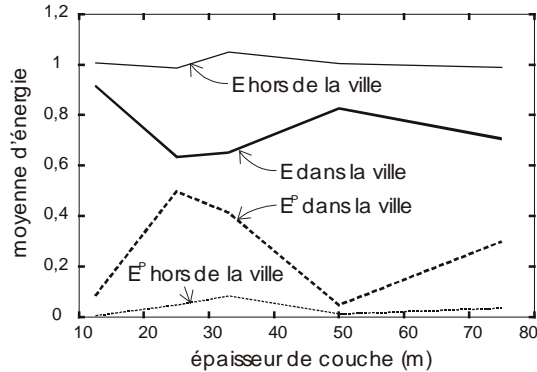


Figure 13 : Moyenne des énergies des déplacements et des perturbations à l'intérieur et à l'extérieur de la ville en fonction de l'épaisseur de couche, pour une densité $N = 33$ et sous une fréquence d'excitation $f^R = 2\text{Hz}$.

3.2.5 Analyse énergétique

Sur la Figure 12, nous représentons la répartition d'énergie des déplacements (en haut) et des perturbations (en bas) à l'intérieur (à gauche) et à l'extérieur (à droite) de la ville pour une densité $N = 33$, pour différentes épaisseurs de couche et sous une fréquence d'excitation $f^R = 2\text{Hz}$.

Comme pour une onde SH, les courbes en déplacements et en perturbations sont inversées. Pour les déplacements, les valeurs descendent jusqu'à 60% et s'échelonnent dans cet ordre : $E_{12,5} > E_{50} > E_{75} \geq E_{33} \geq E_{25}$. Pour les perturbations, elles atteignent 60% et s'échelonnent dans cet ordre : $E_{25}^P > E_{33}^P > E_{75}^P > E_{12,5}^P > E_{50}^P$. Cette hiérarchie est conforme à celle du cas SH, mais la diminution des valeurs

d'énergie des déplacements est moins importante que pour une onde SH, tandis que l'augmentation de celle des perturbations également moins élevée (pour une onde SH, E^P pouvait atteindre 90%).

L'épaisseur de couche a donc une influence similaire à celle la densité : pour des épaisseurs auxquelles la résonance du sol coïncide avec celle de la ville (fréquences de résonance d'ISV), l'effet de groupe se renforce et s'oppose au mouvement en surface amplifié par l'effet de couche. La désamplification des déplacements dans la ville se traduit par une amplification des perturbations. Cette répartition inverse s'interprète en termes de transfert d'énergie entre le champ total et les perturbations.

L'énergie des perturbations à l'intérieur et l'extérieur de la ville est rangée dans le même ordre en fonctions de l'épaisseur. A l'extérieur de la ville, elle peut atteindre 10% pour $H = 33m$ et produit une amplification de l'énergie du champ total allant jusqu'à 15%. Pour $H = 25m$ et $33m$, elle s'avère relativement constante : leur portée est alors également plus grande. Comme pour une onde SH, l'énergie des perturbations à l'extérieur de la ville est environ 10 fois plus petite qu'à l'intérieur.

Sur la Figure 13 est enfin représentée l'évolution en fonction de l'épaisseur de la moyenne des énergies de déplacements et de perturbations à l'intérieur et à l'extérieur de la ville, pour une densité $N = 33$ et sous une fréquence d'excitation $f^R = 2Hz$.

Les observations précédentes (inversion de E et E^P , stabilisation du mouvement dans la ville pour des épaisseurs favorables à l'ISV ...) apparaissent à l'appréciation quantitative.

3.3 Influence de la fréquence d'excitation (Ricker)

L'effet de couche exerce une prédominance sur la réponse de la ville et sur le niveau d'amplification du mouvement en surface. Par exemple, il n'est pas suffisant d'exciter la ville à la fréquence des immeubles pour obtenir une réponse significative de leur part. Nous pensons que la couche joue le rôle de filtre sur le signal d'entrée. Que se passerait-il si le système site-ville était excité à des fréquences d'« activation », c'est-à-dire à des fréquences du sol ne correspondant pas forcément à une résonance d'immeubles ($f^R = f^S \neq f^B$) ? L'étude en onde SH montre que le mouvement du sol est essentiellement influencé par celui du champ libre. Qu'en est-il pour une onde SV ?

3.3.1 Vibrations d'immeubles et perturbations engendrées dans la ville

Nous présentons d'abord sur la Figure 14 les vibrations horizontales au sommet des immeubles et les perturbations horizontales induites entre immeubles pour une densité $N = 33$, pour les épaisseurs de couche $H = 33m, 50m$ et $75m$ et sous les fréquences d'excitation $f^R = f^S$.

Comme pour une onde SH (Chap.3.Fig.24), l'amplitude des perturbations horizontales décroît quand l'épaisseur croît. Cette décroissance est très exactement corrélée à celle des vibrations d'immeubles, également évidente. Par exemple, pour $H = 75m$, l'amplitude maximale des perturbations horizontales diminue de 1,2 sous $f^R = 2Hz$ à 0,8 sous $f^R = 0,66Hz$. Les vibrations d'immeubles sont également quasiment nulles.

En définitive, la mise en résonance du sol par l'onde incidente ne suffit pas à produire une réponse significative de la ville. Pour produire une telle réponse, il faut que les fréquences de résonance du sol et de la ville correspondent les unes aux autres. L'interaction site-ville n'est significative que si $f^R = \{ f^S = f^B \}$, c'est-à-dire quand le système site-ville est excité aux fréquences d'interaction site-ville.

3.3.2 Ondes rayonnées par la ville

Sur la dernière ligne de la Figure 14 sont représentées les perturbations horizontales à l'extérieur de la ville pour une densité $N = 33$, pour les épaisseurs de couche $H = 33m, 50m$ et $75m$ et sous les fréquences d'excitation $f^R = f^S$.

3. Modèle de ville homogène périodique sous excitation SV

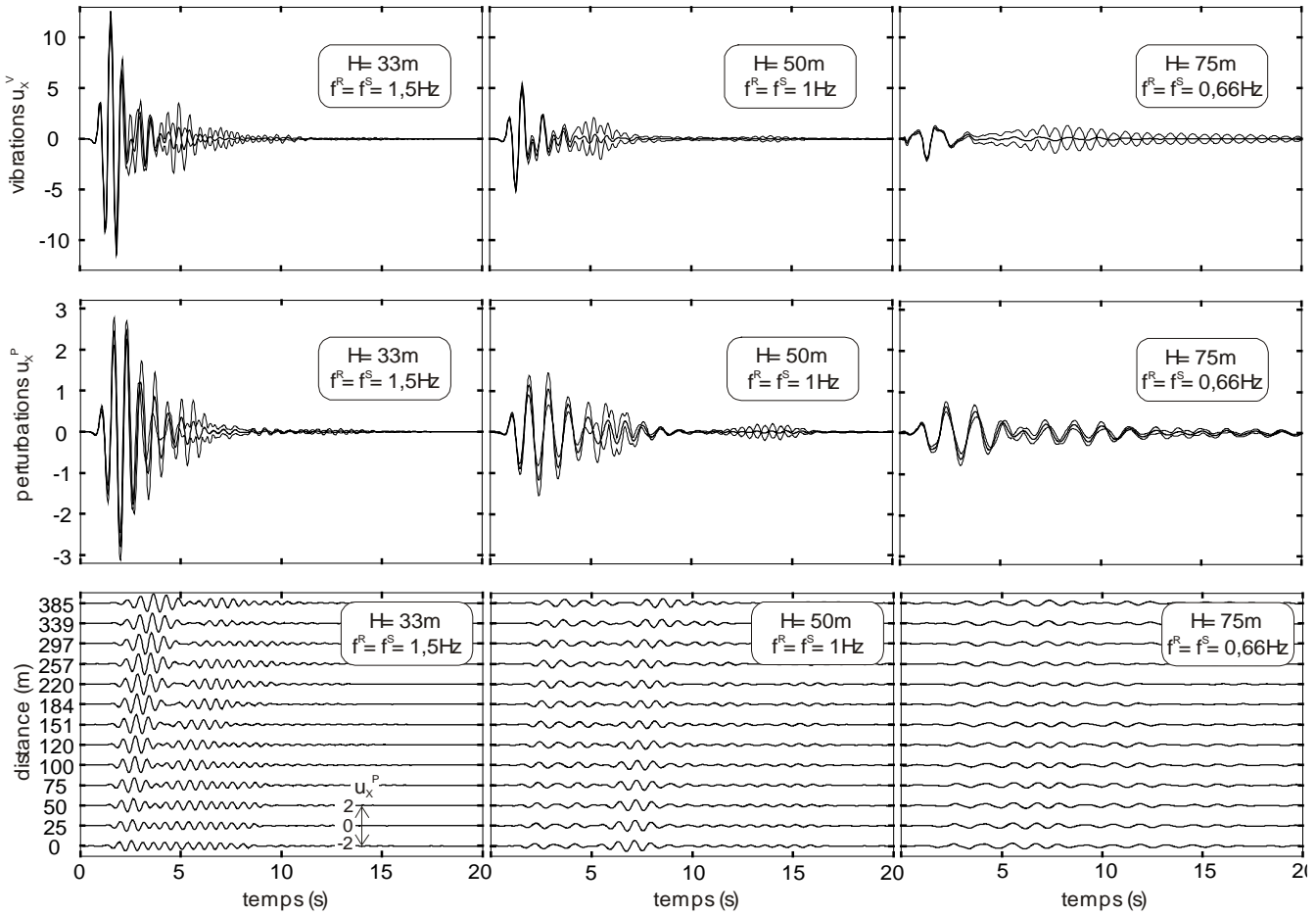


Figure 14 : Solutions pour une densité $N=33$, pour les épaisseurs $H=33\text{m}$, 50m et 75m et sous les fréquences d'excitation $f^R = f^S$:

- L1. Vibrations au sommet des immeubles par rapport à leur base
- L2. Champ de perturbations u_x^p entre immeubles
- L3. Champ de perturbations u_x^p rayonnées à l'extérieur de la ville

L'amplitude des ondes principales décroît quand l'épaisseur croît. L'importance des ondes secondaires associées aux effets de décorrélation augmente. Ces dernières renvoient au renforcement des effets de bassin (effets 2D) quand l'encaissement du bassin augmente (confère Chapitre 1).

En définitive, nous aboutissons à des conclusions identiques au Chapitre 3, à savoir que la « nature » de l'interaction site-ville reflète celle du comportement d'un remplissage sédimentaire : résonance verticale ou effets 2D.

3.3.3 Analyse énergétique

Sur la Figure 15, nous représentons l'énergie des déplacements (en haut) et des perturbations (en bas) à l'intérieur (à gauche) et à l'extérieur (à droite) de la ville pour une densité $N = 33$, pour différentes épaisseurs de couche et sous les fréquences d'excitation $f^R = f^S$.

Les énergies de déplacements et de perturbations s'échelonnent cette fois dans cet ordre $E_{75} > E_{50} > E_{33} \geq E_{25}$ pour les déplacements et $E_{25}^p \geq E_{33}^p > E_{50}^p > E_{75}^p$ pour les perturbations. Les valeurs d'énergies E et E^p mises en jeu sont du même ordre de grandeur que celles de la fréquence $f^R = 2\text{Hz}$.

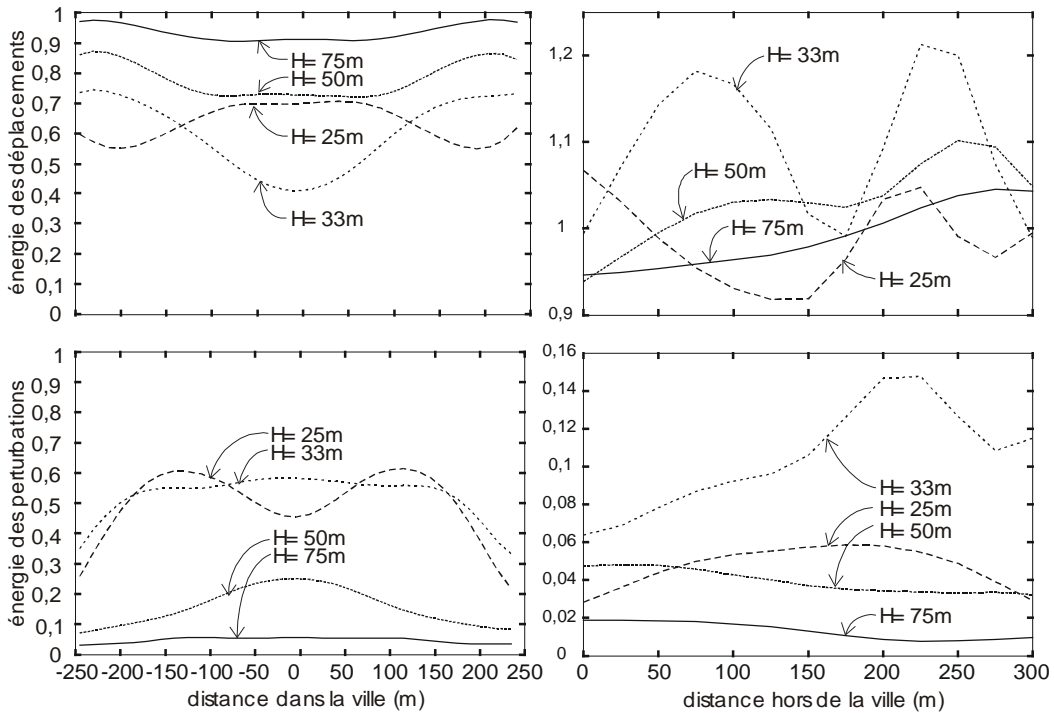


Figure 15 : Energies des déplacements (haut) et des perturbations (bas) à l'intérieur (gauche) et à l'extérieur (droite) de la ville à différentes profondeurs, pour une densité $N = 33$ et sous la fréquence d'excitation $f^R = f^S$.

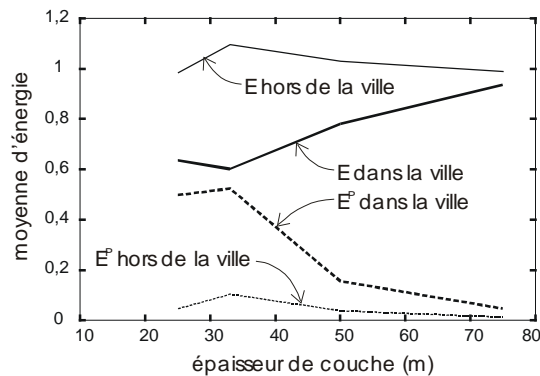


Figure 16 : Energie moyenne des déplacements et des perturbations à l'intérieur et à l'extérieur de la ville en fonction de l'épaisseur de couche, pour une densité $N = 33$ et sous les fréquences d'excitation $f^R = f^S$.

Elles sont toutefois inférieures au cas SH, dans des proportions similaires à celles décrites au §3.1.4 ($f^R = 2Hz$).

L'inversion énergie des déplacement et énergie des perturbations est là encore manifeste. La hiérarchie par profondeur est toutefois différente du cas $f^R = 2Hz$: l'énergie des déplacements diminue en fonction de l'épaisseur de couche. Plus la couche est épaisse, plus la fréquence d'excitation ($f^R = f^S$) s'éloigne d'une fréquence active ($f^S = f^B$), plus l'interaction site-ville est faible et plus la désamplification du mouvement en surface par transfert d'énergie est réduite.

3. Modèle de ville homogène périodique sous excitation SV

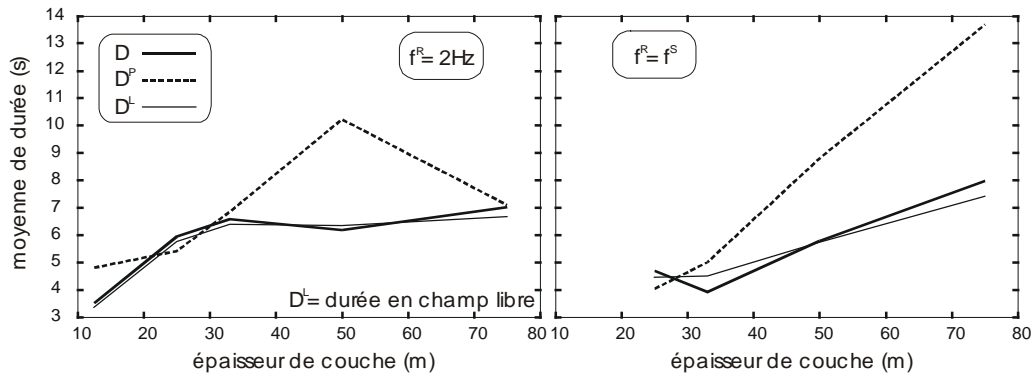


Figure 17 : Durée moyenne des déplacements et perturbations dans la ville en fonction de l'épaisseur de couche, pour une densité $N = 33$ et sous les fréquences d'excitation $f^R = 2\text{Hz}$ (gauche) et $f^R = f^S$ (droite).

Sur la Figure 16 est représentée l'évolution en fonction de la profondeur des énergies moyennes de déplacements et de perturbations à l'intérieur et à l'extérieur de la ville, pour une densité $N = 33$ et sous les fréquences d'excitation $f^R = f^S$.

L'inversion des énergies est très apparente. L'énergie des perturbations à l'extérieur de la ville suit la même évolution que celle à l'intérieur. En valeurs, elle n'excède cependant pas 10%.

3.3.4 Analyse de la durée des signaux

Sur la Figure 17 est représentée la variation en fonction de l'épaisseur de couche de la durée moyenne des déplacements et des perturbations à l'intérieur de la ville, pour une densité $N = 33$ et sous les fréquences d'excitation $f^R = 2\text{Hz}$ (à gauche) et f^S (à droite). Elle est comparée à la durée moyenne des déplacements en champ libre.

La durée des déplacements dans la ville est relativement constante entre 6 et 7s à partir de $H = 25\text{m}$ sous $f^R = 2\text{Hz}$, et croît en fonction de l'épaisseur jusqu'à 7s sous $f^R = f^S$. Dans les deux cas, celle-ci est peu différente de celle du champ libre. Ces résultats diffèrent de ceux du cas SH, où une diminution de durée par rapport au champ libre apparaissait pour $H = 33\text{m}$ et 50m sous $f^R = 2\text{Hz}$ et où la durée atteignait jusqu'à 10s sous $f^R = f^S$ (Chap.3.Fig.27). Le premier point pourrait s'expliquer par un effet d'inertie moindre des immeubles dans le problème plan (SV). Le second point tient à ce que les effets latéraux dus à l'encaissement du bassin sont plus brefs dans le cas plan (onde de Rayleigh) que dans le cas antiplan (onde de Love).

Comme pour une onde SH, la durée des perturbations est plus longue que celle des déplacements. Nous avons indiqué que cet allongement était la conséquence d'une amplitude moindre des perturbations par rapport à celle des déplacements. Elle est donc d'autant plus longue que l'effet des immeubles est plus faible.

La durée a tendance à augmenter avec la période d'excitation. Cette triple dépendance pressentie vis-à-vis du sol, de la ville et de la source excitatrice en fait une donnée « peu lisible ».

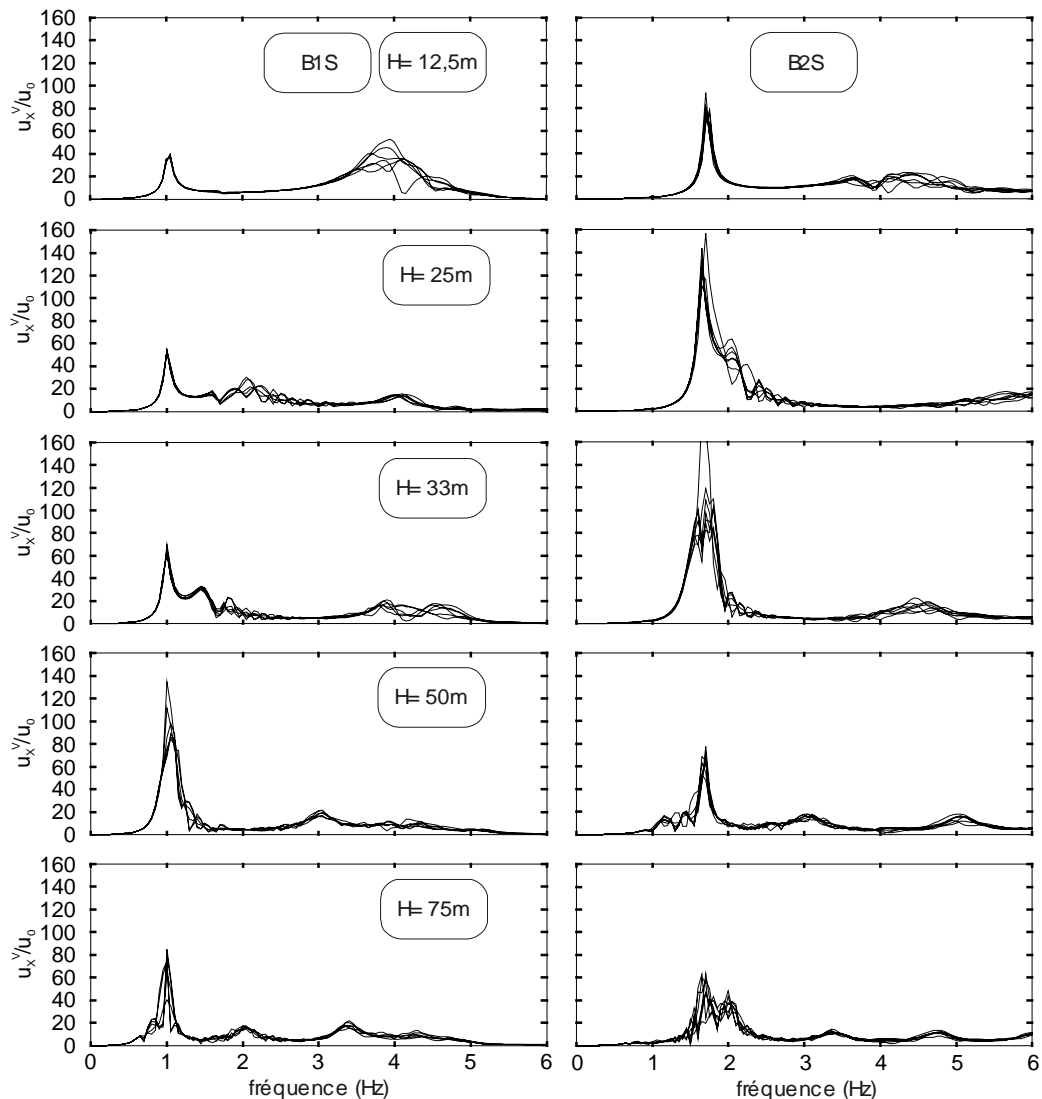


Figure 18 : Fonctions de transfert des vibrations horizontales au sommet des immeubles B1S et B2S pour différentes épaisseurs de couche.

4 Modèle de ville hétérogène non périodique sous excitation SV

L'analyse du modèle de ville simplifiée inhomogène non périodique sous une onde SH permet d'aboutir aux résultats suivants :

- La multiplication des fréquences de coïncidence entre le sol et les immeubles élargit la bande active de l'interaction site-ville.
- Mais simultanément, l'irrégularité structurelle de la ville, en favorisant l'effet de décorrélation des mouvements à l'intérieur de la ville, fait obstruction à l'effet de groupe des immeubles.

4. Modèle de ville hétérogène non périodique sous excitation SV

L'analyse de la ville homogène périodique montre que le passage à une onde SV a un impact essentiellement sur les réponses d'immeubles. La différence est alors plus marquée quand la ville est moins dense, et se manifeste surtout par un prolongement de la durée des vibrations. Dans une ville inhomogène non périodique, ce point peut avoir son importance. Dans la mesure où des immeubles d'un type différent peuvent s'intercaler entre des immeubles d'un même type, les distances entre ces derniers augmentent, la réponse d'une telle ville peut alors présenter des différences plus marquées sous une onde SV.

4.1 Modèle simplifié de ville inhomogène non périodique

Le modèle de ville inhomogène non périodique est identique à celui utilisé dans le cas SH. On se reportera au paragraphe §4.2 du Chapitre 3 pour une description plus détaillée. Les types d'immeubles B1S et B2S présentent les fréquences propres $f^{B1S} = 1\text{Hz}$ et $f^{B2S} = 2\text{Hz}$. Leurs propriétés mécaniques sont données dans le Tableau 1. Le nombre total d'immeubles est $N = 13$, correspondant à la densité $\theta = 0,32$. Un schéma de cette ville est donnée au Chapitre 3 Figure 26.

Le modèle site-ville est soumis à une onde plane de type SV et d'incidence verticale. La résolution est effectuée par une méthode d'équations intégrales de frontière avec le code de calcul CESAR-LCPC dans le domaine fréquentiel. L'excitation temporelle est un Ricker d'ordre 2 centré à la fréquence f^R . L'étude paramétrique, identique au cas SH, s'effectue de la manière suivante :

- Variation de l'épaisseur de la couche sur les valeurs $H = 12,5\text{m}$, 25m , 33m , 50m et 75m . Ces valeurs correspondent respectivement aux fréquences fondamentales de sol $f^S = 4\text{Hz}$, 2Hz , $1,5\text{Hz}$, 1Hz et $0,66\text{Hz}$.
- Variation de la fréquence d'excitation sur $f^R = f^{B1S}$, f^{B2S} et f^S .

4.2 Réponses au sommet des immeubles

Sur la Figure 18 sont représentées les fonctions de transfert des vibrations horizontales au sommet des immeubles B1S (à gauche) et B2S (à droite) pour différentes épaisseurs de couche. Sur la Figure 19, nous donnons leur évolution en temps pour les épaisseurs $H = 25\text{m}$, 50m et 75m et sous les fréquences d'excitation $f^R = 1\text{Hz}$ et 2Hz .

L'interprétation des figures fait apparaître les observations suivantes :

- Les fonctions de transfert présentent des valeurs environ deux fois plus élevées que pour une onde SH (Chap.3.Fig.29). Les immeubles B1S présentent un pic maximal ($|u_x^V/u_0| \approx 120$) à 1Hz pour $H = 50\text{m}$. Les B2S un pic maximal ($|u_x^V/u_0| \approx 160$) à 2Hz pour $H = 25\text{m}$ et 33m .
- En temps (Fig.19), l'amplitude maximale de vibration est atteinte pour les B1S pour $H = 50\text{m}$ et $f^R = 1\text{Hz}$ ($\max |u_x| \approx 25$) (L1C2), pour les B2S pour $H = 25\text{m}$ et $f^R = 1-2\text{Hz}$ ($\max |u_x| \approx 15$) (L2C1 et L4C1). Immeubles, sol et excitation incidente sont alors reliés par la relation $f^R = \{ f^S = f^B \}$. L'excellente corrélation entre l'amplitude maximale des vibrations d'immeubles et cette identité met en exergue les résonances caractéristiques de l'interaction site-ville.
- Par ailleurs, quand la résonance affecte un type d'immeubles, il est étonnant de voir combien les vibrations peuvent être cohérentes et la faible influence qu'elles ont sur ceux de l'autre type. L'effet de groupe est véritablement exclusif aux immeubles de même type. Il les rejoint *par delà l'inhomogénéité* de la ville : cette propriété caractérise ce que nous avons nommé *sélectivité* de l'interaction site-ville dans le Chapitre 3.
- Par rapport au cas SH (Chap.3.Fig.30), l'écart-type des vibrations est nettement plus faible, surtout pour les oscillations principales. Leur durée est également bien plus grande. Ces différences se

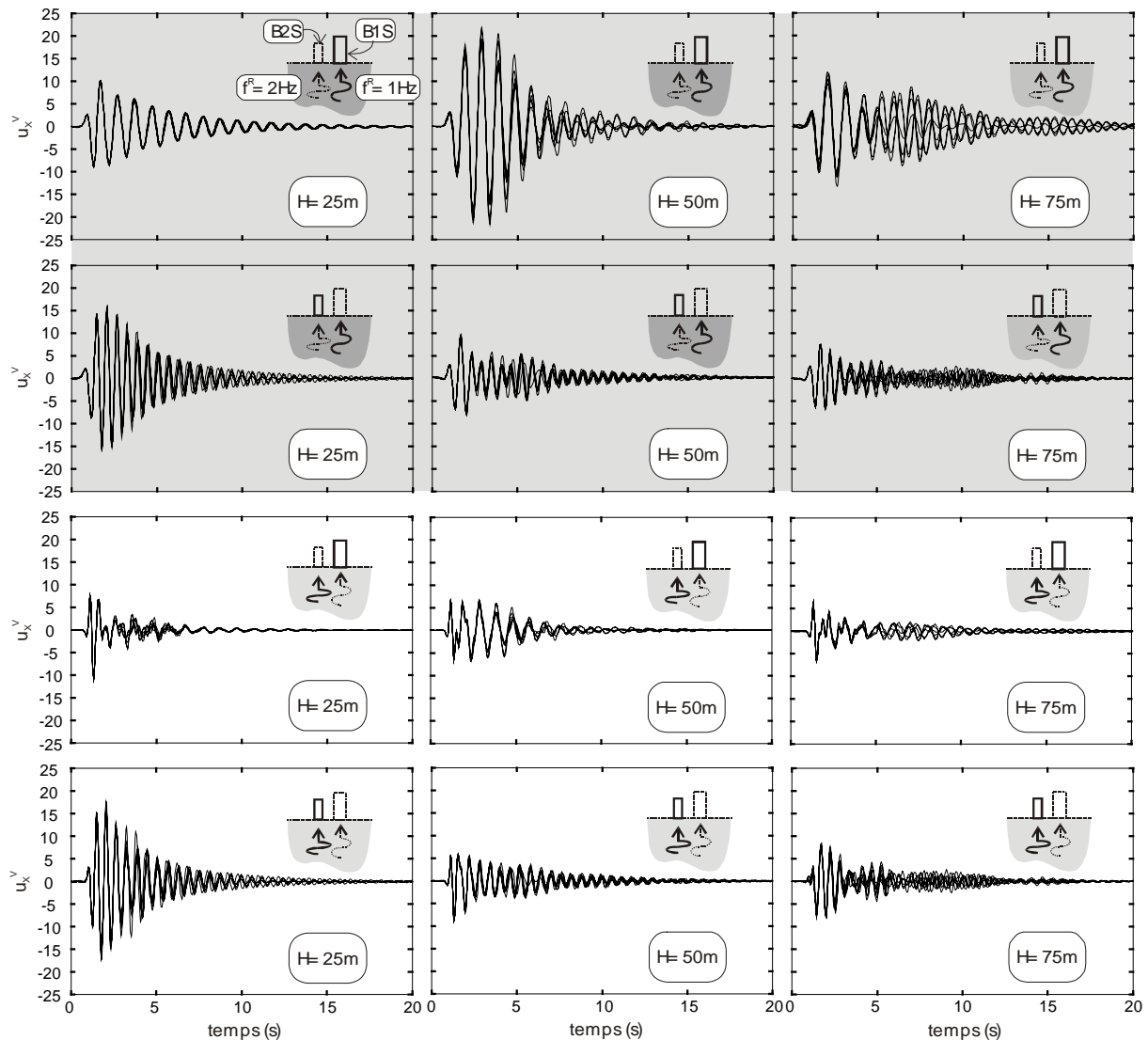


Figure 19 : Vibrations horizontales au sommet des immeubles B1S et B2S sous les fréquences d'excitation $f^R = 1\text{Hz}$ et 2Hz , pour les épaisseurs de couche $H = 25\text{m}$, 50m et 75m .

laissaient pressentir du fait de la libération des vibrations d'immeubles dans les deux directions du plan (flexion) et du moindre couplage entre immeubles identiques (par exemple, les vibrations des B2S pour $H = 25\text{m}$ sont très similaires à celles de leur correspondant isolé).

- Par rapport à la ville homogène périodique (Fig.7), la durée des vibrations est bien plus grande, atteignant jusqu'à 15s contre moins de 8s dans le cas périodique. De plus, des *phénomènes de battements* apparaissent (Par exemple, les B2S à $H = 75\text{m}$ sous $f^R = 2\text{Hz}$), qui étaient invisibles même sous excitation SH. Ces effets attestent de l'influence réciproque des immeubles dans certains cas. L'augmentation de la durée des signaux atteste également de la baisse de l'effet de groupe par rapport à la ville homogène périodique.

4. Modèle de ville hétérogène non périodique sous excitation SV

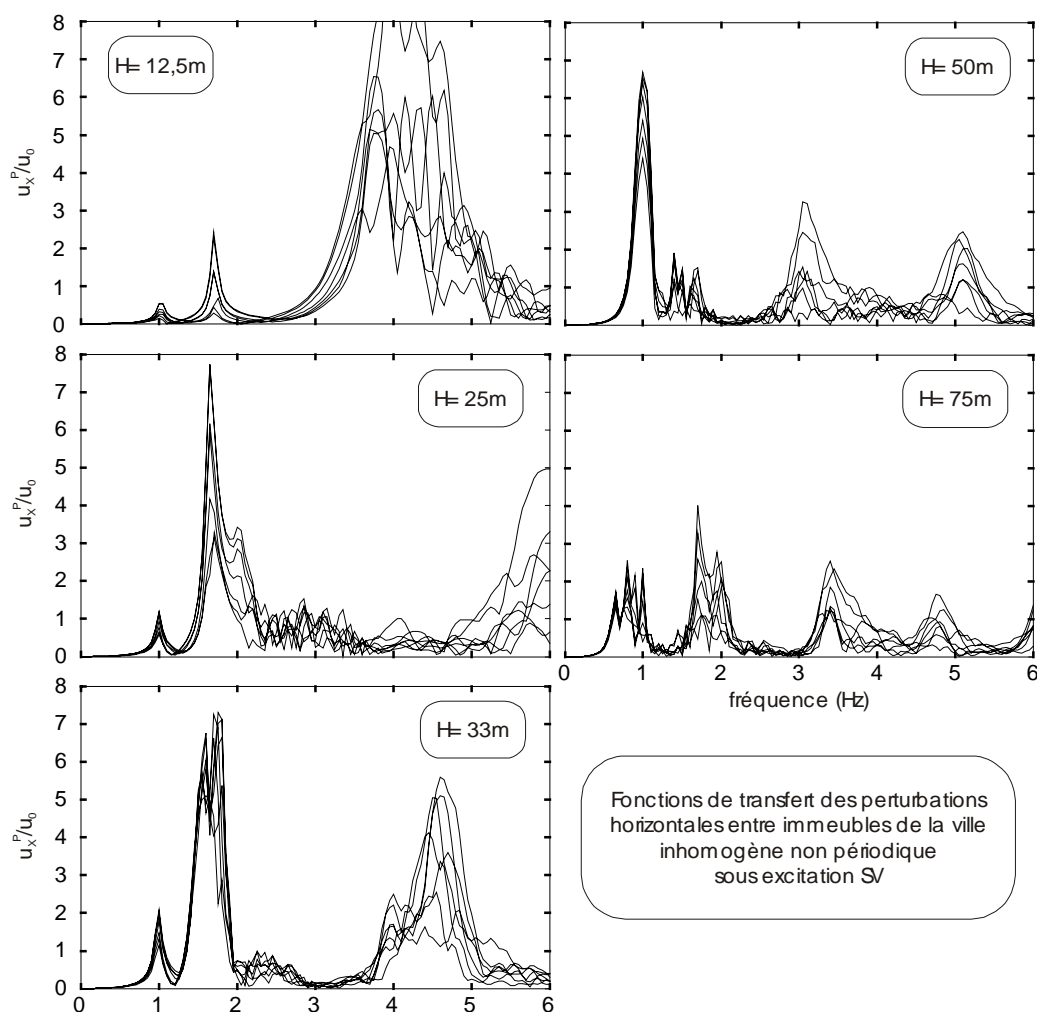


Figure 20 : Fonctions de transfert des perturbations horizontales entre immeubles dans la ville inhomogène non périodique pour différentes épaisseurs de couche.

4.3 Réponses du sol au sein de la ville

4.3.1 Analyse des perturbations

Sur la Figure 20, nous représentons les fonctions de transfert des perturbations horizontales entre immeubles pour différentes épaisseurs de couche. Sur la Figure 21, nous donnons ensuite leur évolution en temps pour différentes épaisseurs de couche et sous les fréquences d'excitation $f^R = 1Hz$ et $2Hz$.

Si les spectres d'amplification des vibrations d'immeubles présentaient des valeurs plus élevées par rapport au cas SH ou à la ville homogène périodique, ceux des perturbations en surface présentent des valeurs plus faibles ($|u_x^P/u_0| \leq 8$).

Leur amplitude reste cependant assez bien corrélée à celle des vibrations d'immeubles correspondantes (Fig.19) : maximale pour $H = 33-50m$ et $f^R = 1Hz$ et pour $H = 25m$ et $f^R = 2Hz$, avec $\max |u_x^P| \approx 1$, elle est au contraire minimale pour $H = 75m$.

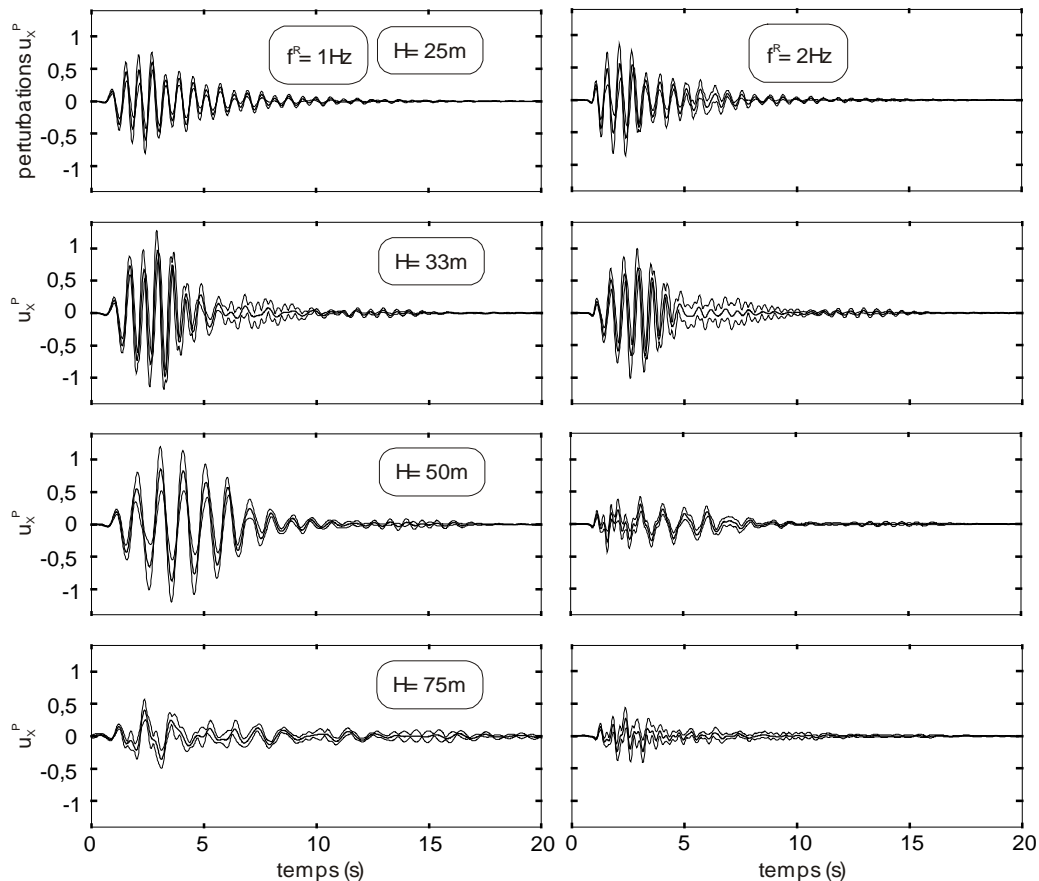


Figure 21 : Perturbations horizontales entre immeubles dans la ville inhomogène non périodique, pour différentes épaisseurs de couche et sous les fréquences d'excitation $f^R = 1\text{Hz}$ (gauche) et 2Hz (droite).

Conformément aux fonctions de transfert, les valeurs maximales des perturbations en temps sont très inférieures au cas de la ville homogène périodique, où elles atteignent respectivement 3 et 2 pour $H = 25\text{m}$ et 33m (Fig.8). La durée est plus fortement prolongée (supérieure à 10s , contre 5s environ). Ces deux phénomènes (diminution d'amplitude et augmentation de durée) marquent l'affaiblissement de l'effet de groupe des immeubles. Celui-ci est imputable à l'irrégularité structurelle de la ville inhomogène non périodique.

Par rapport au cas SH (Chap.3.Fig.32), l'amplitude et la durée des perturbations est comparativement diminuée (par exemple pour $H = 25\text{m}$ et $f^R = 2\text{Hz}$, nous avons ici $\max |u_x^P| \approx 1$ contre $\max |u_x^P| \approx 2$ dans le cas SH). Enfin, l'écart-type apparaît également plus faible. Du cas SH au cas SV, nous retiendrons donc principalement cette information que l'interaction site-ville est marquée dans une ville irrégulière par un couplage plus faible entre immeubles.

4.3.2 Longueur de cohérence spatiale au sein de la ville

Sur la Figure 22 est représentée la longueur de cohérence spatiale des déplacements et des perturbations en surface à l'intérieur de la ville en fonction de la fréquence (à gauche) pour différentes épaisseurs de couche. La longueur de cohérence spatiale des déplacements est comparée à celles du champ libre et du cas SH. Enfin, celle des perturbations en fonction du temps (à droite) est donnée sous les fréquences d'excitation $f^R = 1\text{Hz}$ et 2Hz .

Comme pour une onde SH, la perte de corrélation spatiale dans la ville inhomogène non périodique par rapport à la ville homogène périodique (Fig.9) est évidente. La fréquence fondamentale du sol f_0^S

4. Modèle de ville hétérogène non périodique sous excitation SV

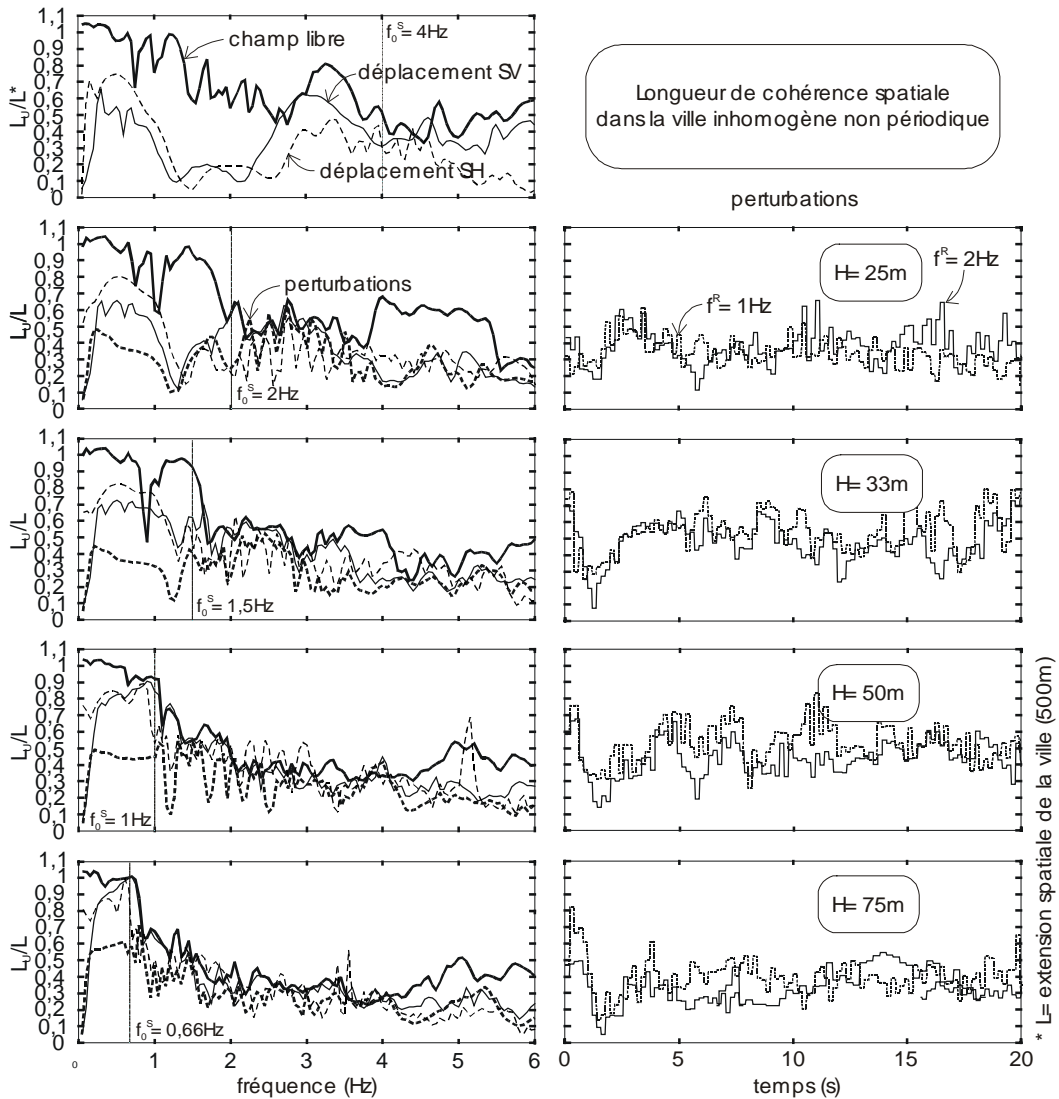


Figure 22 : Longueur de cohérence spatiale des déplacements et des perturbations à l'intérieur de la ville inhomogène non périodique en fonction de la fréquence (gauche) pour différentes épaisseurs de couche. La longueur de cohérence spatiale des déplacements est comparée à celles du champ libre (gras) et du cas SH (fin-pointillé). La longueur de cohérence spatiale des perturbations est également présentée à droite en fonction du temps sous les fréquences d'excitation $f^R = 1\text{Hz}$ et 2Hz

$= c_s / 4H$ (fréquence de Haskell) représente toujours une valeur limite entre cohérence spatiale élevée au-delà et faible en-deçà. En-deçà de cette fréquence, l_u^{SV} et l_u^{SH} (pour caractériser la longueur de cohérence spatiale des déplacements totaux en surface respectivement sous une onde SV et SH) sont également élevées ($l_u \geq 0,7$). Au-delà de cette fréquence, les valeurs sont plus faibles ($l_u \leq 0,6$), mais celles de l_u^{SV} semblent légèrement supérieures à l_u^{SH} . En particulier, la perte de cohérence spatiale aux fréquences de résonance site-ville entre 1 et 2Hz est beaucoup moins apparente.

Comme pour une onde SH, la longueur de cohérence spatiale des perturbations décroît progressivement en fonction de la fréquence. Les valeurs élevées avoisinent $0,5$ tandis que les valeurs faibles sont inférieures à $0,2$. Dans la ville homogène périodique (Fig.9), elles atteignent $l_u^P \approx 0,9$. $l_u^{P,SV}$ sont assez homogènes en forme et en valeurs à $l_u^{P,SH}$ (Chap.3.Fig.33). Les fréquences propres du sol sont en général associées à des remontées du niveau de cohérence spatiale.

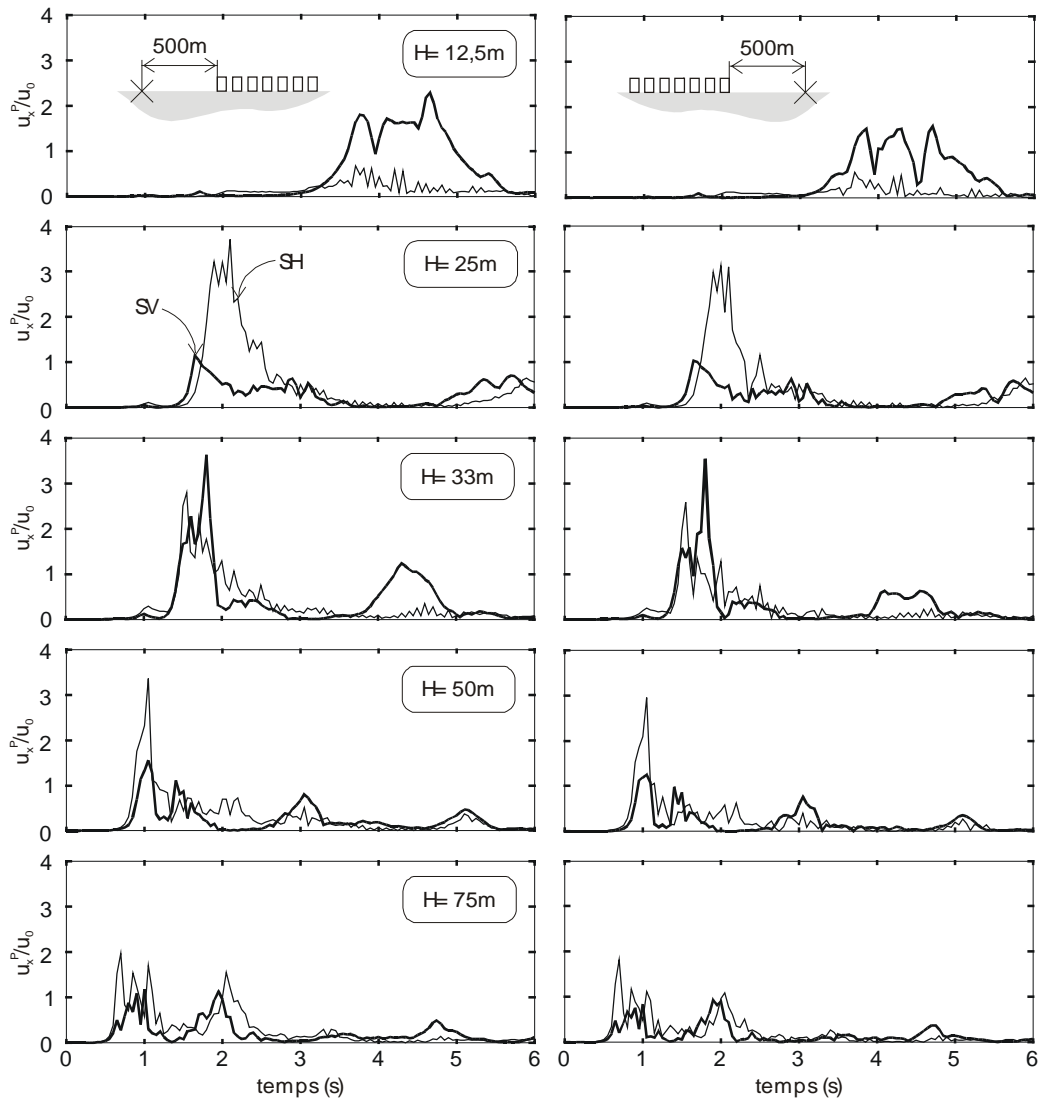


Figure 23 : Fonctions de transfert des perturbations horizontales en deux points situés à 500m à gauche et à droite de la ville inhomogène non périodique pour différentes épaisseurs de couche et sous les fréquences d'excitation $f^R = 1\text{Hz}$ (gauche) et 2Hz (droite). Comparaison SH/SV.

Dans le domaine temporel, la perte de cohérence spatiale par rapport à la ville régulière associée aux vibrations principales (émanant des immeubles) est assez remarquable et conforme au cas SH. Contrairement à ce dernier cas, la diminution de l_u^P semble plus marquée, toutes profondeurs confondues, sous $f^R = 2\text{Hz}$ que 1Hz . Le contraire se produisait dans la ville irrégulière sous excitation SH. Cette inversion marque indubitablement un changement dans le comportement des immeubles sous excitation SV.

4.3.3 Mouvement dans la ville : principaux résultats

L'irrégularité de la ville inhomogène non périodique conduit à une diminution de l'effet de groupe des immeubles : les vibrations d'immeubles se prolongent nettement, l'amplitude des perturbations principales dans la ville est réduite de moitié. Par contre, même amoindrie, l'interaction site-ville se manifeste pour des fréquences plus nombreuses, comme nous l'avons déjà indiqué au chapitre précédent. Ces fréquences correspondent aux fréquences de coïncidence entre le sol et chaque type d'immeubles. En contrepartie, l'incohérence spatiale augmente à l'intérieur de la ville, à cause des

4. Modèle de ville hétérogène non périodique sous excitation SV

effets de dissymétrie liés à sa structure propre. Dans le cas d'une ville homogène périodique, cet effet de décorrélation se différencie nettement de l'effet cohérent induit par l'interaction site-ville ($f^R = \{ f^S = f^B \}$), et son importance reste marginale. Dans le cas d'une ville inhomogène non périodique, effet de décorrélation et effet cohérent sont emmêlés. Des perturbations de grande amplitude (phase principale) peuvent être alors relativement incohérentes. Le passage à une onde SV semble réduire l'augmentation de cet effet de décorrélation. Cette réduction semble liée à l'atténuation plus rapide des ondes de Rayleigh. L'étude de l'onde diffractée en dehors de la ville peut apporter des éclaircissements sur ce point.

4.4 Perturbations rayonnées par la ville

Sur la Figure 23 sont représentées les fonctions de transfert des perturbations horizontales en deux points situés l'un à gauche l'autre à droite de la ville inhomogène non périodique pour différentes épaisseurs de couche. Sur chaque courbe, les solutions SV sont comparées aux solutions SH. Sur la Figure 25 sont alors représentés les champs de perturbation horizontales à gauche de la ville, pour différentes épaisseurs de couche et sous les fréquences d'excitation $f^R = 1\text{Hz}$ (à gauche) et 2Hz (à droite).

Sauf pour $H = 33\text{m}$, la valeur des pics est visiblement inférieure au cas d'une onde SH, conformément à la conclusion tirée de l'étude de la ville homogène périodique. L'exception pour $H = 33\text{m}$ tient aux vibrations d'immeubles particulièrement exacerbées pour cette épaisseur (Fig.24). Elle apparaît maintenant d'autant plus édifiante qu'elle contraste plus nettement avec la faiblesse du pic pour $H = 25\text{m}$ ($|u_x^P/u_0| \approx 1$, contre 4), à laquelle se produit la coïncidence stricto sensu des modes de sol et d'immeubles. Une explication possible à ce phénomène est que la fréquence de groupe des immeubles B2S est abaissée par couplage. Il faudrait dès lors comprendre pourquoi il est plus marqué que pour une onde SH et, mieux encore, que pour le cas périodique !

L'amplitude spectrale est également plus grande à gauche de la ville inhomogène non périodique qu'à droite, tant pour l'onde SH que SV. Cette dissymétrie renvoie à la structure de la ville, dont le centre de gravité est déporté également vers la gauche.

Enfin, l'amplitude des ondes rayonnées par la ville apparaît généralement faible. La plus forte amplitude est visible pour $H = 33\text{m}$, et est liée aux ondes principales. L'intensité du rayonnement est également plus forte sous $f^R = 1\text{Hz}$ que 2Hz , mais semble alors plutôt liée aux effets de bassin, activés autour de 1Hz .

4.5 Influence de la fréquence d'excitation

Aux fréquences d'excitation égales à celles du sol, nous obtenons $f^R = f^S/_{33} = 1,5\text{ Hz}$ et $f^R = f^S/_{75} = 0,66\text{Hz}$, le cas des épaisseurs de couche $H = 25\text{m}$ et 50m ayant déjà été présenté. Les solutions obtenues en termes de perturbations générées à l'intérieur et à l'extérieur de la ville comme en termes de cohérence spatiale sont relativement similaires à celles trouvées sous $f^R = 1\text{Hz}$ (Fig.19 à Fig.25).

Les perturbations calculées à l'intérieur de la ville périodique et non périodique ne présentent pas de différence notables, en amplitude, en durée ou en cohérence spatiale l_u^P . Ce qui est pourtant notable, c'est que la densité de la ville périodique ($\theta = 0,66$) est double de celle de la ville non périodique ($\theta = 0,32$).

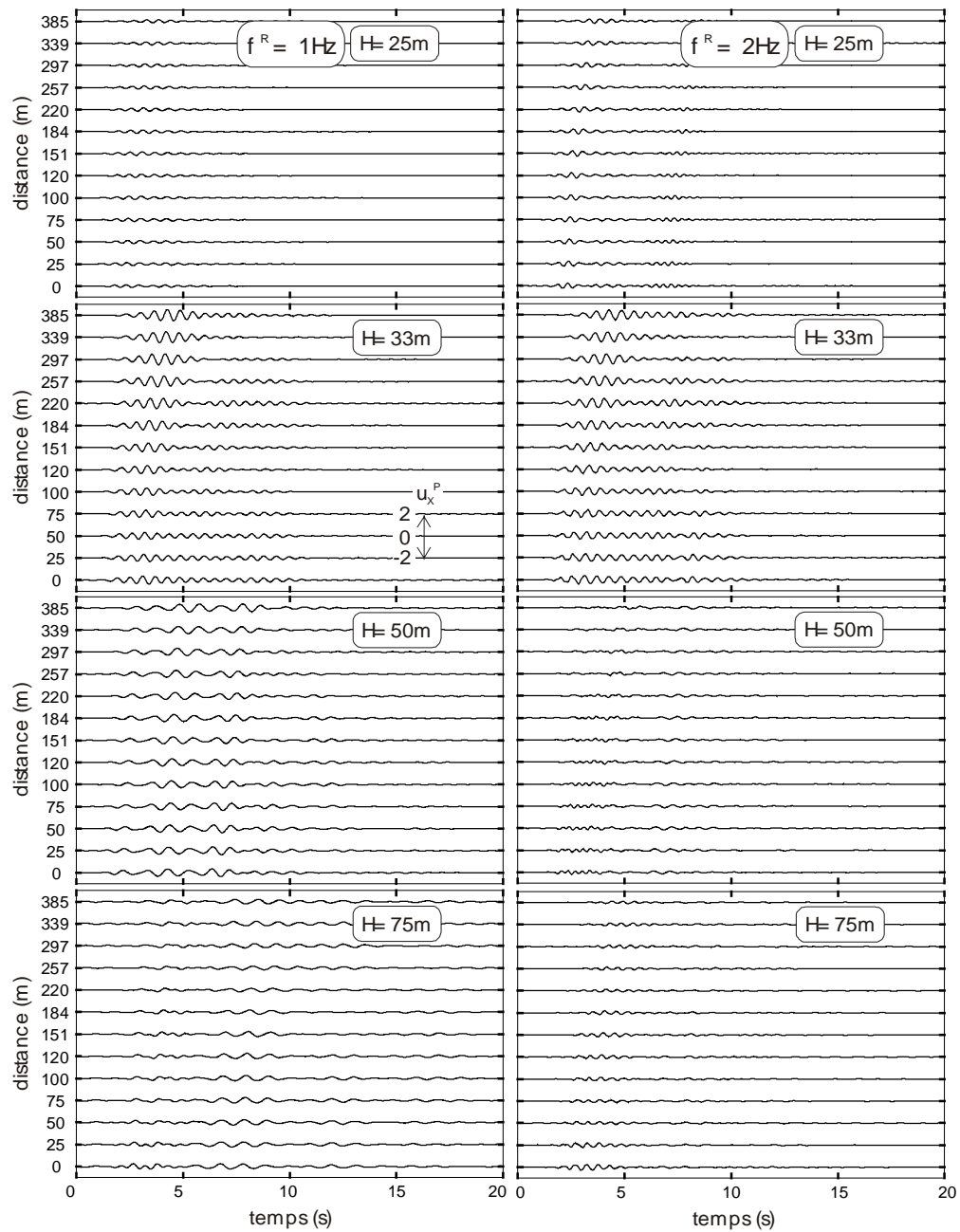


Figure 25 : Perturbations horizontales à gauche de la ville inhomogène non périodique pour différentes épaisseurs de ouche et sous les fréquences d'excitation $f^R = 1\text{Hz}$ (gauche) et 2Hz (droite).

4. Modèle de ville hétérogène non périodique sous excitation SV

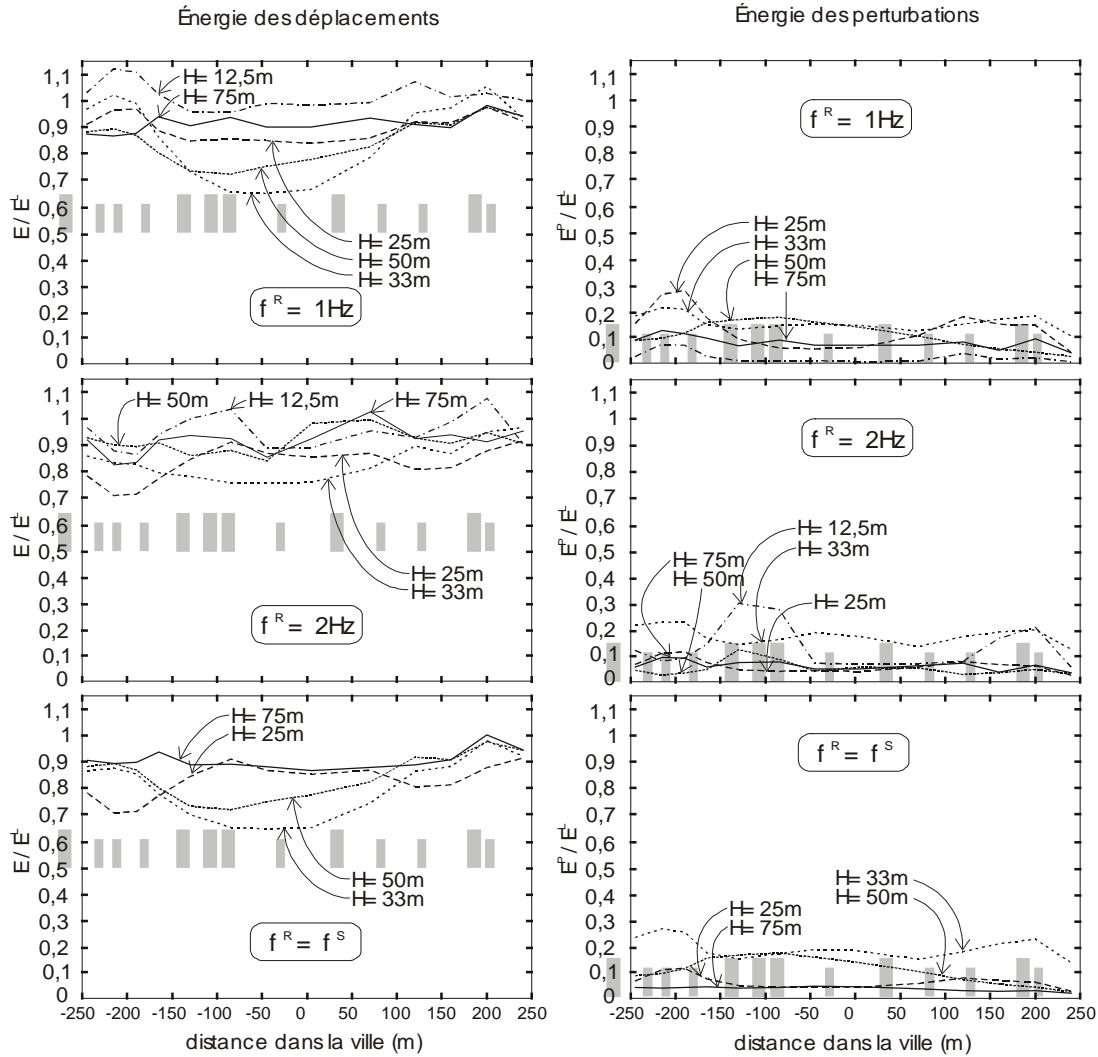


Figure 26 : Énergies des déplacements (gauche) et des perturbations (droite) à l'intérieur de la ville inhomogène non périodique pour différentes épaisseurs de couche et sous les fréquences d'excitation $f^R = 1\text{Hz}$, 2Hz et f^S

4.6 Analyse de l'énergie

Sur la Figure 26 est tracée la répartition des énergies de déplacements (à gauche) et des perturbations (à droite) à l'intérieur de la ville inhomogène non périodique, pour différentes épaisseurs de couche et sous les fréquences d'excitation $f^R = 1\text{Hz}$, 2Hz et f^S .

La répartition de l'énergie du champ total présente les mêmes tendances pour les ondes SH et SV. La réduction d'énergie peut atteindre 30%, mais son accroissement reste en revanche limité à 10%, tandis qu'elle peut atteindre 30% pour une onde SH (Chap.3.Fig.35). La localisation de l'énergie du champ total reste cependant similaire dans les deux cas : réduite aux pieds des immeubles mis en vibration, elle reste concentrée entre eux (par exemple sous $f^R = 1\text{Hz}$). La répartition montre des fluctuations également moins contrastées que pour une onde SH : les écarts d'énergie sont moins marqués et inférieurs à 40%, tandis qu'ils sont brusques et peuvent dépasser 60% dans le cas SH. Ce contraste est plus flagrant pour l'énergie des perturbations, qui est plutôt régulière ici alors qu'elle est clairement plus chahutée pour une onde SH. Celle-ci est également d'un niveau relativement faible ($E^P \leq 0,2$), tandis qu'elle peut localement atteindre 90% pour une onde SH.

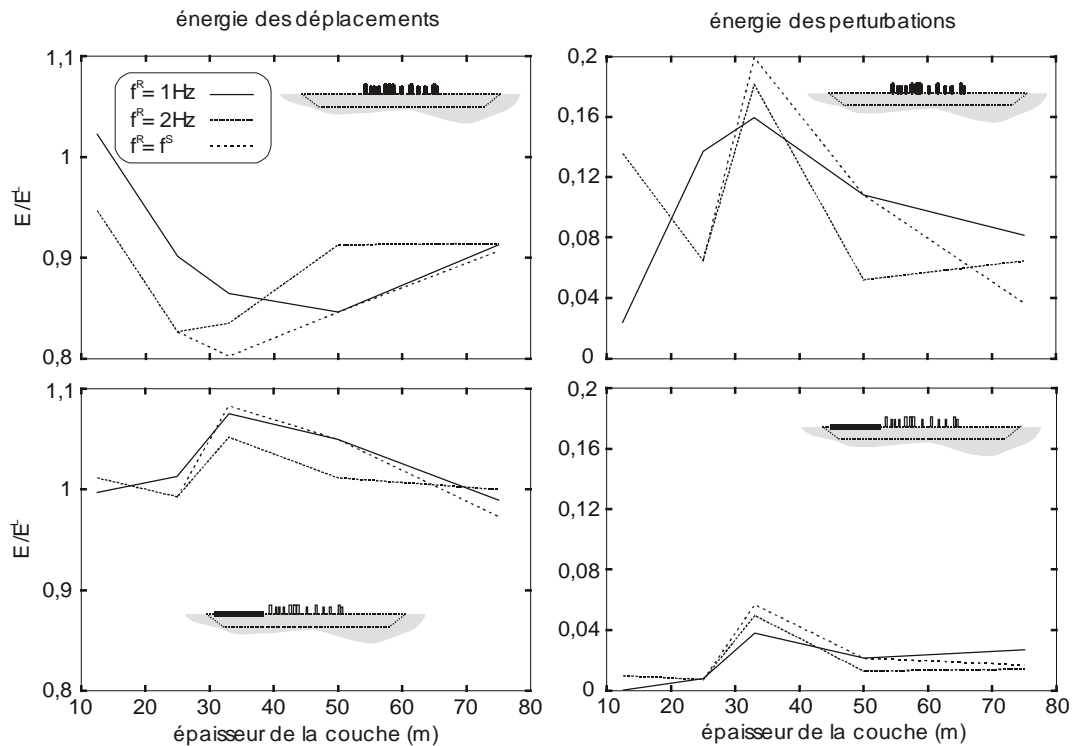


Figure 27 : Moyenne des énergies des déplacements (gauche) et des perturbations (droite) à l'intérieur (haut) et à l'extérieur (bas) de la ville inhomogène non périodique en fonction de l'épaisseur de couche et sous différentes fréquences d'excitation.

La répartition de l'énergie du champ total dans les villes périodique et non périodique est également très différente, mais reste conforme aux conclusions du cas SH : 1. la diminution d'énergie est plus faible que dans la ville périodique, où elle peut atteindre 50% (Fig.12) 2. cette énergie se localise entre les immeubles (de la manière indiquée plus haut), tandis qu'elle est uniformément répartie dans la ville périodique.

L'énergie des perturbations est là aussi très inférieure à celle de la ville périodique (de 0,2 à 0,3 contre 0,6). L'analyse du cas spécial de $H = 33m$ permet en partie de comprendre pourquoi il émet un tel rayonnement (confère §4.5). En effet, l'énergie des perturbations est plutôt concentrée aux bords de la ville non périodique, aux pieds des petits groupes d'immeubles B2S, tandis que, plus uniforme à l'intérieur de la ville périodique, elle décroît rapidement vers les extrémités. Elle aurait donc tendance à être confinée plutôt à l'intérieur de la ville périodique qu'à l'intérieur de la ville non périodique. Il est pour l'instant très difficile de prédire le rôle de la répartition d'immeubles sur ce point.

La représentation sur la Figure 27 de l'évolution en fonction de l'épaisseur de couche de la moyenne des énergies de déplacements (à gauche) et des perturbations (à droite) à l'intérieur (en haut) et à l'extérieur (en bas) de la ville inhomogène non périodique sous diverses fréquences d'excitation constitue une bonne synthèse des considérations développées plus haut :

- L'évolution inversée des énergies des déplacements et des perturbations à l'intérieur de la ville, avec leur intervalle de valeurs respectif : supérieur à 0,8 pour E et inférieur à 0,2 pour E^P .
- Le maximum de E^P est atteint pour $H = 33m$, à l'intérieur comme à l'extérieur de la ville.
- A l'extérieur de la ville non périodique, E^P est supérieur à 4%, tandis qu'il est inférieur à 1% à l'extérieur de la ville périodique (Fig.13). Ces valeurs de E^P restent toutefois près de 5 fois inférieures à celles calculées à l'intérieur de la ville.

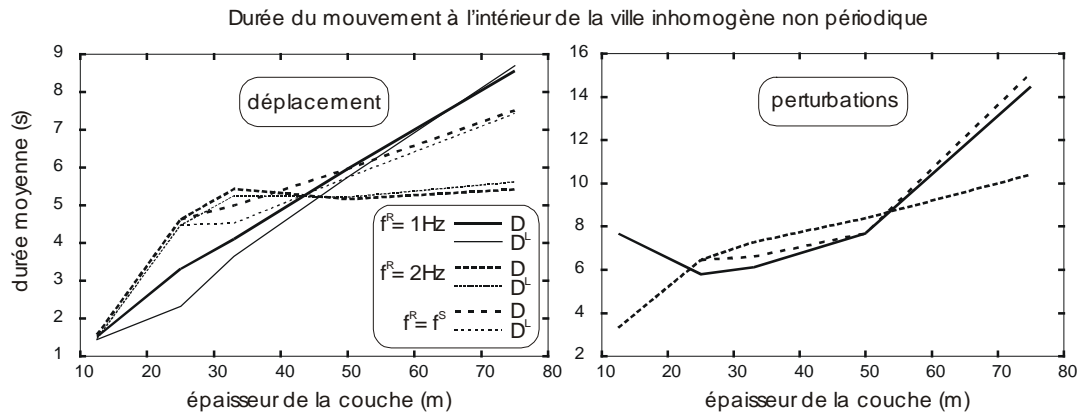


Figure 28 : Moyenne des durées des déplacements (gauche) et des perturbations (droite) à l'intérieur de la ville en fonction de l'épaisseur de couche et sous différentes fréquences d'excitation. La durée moyenne du mouvement en champ libre est également donnée pour comparaison.

4.7 Analyse de la durée des signaux

Sur la Figure 28 est représentée l'évolution en fonction de l'épaisseur de couche des durées moyennes des déplacements (à gauche) et des perturbations (à droite) à l'intérieur de la ville sous diverses fréquences d'excitation. Elles sont comparées à celle des déplacements en champ libre.

Contrairement à la ville homogène périodique (Fig.17), les durées moyennes dans la ville inhomogène non périodique sont à peu près identiques dans les cas SH et SV ($D \approx 6s$ pour $f^R = 2Hz$, $D \approx 9s$ sinon). Cette péréquation tient à l'allongement des vibrations d'immeubles par réduction de l'effet de groupe.

Cela mis à part, l'évolution de la durée est conforme aux résultats du cas SH et permet d'en reconduire les principales conclusions :

- Diminution de la durée des déplacements par rapport au champ libre, imputable à l'effet de groupe des immeubles. Conformément aux analyses du chapitre, cette diminution est moins marquée que pour une onde SH.
- Augmentation constante de la durée en fonction de l'épaisseur de couche, traduisant le renforcement des effets de bassin avec son encaissement.
- Durée des perturbations plus longues que celles des déplacements, mais également signification plus ambiguë.

5 Conclusions générales

L'analyse de l'interaction site-ville pour le modèle simplifié d'une ville (régulière ou pas) reposant sur une couche quasi-unidimensionnelle et soumise à une onde incidente de type SV permet d'en établir certains éléments caractéristiques :

- Effet de groupe ou effet cohérent

Il agit quand l'interaction sol/structure simple se transpose à un réseau d'immeubles de caractéristiques vibratoires voisines. Les immeubles réagissent les uns sur les autres via le sol (interaction structure/sol/structure [Guéguen, 2000c]). Le couplage entre immeubles a pour effet le découpage du pic de résonance d'un immeuble isolé à la fréquence f^B en une multiplicité de pics plus petits (effet d'inertie), caractéristiques de la résonance du réseau. Simultanément, l'amplitude de vibration des immeubles diminue ainsi que leur durée. A l'opposé, l'amplitude et la durée des perturbations transmises au sol augmentent. La densité du réseau accroît l'effet de groupe.

A la coïncidence des fréquences du sol et des bâtiments ($f^S = f^B$), ou fréquences de résonance d'interaction site-ville, l'énergie des vibrations se transmet du sol à la ville et de la ville au sol. L'inertie de la ville s'accroît et s'oppose à l'amplification des mouvements de surface. L'énergie des déplacements en surface dans la ville diminue et celle des perturbations augmente.

- Effet incohérent ou de décorrélation

Cet effet traduit l'exposition de la ville aux effets latéraux de toute sorte. Ces effets latéraux peuvent être soit des effets de bassin, soit des effets de source (onde non plane, incidence inclinée), soit même ressortir d'une irrégularité structurelle propre à la ville. Quand l'effet de bassin est similaire à celui d'une couche unidimensionnelle, effets cohérent et incohérent se distinguent à l'intérieur d'une ville régulière. Dans ce cas, l'effet de décorrélation prend de l'importance quand l'effet de groupe se réduit ($f^S \neq f^B$). L'inertie acquise par la ville diminue, chaque immeuble retrouve son indépendance, la ville modifie peu le mouvement du sol et devient plus sensible aux effets latéraux.

- Champ d'ondes rayonnées

Il se décompose ordinairement en une onde principale ou directe, émise par les vibrations d'immeubles et dont l'amplitude est corrélée à l'effet de groupe, et une onde secondaire ou indirecte reflétant l'importance des effets latéraux. L'énergie de ces ondes rayonnées est généralement très inférieure à l'énergie accumulée à l'intérieur de la ville (d'un facteur 10 environ).

- Énergie

L'énergie des déplacements à l'intérieur de la ville est inversement proportionnelle à l'effet de groupe des immeubles. Plus celui-ci est grand, plus l'énergie est petite. Cette diminution d'énergie est corrélative d'une désamplification du mouvement en surface à l'intérieur de la ville, ce qui produit une évolution inverse de l'énergie des perturbations. Cette évolution croisée d'énergies s'effectue par un mécanisme de transfert d'une grandeur à l'autre.

- Durée

L'interaction site-ville produit une diminution par rapport au champ libre de la durée des mouvements à l'intérieur de la ville.

Quand des éléments de dissymétrie sont introduits dans la ville, il se produit les variations suivantes aux phénomènes précédents :

- Un nombre d'immeubles de caractéristiques vibratoires différentes produit autant de fréquences de couplage sol/bâtiment différentes. Par ailleurs, le couplage entre deux bâtiments différents peut intervenir à des fréquences voisines. La gamme des fréquences intermédiaires peut être alors activée. Par conséquent, dans une ville inhomogène non périodique, l'interaction site-ville acquiert une bande active élargie.
- Concomitamment, la multiplicité des immeubles différents distribués aléatoirement dans la ville affaiblit son effet de groupe et sa cohésion interne. Les vibrations transmises des immeubles au sol

structure de la ville	onde SH		onde SV	
	régulière	irrégulière	régulière	irrégulière
densité	augmente l'effet de groupe.		incidence moins importante ^{SH} sur l'effet de groupe. Encore diminuée par l'irrégularité de la ville (densité respective des immeubles identiques)	
épaisseur du bassin	augmente l'effet de décorrélation (onde de Love, effet de focalisation)		moindre portée ^{SH} des ondes de Rayleigh = moindre effet ^{SH} de décorrélation	
vibrations d'immeubles	<u>effet de groupe</u> = diminution d'amplitude et de durée	moindre effet de groupe ^{SH / T}	idem au cas SH pour densité moyenne ($\theta \geq 0,2$)	amplitude et durée sensiblement augmentées ^{SH / NT}
perturbations (à l'intérieur et l'extérieur de la ville)	<u>principales</u> = effet de groupe <u>secondaires</u> = effets de décorrélation (effets latéraux)			amplitude divisée par deux. ^{SH / NT} cohérence spatiale plus longue ^{SH / NT}
énergie (en fonction de l'ISV)	E ↓ (E → 0,5) E ^P ↑ (E → 0,9) à l'int. E ^P ↑ (E → 0,1) à l'ext.	E ↓ (E → 0,7) E ^P ↑ (E → 0,9) à l'int. E ^P ↑ (E → 0,1) à l'ext.	E ↓ (E → 0,6) E ^P ↑ (E → 0,6) à l'int. E ^P ↑ (E → 0,1) à l'ext.	E ↓ (E → 0,7) E ^P ↑ (E → 0,2) à l'int. E ^P ↑ (E → 0,4) à l'ext.
durée des déplacements (en fonction de l'ISV)	augmente avec les effets latéraux du bassin. Diminue avec l'effet de groupe			

^{SH} par rapport au cas SH

^T par rapport à la ville homogène périodique

^{NT} par rapport à la ville inhomogène non périodique

Tableau 2 : Tableau récapitulatif de l'influence de l'interaction site-ville pour les différentes configurations urbaines et natures de sollicitation.

deviennent de moindre amplitude. Les vibrations du sol se prolongent en durée et deviennent plus sensibles aux effets latéraux (effet de décorrélation).

- A l'opposé de la ville homogène périodique où ils étaient distincts, ces deux effets contraires s'interpénètrent dans la ville inhomogène non périodique : l'effet de décorrélation affecte les signaux de grande amplitude (ondes principales) issus des vibrations d'immeubles, et est susceptible de les rendre plus dangereux pour l'intégrité des structures superficielles (incohérence spatiale).
- L'effet d'interaction site-ville désamplifie le mouvement en surface à l'intérieur de la ville par un mécanisme de transfert d'énergie du champ total vers les perturbations. Les niveaux d'énergie moyens impliqués dans les villes périodique et non périodique sont du même ordre de grandeur. Ils voient cependant des contrastes de répartition au sein même de la ville. Comprendre ces disparités, c'est comprendre comment les différents immeubles agissent les uns sur les autres. Ce

CHAPITRE 4 : Interaction site-ville : modèle simplifié sous excitation SV

point demeure encore le plus obscur. Cependant, il paraît clair que la masse et l'élanement des immeubles ont un poids important sur cette distribution.

Entre les problèmes plan (SV) et antiplan (SV), les différences sont essentiellement de deux natures : 1. liées aux vibrations d'immeubles qui se produisent désormais dans le plan 2. liées aux effets de bassin (ondes de Rayleigh). Cette étude montre que les modifications notables par rapport au cas SH sont les suivantes :

- L'effet de groupe des immeubles est moins important quand la densité diminue.
- Les effets de bords (portée de l'onde de Rayleigh) sont moins marqués et affaiblissent les effets de décorrélation.
- L'interaction site-ville diminuant en intensité, les transferts d'énergie à l'intérieur de la ville sont moins élevés.

La structure de la ville apparaît également comme un facteur déterminant ayant une incidence plus ou moins grande sur l'amplitude des effets précédents. Ainsi, les différences entre les cas SH et SV sont moins importantes pour une ville homogène périodique, ce d'autant moins que sa densité est plus grande. Par contre, pour une ville inhomogène non périodique, celles-ci sont plus sensibles. Dans l'exemple de notre ville particulière, elles se traduisent par les observations suivantes :

- L'amplitude et la durée des vibrations d'immeubles augmentent.
- L'amplitude des perturbations à l'intérieur et à l'extérieur (ondes rayonnées principales) de la ville diminue.
- La cohérence spatiale du mouvement dans la ville est plus grande.
- Les transferts d'énergie sont moins importants.
- La durée des mouvements à l'intérieur de la ville est indistincte de celle du champ libre.

Les différences entre les cas SH et SV sont synthétisées dans le Tableau 2. Au terme des Chapitres 3 et 4, nous espérons avoir mis en exergue les principaux éléments caractéristiques de l'interaction site-ville. La simplification du modèle site-ville utilisée, nécessaire mais néanmoins réelle, nous amène à nous interroger sur ce qui, à notre avis, sont les deux points faibles :

- La distinction entre effets cohérent et incohérent n'est possible que parce que les effets de résonance verticale et de bassin sont eux-mêmes distincts. Qu'advierait-il s'ils se combinaient, c'est-à-dire si nous avions une configuration de bassin sédimentaire réelle ? Nous tenterons d'aborder cette question au Chapitre suivant.
- Nous constatons que la réponse des immeubles peut avoir une grande influence sur l'interaction site-ville. La représentativité de cette réponse nous amène à nous poser la question de la représentativité du modèle d'immeubles utilisé (massifs élastiques homogènes). En toute rigueur, il nous paraît nécessaire d'améliorer la représentation des immeubles ou du moins, d'estimer l'écart que pourrait produire cette amélioration : fondations profondes, éléments de poutre, immeubles 3D ...

CHAPITRE 5

Interaction site-ville dans
un bassin sédimentaire réel :
cas de Nice (France)

1 Modèle site-ville simplifié : résultats et limitations

1.1 Principaux résultats

Dans les Chapitres 3 et 4, nous nous sommes efforcés de comprendre et de décrire les mécanismes de l'interaction site-ville à l'aide de modèles simplifiés pour la ville et le bassin. Deux modèles de ville ont été considérés : l'un homogène périodique, l'autre inhomogène non périodique. Le modèle de sol restait quant à lui relativement simple, puisqu'il s'agissait d'une couche d'épaisseur constante et de longueur relativement grande par rapport à l'extension de la ville. La réponse d'un tel bassin se rapprochait ainsi de la réponse 1D d'une couche unidirectionnelle. Dans ces conditions, il devenait possible d'étudier la sensibilité de l'ISV aux fréquences caractéristiques des bâtiments et de l'onde incidente sous un régime de résonance essentiellement verticale.

Il ressort des précédentes analyses que :

- L'effet de couche (résonance 1D) joue un rôle de premier plan : il détermine la quantité d'énergie susceptible d'être transmise aux immeubles et réémise en retour par ces derniers, c'est-à-dire l'ampleur de l'*effet de groupe* des immeubles.
- Cette quantité d'énergie mise à disposition par la couche est ensuite canalisée par la ville pour produire une réaction d'ensemble. Celle-ci est *cohérente* quand la structure de la ville est dominée par des éléments de symétrie. Elle devient *incohérente* quand les éléments de dissymétrie deviennent prépondérants.

La particularité des modes vibratoires des immeubles (vibrations transversales (SH) ou radiales (SV)) composant la ville ne modifie pas en substance les mécanismes prépondérants de l'interaction site-ville. Mais en sollicitant les immeubles suivant un axe d'inertie plus faible, les vibrations transversales (SV) induisent des transferts d'énergie avec le sol également moindres (diminution de l'effet de groupe). Cette réduction de l'interaction site-ville est d'autant plus marquée que la densité d'un groupe d'immeubles homogènes est faible.

1.2 Limitations du cas simplifié

Ces résultats indiquent que c'est la nature particulière du site qui contrôle essentiellement l'interaction site-ville. Dans le Chapitre 1, nous nous sommes efforcés de montrer que ces effets de site pouvaient, dans certaines configurations de bassin, présenter de grandes singularités latérales (singularités locales du mouvement à l'aplomb de failles, propagation et piégeage d'ondes de surface) conduisant à une amplification supérieure, en amplitude et en durée, à celle de la résonance simplement verticale. Dans les Chapitres 3 et 4, il nous est apparu par ailleurs que les deux effets dominant l'interaction site-ville, à savoir l'effet de groupe cohérent et l'effet de décorrélation, sont les pendants de ceux qui se produisent dans un remplissage sédimentaire, à savoir la résonance verticale et la propagation d'une onde de surface.

Jusqu'à présent, ces deux effets du bassin étaient relativement bien découplés (bassin très élancé), de sorte qu'effet cohérent et incohérent étaient également distincts. Nous pouvions alors analyser l'influence de la structure de la ville sur chacun d'eux et conclure qu'une ville irrégulière constituait un facteur d'incohérence. Mais dans un bassin relativement encaissé, résonance verticale et propagation latérale peuvent être si bien combinées qu'elles y produisent une forme de *résonance bidimensionnelle globale*. La question principale devient donc la suivante : *que devient l'interaction site-ville lorsque la résonance bidimensionnelle du bassin domine ?*

L'objectif proposé dans ce présent chapitre est, à notre connaissance, original : tenter une analyse de l'interaction site-ville pour un modèle de bassin bidimensionnel. Nous choisissons ainsi le modèle de bassin de Nice, dont nous trouvons une analyse détaillée de la réponse en champ libre dans Kham [Kham, 2003] et Semblat et al. [Semblat, 2003a.b, 2002a.c, 2001a.b, 2000b]. Le même modèle numérique de bassin (méthode des éléments de frontière) est considéré ici pour analyser l'interaction site-ville.

2 Modèles site-ville dans le cas d'un bassin sédimentaire

2.1 Sismicité de la région de Nice

Les Alpes Maritimes, avec l'Arc Alpin et le bassin Ligure, forment, avec les Pyrénées, l'une des régions de France métropolitaine les plus sismiquement actives (Fig.2).

La formation des Alpes s'est faite en réponse à la collision entre l'Europe et l'Afrique débutant principalement à l'Eocène. La formation de l'arc de Nice est liée au décollement et au glissement vers le Sud de la couverture du massif cristallin de l'Argentera-Mercantour. Des dépôts quaternaires, marins ou continentaux, recouvrent les formations secondaires et tertiaires et forment aujourd'hui le centre de Nice. L'ensemble des couches sédimentaires peut conduire à de forts contrastes de caractéristiques mécaniques [Duval, 1996].

En outre, faisant face à la baie de Nice, la Mer Ligure déploie un réseau de failles issu du rapprochement vers le continent et de la rotation du bloc corso-sarde, constitué de la Corse et de la Sardaigne. Ce réseau de failles est à l'origine du séisme enregistré le 25 février 2001 ($M = 4,6$) au large de Nice (Fig.9).

La région de Nice est classée en zone II dans le zonage sismique de la France [Despeyroux, 1986]. L'accélération maximale prise en compte réglementairement est d'environ $0,16g$.

L'activité sismique est donc modérée à Nice à cause d'un contexte sismotectonique assez actif. Par ailleurs, la localisation de Nice au-dessus d'un remplissage sédimentaire accroît l'exposition de la ville au risque sismique. En effet, l'étude de la sismicité dans la ville à l'aide d'enregistrements de séismes et du bruit de fond (H/V) [Duval, 1996, 1998] montre clairement une amplification du mouvement sismique basses fréquences (entre 1 et 10Hz, avec un pic fondamental à 1Hz) au centre du remplissage.

La forte densité urbaine accroît le risque sismique dans la région du littoral méditerranéen. L'activité sismique de la région est l'objet d'une surveillance permanente et assurée par le déploiement d'un grand nombre de stations sismologiques. Celles-ci dépendent majoritairement des quatre réseaux permanents opérant dans les Alpes-Maritimes : le Réseau Accélérométrie Permanent (RAP

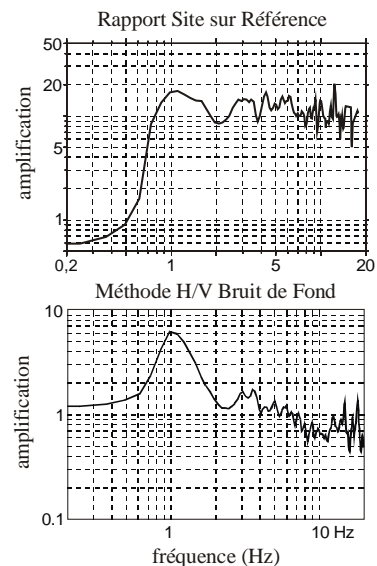


Figure 1 : Mesures expérimentales de la réponse sismique sur le site de Nice. Rapports site/référence (haut) et H/V Bruit de Fond (bas).

2. Modèles site-ville dans le cas d'un bassin sédimentaire

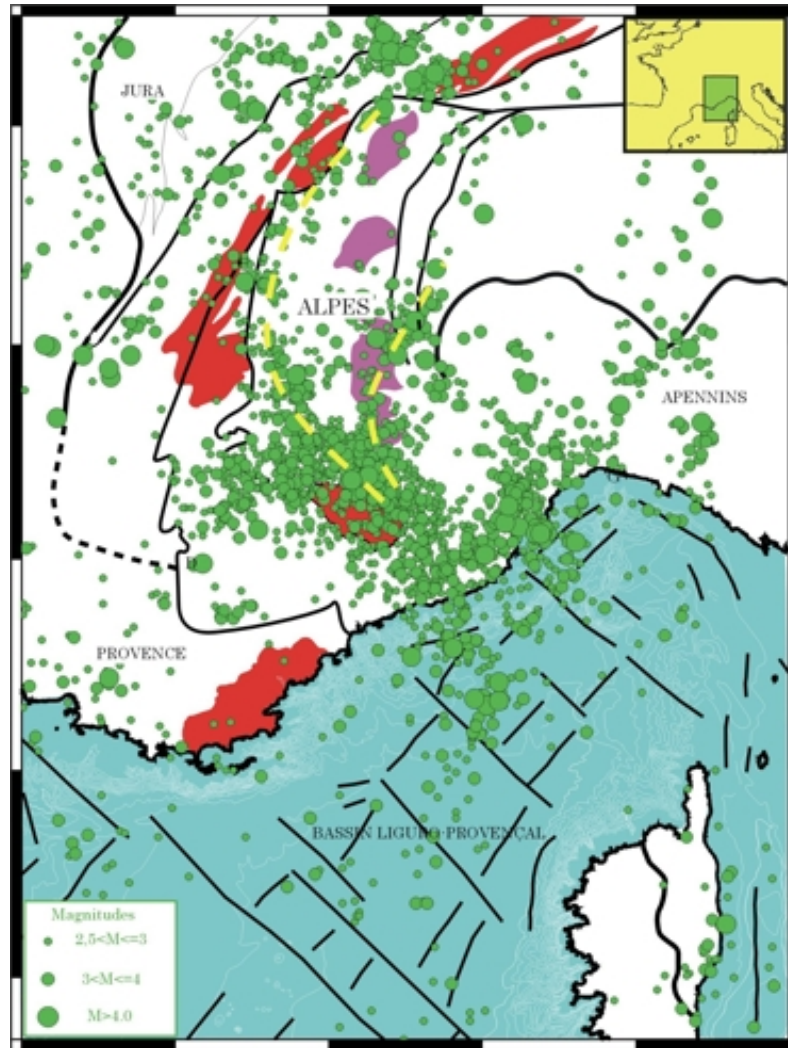


Figure 2 : Sismicité autour de la région de Nice. L'Arc alpin (en trait pointillé à l'intérieur des terres) et les failles de la mer Ligure (au large de la mer méditerranéenne) forment les deux éléments tectoniques sismogènes de la région.

¹), le Réseau National de Surveillance Sismique (RéNaSS ²), le réseau large bande régional (TGRS ³) et celui du Laboratoire de Géophysique du CEA (LDG) (Fig.9).

La ville de Nice est couverte à elle-seule par cinq stations du RAP : ALS (proche de la baie), BOR (rocher), LIB (nord de la ville), POR, ROC (Fig.3).

¹ <http://www-rap.obs.ujf-grenoble.fr/>

² <http://renass.u-strasbg.fr/>

³ <http://ligure.unice.fr/>

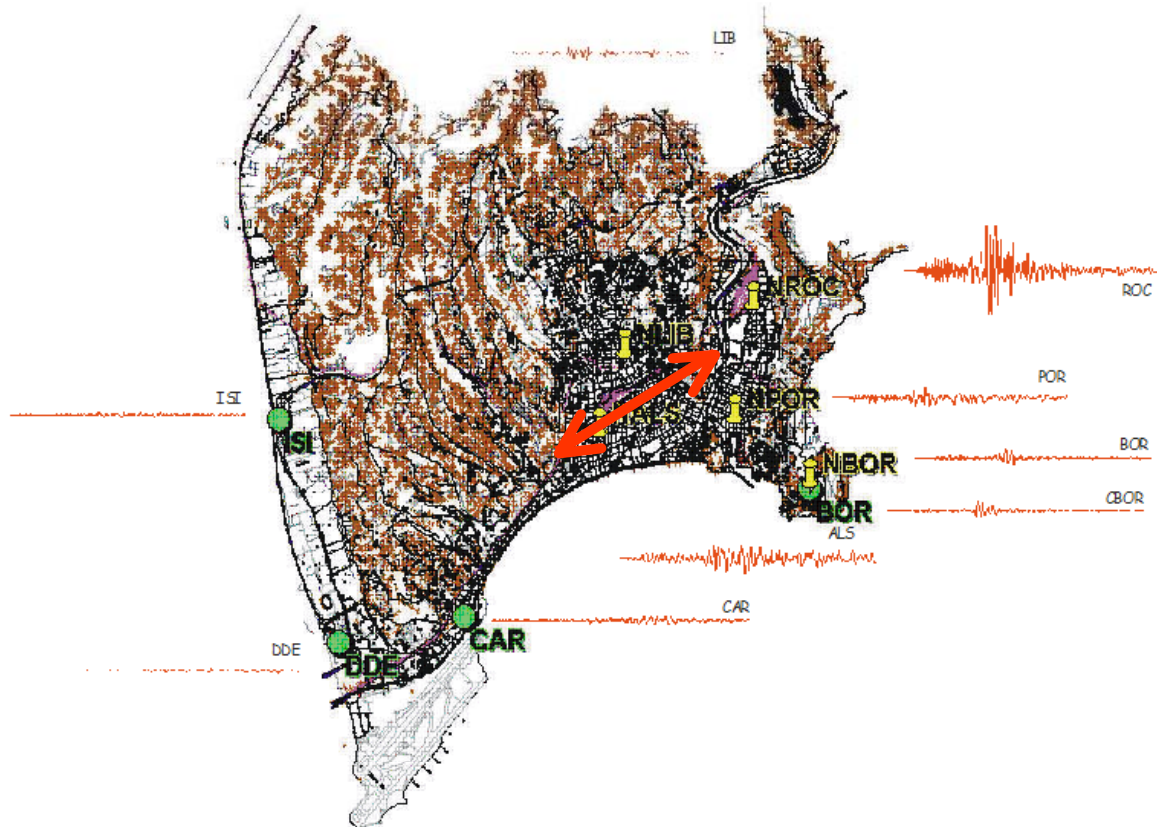


Figure 3 : Localisation de la coupe est-ouest dans la ville de Nice (CETE-Méditerranée). Cette coupe traverse la ville d'ouest en est, depuis l'aéroport de Nice jusqu'au pied de la colline du Cimiez. Un grand nombre d'immeubles la surplombe. Les cinq stations du RAP sont localisées à différents endroits de la ville.

2.2 Modèles site-ville

2.2.1 Description du modèle de bassin (Nice)

Le modèle de bassin bidimensionnel retenu pour Nice comprend un remplissage homogène élastique surmontant un demi-espace élastique (substratum). Ce profil correspond à une coupe ouest-est traversant le centre-ville entre l'aéroport et le port, à l'est de la promenade des Anglais (Fig.3). Il s'étend sur une longueur de $2000m$ et atteint une profondeur d'environ $60m$ sur sa moitié ouest. La configuration du bassin et les propriétés mécaniques afférentes sont données sur la Figure 5. La fréquence fondamentale de résonance du site est estimée par la formule de Haskell à $f_0^S \approx c_s / 4H = 0,83Hz$.

2. Modèles site-ville dans le cas d'un bassin sédimentaire

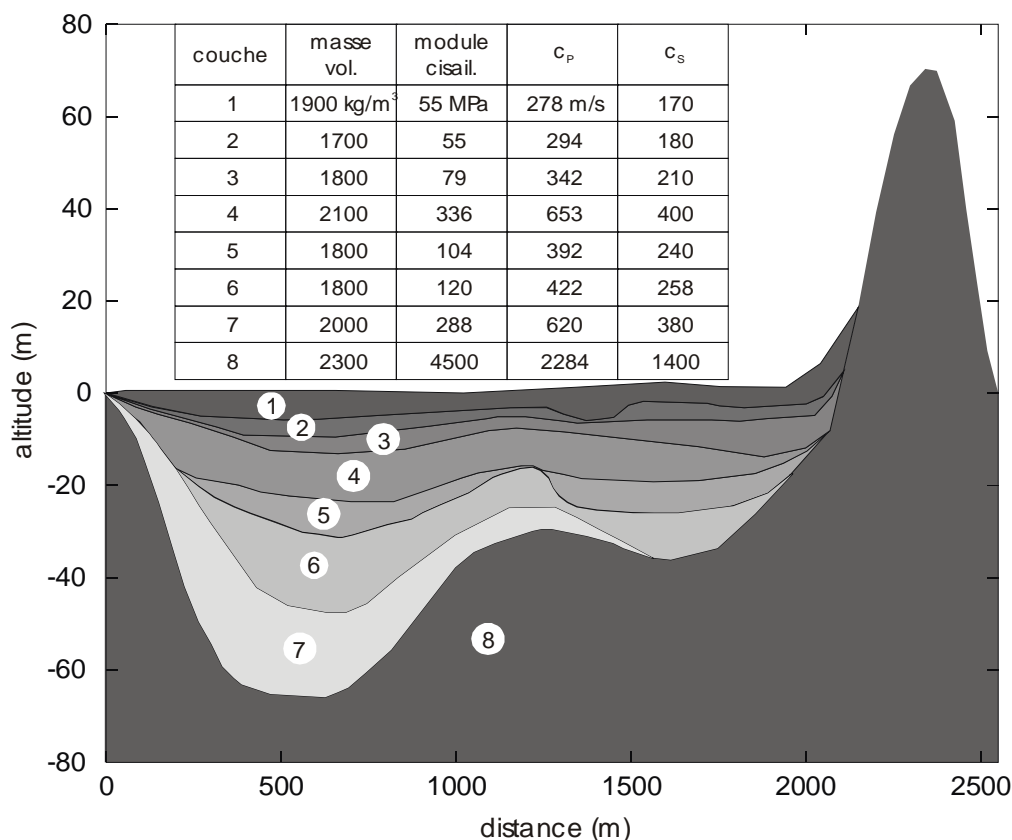


Figure 4 : Profil géotechnique de la coupe est-ouest du bassin (CETE-Méditerranée).

2.2.2 Modèle de ville

Les deux modèles de ville des Chapitres 3 et 4 sont considérés ici, à savoir le modèle de ville homogène périodique constitué d'immeubles B2S de fréquence fondamentale d'interaction sol/structure $f^B = 2\text{Hz}$, puis le modèle de ville inhomogène non périodique constitué d'immeubles B1S et B2S répartis aléatoirement à l'intérieur de la ville. Ces immeubles présentent un taux d'amortissement intrinsèque de 5% et des fréquences fondamentales respectives de 1Hz et 2Hz. Ces caractéristiques sont cohérentes avec celles du bâti niçois [Dunand, 2003]. Pour des informations plus détaillées sur les villes périodique et non périodique, on se référera respectivement au Chapitre 3 §2 et §4.2.

La ville conserve une extension de 500m et est centrée au milieu de la vallée (Fig.5). Le choix de l'extension et la position de la ville obéit au souci méthodologique de faire varier la configuration du bassin en conservant la structure de la ville. Nous verrons que ce choix est contraignant pour une investigation complète, et ne permet pas par exemple de mettre en rapport la réponse d'un type d'immeubles avec sa position sur le bassin (variation de la fréquence de résonance verticale, variation des effets de bassin). C'est pourquoi nous terminons cette analyse par le cas d'une ville dense, composée des deux types d'immeubles (B1S et B2S) aléatoirement répartis sur toute la longueur du bassin. Une telle configuration urbaine, d'ailleurs représentative de la situation réelle sur la coupe, permettra d'étudier la réponse des immeubles en fonction de leur position sur le bassin.

2.2.3 Choix des paramètres prépondérants

L'étude paramétrique proposée est similaire à celle des Chapitres 3 et 4. Pour la vallée bidimensionnelle, elle se décline selon les points suivants :

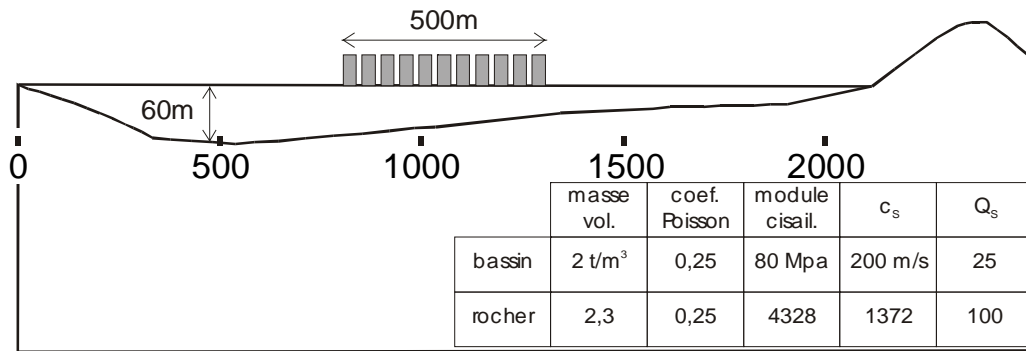


Figure 5 : Modèle site-ville considéré (Nice) et propriétés mécaniques du bassin.

- Variation de la densité d'immeubles dans le cas de la ville périodique avec successivement $\theta = 0,2$, $0,34$, $0,5$ et $0,66$, soit un nombre d'immeubles égal à 10 , 16 , 25 et 33 respectivement.
- 1. Variation de la fréquence d'excitation du Ricker, centré à $f^R = f^B$ et $f^R \approx f_0^S = 0,8\text{Hz}$
- 2. Sollicitation réelle : le séisme du 25 février 2001 ($M = 4,7$) dont la description est donnée plus loin.
- 1. Variation de la structure de la ville avec les deux modèles périodique et non périodique ($\theta = 0,32$) centrés au milieu du bassin.
- 2. Ville dense ($\theta = 0,56$) constituée d'immeubles B1S et B2S aléatoirement répartis sur toute la longueur du bassin, et que nous qualifions de « ville réaliste ».

Le modèle site-ville est soumis à une onde plane de type SH et d'incidence verticale. Cette dernière peut être de forme variable dans le temps (séisme). La réponse du système site-ville sous le séisme du 25 février 2001 décrit plus loin sera notamment étudiée. L'analyse pour une onde SV ne sera pas considérée ici, faute de temps. Si l'étude du modèle site-ville simplifié montre une influence modérée du type d'onde sur l'interaction site-ville (surtout à densité élevée), en revanche, dans le cas d'un bassin réel, des effets de focalisation particulière des ondes SV (incidence critique : confère Chapitre 2 et Annexe 2) peuvent conduire à une amplification importante du mouvement en surface, et notamment de sa composante verticale (confère Chapitre 1). Pour cette raison, l'analyse devra être poursuivie en ce sens.

3 Réponse du modèle de bassin en champ libre

En préambule, nous caractérisons la réponse en champ libre du bassin (Nice). Ces résultats préalables permettront de caractériser finement la sollicitation imposée à la ville puis l'interaction site-ville.

3.1 Fonction de transfert

Sur la Figure 6, nous représentons le diagramme d'amplification du mouvement le long du bassin. Ce diagramme croisant fréquence et distance permet de localiser dans l'espace et en fréquence les zones de forte amplification dans le bassin. Une représentation complémentaire est proposée sur la Figure 7, donnant les fonctions de transfert en des points régulièrement espacés à la surface du bassin.

3. Réponse du modèle de bassin en champ libre

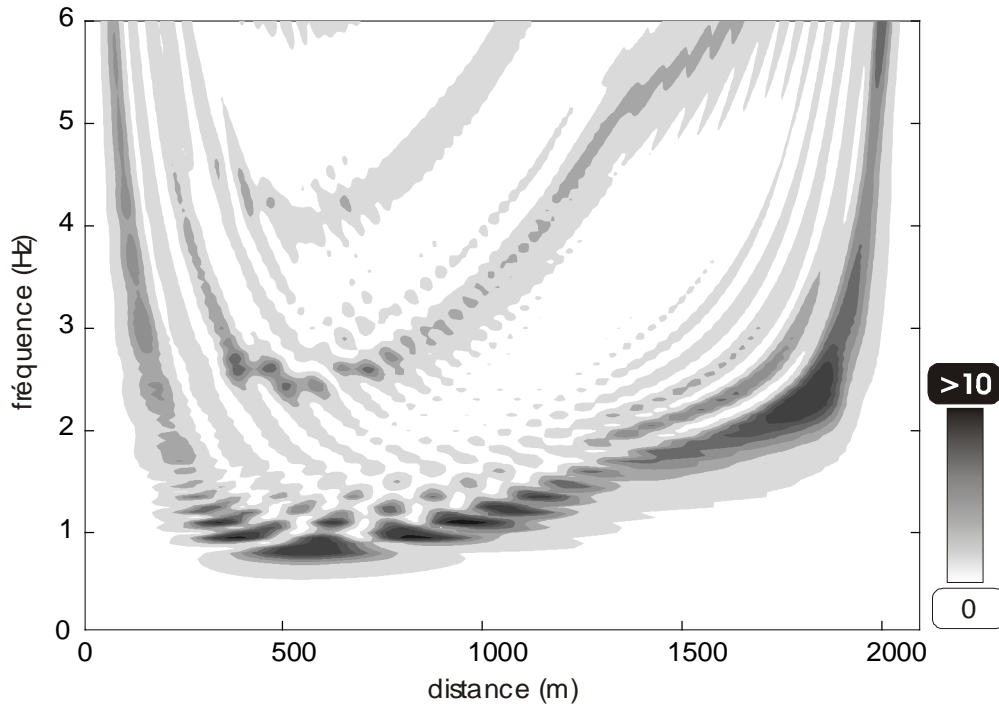


Figure 6 : Fonction de transfert du modèle de bassin de Nice. Diagrammes d'amplification en fonction de la fréquence et de la distance le long de la surface libre.

Par fonction de transfert, nous entendons encore une fois la solution à la surface du bassin sous une onde sinusoïdale d'amplitude unitaire.

La fréquence fondamentale d'amplification est localisée dans la zone centre-ouest de la vallée (point n°3), à une fréquence $f_0^S \approx 0,8\text{Hz}$ et une valeur d'amplification¹ de 10 environ. Cette valeur est très proche de celle prédite par l'approximation unidimensionnelle (fréquence de Haskell : $f_0^S = c_S / 4H$) et suggère une influence modérée des effets 2D sur la fréquence. Elle reflète l'élanement prononcé de la vallée et indique une influence restreinte des phénomènes de focalisation liés aux variations de pente de l'interface entre le bassin et le rocher [Semblat, 2002f].

La réponse de la vallée est clairement divisée sur deux zones différentes :

- Une zone d'amplification forte autour 1Hz s'étend à l'ouest entre $x = 250\text{m}$ et 1200m (points n°2 à n°5). Elle correspond à la partie profonde du bassin. L'amplification y est importante et avoisine la valeur de 10.
- Une zone d'amplification autour de 2Hz est localisée à l'est, entre $x = 1200\text{m}$ et 1900m (points n°6 à n°8). Elle correspond à la partie peu profonde de la vallée et présente une amplification moins importante aux alentours de 8.

Ce découpage correspond assez bien à celui donné par Semblat et al. d'après une étude modale [Semblat, 2001a, 2003b]. D'après ces résultats, le profil du bassin présente deux zones de profondeurs différentes (ouest/est) caractérisées respectivement par les fréquences de Haskell $f_0^S \approx 0,8\text{Hz}$ à l'ouest et 2Hz à l'est.

¹ Amplification du mouvement en surface par rapport à celui de la base des sédiments. Pour nous, ce mouvement à la base est celui à la surface d'un demi espace libre sous une onde incidente. Dans le cas d'une onde plane de type S d'incidence verticale et d'amplitude unitaire, il est égal à 2. L'amplification est donc pour nous la valeur de la fonction de transfert, divisée par 2.

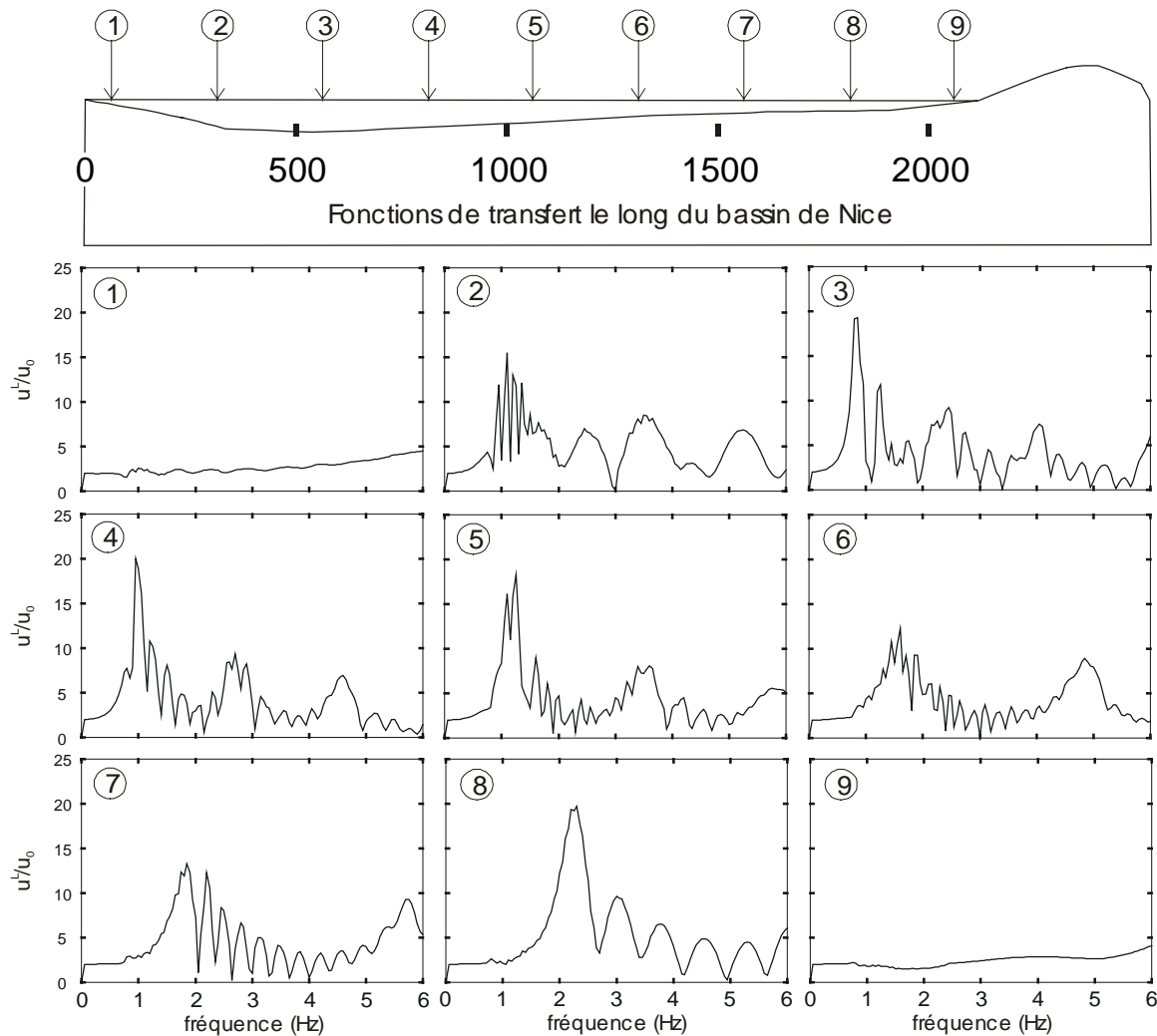


Figure 7 : Fonctions de transfert en plusieurs points de la surface du bassin de Nice.

3.2 Réponse du modèle de bassin à une sollicitation impulsionnelle (Ricker)

Sur la Figure 8, nous donnons la réponse de la vallée à un Ricker incident de fréquences centrales $f^R = 0,8\text{Hz}$ (en haut) et 2Hz (en bas). Les solutions montrent clairement la propagation d'ondes de surface à travers le bassin. Ces ondes de surfaces conduisent à des amplifications importantes dans la partie centrale de la vallée et peuvent prolonger les signaux au-delà de 10 secondes.

Sous $f^R = 0,8\text{Hz}$, ces ondes de surface prennent principalement naissance aux limites (données plus haut) de la zone Ouest dite *profonde*. Leur amplitude est élevée et conduit à une amplification très marquée du mouvement en surface dans la zone centrale ($x = 750\text{m}$). En revanche, sous $f^R = 2\text{Hz}$, c'est la partie Est dite *peu profonde* qui devient le siège de mouvements de grande amplitude. Une onde de surface y prend naissance et croise vers $x = 1250\text{m}$ celle générée à l'extrémité opposée de la vallée.

Ces résultats montrent que les effets bidimensionnels tiennent une place importante dans l'amplification du mouvement sismique à la surface de la vallée. Ces effets n'apparaissent que de manière incomplète dans les spectres d'amplification sismique, puisque l'information contenue dans la phase du signal en est absente. Ainsi, la contribution éventuelle d'ondes de surface sur les pics d'amplification dans un bassin est souvent difficile à identifier. Les lecteurs désireux d'approfondir ces questions trouveront dans le Chapitre 1 de cette thèse une discussion plus complète sur ce thème.

3. Réponse du modèle de bassin en champ libre

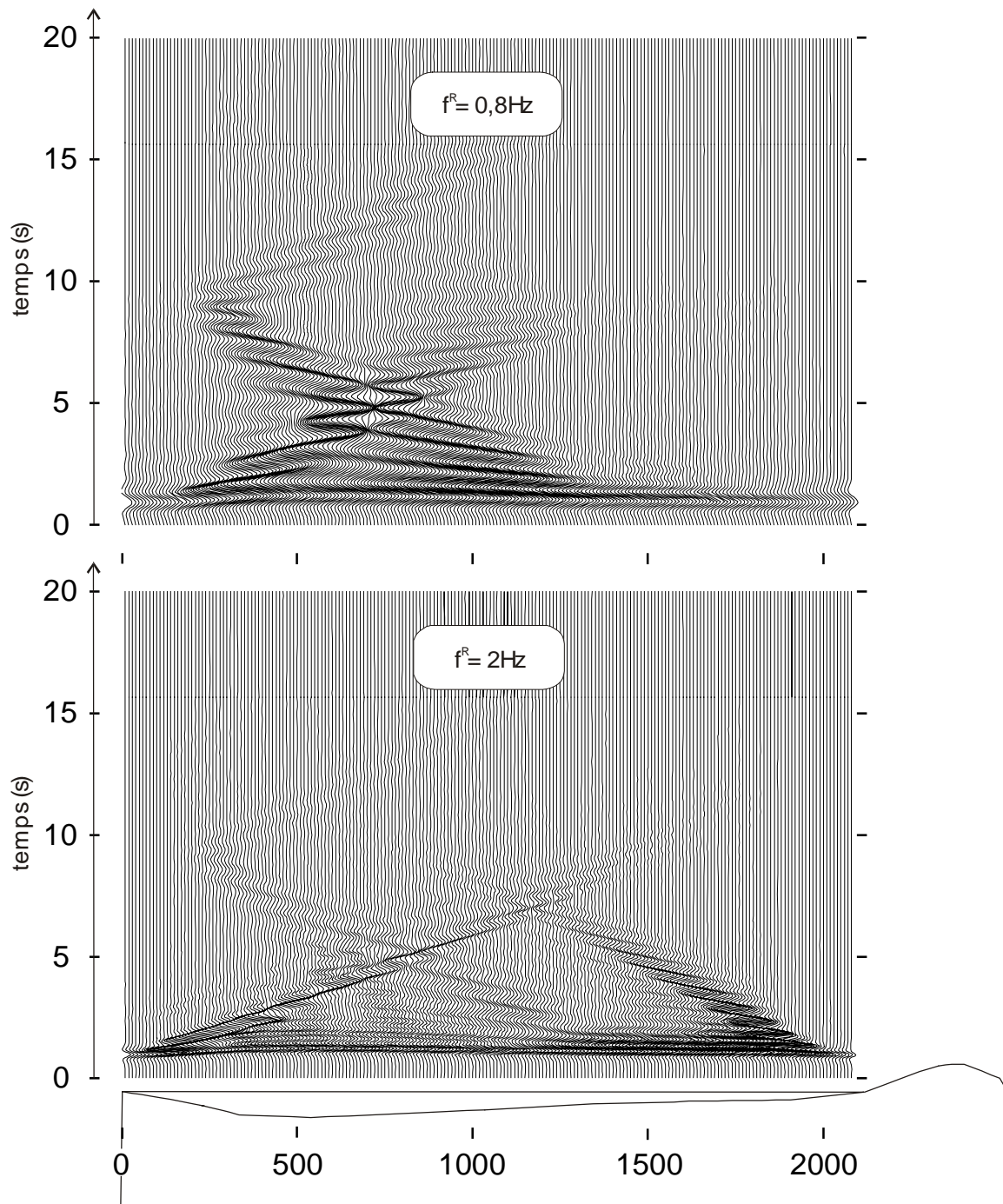


Figure 8 : Réponses du modèle de bassin sous un Ricker de fréquence centrale calée à $f^R = 0,8\text{Hz}$ (haut) et à 2Hz (bas).

3.3 Réponses du modèle de bassin à un séisme

3.3.1 Séisme du 25 février 2001

L'événement retenu dans cette analyse est celui du 25 février 2001. Il s'est produit en mer, à une trentaine de kilomètres au sud-est de Nice, et à une profondeur estimée de l'ordre de 14km (Fig.9). Sa

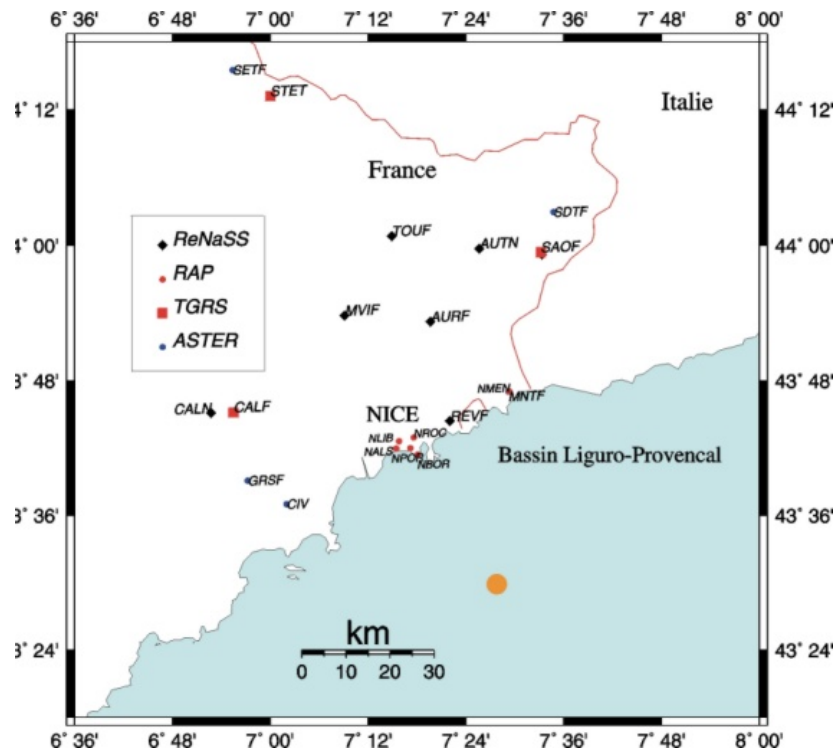


Figure 9 : Localisation du séisme du 25 février 2001 ($M = 6,4$) au large de la baie de Nice. La position des stations de mesure des différents réseaux nationaux est également indiquée.

magnitude de moment est estimée à $M_w \approx 4,6$. Il a été enregistré par la quasi-totalité des 20 stations sismologiques du réseau permanent des Alpes-Maritimes (RAP, RéNaSS, TGRS, LDG).

L'accélérogramme utilisé dans cette étude est la composante horizontale Nord-Sud (SH) enregistrée à la station de référence BOR (situé sur le mont Boron, correspondant à un site au rocher), appartenant au RAP. L'accélération maximale mesurée est de 20cm/s^2 , tandis que celle obtenue en milieu du bassin (station NALS) a atteint 40cm/s^2 . Le « déplaçogramme » correspondant à cet événement est fenêtré (Hanning) jusqu'à 65 secondes (8100 échantillons de $0,08\text{s}$). Les déplaçogrammes mesuré et fenêtré, ainsi que le spectre de Fourier associé à ce dernier, sont représentés sur la Figure 10. Ce séisme présente un contenu fréquentiel essentiellement basses fréquences, compris entre 0 et 2Hz avec un pic principal à $0,8\text{Hz}$, qui est exactement la fréquence fondamentale de la partie profonde de la vallée.

3.3.2 Réponse de la vallée au séisme

La réponse du bassin soumis à ce séisme est présentée sur la Figure 11. Le séisme de référence mesuré sur le mont Boron (rocher) est figuré à gauche. Comme prévu, la réponse de la vallée est principalement amplifiée dans la partie ouest, correspondant à la zone profonde de fréquence fondamentale située autour de $0,8\text{Hz}$. Cette amplification est associée à un prolongement notable de la durée du signal, qui indique l'existence probable de la propagation d'ondes de surface.

3. Réponse du modèle de bassin en champ libre

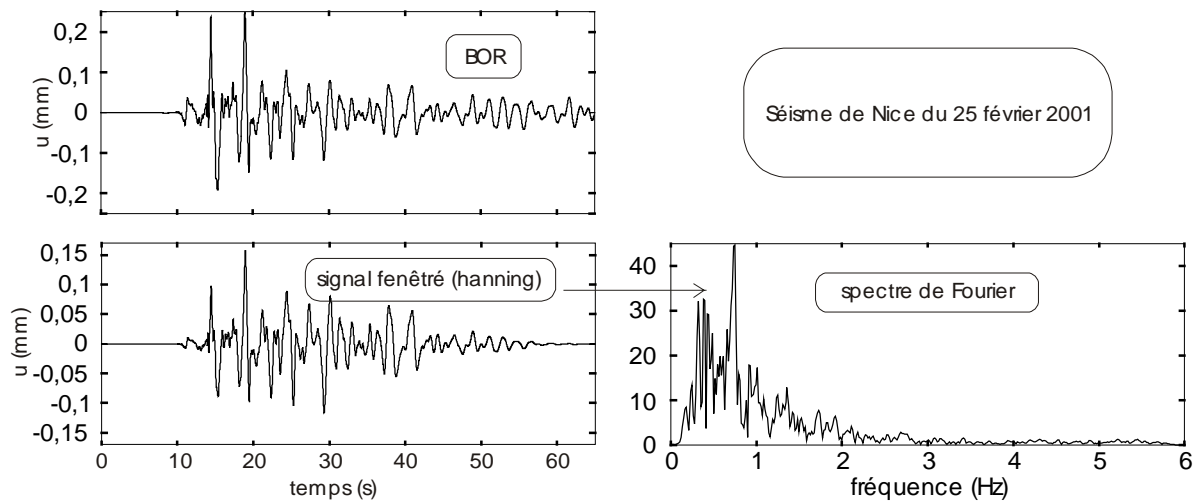


Figure 10 : Déplaçogrammes du séisme du 25 février 2001 : Composante N-S mesurée à la station BOR. En haut, le déplaçogramme enregistré. En bas, le déplaçogramme filtré jusqu'à 6Hz et son spectre de Fourier.

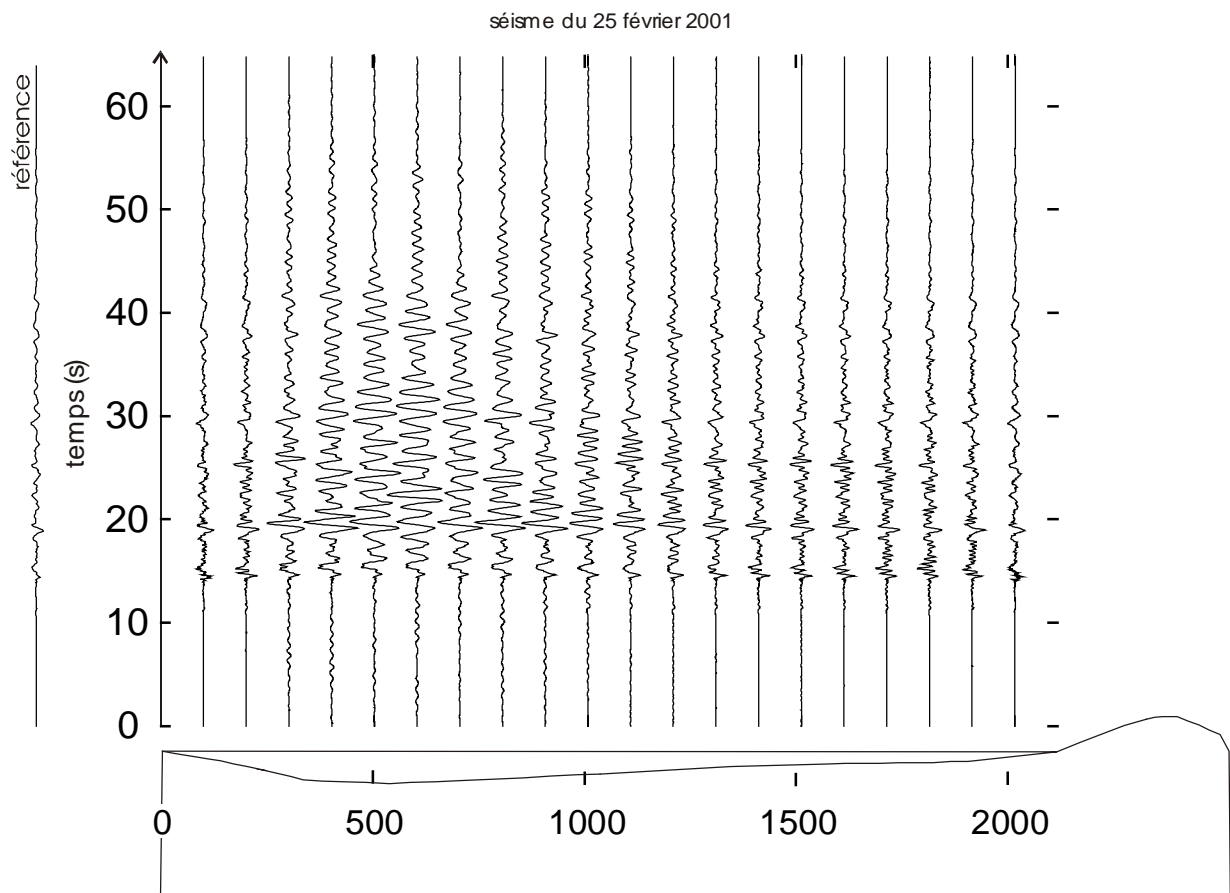


Figure 11 : Mouvement à la surface du bassin de Nice sous le séisme du 25 février 2001.

4 Modèle de ville homogène périodique

4.1 Vibrations d'immeubles

Dans la ville homogène périodique située au centre du modèle de bassin, nous nous intéressons d'abord aux vibrations d'immeubles induites par le mouvement du sol : sur la Figure 12 sont représentées les fonctions de transfert des vibrations au sommet des immeubles, pour différentes densités. Sur la Figure 13 sont alors données les réponses temporelles correspondantes sous un Ricker de fréquence centrale égale à $f^R = 0,8Hz$ (à gauche) et $2Hz$ (à droite).

Un pic principal de vibrations d'immeubles apparaît à $f^B = 2Hz$. Ce pic semble diminuer quand la densité augmente. Cette diminution est conforme aux conclusions des Chapitres 3 et 4 et traduit le renforcement de l'effet de groupe des immeubles. Néanmoins, la forte dispersion des résultats traduit également l'importance des effets bidimensionnels sur les réponses d'immeubles.

Ces effets 2D apparaissent plus nettement sur les traces temporelles. En effet, l'analyse de la Figure 13 appelle les commentaires suivants :

- L'amplitude des vibrations d'immeubles est quatre fois plus élevée sous $f^R = 2Hz$ ($\max |u^V| \approx 8$) que $0,8Hz$. Cette valeur (ainsi que celle des fonctions de transfert) est comparable à celle obtenue pour l'épaisseur $H = 50m$ du modèle simplifié sous une onde SH (Chap.3.Fig.8).
- La nature des oscillations sous les différentes fréquences d'excitation reflète la réponse du bassin :
 1. Sous $f^R = 0,8Hz$, les vibrations d'immeubles deviennent très rapidement incohérentes. Cette incohérence est liée aux ondes de surface de grande amplitude générées dans la zone profonde du bassin, à l'emplacement exact de la ville (Fig.8). En effet, ces ondes de surface prenant naissance dans la ville introduisent un déphasage dans les réponses d'immeubles. Ce déphasage intervient immédiatement et, pour cela, n'est pas séparable de l'onde principale.
 2. Sous $f^R = 2Hz$, les vibrations d'immeubles ne deviennent fortement incohérentes qu'à partir de 5 secondes. De la même façon, ce retard est imputable à la nature particulière de la réponse du bassin sous $f^R = 2Hz$, pour laquelle les ondes de surface sont générées aux extrémités lointaines et entrent au contact de la ville plus tardivement (Fig.8). Les vibrations cohérentes et incohérentes d'immeubles se distinguent plus nettement : nous revenons dans la configuration des Chapitres précédents.

Il apparaît donc que, dans un bassin réel, la nature particulière des effets de site est déterminante sur celle de l'interaction site-ville. A cet effet, nous pouvons par exemple remarquer que l'emplacement de la ville homogène périodique à l'est du bassin aurait plus nettement favorisé l'interaction site-ville ($f^S = f^B = 2Hz$), mais aussi l'incohérence du fait des effets latéraux plus marqués dans la partie est à $2Hz$.

4. Modèle de ville homogène périodique

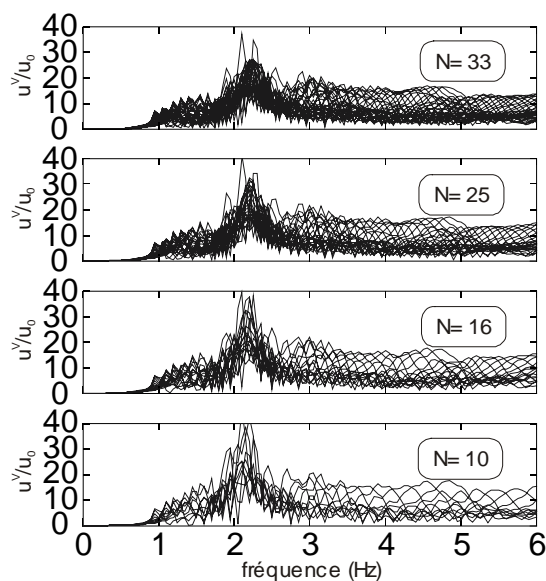


Figure 12 : Fonctions de transfert des vibrations au sommet des immeubles, pour différentes densités de la ville homogène périodique située au centre du bassin (Nice).

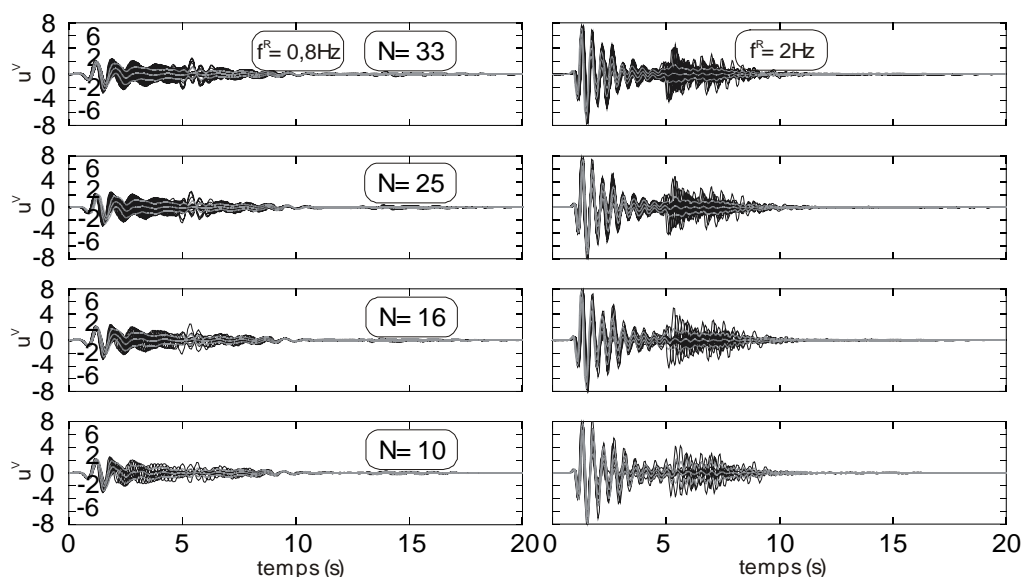


Figure 13 : Vibrations au sommet des immeubles par rapport à leur base, pour différentes densités et sous les fréquences d'excitation $f^R = 0,8\text{Hz}$ (haut) et 2Hz (bas).

4.2 Mouvement du sol

4.2.1 Perturbations de surface entre immeubles

Sous excitation impulsionnelle (Ricker)

Nous nous intéressons désormais à l'impact des vibrations d'immeubles sur le mouvement du sol. A cette fin, nous calculons la quantité $u^P = u - u^L$, appelée *perturbation* et permettant d'estimer la contribution exclusive de la ville. Ces perturbations sont calculées entre immeubles, à la surface du sol. Leurs fonctions de transfert sont représentées sur la Figure 14 pour différentes densités. Les

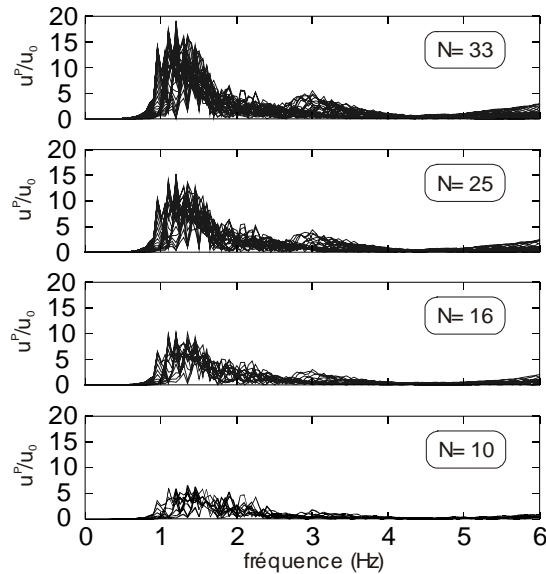


Figure 14 : Fonctions de transfert des perturbations en surface entre immeubles de la ville homogène périodique située au centre du bassin de Nice, pour différentes densités.

solutions temporelles correspondantes sous les fréquences d'excitation $f^R = 0,8\text{Hz}$ et 2Hz sont données sur la Figure 15.

Les fonctions de transfert présentent un pic d'amplification situé entre 1Hz et 2Hz . Les valeurs maximales croissent quand la densité augmente, atteignant $\max |u^P/u_0| \approx 20$. Cette augmentation traduit l'influence croissante des immeubles quand leur nombre augmente, c'est-à-dire l'effet de groupe. Dans la mesure où une ville, si elle est dense, tend à s'opposer au mouvement sismique incident, il semble évident que l'inertie des structures tient une place importante dans cet effet de groupe.

Nous remarquons également que le pic des vibrations d'immeubles, calé à 2Hz , s'est déplacé à une fréquence inférieure en passant aux perturbations. Cette diminution de la fréquence du pic apparaît très clairement sur les traces temporelles. En effet, l'amplitude des perturbations est constamment plus élevée pour $f^R = 0,8\text{Hz}$ ($\max |u^P| \rightarrow 4$) que 2Hz ($\max |u^P| \rightarrow 2$), avec un rapport de 2 pour $N = 33$. Ces valeurs sont nettement plus grandes que pour le modèle simplifié d'épaisseur $H = 50\text{m}$ sous une onde SH (Chap.3.Fig.14 et Fig.24)

Cette différence de valeurs d'amplitude des perturbations pour $f^R = 0,8\text{Hz}$ avec le cas simplifié indique une contribution importante des effets de bassin. Cette croyance est renforcée par l'ampleur des écarts-types des solutions toujours élevée. Cet écart-type traduit vraisemblablement le déphasage produit par le passage d'ondes de surface à travers la ville.

Ce déphasage affecte immédiatement le signal : ainsi la distinction d'une partie cohérente due aux vibrations d'immeubles et d'une partie incohérente due au passage d'une onde de surface devient inapplicable quand l'épaisseur du bassin varie. Même si deux phases du signal, avant et après 5 secondes (instant d'arrivée des ondes de surface), semblent encore identifiables, leur appliquer le critère de cohérence n'est plus pertinent. En fait, à cause de l'inclinaison de l'interface entre le bassin et le rocher, les ondes renvoyées par cette interface sont elles-mêmes inclinées (effet de focalisation). Ainsi, c'est l'excitation principale même qui devient déphasée.

Cette idée d'onde principale incohérente apparaissait déjà en filigrane dans l'analyse de la réponse d'une ville irrégulière ou dans celle de la ville régulière sous une onde d'incidence oblique. Les effets de bassin semblent généraliser ce phénomène, mais à un niveau complexe à cause d'éventuelles résonances 2D.

4. Modèle de ville homogène périodique

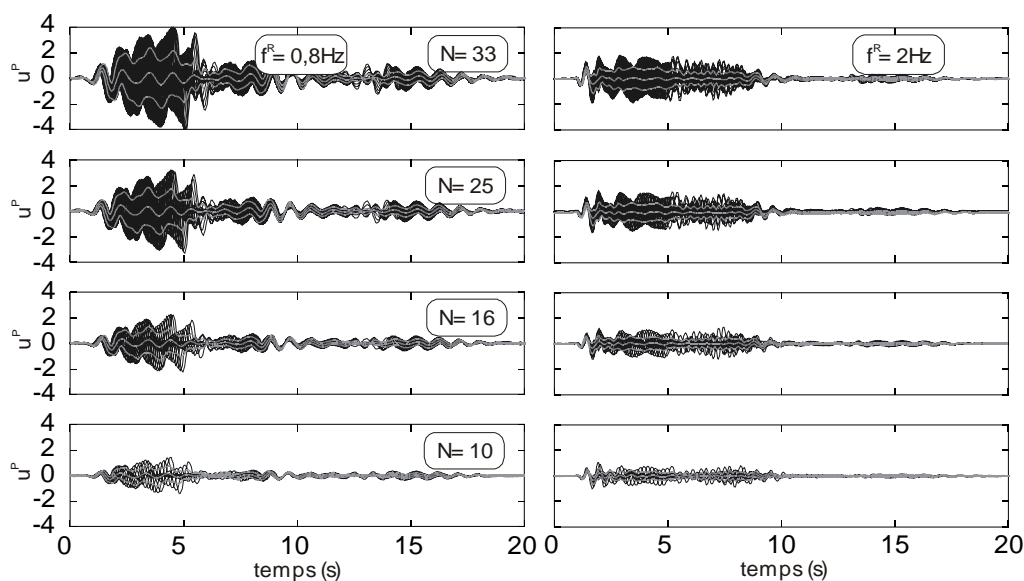


Figure 15 : Perturbations entre immeubles, pour différentes densités et sous les fréquences d'excitation $f^R = 0,8\text{Hz}$ (gauche) et 2Hz (droite).

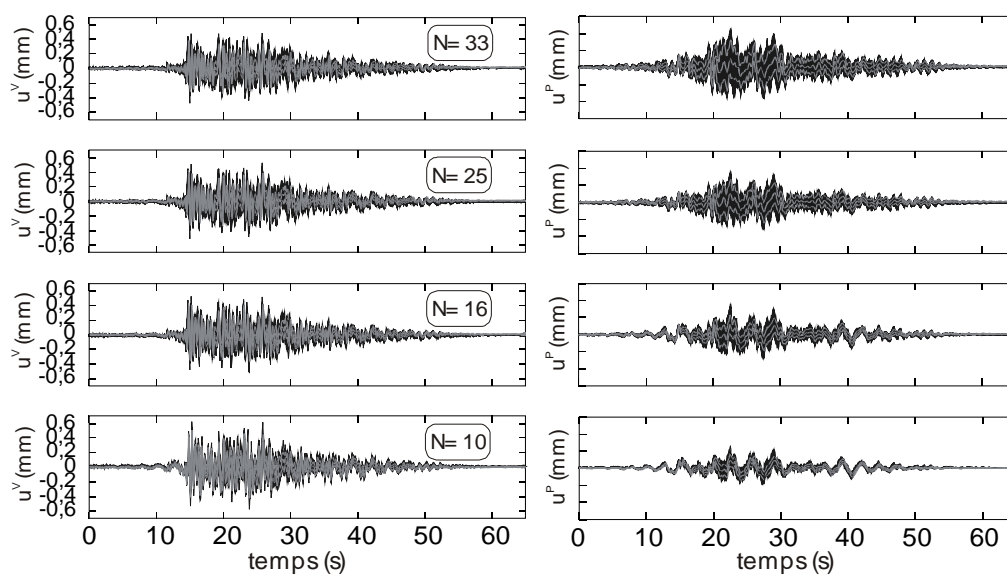


Figure 16 : Vibrations d'immeubles et perturbations en surface induites à l'intérieur de la ville homogène périodique sous le séisme du 25 février 2001, pour différentes densités.

Nous faisons également remarquer que la nature de la ville (B2S) et son emplacement ne sont pas particulièrement favorables à l'interaction site-ville ($f^S \neq f^B$). Une étude complètement satisfaisante consistant à substituer les B1S aux B2S aurait permis de voir ce que devient l'effet de couplage sous une excitation principale incohérente.

Sous le séisme du 25 février 2001

Sur la Figure 16, nous représentons finalement les vibrations d'immeubles et les perturbations induites entre ces derniers, à l'intérieur de la ville homogène périodique située au centre de la vallée et soumise au séisme du 25 février 2001, pour différentes densités.

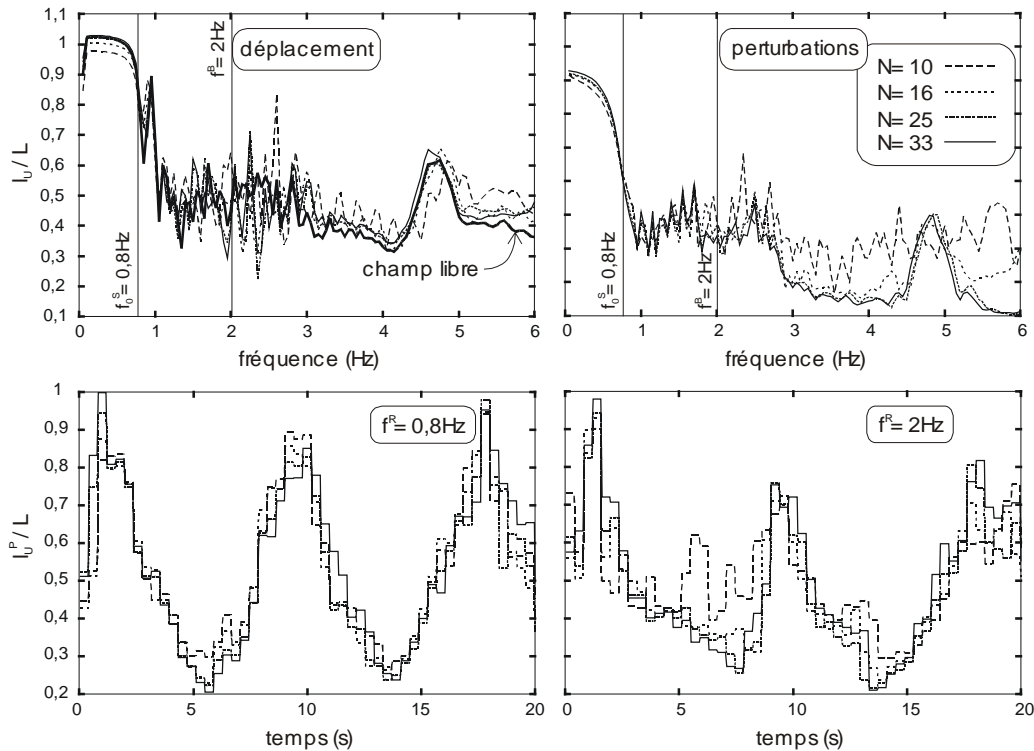


Figure 17 : L1. Longueur de cohérence spatiale du déplacement en surface (gauche) et des perturbations (droite) à l'intérieur de la ville homogène périodique en fonction de la fréquence et pour différentes densités.

L2. Evolution temporelle de la longueur de cohérence spatiale des perturbations à l'intérieur de la ville pour différentes densités et sous les fréquences d'excitation $f^R = 0,8\text{Hz}$ et 2Hz .

Vibrations d'immeubles et perturbations induites sont du même ordre de grandeur (de 0,2 à 0,4mm). L'amplitude des vibrations d'immeubles varie peu en fonction de la densité, tandis que celle des perturbations augmente fortement quand la densité croît. Ces tendances sont conformes aux analyses précédentes sous une onde impulsionnelle. A cet effet, la proximité de niveau entre les vibrations d'immeubles et les perturbations induites montre que le séisme du 25 février 2001 est plus apparenté au Ricker de fréquence centrale $f^R = 0,8\text{Hz}$ qu'à celui de fréquence centrale $f^R = 2\text{Hz}$. Cette constatation est encore conforme avec le contenu spectral du séisme, essentiellement basses fréquences (entre 0 et 1Hz) (Fig.10).

4.2.2 Cohérence spatiale du mouvement du sol

Sur la Figure 17 (haut), nous représentons la distribution en fréquence de la longueur de cohérence spatiale du déplacement en surface (à gauche) et des perturbations (à droite) à l'intérieur de la ville homogène périodique, pour différentes densités. Les courbes en déplacement sont comparées à celle du champ libre. L'évolution temporelle de l_u^P pour différentes densités est également donnée (bas) sous les fréquences d'excitation $f^R = 0,8\text{Hz}$ et 2Hz .

La fréquence fondamentale du sol $f_0^S = 0,8\text{Hz}$ marque la limite au-delà de laquelle la longueur de cohérence spatiale, aussi bien l_u que l_u^P , chute irrémédiablement.

Pour ce qui concerne le déplacement, en-deçà de f_0^S , la présence de la ville modifie peu la valeur de l_u en champ libre, tandis que cette valeur est fortement diminuée pour le modèle simplifié (Chap.3.Fig.15. Au-delà de f_0^S , l_u s'établit autour de 0,4, valeur tout à fait comparable au cas simplifié.

4. Modèle de ville homogène périodique

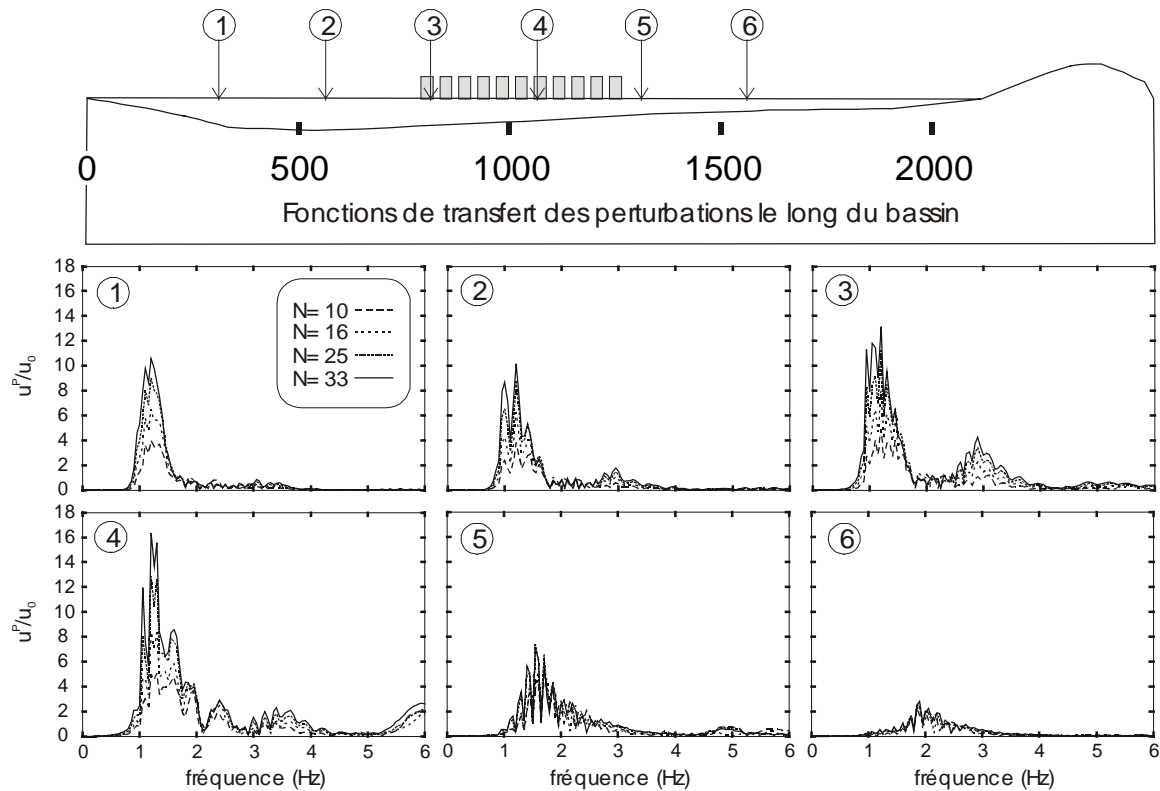


Figure 18 : Fonctions de transfert des perturbations à la surface du bassin (Nice) en présence d'une ville homogène périodique de différentes densités.

L'influence des immeubles devient plus importante, mais est assez chaotique, augmentant ou diminuant la cohérence spatiale du champ libre sans logique apparente.

Pour ce qui concerne les perturbations, les valeurs de l_u semblent s'étagier sur trois niveaux progressivement décroissants en fonction de la fréquence : en-deçà de f_0^S , $l_u^P \approx 0,9$. Entre 1Hz et 3Hz , $l_u^P \approx 0,4$. Au-delà de 3Hz , $l_u^P \approx 0,1$. Contrairement au cas simplifié, l_u^P ne remonte jamais. C'est la différence principale entre un bassin quasi-unidimensionnel avec des modes de résonance essentiellement verticaux et un bassin plus encaissé, dont les « régimes d'amplification » sont essentiellement bidimensionnels.

Enfin l'évolution temporelle présente une forme très caractéristique : elle est marquée par deux creux entre 0 et 10 secondes, et entre 10 et 20 secondes. Le milieu de chacun de ces intervalles correspond aux instants où les ondes de surface générées aux extrémités du bassin se croisent dans la ville. Cette correspondance montre encore l'influence indéniable des ondes de surface sur la longueur de cohérence spatiale des mouvements à l'intérieur de la ville.

4.3 Champ d'ondes diffractées par la ville

Sur la Figure 18, nous représentons les fonctions de transfert des perturbations en certains points situés à la surface du bassin en présence de la ville homogène périodique et pour les quatre densités.

Les fonctions de transfert présentent des pics aux alentours de 1Hz . Ces pics coïncident avec les pics principaux (amplification principale) du champ libre (Fig.7). Ils sont fortement liés non aux vibrations d'immeubles, mais aux effets de bassin. Toutefois, leur amplitude augmente avec la densité. Elle est maximale à l'intérieur de la ville (points n°3 et n°4) et plus petite à l'extérieur. Elle est cependant inégale d'un côté ou de l'autre de la ville : elle est plus élevée à l'ouest, tandis qu'elle

CHAPITRE 5 : Interaction site-ville dans un bassin sédimentaire réel : cas de Nice

décroît très rapidement à l'est. Ce déséquilibre vers l'ouest marque certainement une direction préférentielle des perturbations diffractées par la ville.

Ainsi, sur la Figure **19**, nous faisons apparaître le champ de déplacement total en présence de la ville et le champ d'ondes diffractées par celle-ci, pour une densité $N = 33$ et sous un Ricker de fréquence centrale $f^R = 0,8Hz$.

Par comparaison avec le champ de déplacement libre (Fig.8), la présence de la ville apparaît clairement comme un obstacle à la formation de l'onde de surface en son sein. Cette entrave à l'onde de surface devient par compensation « générateur de perturbations » dans la ville. Ces perturbations se propagent préférentiellement d'est en ouest, et reproduisent en cela la directivité particulière de l'onde de surface donnée (sous $f^R = 0,8Hz$) par l'inclinaison sous la ville de l'interface entre le bassin et le rocher (focalisation).

Enfin, nous faisons apparaître sur la Figure **20** le champ d'ondes diffractées par la ville homogène périodique ($N = 33$) soumise au séisme du 25 février 2001.

La directivité particulière donnée aux ondes diffractées est conforme aux résultats précédents, et montre encore la parenté de ce séisme avec le Ricker de fréquence centrale $f^R = 0,8Hz$. Dès lors, nous pouvons croire que la ville produit une entrave similaire à l'amplification en surface de ce séisme.

4. Modèle de ville homogène périodique

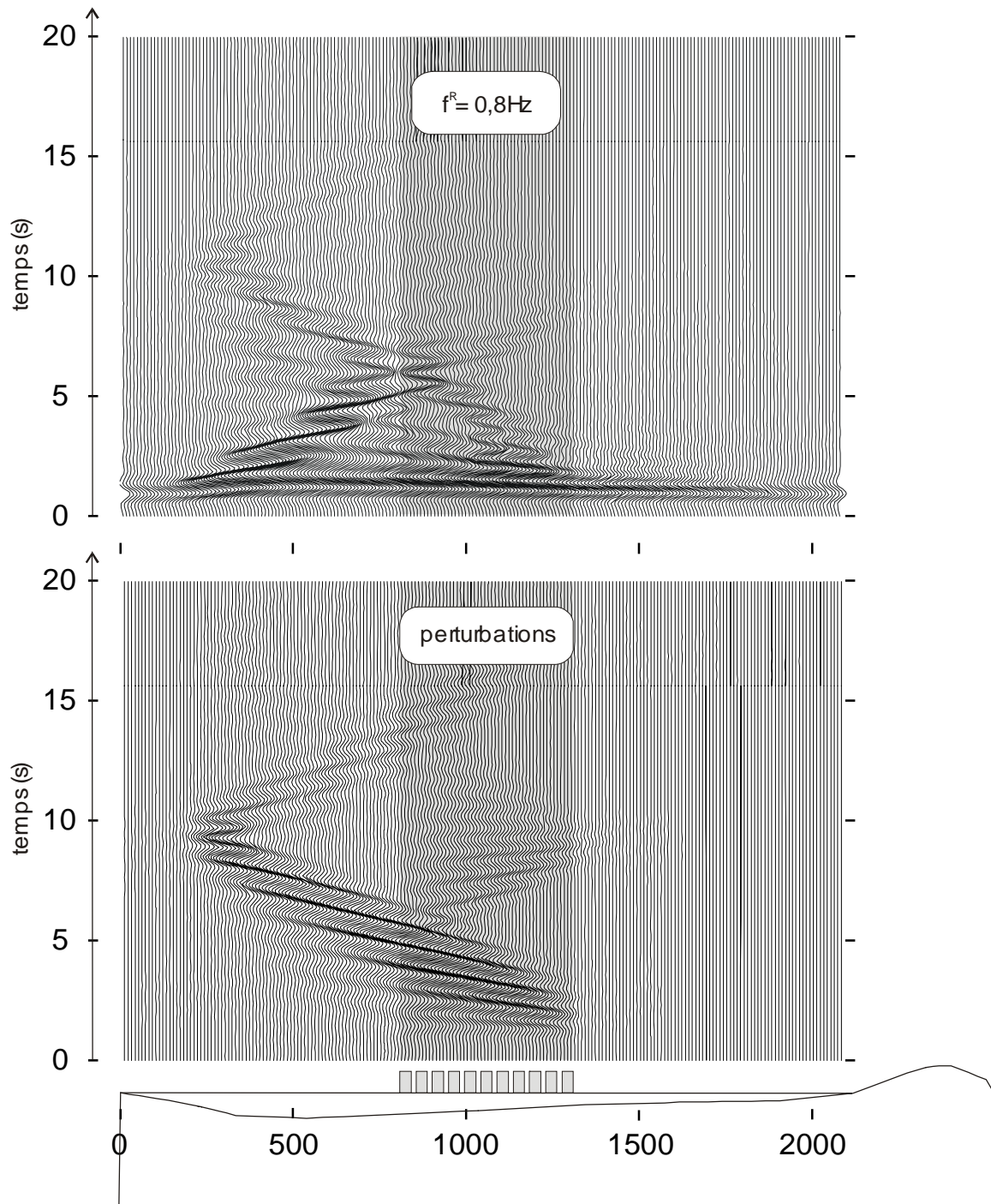


Figure 19 : Déplacement (haut) et perturbations (bas) à la surface du bassin (Nice) en présence de la ville homogène périodique, pour une densité $N = 33$ et sous une fréquence d'excitation $f^R = 0,8\text{Hz}$.

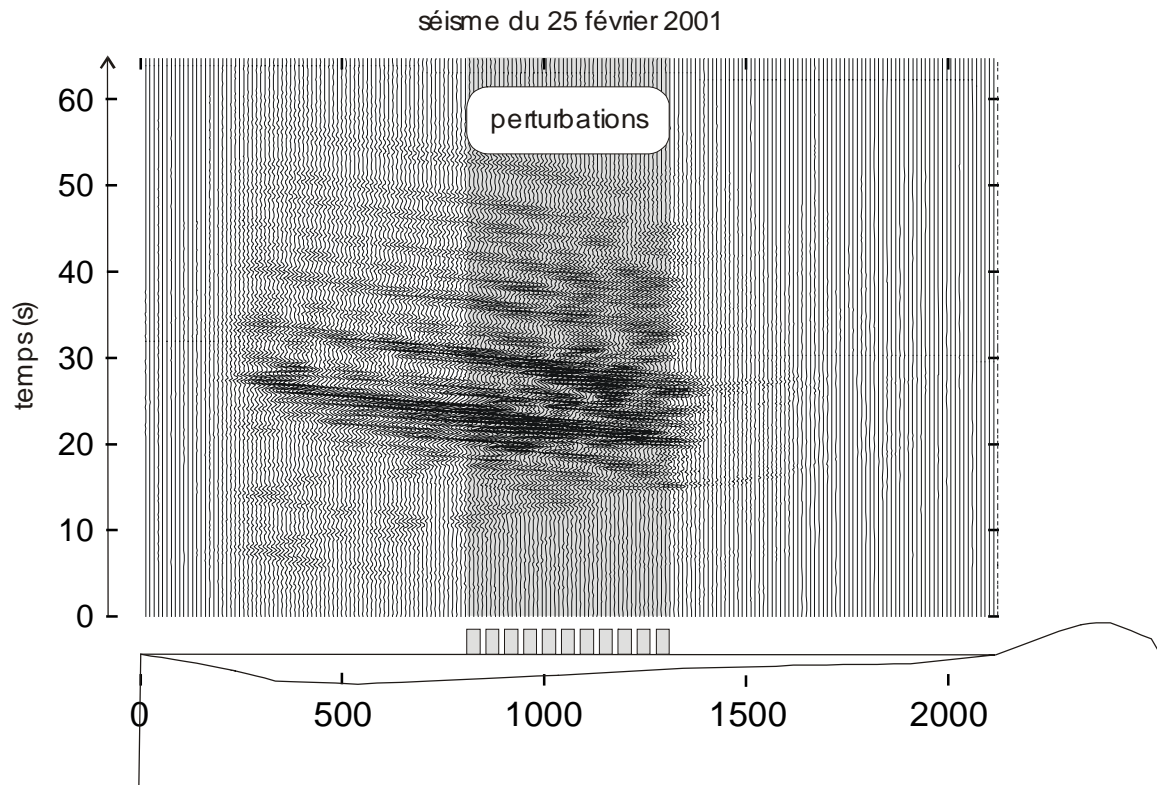


Figure 20 : Champ de perturbations à la surface du bassin (Nice) en présence de la ville homogène périodique, pour une densité $N = 33$ et sous le séisme du 25 février 2001.

4.4 Analyse énergétique

L'énergie donne une appréciation globale des phénomènes dynamiques mis en jeu et s'avère pour cette raison souvent pertinente. Nous utilisons pour l'énergie celle définie dans les Chapitres 3 et 4, et qui s'appuie sur la donnée des déplacements (somme quadratique de la dérivée totale par rapport au temps de la quantité u).

Sur la Figure 21, nous donnons ainsi la répartition des énergies de déplacement et des perturbations sur la longueur du bassin en présence de la ville homogène périodique, pour différentes densités et sous successivement un Ricker de fréquence centrale $f^R = 0,8\text{Hz}$ (à gauche) et 2Hz (à droite) et le séisme du 25 février 2001 (en bas). La ville est positionnée entre les abscisses $-250 \leq x \leq +250$.

La répartition d'énergie met en relief des résultats assez édifiants :

- Contrairement à l'impression donnée par l'étude des ondes diffractées, la présence de la ville peut conduire à une augmentation locale d'énergie du déplacement par rapport au champ libre. Cette augmentation peut être assez spectaculaire : elle atteint 40% dans la zone ouest de la ville pour $N = 33$ et sous $f^R = 0,8\text{Hz}$.
- La présence de la ville produit une « singularité » de l'énergie aux extrémités de la ville, conduisant presque systématiquement à une augmentation de E par rapport à E^L . Par exemple, sous $f^R = 0,8\text{Hz}$, cette augmentation atteint 60% à l'ouest de la ville !
- Cette augmentation locale de l'énergie de déplacement est incontestablement en rapport avec les effets bidimensionnels se produisant dans le bassin, puisque nous avons vu que, sous $f^R = 0,8\text{Hz}$, la présence de la ville faisait obstacle à la propagation d'une onde de surface. En fait tout se passe comme si cette obstruction se faisait au prix d'une rétention locale de l'énergie de cette onde de surface. La répartition de E dans la ville apparaît en effet assez irrégulière (pic-creux-pic) : nous

4. Modèle de ville homogène périodique

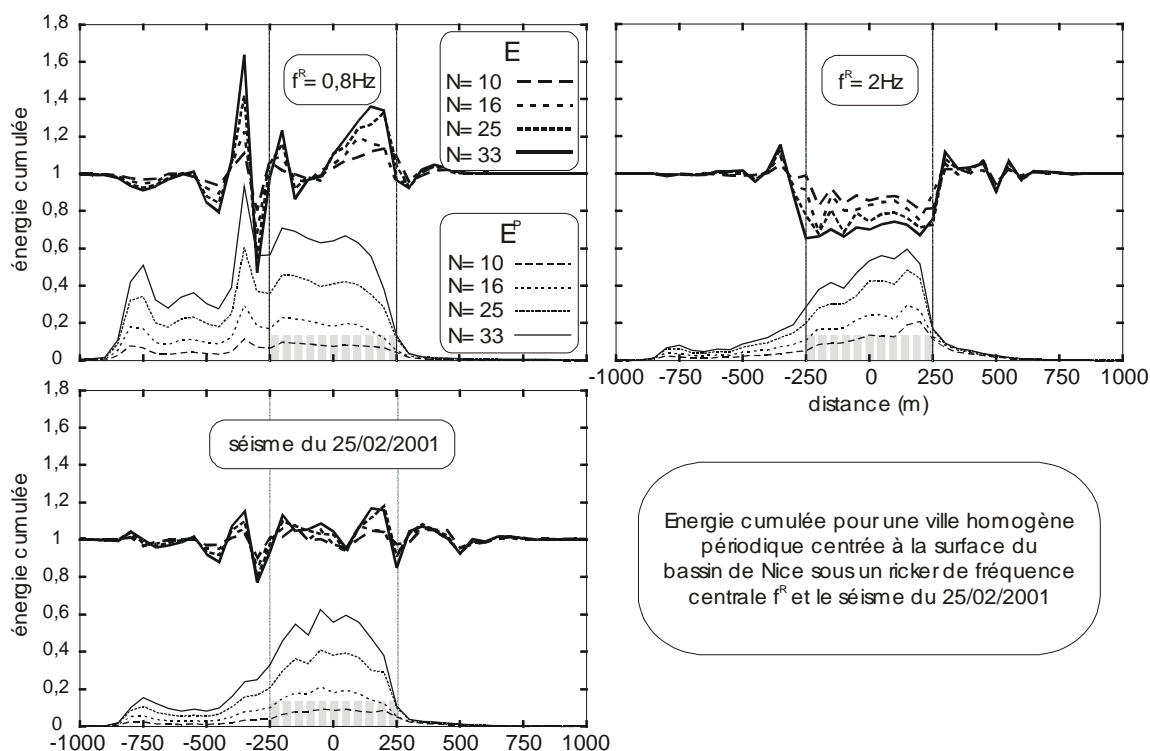


Figure 21 : Répartition des énergies de déplacement et de perturbations le long du bassin, pour différentes densités, sous le Ricker de fréquences centrales $f^R = 0,8\text{Hz}$ (gauche) et 2Hz (droite) et le séisme du 25 février 2001 (bas). La ville occupe l'espace compris entre $-250\text{m} \leq x \leq +250\text{m}$.

pouvons dire que la ville « brise » à proprement parler le schéma de propagation de l'onde de surface.

La présence de « singularités énergétiques » aux abords de la ville est également un résultat très intéressant, et qui peut avoir son importance, par exemple quand une structure plus légère jouxte un réseau d'immeubles plus massifs. Ces singularités sont très appuyées à l'ouest de la ville sous $f^R = 0,8\text{Hz}$. Les ondes de surface générées à ce niveau sont marquées par un fort contraste d'impédance entre surface libre et surface urbanisée. En d'autres termes, l'effet d'inertie imposé par la masse de la ville est susceptible d'engendrer des contrastes d'énergie importants.

Sous $f^R = 2\text{Hz}$, l'importance moindre des ondes de surface sur l'interaction site-ville (elles prennent en effet naissance aux extrémités « lointaines » du bassin et viennent à la rencontre de la ville de l'extérieur) conduit à des résultats également plus consensuels : l'effet de groupe des immeubles se résout en effet par une diminution de l'énergie de déplacement par rapport au champ libre. Cette diminution est plus marquée quand la densité est plus grande.

Dans tous les cas, l'effet de la ville se traduit par une augmentation de l'énergie des perturbations. Cette augmentation est plus marquée pour une densité plus grande. L'interprétation des échanges d'énergie entre E et E^p par transfert n'est plus valable lorsque les effets de bassin sont avérés, puisque la logique d'inversion des énergies n'est plus respectée. La répartition de E^p présente également une propension à se répandre vers l'ouest hors de la ville. Il est clair que cette orientation particulière est en rapport avec celle des effets bidimensionnels du bassin.

Enfin, la répartition de E et E^p sous le séisme du 25 février 2001 présente plus de ressemblances avec le Ricker de fréquence centrale $f^R = 0,8\text{Hz}$ que $f^R = 2\text{Hz}$. Cette ressemblance conforte encore la parenté qui existe entre les deux premiers signaux, et laisse fortement croire qu'aux mêmes effets il faille associer les mêmes causes : l'amplification de ce séisme par le bassin est limitée du fait de la

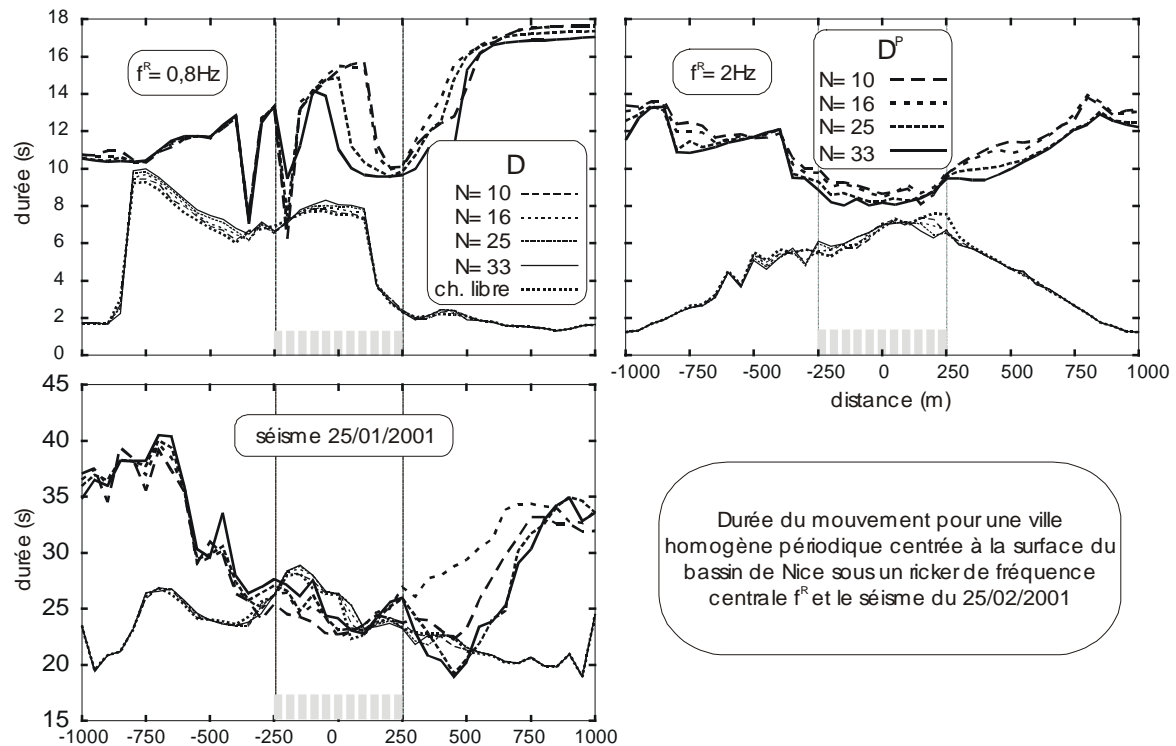


Figure 22 : Répartition de la durée des déplacements et des perturbations le long du bassin, pour différentes densités, sous le Ricker de fréquences centrales $f^R = 0,8\text{Hz}$ (gauche) et 2Hz (droite) et le séisme du 25 février 2001 (bas). La durée du déplacement en champ libre est également donnée à titre comparatif. La ville occupe l'espace compris entre $-250\text{m} \leq x \leq +250\text{m}$.

présence de la ville. Mais le schéma d'amplification brisé, l'énergie du mouvement est redistribuée et peut conduire à des zones de concentration locale.

4.5 Etude de la durée

La durée du signal est définie comme dans le Chapitre 3. Nous nous intéressons désormais à la répartition de la durée des déplacements et des perturbations le long du bassin en présence de la ville homogène périodique. Cette répartition est donnée sur la Figure 22, pour différentes densités, sous un Ricker de fréquences centrales $f^R = 0,8\text{Hz}$ (à gauche) et 2Hz (à droite), ainsi que sous le séisme du 25 février 2001. La durée des déplacements en champ libre y est également représentée. La ville est située entre les abscisses $-250 \leq x \leq +250$.

La durée des déplacements reflète la réponse du bassin sous l'excitation appliquée (Fig.8) (Fig.11). Elle est inférieure à 10s pour le Ricker, et à 30s pour le séisme du 25 février 2001. Les valeurs élevées sont localisées dans les régions où se propagent les ondes de surface. La présence de la ville ne produit pas de différences perceptibles par rapport au champ libre, toute densité confondue.

La durée des perturbations est en revanche généralement supérieure à 10s pour le Ricker, 20s pour le séisme de 2001. Elle est relativement constante dans la ville pour le Ricker de fréquence centrale $f^R = 2\text{Hz}$, mais peut varier jusqu'à 10s pour le Ricker de fréquence centrale $f^R = 0,8\text{Hz}$, 5s pour le séisme de 2001. Les valeurs à l'extérieur de la ville paraissent excessivement élevées en comparaison des ondes effectivement diffractées le long du bassin (Fig.19). En réalité, dans les régions marquées par des amplitudes d'ondes diffractées quasiment nulles, les valeurs de durée n'ont pas vraiment de sens.

5. Modèle de ville inhomogène non périodique au centre du bassin

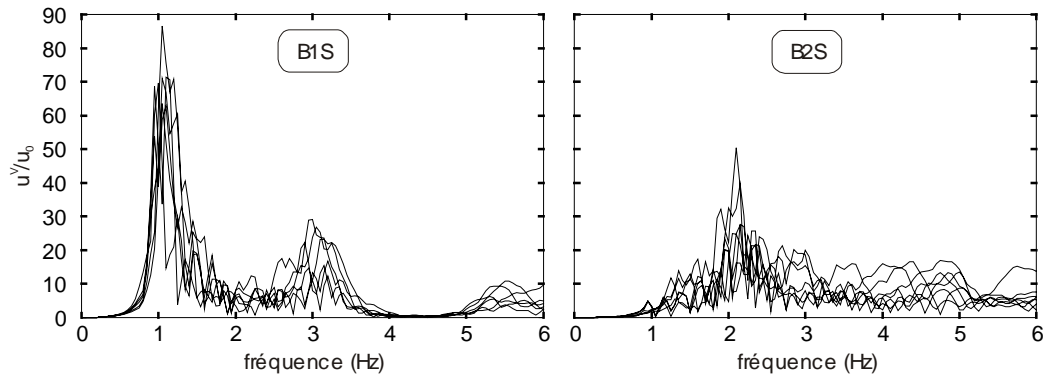


Figure 23 : Fonctions de transfert des vibrations au sommet des immeubles B1S (gauche) et B2S (droite) de la ville inhomogène non périodique située au centre du bassin de Nice.

5 Modèle de ville inhomogène non périodique au centre du bassin

L'étude de la ville homogène périodique dans une configuration de bassin réelle met en exergue un type de comportement nouveau influencé par les effets de bassin bidimensionnels. Ces effets apparaissent néfastes à l'intégrité de la ville dans la mesure où ils contrecarrent l'effet de groupe cohérent des immeubles et détruisent l'effet stabilisant de l'interaction site-ville sur le déplacement en surface à l'intérieur de la ville (réduction d'énergie).

Dans le cas d'une ville irrégulière, nous nous attendons donc à ce que, l'effet de dissymétrie dans la ville s'ajoutant aux effets bidimensionnels, la part incohérente de la réponse ne s'accroisse encore.

Afin de vérifier cette hypothèse, nous nous intéressons désormais à la réponse de la ville inhomogène non périodique située au centre du modèle de bassin (Nice).

5.1 Vibrations d'immeubles

Sur la Figure 23, nous représentons les fonctions de transfert des vibrations au sommet des immeubles B1S (à gauche) et B2S (à droite) de la ville inhomogène non périodique située au centre du modèle de bassin. Les solutions temporelles correspondantes sous un Ricker de fréquences centrales $f^R = 1\text{Hz}$ et 2Hz et sous le séisme du 25 février 2001 sont données respectivement sur les Figures 24 et 25.

Les fonctions de transfert des vibrations d'immeubles affichent un pic principal aux fréquences de résonance respectives des immeubles : à 1Hz pour les B1S, 2Hz pour les B2S. Le pic des B1S est deux fois plus élevé que celui des B2S. Cet écart tient tant de la nature plus élancée des premiers que de la plus grande proximité des fréquences propres de sol et de bâtiments (dans la partie profonde, nous avons vu que $f_0^S = 0,8\text{Hz}$).

Cette différence est également très visible sur les réponses temporelles : l'amplitude des vibrations des immeubles B1S atteint $|u^V| \approx 25$ sous $f^R = 1\text{Hz}$, tandis qu'elle atteint $|u^V| \approx 10$ pour les B2S sous $f^R = 2\text{Hz}$.

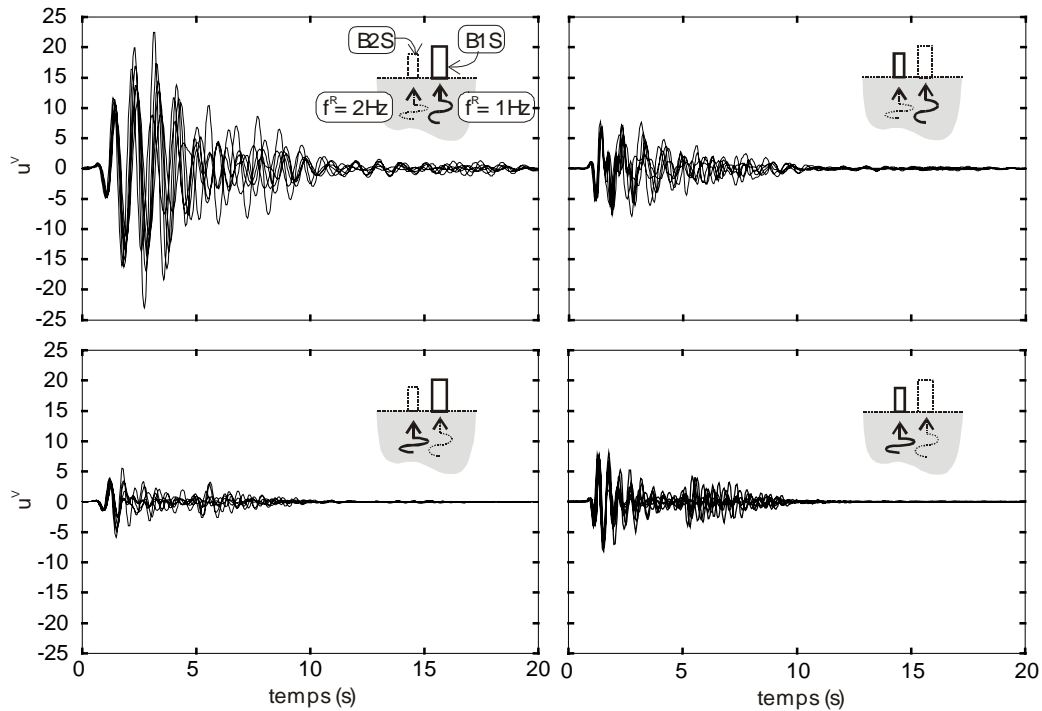


Figure 24 : Vibrations au sommet des immeubles B1S (gauche) et B2S (droite) de la ville inhomogène non périodique, sous les fréquences d'excitation $f^R = 1\text{Hz}$ (haut) et 2Hz (bas).

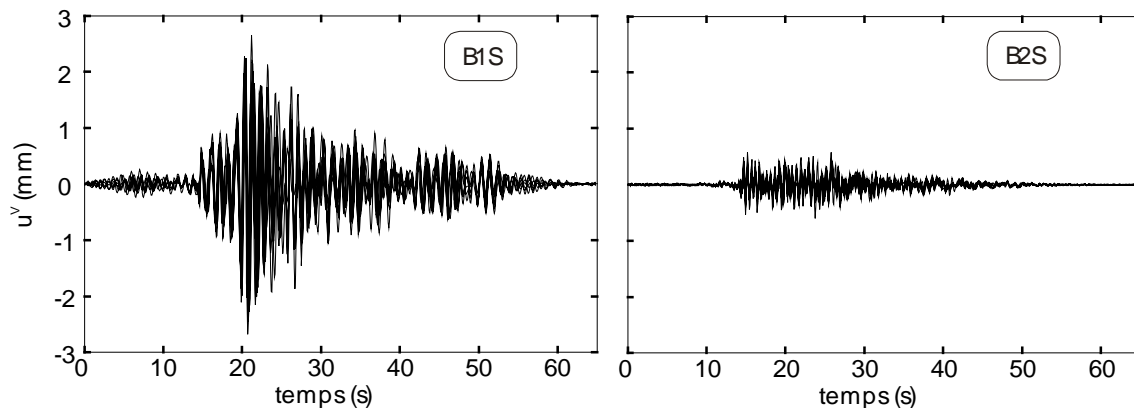


Figure 25 : Vibrations au sommet des immeubles B1S (gauche) et B2S (droite) de la ville inhomogène non périodique, sous le séisme du 25 février 2001.

Ces valeurs d'amplitude spectrale et temporelle des vibrations d'immeubles correspondent assez correctement à celles du modèle de bassin simplifié (Chap.3.Fig.29.30). En revanche, la dispersion des différentes solutions semble aussi plus élevée. Celle-ci traduit logiquement le facteur de dissymétrie supplémentaire que représente désormais le sol.

Ces commentaires éclairent la réponse des différents types d'immeubles sous le séisme du 25 février 2001. L'amplitude des vibrations des B1S apparaît 3 fois supérieure à celle des B2S. Cette différence est conforme au contenu spectral de ce séisme, surtout basses fréquences (avec des pics élevés autour de 1Hz) (Fig.10).

5. Modèle de ville inhomogène non périodique au centre du bassin

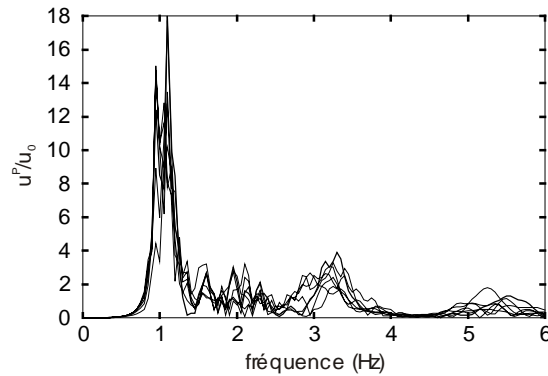


Figure 26 : Fonctions de transfert des perturbations entre immeubles dans la ville inhomogène non périodique.

5.2 Perturbations transmises dans la ville

5.2.1 Perturbations entre immeubles

Sur la Figure 26, nous représentons les fonctions de transfert des perturbations entre immeubles de la ville inhomogène non périodique située au centre du bassin de Nice. Les solutions temporelles correspondantes sont données sur la Figure 27 sous un Ricker de fréquences centrales $f^R = 1\text{Hz}$ et 2Hz , et sous le séisme du 25 février 2001.

Les fonctions de transfert présentent un pic net à 1Hz . Ce pic est remarquablement corrélé aux vibrations des immeubles BIS qui, de par leur fréquence propre, entrent en interaction avec le sol. Cette situation contraste avec le cas de la ville périodique, où le pic était plutôt centré à $1,5\text{Hz}$ et était plus étalé (Fig.13). De plus, à densité égale ($N = 10-16$), l'amplitude de ce pic apparaît ici deux fois plus élevée.

Les solutions temporelles correspondantes sous un Ricker confirme les analyses effectuées à partir des fonctions de transfert : l'amplitude des perturbations est trois fois plus élevée sous $f^R = 1\text{Hz}$ que 2Hz , mais reste du même ordre de grandeur que dans la ville périodique (Fig.15). Mais le résultat le plus spectaculaire semble être la nette diminution par rapport au cas périodique de l'incohérence due au déphasage de l'onde excitatrice. En effet, nous avons vu que, sous $f^R = 0,8\text{Hz}$, les ondes principales générées à l'intérieur de la ville étaient fortement déphasées à cause du déphasage de l'onde excitatrice elle-même. Hors, dans la ville non périodique, sous fréquence d'excitation similaire, ce déphasage est beaucoup plus réduit.

Cet effet favorable, curieux au premier abord dans une ville irrégulière, s'explique assez aisément : la présence d'immeubles BIS entrant en interaction avec le sol reforme le couvercle de l'interaction site-ville qui était absent dans le cas de la ville périodique. Ce qui est alors remarquable, c'est que *l'effet de groupe a toujours une action cohésive, malgré les effets bidimensionnels du bassin, malgré une excitation principale bidimensionnelle*. Ce commentaire montre combien le cas d'une ville périodique constituée d'immeubles BIS peut être manquante.

Les solutions sous le séisme du 25 février 2001 sont une claire illustration de nos propos : les différentes solutions sont en concordance de phase presque parfaite, ce qui contraste fondamentalement avec celles du cas périodique (Fig.16).

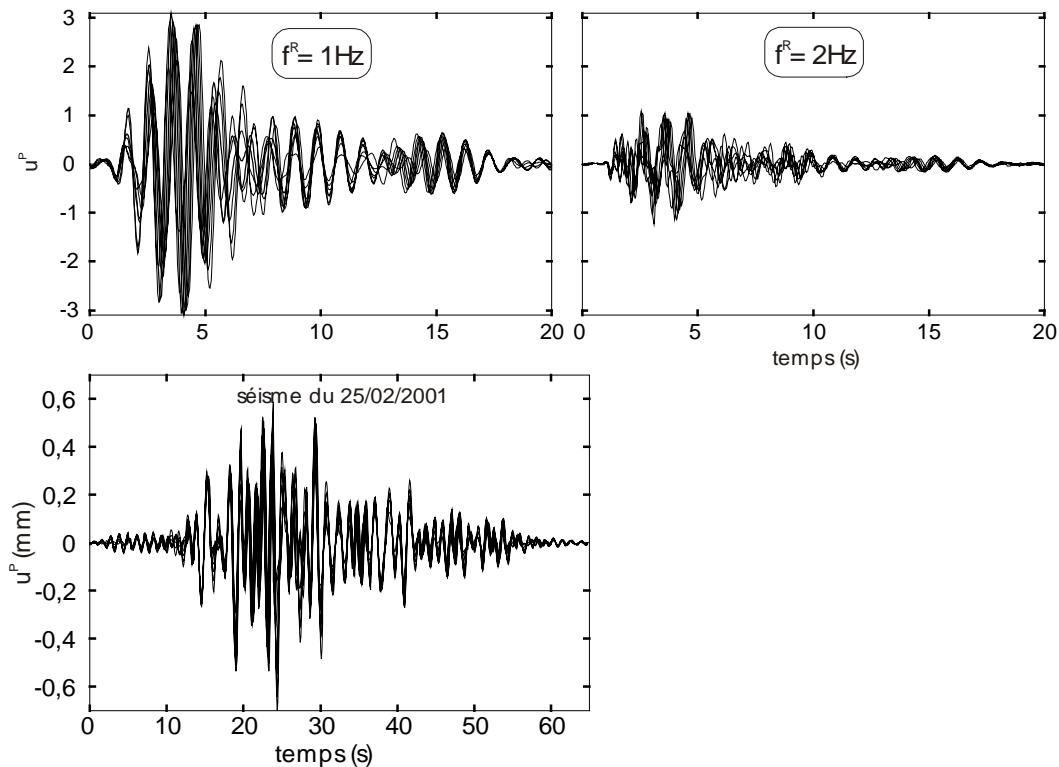


Figure 27 : Perturbations entre immeubles dans la ville inhomogène non périodique, sous un Ricker de fréquences centrales $f^R = 1\text{Hz}$ (gauche) et 2Hz (droite), et sous le séisme du 25 février 2001.

5.2.2 Cohérence spatiale du mouvement surfacique dans la ville

Nous nous intéressons ainsi à la cohérence spatiale des mouvements à l'intérieur de la ville. La longueur de cohérence spatiale des déplacements et des perturbations est représentée en fonction de la fréquence et du temps sur la Figure 28. Celle des déplacements est comparée au champ libre. L'évolution temporelle de l_u^P est calculée sous les fréquences d'excitation $f^R = 1\text{Hz}$ et 2Hz .

En fonction de la fréquence, les différentes longueurs de cohérence spatiale présentent une évolution ainsi que des valeurs comparables au cas de la ville périodique (Fig.17). Le rôle de la ville apparaît par contre « corrélant » sur le déplacement en surface (tendance plutôt à l'augmentation de l_u par rapport au champ libre). A la fréquence de 1Hz est associée une diminution de l_u^P . Cette diminution peut s'expliquer par les amplitudes maximales également associées à cette fréquence (ce qui lui donne un poids accru).

C'est surtout dans l'évolution temporelle de l_u^P que le gain de cohérence spatiale à l'intérieur de la ville est le plus net : les creux de l_u^P disparaissent, et les valeurs ne descendent jamais en-dessous de 0,3.

5.3 Champ d'ondes diffractées

Sur la Figure 18, nous représentons les fonctions de transfert des perturbations en certains points de la surface du bassin en présence de la ville inhomogène non périodique. Elles sont comparées à celles du cas périodique, pour les densités $N = 10$ et 33 .

Les fonctions de transfert des points n°1 à n°4 présentent un grand pic à 1Hz , tandis que celui de la ville périodique est plutôt centré à $1,5\text{Hz}$. L'amplitude de ce pic est comparable à celle obtenue pour la densité $N = 33$, donc deux fois plus grande. A l'intérieur de la ville, la valeur du pic est également plus

5. Modèle de ville inhomogène non périodique au centre du bassin

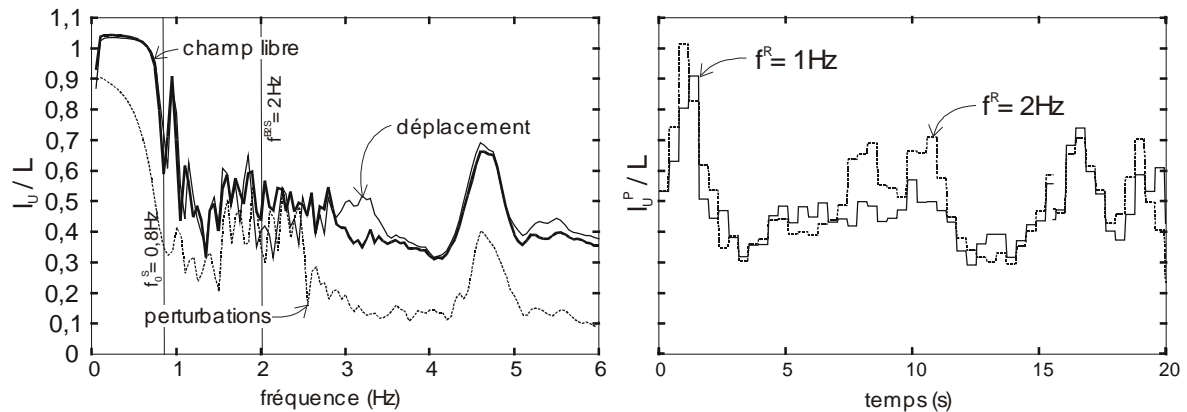


Figure 28 : Longueur de cohérence spatiale du déplacement et des perturbations à l'intérieur de la ville inhomogène non périodique. Représentation en fonction de la fréquence (gauche) et du temps (droite). Dans ce dernier cas, les fréquences d'excitation $f^R = 1\text{Hz}$ et 2Hz sont considérées.

grande pour le point n°3 que le point n°4, résultat inversé par rapport à la ville périodique. Cette inversion reflète la structure propre de la ville considérée, dont le centre de masse est décalé vers l'ouest.

Les champs de déplacements et de perturbations en présence de la ville inhomogène non périodique sont alors représentés sur la Figure 30, sous un Ricker de fréquence centrale $f^R = 1\text{Hz}$. Le champ de perturbations sous le séisme du 25 février 2001 est enfin donné sur la Figure 31.

L'action de la ville sur l'onde de surface prenant naissance dans son enceinte est très visible : la partie ouest de la ville (la plus dense en BIS) modifie fortement le schéma de propagation de cette onde, et de manière plus nette que pour la ville homogène périodique (Fig.19). Le passage aux perturbations permet de mieux apprécier l'action de la ville : la ville apparaît clairement divisée en deux parties distinctes : à l'est, une partie moins dense n'a qu'une influence minimale sur le déplacement en surface ; à l'ouest, une partie plus dense est à l'origine d'une onde diffractée contrecarrant le mouvement en champ libre.

Enfin, le champ d'ondes diffractées sous le séisme du 25 février 2001 vient s'aligner sur ces analyses et apporte une caution supplémentaire : le champ de diffraction est très clairement confiné à l'ouest d'une ligne séparant la ville en deux parties.

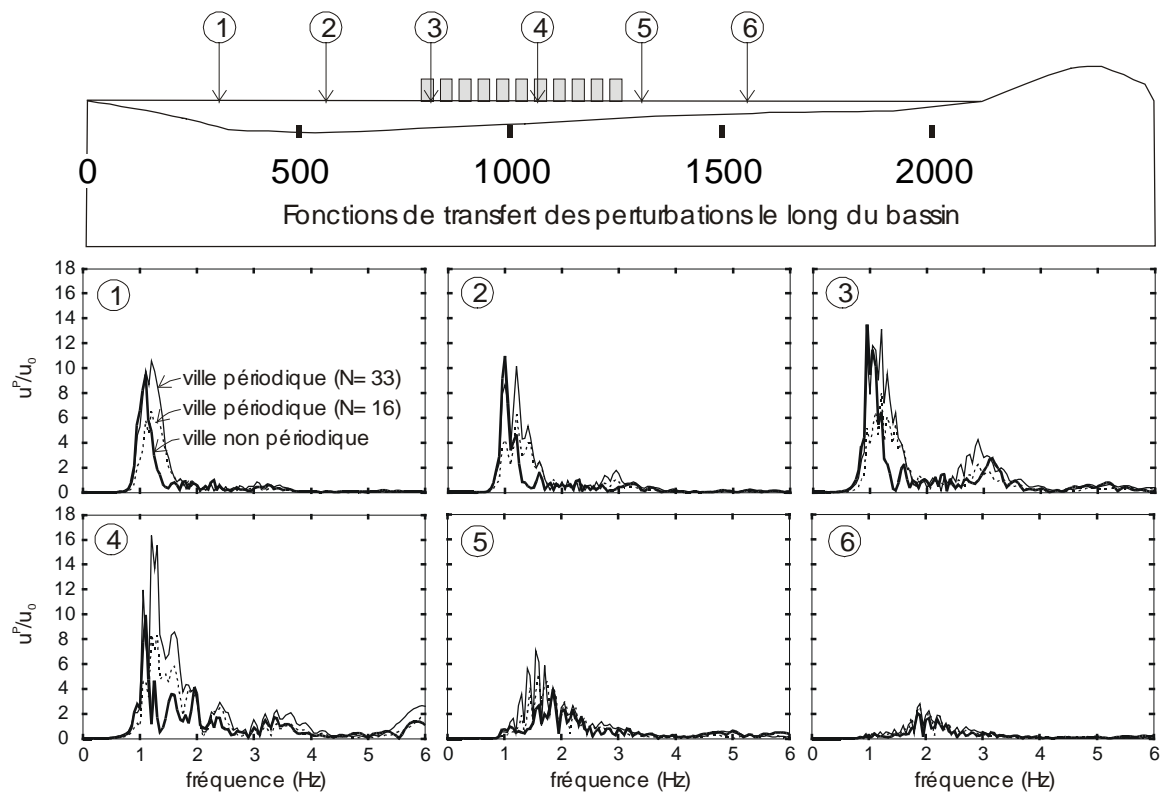


Figure 29 : Fonctions de transfert des perturbations en certains points de la surface du bassin en présence de la ville inhomogène non périodique.

5. Modèle de ville inhomogène non périodique au centre du bassin

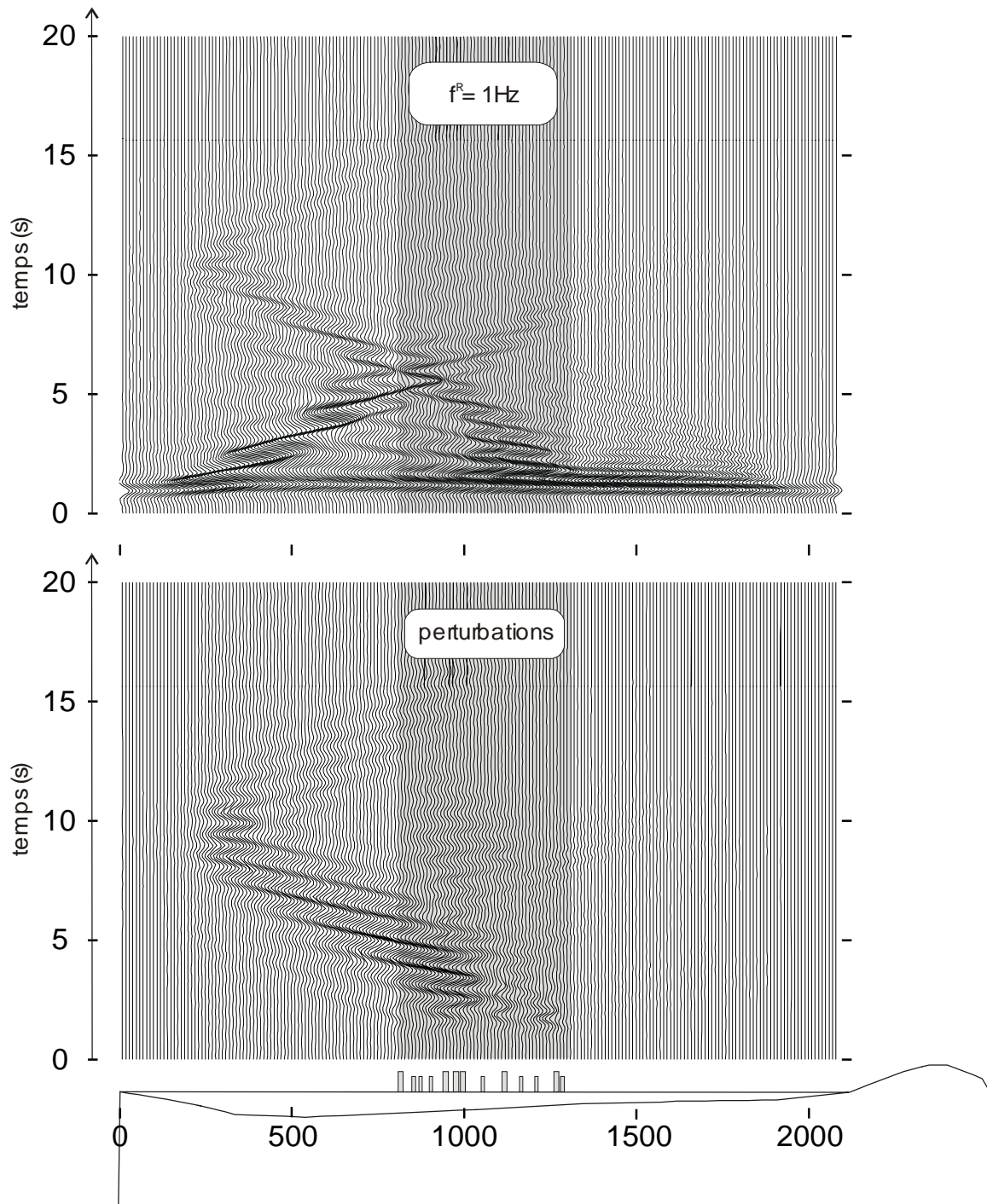


Figure 30 : Champ de déplacements (haut) et de perturbations (bas) dans le bassin en présence de la ville inhomogène non périodique sous les fréquences d'excitation $f^R = 1\text{Hz}$ et 2Hz .

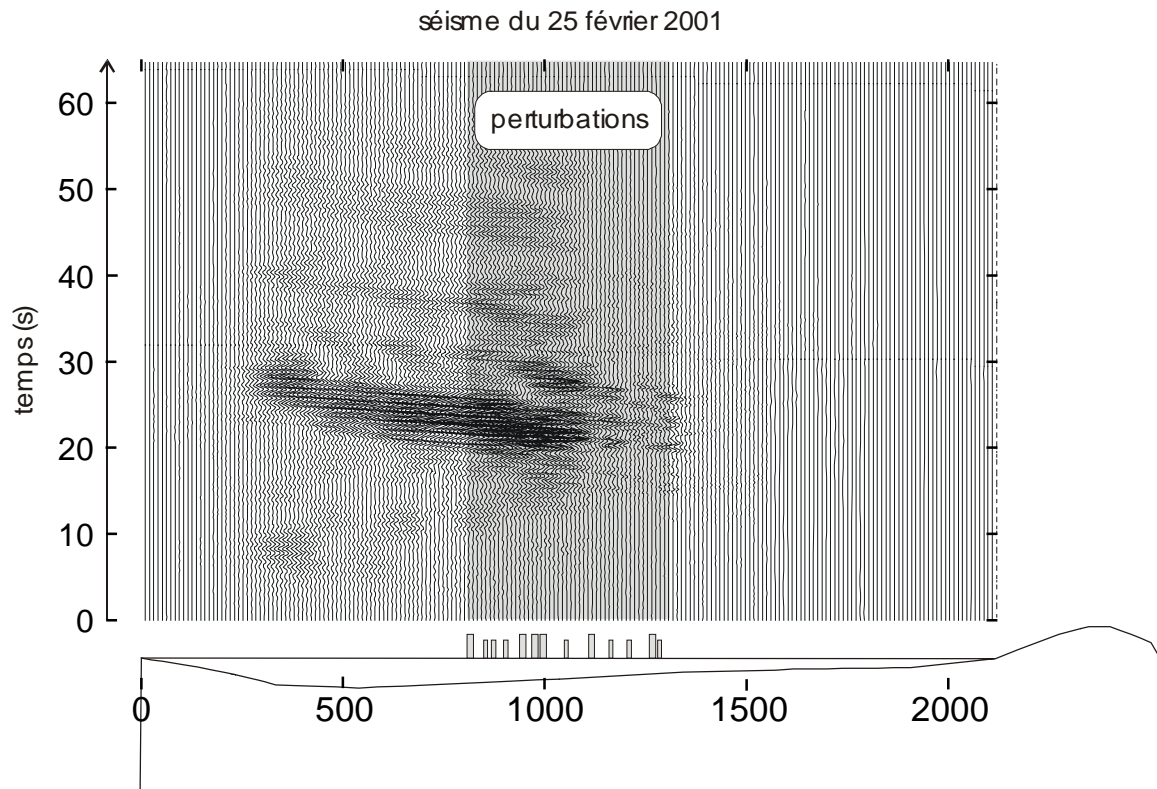


Figure 31 : Champ de perturbations dans le bassin en présence de la ville inhomogène non périodique sous le séisme du 25 février 2001.

5.4 Aspects énergétiques

L'analyse de l'énergie du système peut donner aux hypothèses précédentes une autre envergure (quantitative). Ainsi, nous représentons sur la Figure 32 la répartition des énergies de déplacement et de perturbations le long du bassin en présence de la ville inhomogène non périodique, sous un Ricker de fréquences centrales $f^R = 1Hz$ et $2Hz$, et sous le séisme du 25 février 2001. La ville est représentée entre les abscisses $-250 \leq x \leq +250$.

Là encore, les résultats nous paraissent très intéressants et complètent en quelque sorte les conclusions tirées à partir du cas périodique :

- Sous $f^R = 1Hz$, la ville retrouve son effet stabilisant (diminution d'énergie) sur le déplacement en surface à l'intérieur de son enceinte. Ce retour à un effet favorable de la ville est à mettre sur le compte d'un effet de groupe cohérent des immeubles (BIS). Aussi pouvons-nous conclure (sans toutefois se départir de la circonspection de rigueur) que l'interaction site-ville a définitivement un effet stabilisant sur le mouvement sismique, même en présence d'effets bidimensionnels. Par contre, quand celle-ci s'affaiblit, la prédominance des effets 2D dans le bassin peut conduire à des surcroûts d'énergie importants du mouvement sismique localement concentrés à l'intérieur de la ville.
- La présence d'un surcroît d'énergie du mouvement sismique aux abords extérieurs de la ville est encore visible. Ce surcroît est maximal (40%) sous $f^R = 0,8Hz$ et paraît devoir être d'autant plus fort que la réduction d'énergie dans la ville est plus importante. Nous voulons faire remarquer la présence d'un pic d'énergie (qui reste inférieur à 1) dans la partie est de la ville irrégulière et nous ne nous interdisons pas de penser que ce pic est également lié à un phénomène de « singularité énergétique » aux abords du groupe compact d'immeubles formé à gauche de la ville non périodique.

5. Modèle de ville inhomogène non périodique au centre du bassin

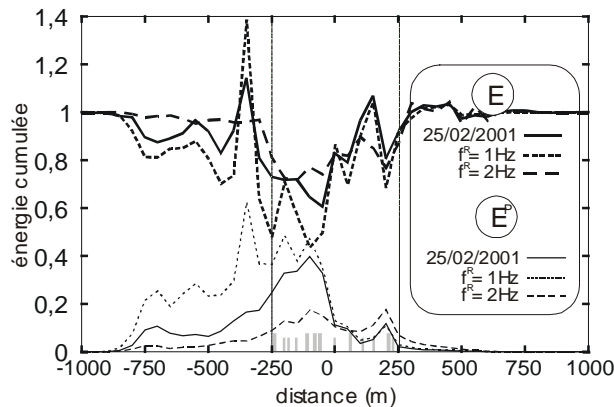


Figure 32 : Répartition de l'énergie des déplacements et des perturbations le long du bassin en présence de la ville inhomogène non périodique, sous une Ricker de fréquences centrales $f^R = 1\text{Hz}$ et 2Hz et sous le séisme du 25 février 2001. La ville occupe l'espace compris entre $-250\text{m} \leq x \leq +250\text{m}$.

- L'augmentation de l'énergie des perturbations est inversement proportionnelle à la diminution de l'énergie des déplacements : l'interprétation de ces échanges par un mécanisme de transfert redevient valable. La répartition de E^P est étagée à l'intérieur de la ville irrégulière, et est plus élevée à l'ouest qu'à l'est. Cette inégalité n'est pas surprenante et met en relief la partie active de la ville par rapport à sa partie passive.
- Enfin, la répartition d'énergie pour le séisme du 25 février 2001 présente des similitudes évidentes avec celle du Ricker de fréquence centrale $f^R = 1\text{Hz}$. La concordance des résultats entre ces deux signaux permet de garantir la représentativité des paramètres étudiés et la portée générale des conclusions avancées. A ce titre, l'énergie apparaît comme un paramètre pouvant servir de critère permettant d'identifier le « régime » d'interaction site-ville (présence d'effets 2D ou non) régnant dans le système.

5.5 Analyse de la durée

Sur la Figure 33, nous représentons finalement la répartition de la durée des déplacements et des perturbations le long du bassin en présence de la ville inhomogène non périodique, sous un Ricker de fréquences centrales $f^R = 1\text{Hz}$ et 2Hz , puis sous le séisme du 25 février 2001. La durée des déplacements est comparée à celle du champ libre. La ville occupe l'espace compris entre les abscisses $-250 \leq x \leq +250$.

Nous notons surtout la diminution de la durée des déplacements par rapport au champ libre à l'intérieur de la ville sous $f^R = 1\text{Hz}$. Cette diminution est cohérente avec le renforcement de l'effet de groupe des immeubles.

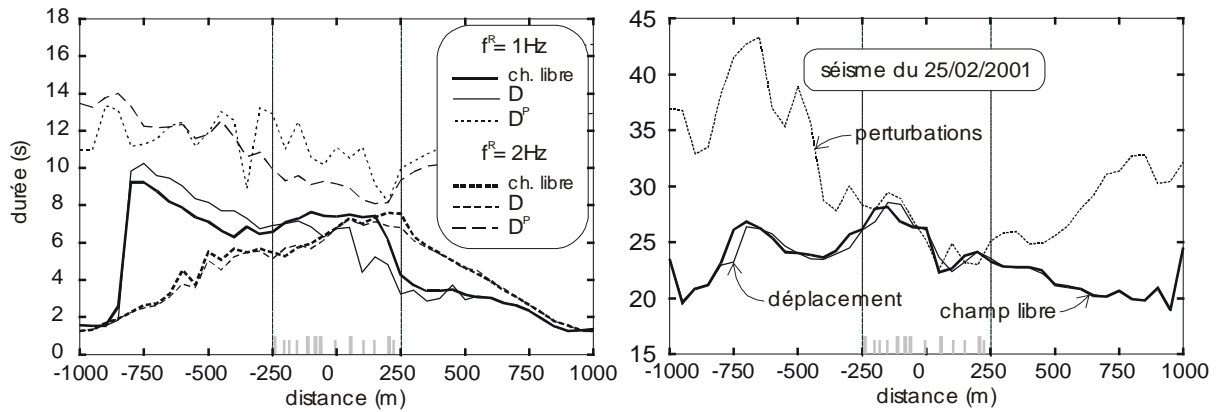


Figure 33 : Répartition de la durée des déplacements et des perturbations le long du bassin en présence de la ville inhomogène non périodique, sous un Ricker de fréquences centrales $f^R = 1\text{Hz}$ et 2Hz , et sous le séisme du 25 février 2001. La durée des déplacements est comparée à celle du champ libre. La ville est comprise entre les abscisses $-250\text{m} \leq x \leq +250\text{m}$.

6 Modèle de ville « réaliste » à la surface du bassin (Nice)

6.1 Modèles de ville simplifiés : principaux résultats

Dans l'étude de l'interaction site-ville en configuration de bassin réelle effectuée jusqu'à présent, nous avons choisi de reprendre les modèles de ville périodique et non périodique utilisés dans les Chapitres 3 et 4. Sans présager d'une quelconque spécificité de la réponse du bassin, nous avons par ailleurs choisi de positionner cette ville au centre du modèle et d'estimer « in situ » l'influence de sa configuration 2D sur l'interaction site-ville. Ces analyses nous ont permis d'aboutir à ces deux conclusions principales :

- Les effets bidimensionnels liés à la configuration du bassin ont une importance primordiale sur le mouvement sismique en milieu urbain. Ils peuvent conduire à une décorrélation spatiale très importante du mouvement en surface à l'intérieur de la ville et produire localement des zones de surcroît d'énergie par rapport au champ libre.
- Cependant, quand l'interaction site-ville se produit, l'effet de groupe des immeubles a une influence bénéfique sur les effets précédents : le couplage entre immeubles conduit à un gain de cohérence spatiale et une diminution d'énergie du mouvement en surface à l'intérieur de la ville.

Il est alors apparu que l'un ou l'autre de ces effets était grandement tributaire non plus seulement de la structure de la ville, mais également de sa position sur le bassin. Par exemple, la mise en évidence de l'interaction site-ville (à l'aide de la ville irrégulière) aurait peut-être été plus marquante avec un réseau périodique d'immeubles B1S, ou avec celui de B2S (que nous avons utilisé) positionné à l'est du bassin.

Nous proposons dans cette dernière partie une configuration plus générale : une ville constituée d'immeubles B1S et B2S aléatoirement répartis sur toute la longueur du bassin. Une telle ville offre un double avantage :

- Répondre avec un modèle unique à la préoccupation précédente en tenant compte du type d'immeubles et de leur position.
- Rendre compte d'une configuration réaliste à la fois pour le bassin et pour la ville de Nice.

6.2 Modèle de ville « réaliste »

La ville réaliste que nous considérons à présent est constituée d'immeubles B1S et B2S aléatoirement répartis sur toute la longueur du bassin (Fig.34). Une plus grande concentration de B1S est néanmoins portée sur la partie profonde à l'ouest du bassin (zone Z1), dont la fréquence fondamentale du sol est située plutôt vers $1Hz$. De la même façon, un plus grand regroupement de B2S est proposé au milieu de la partie moins profonde située à l'est (zone Z2), dont la fréquence fondamentale est plutôt proche de $2Hz$.

Les immeubles B1S sont au nombre de $n_1 = 48$ ($\theta_1 = 0,34$), les B2S à celui de $n_2 = 46$ ($\theta_2 = 0,22$). La densité totale de la ville est égale à $\theta = 0,56$. Dans la zone ouest de la ville (Z1), nous trouvons $n_1 = n_2 = 29$, soit $\theta_1 = 0,35$ et $\theta_2 = 0,23$. Dans la zone est de la ville (Z2), nous trouvons $n_1 = 19$ et $n_2 = 17$, soit $\theta_1 = 0,3$ et $\theta_2 = 0,18$.

Le système site-ville ainsi construit est toujours soumis à une onde plane de type SH et d'incidence verticale. L'étude de la réponse est effectuée indépendamment dans chaque partie de la ville, en suivant un déroulement analogue à celui utilisé jusqu'à présent.

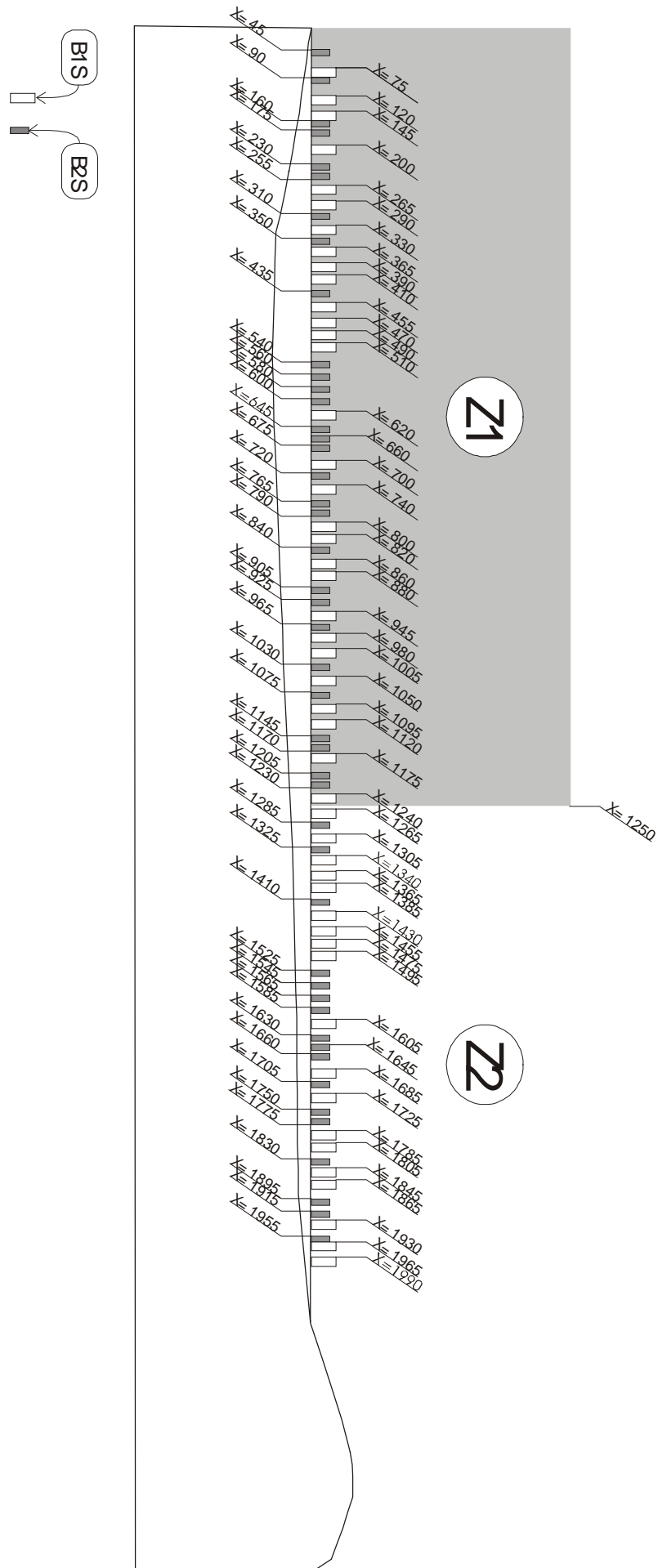


Figure 34 : Modèle de ville réaliste sur la bassin de Nice : position des immeubles B1S et B2S.

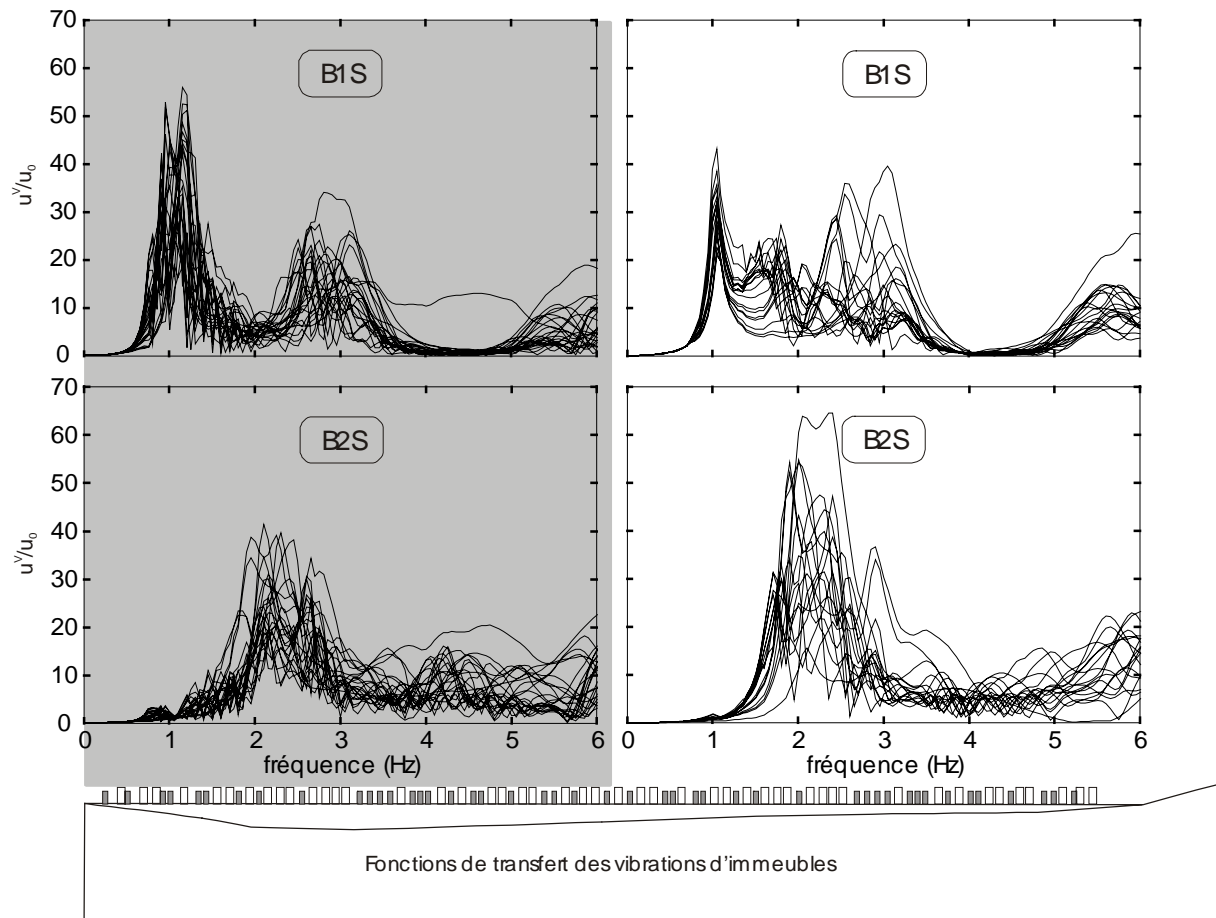


Figure 35 : Fonctions de transfert des vibrations d'immeubles B1S (haut) et B2S (bas) dans les quartiers ouest (Z1) et est (Z2) de la ville réaliste.

6.3 Vibrations des immeubles dans la ville réaliste

Sur la Figure 35, nous représentons les fonctions de transfert des vibrations au sommet des immeubles B1S (en haut) et B2S (en bas) dans les zones Z1 et Z2 de la ville réelle. Les solutions temporelles correspondantes sont alors calculées sous un Ricker de fréquences centrales $f^R = 0,8\text{Hz}$ et 2Hz (Fig.36) ainsi que sous le séisme du 25 février 2001 (Fig.37).

Les fonctions de transfert de chaque type d'immeubles présentent un pic caractéristique calé à sa fréquence de résonance, c'est-à-dire 1Hz pour les B1S et 2Hz pour les B2S.

Pour les immeubles B1S, la valeur du pic principal atteint 55 à l'ouest, 40 à l'est, tandis que, pour la ville inhomogène non périodique, elle atteignait 70 (Fig.23). Cette baisse peut être due à un effet de couplage accru entre immeubles B1S, en densité plus grande. Les fonctions de transfert affichent également un pic secondaire à environ 3Hz , correspondant à la première harmonique du sol dans la partie centrale de la vallée (Fig.7). Enfin, les spectres de la zone Z2 se distinguent de ceux de la zone Z1 par la présence d'un troisième pic à environ 2Hz , traduisant l'influence des immeubles B2S. Ce pic est environ la moitié du pic principal ($\max |u^v/u_0| \approx 30$) et est très dispersé.

Pour les immeubles B2S, la valeur du pic principal atteint 40 à l'ouest et 50 à l'est. Ces valeurs correspondent assez bien à celle prédite, à densité comparable ($N = 16$), par la ville homogène

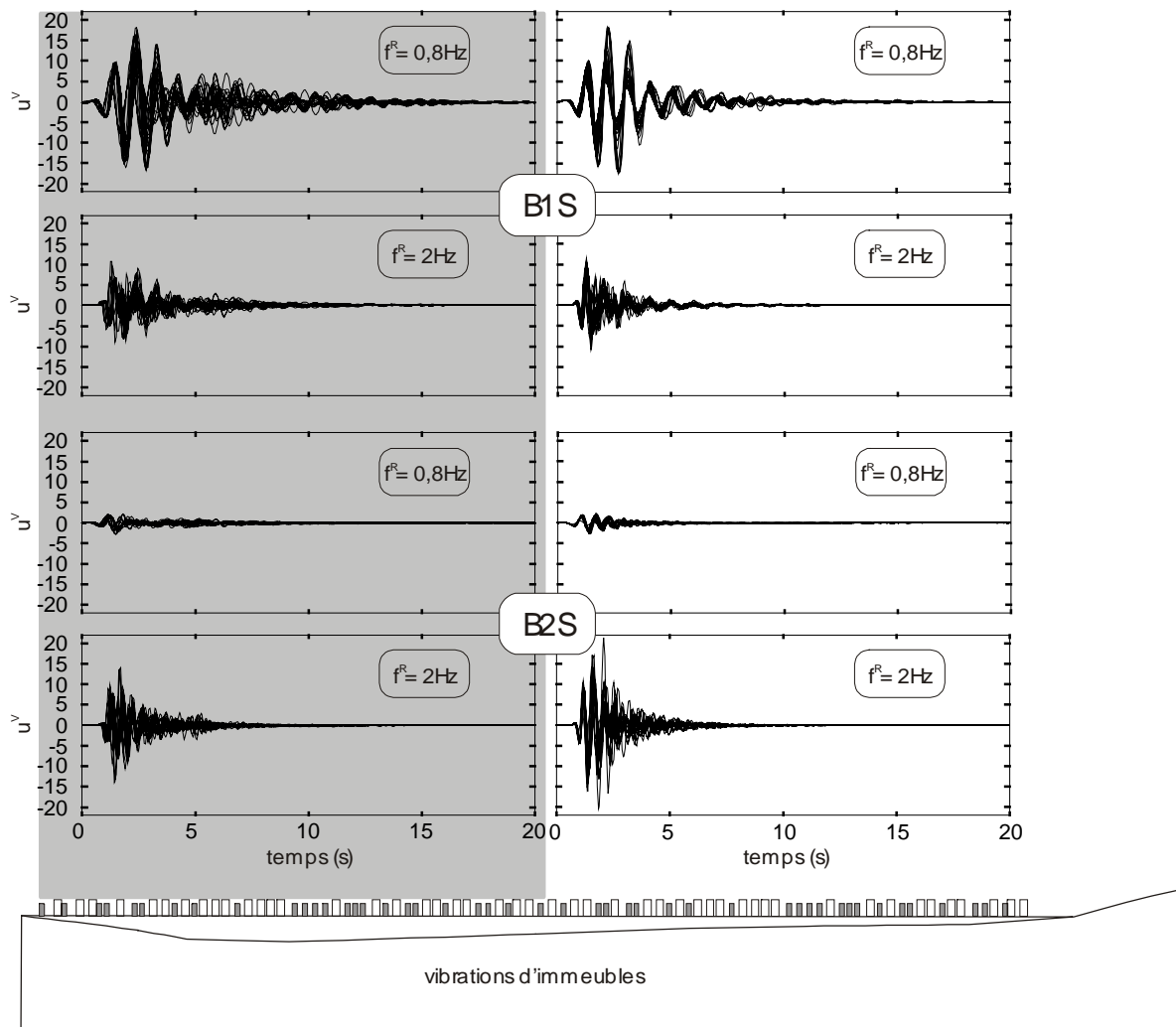


Figure 36 : Vibrations des immeubles B1S et B2S dans les quartiers ouest (Z1) et est (Z2) de la ville réaliste, sous les fréquences d'excitation $f^R = 1\text{Hz}$ et 2Hz .

périodique du modèle simplifié (1D) d'épaisseur $H = 25\text{m}$ (Chap.3.Fig.8). Les solutions autour de ces pics apparaissent néanmoins beaucoup plus dispersées que pour les B1S.

Les solutions temporelles correspondantes sous un Ricker permettent d'illustrer les commentaires précédents : l'amplitude maximale de vibrations est obtenue pour les B1S à l'ouest sous $f^R = 0,8\text{Hz}$, pour les B2S à l'est sous $f^R = 2\text{Hz}$. Mais les vibrations des B1S sous $f^R = 0,8\text{Hz}$ dans la partie ouest apparaissent aussi plus incohérentes que dans la partie est, probablement à cause des effets 2D prédominants dans la partie profonde de la vallée. En revanche, celles des B2S sont aussi incohérentes à l'est qu'à l'ouest, car les ondes de surface générées aux deux extrémités de la vallée affectent aussi bien la zone profonde que la zone moins profonde.

Enfin, les vibrations d'immeubles sous le séisme du 25 février 2001 forment une transposition dans un cas réel des observations précédentes : les vibrations des B1S sont d'amplitude plus grande à l'ouest, à cause de l'effet d'interaction site-ville, mais également plus incohérentes qu'à l'est, à cause des effets de bassin. La tendance est inversée pour les vibrations des B2S, d'amplitude plus élevée à l'est qu'à l'ouest. Les valeurs d'amplitude observées dans les deux cas sont du même ordre de grandeur que celles prédites par la ville inhomogène non périodique ($\max |u^V|_{B1S} \approx 2$, $\max |u^V|_{B2S} \approx 1$). Enfin, il convient de remarquer la forme de *battements* dans les réponses de la partie est. Ces battements, si caractéristiques de l'interaction entre bâtiments [Chazelas, 2003] [Guéguen, 2000c],

6. Modèle de ville « réaliste » à la surface du bassin (Nice)

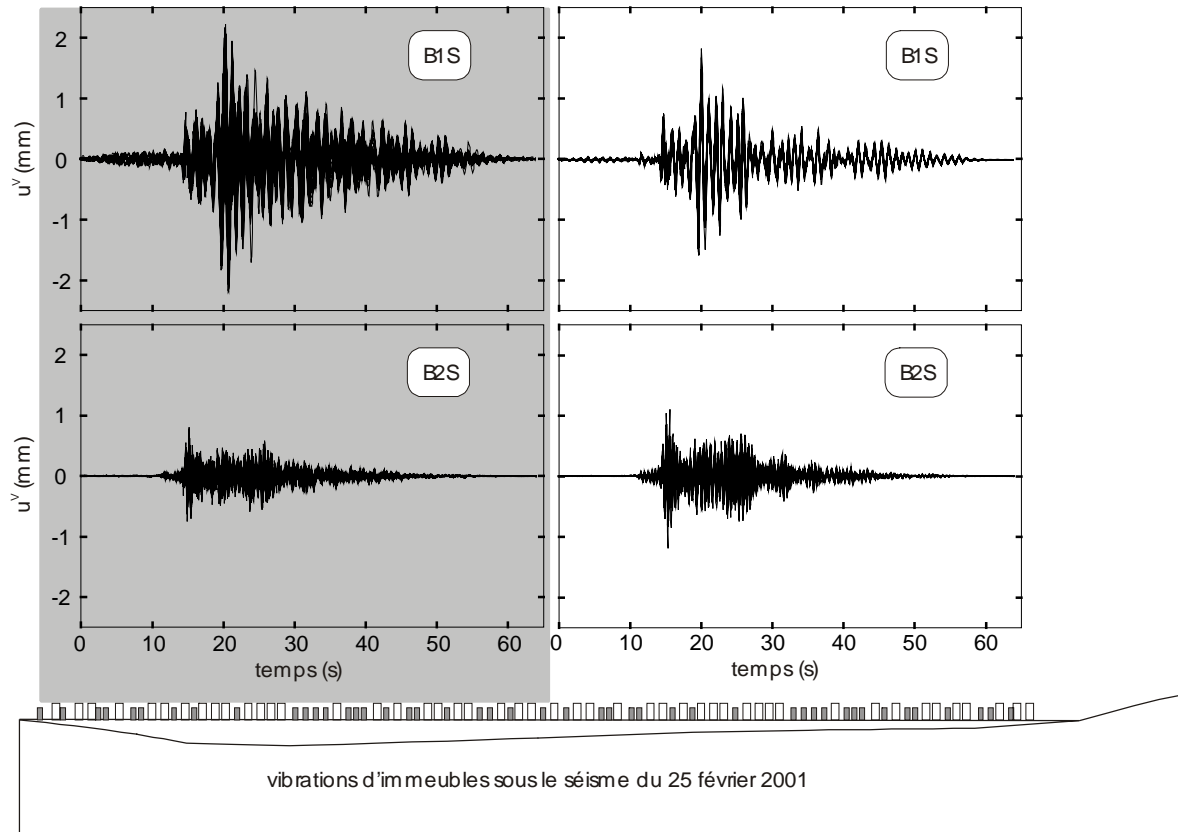


Figure 37 : Vibrations des immeubles B1S (haut) et B2S (bas) dans les quartiers ouest (Z1) et est (Z2) de la ville réaliste, sous le séisme du 25 février 2001.

doivent faire l'objet d'une grande circonspection dans le cas présent : ils ne peuvent aussi bien être qu'une accentuation de la forme originelle du signal (Fig.10).

6.4 Mouvement en surface à l'intérieur de la ville réaliste

6.4.1 Cohérence spatiale du mouvement en surface à l'intérieur de la ville

Sur la Figure 38, nous représentons en fonction de la fréquence la longueur de cohérence spatiale du déplacement et des perturbations en surface dans les zones ouest et est de la ville réelle. La courbe donnant l_u est comparée à celle du champ libre.

La fréquence fondamentale du sol donnée par la formule de Haskell : $f_0^S = c_S / 4H$ (fréquence 1D) s'applique dans chaque cas comme ligne de partage entre valeurs de cohérence élevées et valeurs faibles. Cette règle ne semble devoir s'appliquer que pour un bassin peu encaissé, où l'approximation 1D peut encore avoir un sens. Il devient dès lors légitime de se demander ce qu'il en est si tel n'est plus le cas. Quoiqu'il en soit, au-dessus de f_0^S , la longueur de cohérence chute et atteint des valeurs inférieures à 0,3. Celles-ci apparaissent relativement basses comparées aux valeurs habituelles qui, dans la ville inhomogène non périodique par exemple, varient pour l_u de 0,4 à 0,5 (Fig.28). Leur faiblesse est en fait la conséquence de la prise en compte d'une extension totale plus grande pour le calcul de l_u ($L \approx 1000m$). Pour rendre des comparaisons d'une ville à une autre possibles, peut-être serait-il préférable d'envisager une normalisation par la longueur d'onde ?

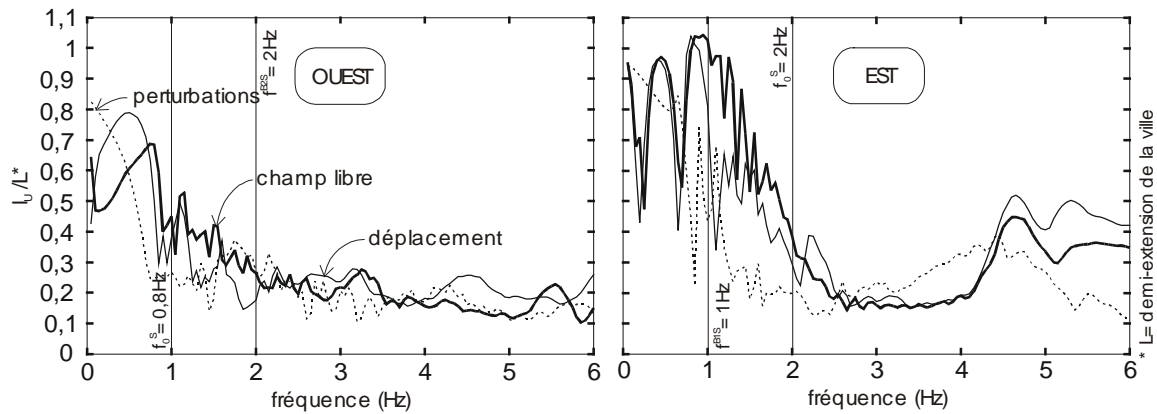


Figure 38 : Longueur de cohérence spatiale du déplacement total et des perturbations en surface dans les parties ouest et est de la ville réelle. Celle du déplacement total est comparée au cas du champ libre.

La présence de la ville semble avoir une influence favorable sur l_u , sauf aux fréquences propres des immeubles. A ces fréquences particulières, les valeurs de l_u sont systématiquement inférieures à celles du champ libre. Cette influence semble avoir une grande importance surtout en basses fréquences, où la cohérence spatiale du mouvement en champ libre est généralement plus élevée. Il ressort dès lors que la présence d'immeubles de fréquence propre plus basse est plus préjudiciable pour la cohérence spatiale du mouvement en surface, dans le sens où leur fréquence a également plus de chance d'être inférieure à f_0^S .

6.4.2 Perturbations diffractées à l'intérieur de la ville

Sur la Figure 39, nous représentons les fonctions de transfert des perturbations en certains points de la surface de la vallée en présence de la ville réelle.

Les fonctions de transfert dans chaque zone du bassin présentent un pic principal à la fréquence propre du type d'immeubles préférentiellement excités par l'interaction site-ville, c'est-à-dire à 1Hz (B1S) dans la zone Z1 (points n°1 à n°4), 2Hz (B2S) dans la zone Z2 (points n°5 et n°6). La valeur des pics atteint 25 dans Z1 (n°3) et 15 dans Z2 (n°6). Ces valeurs maximales sont près du double de celles prédites par les villes périodique et non périodique (Fig.29). Les valeurs élevées de ces pics ainsi les valeurs correspondantes de fréquence selon la zone du bassin montrent que l'interaction site-ville engage dans chaque partie du bassin l'un ou l'autre type d'immeubles. Le point n°5 (amplitudes spectrales faibles) marque l'existence d'une zone transitoire de faible amplitude entre les zones Z1 et Z2.

Nous représentons alors sur les Figures 40 et 41 les champs de déplacement (en haut) et de perturbations (en bas) diffractés à la surface du bassin par la ville réelle, sous respectivement $f^R = 0,8Hz$ et $2Hz$. De la même façon, le champ de perturbations diffracté sous le séisme du 25 février 2001 est donné sur la Figure 42.

La présence de la ville atténue fortement la propagation des ondes de surface (Fig.8) : leur amplitude et leur portée sont considérablement réduites, leurs trajectoires semblent plus aplaties (Fig.40). L'image renversée donnée par les champs de perturbations offre une représentation différentielle de l'ampleur de cette action de la ville.

Le champ de perturbations produit par le séisme du 25 février 2001 offre une composition des champs obtenus pour $f^R = 0,8Hz$ et $2Hz$: l'action respective des deux parties de la ville apparaît nettement délimitée. Ces liaisons successives patiemment tissées entre le cas de la ville réelle sous

6. Modèle de ville « réaliste » à la surface du bassin (Nice)

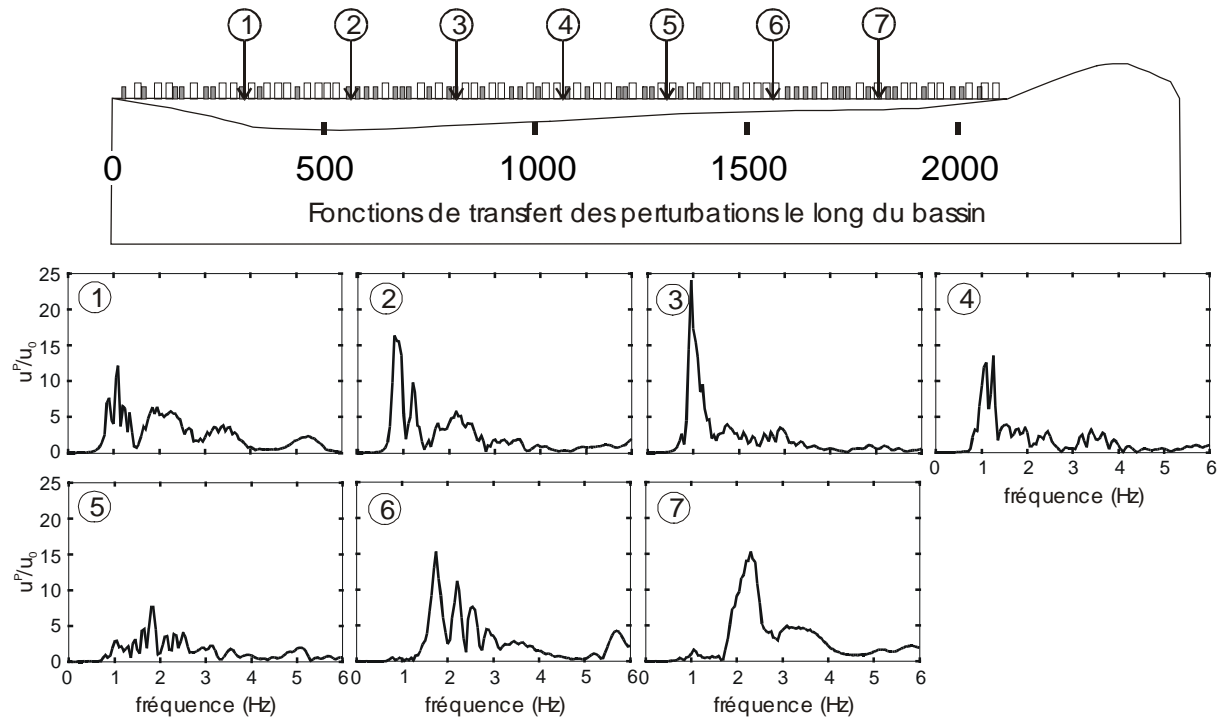


Figure 39 : Fonctions de transfert des perturbations en certains points de la surface de la vallée en présence de la ville réelle.

séisme réel et celui du modèle site-ville très simplifié (ville simplifiée / sol 1D) peuvent offrir une perspective intéressante pour la modélisation de l'interaction site-ville : elles rendent envisageable une approximation du cas réel par des modèles très simples (du sol, de la ville et de l'onde incidente).

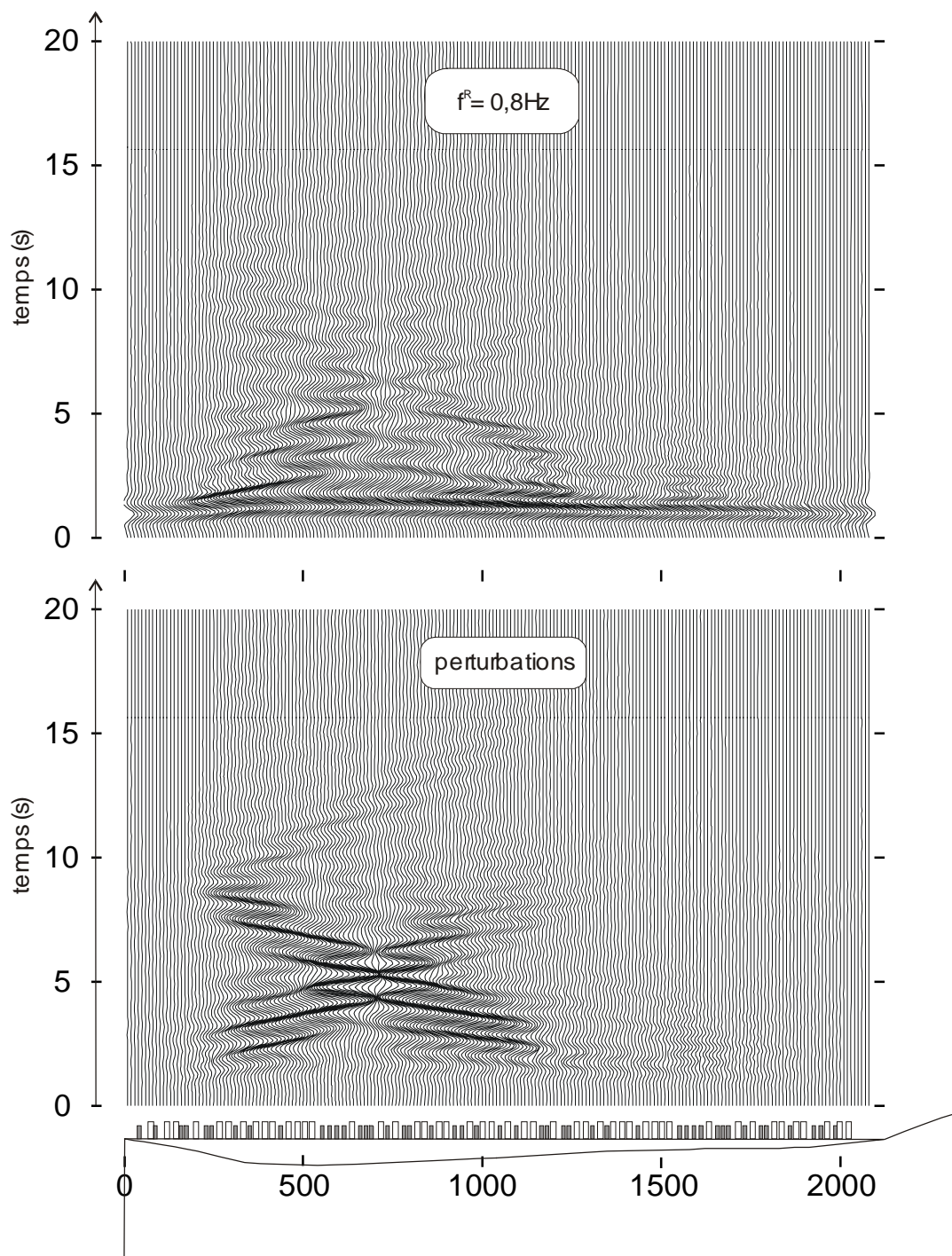


Figure 40 : Champ de déplacement (haut) et de perturbations (bas) dans le bassin de Nice sous un Ricker de fréquence centrale $f^R = 0,8\text{Hz}$.

6. Modèle de ville « réaliste » à la surface du bassin (Nice)

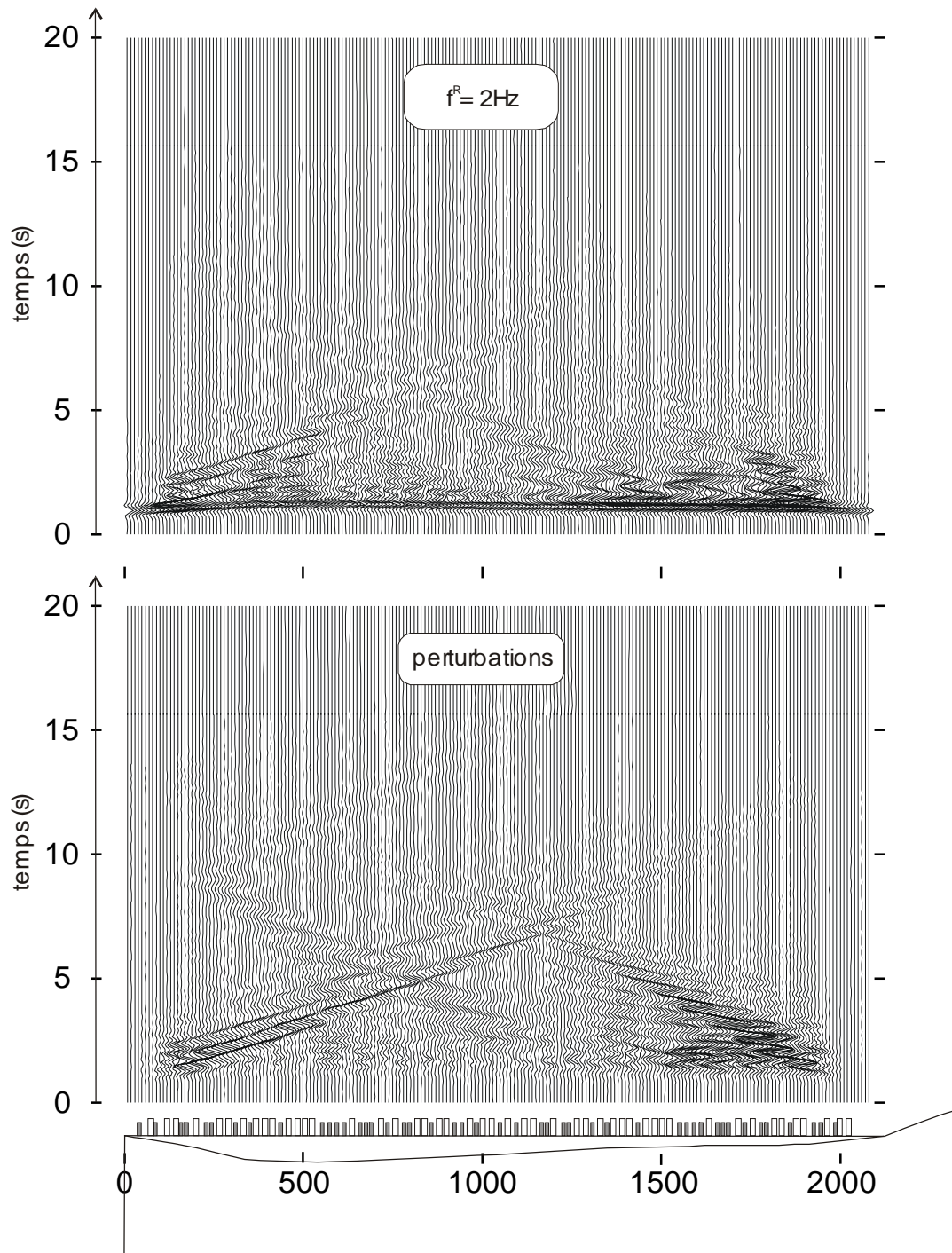


Figure 41 : Champ de déplacement (haut) et de perturbations (bas) dans le bassin de Nice sous un Ricker de fréquence centrale $f^R = 2\text{Hz}$.

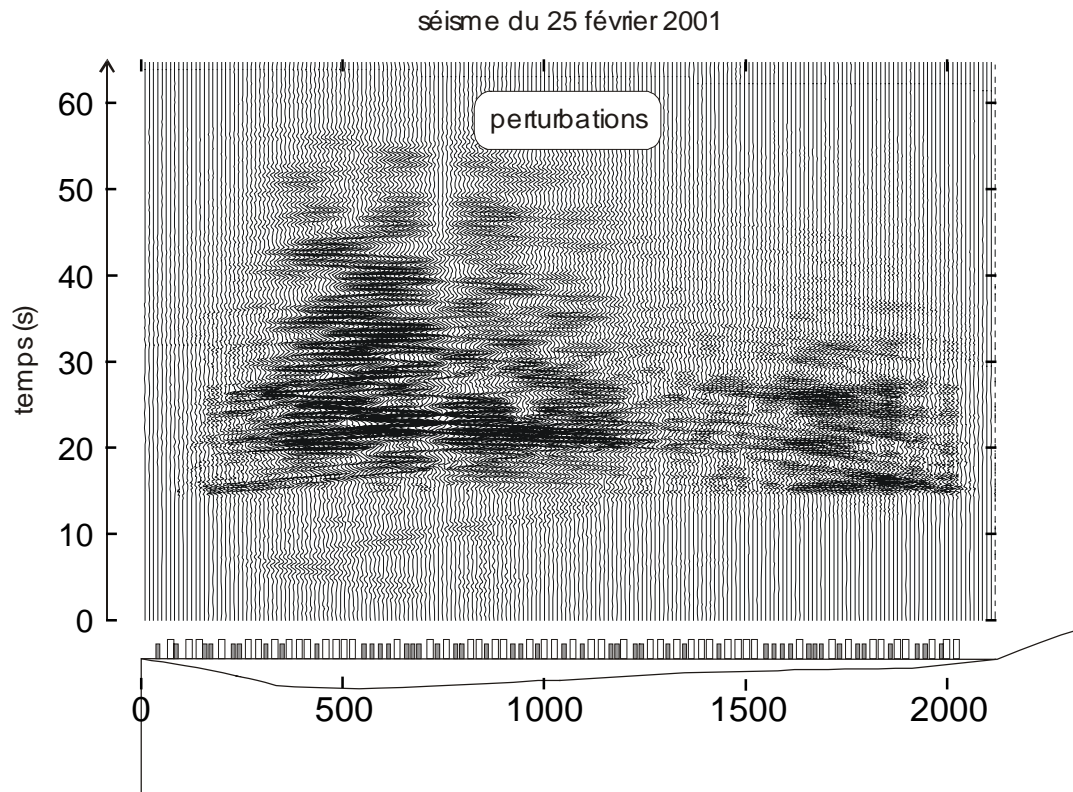


Figure 42 : Champ de perturbations dans le bassin de Nice sous le séisme du 25 février 2001.

6.5 Analyse énergétique

Sur la Figure 43, nous représentons la répartition de l'énergie des déplacements (à gauche) et des perturbations (à droite) le long du bassin en présence de la ville réelle, sous un Ricker de fréquences centrales $f^R = 0,8\text{Hz}$ et 2Hz et sous le séisme du 25 février 2001.

L'étude de l'énergie conduit encore une fois à des observations intéressantes :

- L'énergie des déplacements est généralement diminuée par rapport au champ libre. Cette diminution atteint 60% à l'ouest sous $f^R = 0,8\text{Hz}$ et à l'est sous $f^R = 2\text{Hz}$. Ces valeurs sont cohérentes respectivement avec le cas non périodique (Fig.32) et le cas périodique sur une couche quasi-1D d'épaisseur $H = 25\text{m}$ (Chap.3.Fig.12). La diminution sous $f^R = 0,8\text{Hz}$ est plus importante à l'ouest et produit à l'est un surcroît d'énergie par rapport au champ libre atteignant 50% . Celle sous $f^R = 2\text{Hz}$ est plus importante à l'est mais se maintient à l'ouest autour de 40% .
- L'énergie des perturbations peut atteindre 100% . Là encore, les valeurs sont cohérentes terme à terme avec les comparaisons précédentes. Elle est plus importante à l'ouest sous $f^R = 0,8\text{Hz}$ et à l'est sous $f^R = 2\text{Hz}$.
- L'énergie des déplacements et des perturbations pour le séisme du 25 février 2001 est une pondération des deux évolutions précédentes. La première conduit globalement à une diminution par rapport au champ libre d'environ 40% . La deuxième représente environ 60% de l'énergie du champ libre dans chaque zone.

En conclusion, l'interaction site-ville semble donc jouer un rôle stabilisant à l'intérieur du périmètre d'influence où elle se produit. Cependant, plusieurs indices laissent également penser que l'inertie des immeubles a aussi une part dans la stabilisation du mouvement en surface : 1. E est quand même diminuée à l'ouest sous $f^R = 2\text{Hz}$ 2. E est diminuée à l'est sous le séisme, alors que son spectre

6. Modèle de ville « réaliste » à la surface du bassin (Nice)

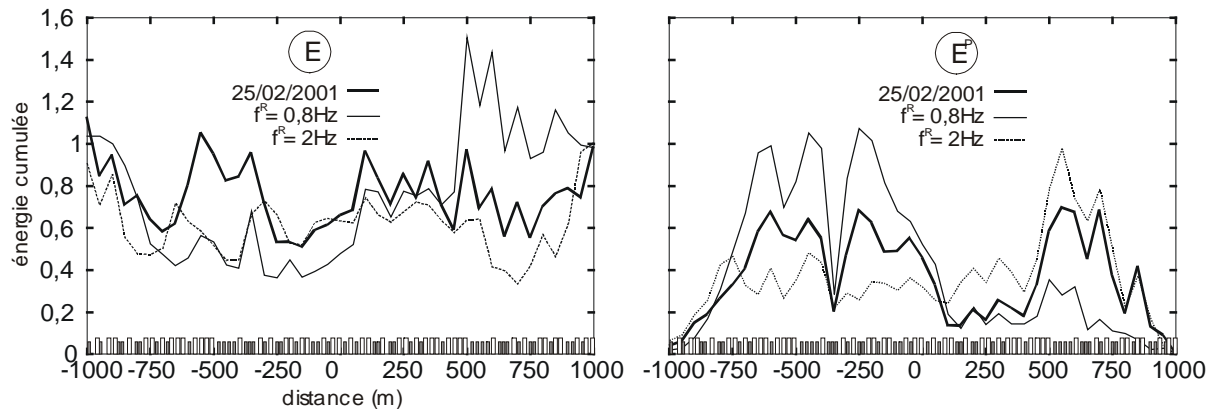


Figure 43: *Energies des déplacements (gauche) et des perturbations (droite) le long du bassin de Nice en présence de la ville réelle sous un Ricker de fréquences centrales $f^R = 0,8\text{Hz}$ et 2Hz et sous le séisme du 25 février 2001.*

est plutôt « pauvre » vers 2Hz . Nous pouvons alors croire que l'inertie des immeubles B1S est impliquée dans ces deux cas.

Nous pouvons dès lors poser le problème sous cette forme : quels immeubles faut-il placer à quel(s) endroit(s) pour réduire le mouvement sismique en milieu urbain ? Nous imaginons trois réponses possibles, que nous proposons seulement parce qu'elles nous paraissent assez illustratives :

- Il faut placer autant que faire se peut un réseau dense d'immeubles de fréquence proche de celle du sol afin de favoriser l'interaction site-ville. Ainsi, l'amplification du mouvement sismique par la mise en résonance du sol est compensée par l'effet de groupe opposé par les immeubles. Cette solution rencontre cependant un écueil majeur : les immeubles vibrent aussi beaucoup et nous ne pouvons aucunement garantir que leur seuil d'intégrité ne soit pas dépassé au cours de ces phases actives.
- Il faut placer autant que faire se peut des immeubles d'inertie très grande, afin de favoriser l'effet d'inertie. Le problème est alors double : 1. Si $f_0^S \neq f^B$, que deviennent-ils sous résonance bidimensionnelle du remplissage sédimentaire ? 2. Si $f_0^S = f^B$, ils risquent d'accentuer les phénomènes de surcroît énergétique aux extrémités du réseau. Il faudrait alors éloigner toute construction légère située à leur voisinage.
- La dernière solution, la plus équilibrée semble-t-il, consiste à produire une ville « mixte », du type de la ville « réelle » étudiée. L'interaction site-ville est moins intense et répartie entre les différents groupes d'immeubles, sa bande active est en même temps élargie. Cependant, une « mauvaise » configuration présente le risque de concentration locale d'énergie (singularités énergétiques). Tant que les règles conduisant à une configuration de ville « idéale » ne sont pas données, cette solution ne peut en aucun cas être une panacée.

6.6 Analyse de la durée

Sur la Figure 44, nous donnons la répartition de la durée des déplacements et des perturbations à la surface du bassin en présence de la ville réelle sous un Ricker de fréquences centrales $f^R = 0,8\text{Hz}$ et 2Hz et sous le séisme du 25 février 2001. La durée des déplacements est comparée à celle du champ libre.

L'écart de la durée des déplacements par rapport à celle du champ libre est plus grand que dans tous les cas rencontrés au cours de ce chapitre : elle peut atteindre $\Delta D = 2\text{s}$ sous un Ricker et 4s sous

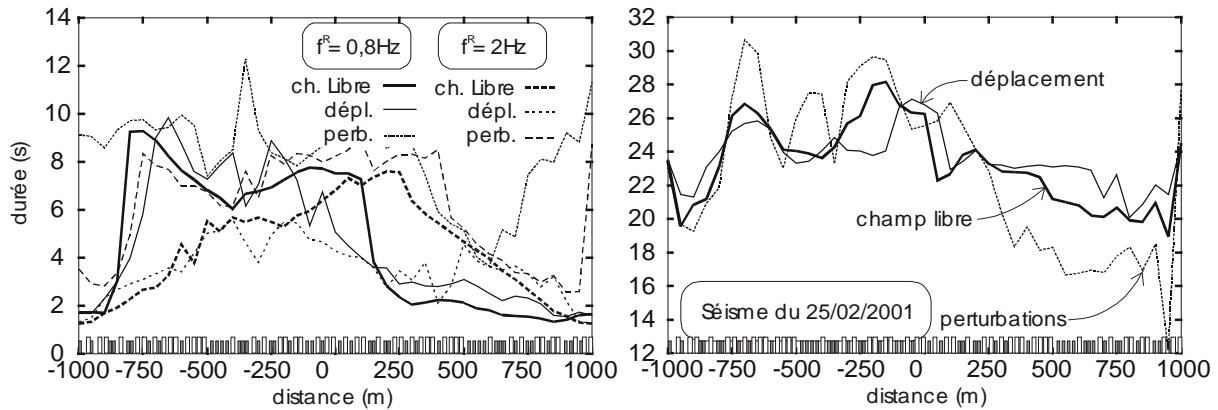


Figure 44: Répartition de la durée des déplacements et des perturbations à la surface du bassin en présence de la ville réelle, sous un Ricker de fréquences centrales $f^R = 0,8\text{Hz}$ et 2Hz , et sous le séisme du 25 février 2001. La durée des déplacements est comparée à celle du champ libre.

le séisme. Cet écart met en relief une influence relativement importante de l'interaction site-ville sur la modification du mouvement en surface. Cependant, l'écart est tantôt positif tantôt négatif, et son interprétation n'est de ce fait pas aisée. Par ailleurs, comme les effets de bassin sont ici non négligeables, toute comparaison avec les cas simplifiés du Chapitre 3 devient assez difficile.

7 Conclusions générales

Dans les Chapitres 3 et 4, nous nous sommes efforcés de déterminer la réponse de la ville sous une amplification essentiellement verticale du sol. Nous avons alors pu dissocier deux aspects principaux de l'interaction site-ville, qui sont l'effet de groupe cohérent des immeubles et l'effet de décorrélation lié aux effets latéraux. Il nous a aussi semblé qu'une telle dissociation n'était possible que parce que la couche était très élancée, ce qui avait pour effet de découpler très nettement la résonance verticale et les effets latéraux, en donnant plus d'importance au premier par rapport au second.

Dans ce dernier Chapitre, nous voulions donc aborder la question de l'interaction site-ville en cas d'effets 2D du bassin non négligeables. Nous avons ainsi choisi le cas d'un bassin réel (Nice) dont l'encaissement est plutôt faible ($\eta = \text{demi-longueur} / \text{épaisseur} \approx 0,1$ dans la partie ouest), ce qui a pour effet de découpler résonance verticale et effets 2D dont l'importance est du même ordre sur l'amplification du mouvement sismique en surface.

L'étude des villes homogène périodique et inhomogène non périodique placées au milieu du bassin et soumises à une onde plane de type SH et d'incidence verticale montre le rôle favorable de l'interaction site-ville en présence d'effets 2D :

- Lorsque l'interaction site-ville est faible ($f^S \neq f^B$), les effets 2D conduisent à une décorrélation importante de l'effet de groupe des immeubles. L'énergie des déplacements en surface à l'intérieur de la ville peut être alors considérablement amplifiée par rapport au champ libre. Cette amplification peut atteindre 40% (Fig.21) pour une forte densité ($\theta \geq 0,6$).
- En revanche, lorsque l'interaction site-ville est forte, l'effet de groupe des immeubles gagne en cohérence, et l'énergie des déplacements en surface à l'intérieur de la ville est désamplifiée par rapport au champ libre. Cette désamplification peut atteindre 50% (Fig.43) pour une forte densité ($\theta \geq 0,2$).

- Des phénomènes d'« accroissement d'énergie » apparaissent aux extrémités extérieures de la ville. Ces pics d'énergie peuvent atteindre jusqu'à 60% (Fig.21) et sont accentués, semble-t-il, par l'effet de décorrélation des immeubles de grande inertie (BIS).

La prise en compte d'un séisme réel (25 février 2001) permet d'estimer la représentativité des hypothèses simplificatrices :

- La réponse de la ville et l'ordre de grandeur des accroissements ou des diminutions d'énergie pour ce séisme peut être estimé à l'aide d'un Ricker. La représentativité de l'approximation dépend beaucoup de celle du Ricker en termes de fréquence et d'amplitude (l'amplitude du signal détermine l'importance des effets 2D activés).
- Quand les effets 2D du bassin sont négligeables, l'approximation de l'interaction site-ville sous le séisme réel est envisageable à partir d'une couche unidimensionnelle.

L'étude du cas d'une ville réelle constituée d'un réseau mixte d'immeubles aléatoirement répartis sur toute la longueur du bassin permet de faire une prévision pour la ville de Nice :

- L'interaction site-ville déploie son périmètre d'action (défini par l'aire de coïncidence des fréquences de sol et de bâtiments) et produit un effet globalement favorable sur le mouvement sismique en milieu urbain (réduction de l'énergie du mouvement en surface d'à peu près 40%).
- L'ordre de grandeur des augmentations ou réductions d'énergie sous séisme réel peut être approximé à l'aide d'une excitation plus simple (Ricker).
- L'effet d'inertie des immeubles peut également conduire à une diminution d'énergie du mouvement à l'intérieur de la ville. Mais sous l'influence des effets 2D, il tend également à accentuer les effets de surcroît d'énergie aux extrémités de la ville.

Finalement, l'une analyse approfondie de l'interaction site-ville n'est pas envisageable sans connaître au préalable la nature des effets de site susceptibles d'affecter un remplissage sédimentaire. Ainsi, la problématique de l'interaction site-ville renvoie finalement à celle des effets de site. Par exemple, dans un cas comme dans l'autre, la connaissance de la structure du sous-sol constitue une information primordiale.

Connaissant la structure du sous-sol, la modélisation de la réponse d'une ville sous un séisme réel devient envisageable à l'aide de simplifications du modèle de ville et d'onde incidente : par exemple, une analyse sous une onde plane sinusoïdale pourrait aboutir à une notion du type « spectre de réponse de l'interaction site-ville ».

Pour autant, nous pensons que la présente analyse aurait gagné à approfondir quelques cas simplifiés : par exemple, l'analyse de deux villes homogènes périodiques constitués respectivement d'immeubles BIS et B2S et placées successivement à l'ouest et à l'est du bassin aurait permis une détermination plus explicite de l'influence respective des groupes d'immeubles. Mieux encore, nous entrevoyons au terme de ce Chapitre une perspective de complément indispensable : une étude paramétrique des effets de bassin 2D sur l'interaction site-ville, à l'aide par exemple des modèles de bassin simplifiés et d'encaissement variable proposés par Bard et Bouchon. [Bard & Bouchon, 1980a,b, 1985].

Nous voulons également attirer l'attention sur une importante question complémentaire de ce travail : l'analyse de la vulnérabilité des structures. Nous avons en effet constamment étudié la réponse des structures en les soumettant à des régimes d'amplification intense, sans nous soucier de savoir si leur seuil d'intégrité n'était pas dépassé au cours de ces épisodes critiques. Ne serait-il pas possible d'établir un critère de vulnérabilité à la façon de Tsogka et Wirgin [Tsogka, 2003b], qui permettrait d'avoir une détermination plus explicite du risque sismique en milieu urbain ? Par exemple, l'obtention de cartes de répartition des structures ruinées permettrait de mettre en rapport l'endommagement des structures avec les paramètres de position, de fréquences caractéristiques de sol et de bâtiments, d'élancement ...

CHAPITRE 5 : Interaction site-ville dans un bassin sédimentaire réel : cas de Nice

Enfin, les analyses proposées dans ce travail doivent pouvoir guider des investigations expérimentales très délicates à mener sur une telle problématique. Les résultats obtenus sont en effet pertinents, si les hypothèses simplificatrices de notre modèle demeurent représentatives de la réalité, c'est-à-dire que les immeubles réels sont assimilables à des blocs homogènes élastiques, que l'effet d'interaction cinématique due aux fondations profondes est négligeable, que le comportement local du sol peut être considéré comme élastique ... Seules des données expérimentales permettront de trancher ces questions [Chávez-García, 2002a].

CONCLUSIONS GÉNÉRALES

La communauté scientifique et les spécialistes du risque sismique sont encore assez dubitatifs face à la problématique de l'interaction site-ville (ISV). Malgré quelques travaux récents, les mécanismes contrôlant l'ampleur et les conséquences d'une telle interaction ne sont pas encore tout à fait compris. Mais surtout, les preuves expérimentales établissant clairement l'influence décisive des immeubles sur le mouvement sismique incident sont encore peu nombreuses.

Cependant, nous disposons de certains indices laissant à penser qu'un réseau d'immeubles peut, quand ils sont excités à leur résonance commune avec le sol, rayonner dans le sol une énergie équivalente à celle du mouvement sismique incident. Une estimation semblable de l'énergie rayonnée est obtenue par Guéguen pour la ville de Mexico, en modélisant chaque immeuble du quartier de Roma Norte (où se sont concentrés les dommages) par un oscillateur à un degré de liberté, et en superposant leurs réponses à un séisme (14 septembre 1995, $M_w = 7,3$) [Guéguen, 2000c]. Cependant, le modèle choisi ne tient pas compte de l'interaction mutuelle entre immeubles. Un complément d'analyse est alors proposé avec ce qu'il appelle l'« interaction structure/sol/structure » : la réponse d'un immeuble induite par les vibrations imposées à un immeuble voisin est analysée en faisant varier les types d'immeubles et trois profils de sol stratifié [Guéguen, 2000d]. Il en ressort que l'influence de l'immeuble excité sur l'immeuble passif est d'autant plus forte que non seulement leurs fréquences de résonance respectives sont proches, mais qu'elles sont toutes deux également proches de celle du sol. En effet, le sol assure dans cette expérience la transmission d'énergie d'un immeuble à l'autre en la canalisant dans les couches superficielles [Semblat, 2002d]. Ce résultat montre ainsi que la structure du sol peut exercer une grande influence sur l'interaction site-ville. Cette influence n'est pas simplement quantitative et définie en termes d'amplification du mouvement sismique (effets de site), elle est aussi d'ordre *structurelle*, c'est-à-dire rendant compte de tous les phénomènes particuliers (focalisations, propagations d'ondes de surface) impliqués par la structure du bassin.

Effets de site dans les remplissages sédimentaires

Dans cette thèse, nous proposons ainsi une analyse de l'interaction site-ville en soulignant l'importance du mot « site », c'est-à-dire des effets de bassin. C'est pourquoi nous consacrons tout le premier chapitre à une description fine des effets de site dans un bassin sédimentaire.

Nous insistons spécialement sur la décomposition possible des effets de bassin en deux phénomènes : la résonance verticale du bassin (ou résonance unidimensionnelle d'une couche équivalente d'épaisseur constante) et la propagation d'ondes de surface à travers le bassin. L'importance relative de ces deux phénomènes est principalement contrôlée par la forme du bassin, par le contraste de rigidité entre les sédiments et le substratum et par l'amortissement intrinsèque du sol.

Nous illustrons alors ces concepts par la modélisation de la réponse d'un bassin réel. Nous choisissons à cet effet le bassin du site test européen de Volvi, dont la structure lithologique est finement connue [EuroSeisTest, 1995]. L'analyse de la réponse sous séismes réels de deux modèles de ce bassin, l'un très simplifié, l'autre plus complet, révèle l'importance de la structure du bassin sur la réponse en surface. L'importance des ondes de surface sur l'amplification de la réponse du bassin est mise en exergue, et en particulier le rôle des irrégularités de la subsurface, tels que la présence de failles pour le bassin de Volvi, dans leur génération.

La prise en compte des effets bidimensionnels dans les remplissages sédimentaires dépasse d'ailleurs largement le cadre de la problématique sur l'interaction site-ville. La question se pose de manière générale dans le contexte de la réglementation (essentiellement basée sur une approche 1D simplifiée) de mieux caractériser les effets de site et donc d'évaluer plus finement l'aléa sismique.

Interaction onde/cavité

Dans le chapitre 2, nous abordons la question de l'interaction structure/sol/structure à l'échelle locale. Puisque celle entre deux structures superficielles a déjà été abondamment étudiée (par Guéguen notamment, comme indiqué plus haut), nous avons choisi un point de vue original, en présentant celle

CONCLUSIONS GÉNÉRALES

entre deux cavités souterraines. En nous inspirant de l'analyse proposée par Kurose à l'aide d'une formulation semi-analytique [Kurose, 2000], nous effectuons d'abord une étude paramétrique de l'interaction onde/cavité simple sur la réponse en surface et sur la contrainte de cisaillement appliquée sur la paroi de la cavité.

Les résultats mettent en exergue une profondeur d'enfouissement critique égale à $H/\lambda = 0,5$, au-delà de laquelle l'amplification du mouvement de surface en champ libre est inférieure à 50% et l'accroissement du niveau de contrainte appliquée sur la paroi de la cavité comprise entre $3\sigma_0$ et $7\sigma_0$ (σ_0 étant la contrainte maximale dans le demi-espace libre). Des profondeurs optimales semblent également exister et permettent de diminuer les valeurs mentionnées. Pour un demi-espace homogène, ces profondeurs optimales sont proposées par Kurose (Chap.2§3.4).

Nous entreprenons ensuite l'analyse de l'interaction cavité/onde/cavité. Nous choisissons à cet effet trois configurations différentes où la position respective des cavités est soit horizontale, soit verticale, soit oblique (45°).

Une étude paramétrique similaire à la précédente confirme la valeur de la profondeur critique donnée précédemment, mais montre également une augmentation de l'amplification du mouvement en surface par rapport à l'interaction onde/cavité simple (u^T/u^L atteint 70% contre 50% ci-dessus). Elle montre également une influence certaine de la position respective des cavités (qui mériterait une analyse plus détaillée), mais une influence restreinte de l'éloignement horizontal. Néanmoins, nous pouvons raisonnablement penser que la prise en compte de l'amortissement intrinsèque dans le milieu tend à amoindrir l'interaction entre les deux cavités quand leur éloignement augmente.

Le rôle particulier de l'angle d'incidence, avec notamment l'existence d'un angle critique (ondes P/SV) pour lequel les déplacements en surface et les contraintes en paroi présentent des pics importants, est à souligner dans la perspective d'une étude dans un bassin réel. Les effets de focalisation d'ondes dues à l'inclinaison des interfaces entre le bassin et le substratum peuvent, par la présence d'ouvrages souterrains, produire a priori une amplification significative du mouvement en surface.

Interaction site-ville

Dans le Chapitre 3, nous abordons enfin l'interaction site-ville proprement-dite. Nous considérons à cet effet deux modèles de ville, l'un constitué d'immeubles identiquement régulièrement répartis (homogène périodique) et l'autre de deux types d'immeubles aléatoirement répartis (inhomogène non périodique). Ces deux villes sont successivement fondées sur un modèle de sol simplifié constitué d'un bassin surmontant un substratum rocheux et d'épaisseur quasiment constante et de longueur relativement grande par rapport à l'extension de la ville. Ces modèles site-ville simplifiés sont soumis à une onde plane d'incidence verticale de type SH, puis SV dans le Chapitre 4. Sous excitation, la réponse du modèle de sol simplifié est essentiellement verticale (1D) : l'interaction site-ville est donc dans un premier temps analysée indépendamment des effets bidimensionnels du bassin.

Il ressort des analyses que le mouvement en surface à l'intérieur de la ville est caractérisé par deux effets :

- un *effet de groupe* des immeubles qui, par une forme de résonance globale du système, tend à renforcer la cohésion du mouvement d'ensemble du réseau. Le mouvement à l'intérieur de la ville est sensiblement diminué à cause des vibrations collectives qui se transmettent dans le sol sous forme d'ondes (perturbations) relativement cohérentes. Cet effet de groupe, également appelé pour cela *effet cohérent* des immeubles, est renforcé soit par *effet d'inertie* quand la densité de la ville augmente, soit par *effet de résonance*, quand les fréquences fondamentales d'immeubles coïncident avec celles du sol ($f^S = f^B$).
- un *effet de décorrélation* du mouvement en surface, essentiellement du aux *effets latéraux* produits dans le système. Dans la ville homogène périodique, ces effets latéraux, essentiellement tributaires des ondes de surface persistant dans le bassin, sont d'importance tout à fait secondaire et ne se

manifestent qu'en dehors de la résonance site-ville, lorsque les mouvements du sol sont faibles. Ils sont en revanche notables dans la ville inhomogène non périodique, dont la structure irrégulière est en soi un facteur de décohésion du mouvement collectif : les perturbations produites par les immeubles perdent en cohérence spatiale.

L'effet de groupe des immeubles est peut-être le résultat le plus important de cette thèse, car il conduit à des conclusions en partie différentes de celles formulées par Guéguen : par leur mouvement collectif, les immeubles tendent à diminuer l'énergie du champ total à l'intérieur de la ville. Cette diminution peut atteindre 50% de l'énergie du champ libre, à la résonance du système site-ville ($f^S = f^B$) et pour une densité maximale ($\theta \approx 0,66$). Cette différence d'appréciation vient de ce que Guéguen ne tenait pas compte de la masse totale du système dans ses analyses, c'est-à-dire de l'effet d'inertie de la ville. En revanche, nos résultats rejoignent les siens sur l'identification d'une onde rayonnée par la ville. L'énergie de cette onde rayonnée est corrélée à l'effet de groupe et devient maximale à la résonance de l'interaction site-ville ($E^P/E^L = 10\%$). Son importance peut-être soulignée, en particulier lorsque, dans une ville réelle, certains immeubles sont susceptibles de subir une onde rayonnée par un groupe constitué d'autres immeubles.

Le passage dans le modèle site-ville d'une onde SH à une onde SV a pour principale conséquence de passer d'un mode de sollicitation « antiplane » des immeubles à un mode de sollicitation « plane ». Sollicités en flexion, les immeubles présente une inertie apparente plus faible. L'effet de groupe, soutenu en partie par cet effet d'inertie, s'affaiblit, la diminution de l'énergie du champ total est plus faible et n'atteint que 40% de l'énergie du champ libre.

Ces différences obtenues entre le cas SH et SV posent principalement la question de la représentativité des immeubles par des blocs homogènes dans notre modèle. Nous pouvons imaginer qu'une représentation plus fine des bâtiments par des éléments de poutre et avec des fondations profondes tendrait à favoriser l'interaction cinématique plutôt que l'interaction inertielle des immeubles avec le sol. Dans ce cas, l'effet d'inertie des immeubles diminuerait au profit de la diffraction des ondes incidentes, c'est-à-dire finalement de l'effet de décorrélation.

Interaction site-ville dans un bassin réel

Nous abordons finalement au Chapitre 5 l'analyse de l'interaction site-ville dans un bassin sédimentaire réel. Nous choisissons à cet effet un bassin sédimentaire situé dans le centre de Nice. Nous commençons par étudier la réponse des deux modèles de ville simplifiée précédemment utilisés à une onde plane de type SH et d'incidence verticale, puis sous le séisme du 25 février 2001 ($M_w = 4,6$).

Les résultats tendent d'abord à indiquer que les effets bidimensionnels du bassin (génération d'ondes de surface) acquièrent une importance cruciale sur l'interaction site-ville :

- Ils renforcent l'effet de décorrélation des immeubles. Les perturbations à l'intérieur de la ville perdent en cohérence spatiale. Inversement, l'effet de groupe devient moins important.
- Les ondes de surface, surtout quand elles prennent naissance à l'intérieur de la ville, détruisent la cohésion du réseau. Les mouvements dans la ville deviennent très variables. L'énergie du champ total, lorsque la résonance de l'interaction site-ville n'est pas atteinte, subit un accroissement par rapport au champ libre allant jusqu'à 40% (Chap.5.Fig.21).
- Du fait de l'inclinaison donnée par le bassin aux ondes sismiques se propageant vers la ville (focalisations), les ondes rayonnées par celle-ci acquièrent une directivité particulière, mais sont également renforcées dans cette direction. En effet, la mise en vibration successive des immeubles augmente l'amplitude des ondes transmises qui s'additionne dans la direction privilégiée, par un mécanisme analogue à l'effet Doppler.

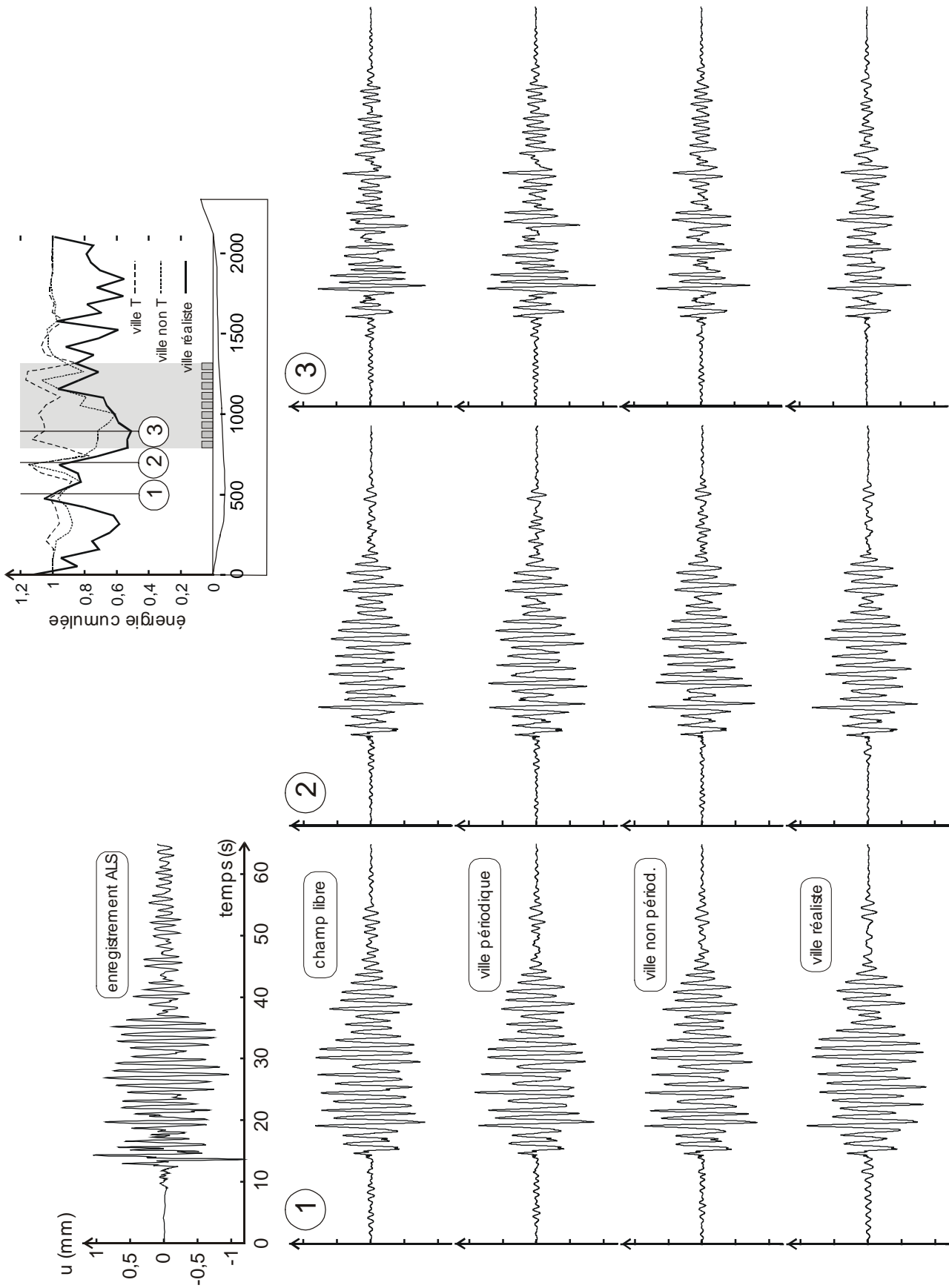


Figure 1 : Déplacement en trois points du bassin sous le séisme du 25 février 2001. Comparaison entre le déplacement mesuré à ALS (C1), le champ libre calculé (L1), le déplacement en présence de la ville homogène périodique (L2), celui en présence de la ville inhomogène non périodique (L3) et celui en présence de la ville réelle (L4).

L'effet de groupe des immeubles « domine » les effets incohérents du bassin lorsque l'onde de surface n'est pas générée à l'intérieur de la ville ou lorsque la résonance d'interaction site-ville est atteinte. Cette domination se traduit au contraire par une diminution de l'énergie du champ total à l'intérieur de la ville.

Des surcroûts d'énergie peuvent également se produire aux extrémités du groupe d'immeubles. Ces pics peuvent être provoqués par le contraste d'impédance formé à la surface par le réseau d'immeubles. Dans ce cas, ces surcroûts d'énergie seraient plus marqués quand l'inertie de la ville est plus grande (effet d'inertie).

Cas d'une ville réelle dans un bassin réel

En fin de Chapitre 5, nous proposons l'analyse du cas d'une ville dite « réelle » au-dessus d'un bassin réel. La ville choisie est constituée d'une répartition de deux types d'immeubles aléatoirement répartis le long du bassin de Nice. Cette ville est soumise à une onde plane de type SH et d'incidence verticale, ainsi qu'au séisme du 25 février 2001.

Cet exemple permet surtout de parachever l'analyse de l'interaction site-ville sur quelques chiffres représentatifs : la diminution de l'énergie du champ total prévisible peut atteindre 40% environ dans la partie profonde du bassin et 30% environ dans la partie peu profonde. L'énergie des perturbations dans ces deux parties peut atteindre 60%, et 20% dans la zone de transition. Nous pouvons comparer ces dernières valeurs à celles prédites par Guéguen. Ce dernier propose en effet une formule pour évaluer l'intensité de l'interaction site-ville en estimant approximativement la quantité d'énergie rayonnée par une ville [Guéguen, 2000c] :

$$\frac{E_B}{E_S} \cong \sum_{i=1}^N \left[\frac{S_{Bi}}{S_S} \cdot \frac{H_{Bi}}{H_S} \cdot \left(\frac{f_S}{f_{Bi}} \right)^2 \right]$$

où E_B et E_S représente respectivement les énergies cinétiques des bâtiments et du sol

N le nombre total de bâtiments

S_{Bi} la surface occupée par le bâtiment i et S_S celle du sol

H_{Bi} et H_S les hauteurs respectives du bâtiment i et de la couche de sol

f_{Bi} et f_S les fréquences fondamentales du bâtiment i (d'interaction avec le sol) et du sol

En estimant l'épaisseur moyenne du bassin de Nice à $H_S = 50m$ (moyenne des parties profonde (60m) et peu profonde (40m)), nous obtenons une fréquence fondamentale équivalente du bassin égale à $f_S = 1Hz$. Dans le cas de notre ville réelle au-dessus du bassin de Nice, nous trouvons $E_B / E_S \approx 0,25$. Cette valeur n'est pas éloignée de celle ($E_B / E_S \approx 0,2$) calculée par l'auteur pour la Gare du Sud de Nice [Guéguen, 2000c].

Pour autant qu'elles soient comparables, la valeur de 0,6 de E^P/E^L obtenue par notre modèle est largement supérieure à celle calculée avec la relation de Guéguen. Cette différence peut justement être représentative de l'influence des effets de bassin sur l'interaction site-ville.

Nous avons représenté sur la Figure 1 le déplacement en trois points du bassin sous le séisme du 25 février 2001. Le signal incident est celui enregistré à BOR, considéré comme un site au rocher. Nous comparons le déplacement calculé en champ libre (L1), à celui calculé en présence de la ville homogène périodique (L2), inhomogène non périodique (L3) et réelle (L4). Pour le point n°1, à l'aplomb de la partie la plus profonde de la vallée, nous disposons également du déplacement mesuré à la station Alsace-Lorraine (ALS). L'influence des différentes configurations de ville est remarquablement corrélée aux variations d'énergie : pour les points n°1 et n°2 situés hors de la ville,

CONCLUSIONS GÉNÉRALES

l'influence des différentes configurations de ville sur la réponse sismique est modérée du fait des écarts faibles d'énergie ($E \leq 20\%$). En revanche, pour le point n°3 situé à l'intérieur de la ville, la diminution d'énergie atteint 50% pour les villes non périodique et réaliste : les signaux calculés pour ces deux villes sont clairement désamplifiés par rapport au signal en champ libre. Ces résultats montrent de manière éloquent que'une ville peut avoir une influence significative sur le mouvement sismique.

Cet exemple montre combien la prédiction de l'interaction site-ville peut-être délicate. Elle dépend de nombreux paramètres relevant tant de la structure du bassin (nous sommes alors renvoyés à la problématique des effets de site) que de celle de la ville. La complexité de ce phénomène demande encore certainement un important effort de recherche, dont nous avons tracé quelques pistes en conclusion du Chapitre 5, et qui passe nécessairement par l'obtention d'un plus grand nombre de résultats expérimentaux.

ANNEXE 1

Équations Intégrales de Frontière

1 Équations d'équilibre de la dynamique linéaire

Pour un problème de propagation d'onde dans un solide élastique, homogène et isotrope, occupant un domaine D de l'espace et limité par une surface S , on s'intéresse à la résolution de l'équation d'équilibre [Aki & Richards, 1980] :

$$\operatorname{div} \sigma + \rho f = \rho \ddot{u} \quad (1)$$

Soit T^+ , l'intervalle de temps défini par $T^+ = [0, +\infty[$. Le couple $\{u, \sigma\}$ est un élastodynamique sur $D \times T^+$, où u est le champ déplacement et σ le champ tenseur des contraintes, correspondant à une densité volumique de forces $f(x, t)$ et une masse volumique ρ . Les inconnues u et σ doivent impérativement vérifier $u \in C^{2,2}(D \times T^+)$, $u \in C^{1,1}(S \times T^+)$, $\sigma \in C^{0,0}(D \times T^+)$ et $f \in C^{0,0}(D \times T^+)$.

Étant donné la relation de l'élasticité linéaire entre u et σ :

$$\sigma_{ij} = \lambda u_{k,k} \delta_{ij} + \mu (u_{i,j} + u_{j,i}) \quad (2)$$

l'Équation 1 s'écrit aussi:

$$\mu \operatorname{div} \operatorname{grad} u + (\lambda + \mu) \operatorname{grad} \operatorname{div} u + \rho f = \rho \ddot{u} \quad (3)$$

ou encore :

$$(\lambda + 2\mu) \operatorname{grad} \operatorname{div} u - \mu \operatorname{rot} \operatorname{rot} u + \rho f = \rho \ddot{u} \quad (4)$$

où λ et μ sont les constantes de Lamé.

Aux Équations 1 à 4 sont associées les conditions initiales :

$$u(x, 0) = u_0(x)$$

$$\dot{u}(x, 0) = v_0(x) \quad (5)$$

et les conditions aux limites sur la surface S de D , se traduisant par la donnée, pour chaque composante i , soit du déplacement $u_i(x, t)$ soit de la traction surfacique $t_i^{(n)}(x, t) = \sigma_{ij}(x, t) n_j(x)$ ou d'une relation de l'un à l'autre en chaque point de S . La traction $t^{(n)}(x, t)$ appliquée à une facette de normale $n(x)$ s'exprime en fonction de u par la relation :

$$t^{(n)} = \lambda \operatorname{div} u \cdot n + 2\mu \partial u / \partial n + \mu n \wedge \operatorname{rot} u \quad (6)$$

Dans le cas d'un milieu non borné, il faut ajouter des conditions de décroissance à l'infini sur les paramètres (conditions de radiation), afin de préserver l'unicité de la solution du problème.

2 Théorème de réciprocité

Considérons les deux états élastodynamiques $\{ u, \sigma \}$ et $\{ u', \sigma' \}$ appartenant à $\bar{E}(f, \rho, \lambda, \mu, D, T^+)$ et données avec les conditions initiales :

$$\begin{aligned} u(x, 0) &= u_0(x) \\ \dot{u}(x, 0) &= v_0(x) \\ u'(x, 0) &= u_0'(x) \\ \dot{u}'(x, 0) &= v_0'(x) \end{aligned} \quad (7)$$

Alors le théorème de réciprocité stipule que, quel que soit $t \geq 0$:

$$\begin{aligned} & \int_S [t^{(n)} * u'](x, t) ds(x) \\ & + \int_D \rho \{ [f * u'](x, t) + v_0(x) u'(x, t) + u_0(x) \dot{u}'(x, t) \} dv(x) \\ & = \\ & \int_S [t^{(n)} * u](x, t) ds(x) \\ & + \int_D \rho \{ [f' * u](x, t) + v_0'(x) u(x, t) + u_0'(x) \dot{u}(x, t) \} dv(x) \end{aligned} \quad (8)$$

où $*$ définit le produit de convolution, de telle manière que, $\forall (x, t) \in D \times T^+$:

$$[f * g](x, t) = \int_0^t f(x, t - \tau) g(x, \tau) d\tau \quad (9)$$

3 Représentation intégrale

Si l'on considère un champ de forces particuliers, correspondant à une force volumique dans l'espace infini concentrée en un point y et agissant dans une direction \hat{e} :

$$\rho f^i(x, t) = \delta(t) \delta(x - y) \hat{e}^i$$

on obtient un faisceau de solutions élémentaires à l'Équation 1 ou fonctions de Green de l'espace infini qui vont nous permettre d'établir les équations de représentation intégrale.

Prenons par exemple $\hat{e} = e_j$. La solution correspondant à des conditions initiales nulles, notée $U_{ij}(x, y, t)$, exprime le déplacement au point x dans la direction j dû à une impulsion unitaire à l'instant $t = 0$ concentrée au point y et dirigée suivant i . La traction sur une facette de normale $\hat{h}(x)$ associée à $U_{ij}(x, y, t)$ est donnée par la relation (Éq.6) et est notée $T_{ij}^{(n)}(x, y, t)$.

Les expressions des fonctions de Green sont données au paragraphe §9. Celles-ci sont singulières lorsque $y = x$. La formulation du problème par équations intégrales se fait donc en deux parties :

4. Formulation en régime stationnaire

- Dans un premier temps, aux points réguliers y situés en dehors de la surface S et à l'intérieur du domaine D , à l'aide de la représentation intégrale **10** développée ci-après.
- Dans un deuxième temps, une formulation régularisée de la représentation intégrale précédente, pour les points singuliers y situés sur la surface S . Cette expression, dont nous parlerons plus loin, constitue l'équation intégrale de frontière régularisée.

En appliquant le théorème de réciprocity (Éq.8) à l'état élastodynamique $\{ u, \sigma \} \in \bar{E}(f, \rho, \lambda, \mu, D, T^+)$ avec les conditions initiales (Éq.5) et à celui défini par la fonction de Green précédente, nous obtenons l'équation de représentation intégrale suivante, valable pour tout point y situé dans l'intérieur $\overset{\circ}{D}$ de D :

$$I_D(y) u_i(y, t) = \int_S \{ [U_{ij} * t_j^{(n)}](x, y, t) - [T_{ij}^{(n)} * u_j](x, y, t) \} ds(x) + \int_D \rho \{ [U_{ij} * f_j](x, y, t) + v_{0j}(x) U_{ij}(x, y, t) + u_{0j}(x) \mathcal{U}_{ij}^{\&}(x, y, t) \} dv(x) \quad (10)$$

où $I_D(y)$ est la fonction indicatrice (au sens des distributions) du domaine D , c'est-à-dire valant 1 lorsque $y \in D$ et 0 sinon.

4 Formulation en régime stationnaire

Les problèmes harmoniques de pulsation ω caractérisent une catégorie importante des problèmes ondulatoires. Ils sont en général le cadre privilégié pour la résolution de nombreux problèmes physiques : ils permettent en effet des simplifications importantes tout en conservant la généralité des solutions obtenues, par le biais des transformations temps / fréquence (transformation de Fourier) :

$$u(y, t) = 1/2\pi \int_R \tilde{u}(y, \omega) \exp(-i\omega t) d\omega$$

Cette démarche est celle que nous adoptons dans le cadre de cette thèse. Nous nous proposons donc de décrire les simplifications de l'équation de représentation intégrale **10** en régime stationnaire harmonique.

Considérons à cet effet la densité de forces volumiques suivante :

$$f(x, t) = f(x) \exp(-i\omega t)$$

La quantité proprement physique est la partie réelle de cette fonction. De la même manière, nous considérons que les conditions aux limites contiennent la même dépendance en temps : c'est l'hypothèse de stationnarité des solutions du problème, qui permet d'écrire les champs de déplacements u et de contraintes σ de la manière suivante :

$$u(x, t) = \bar{u}(x, t) + u(x) \exp(-i\omega t) \\ \sigma(x, t) = \bar{\sigma}(x, t) + \sigma(x) \exp(-i\omega t) \quad (11)$$

où les premiers termes barrés sont les solutions en régime transitoire et les seconds celles en régime stationnaire. En introduisant les relations (Éq.11) dans (Éq.1), nous obtenons les équations d'équilibre de l'état stationnaire :

$$\text{div } \sigma(x) + \rho f(x) + \rho \omega^2 u(x) = 0 \quad (12)$$

ANNEXE 1 : Équations intégrales de frontière

ou encore :

$$\mu \operatorname{div} \operatorname{grad} u(x) + (\lambda + \mu) \operatorname{grad} \operatorname{div} u(x) + \rho f(x) + \rho \omega^2 u(x) = 0 \quad (13)$$

ou encore :

$$(\lambda + 2\mu) \operatorname{grad} \operatorname{div} u(x) - \mu \operatorname{rot} \operatorname{rot} u(x) + \rho f(x) + \rho \omega^2 u(x) = 0 \quad (14)$$

où $\{u(x), \sigma(x)\}$ vérifie les conditions aux limites de l'état stationnaire. Par conséquent, la solution transitoire $\{\bar{u}(x), \bar{\sigma}(x)\}$ vérifie les équations d'équilibre homogènes, les conditions aux limites homogènes et les conditions initiales :

$$\bar{u}(x, 0) = u_0(x) - u(x)$$

$$\bar{\sigma}(x, 0) = v_0(x) - i\omega u(x) \quad (15)$$

En général, la solution transitoire tend vers zéro et disparaît au bout d'un certain temps caractéristique, à cause de la dissipation intrinsèque du matériau. À partir de cet instant, la solution est alors uniquement représentée par sa solution stationnaire. On peut également noter que les conditions aux limites et initiales sont remplacées par des conditions aux limites pures.

5 Représentation intégrale en régime stationnaire

Pour les problèmes harmoniques, le théorème de réciprocité (Éq.8) pour les champs stationnaires complexes $\{u(x), \sigma(x)\}$ et $\{u'(x), \sigma'(x)\}$ devient :

$$\begin{aligned} \int_S t^{(n)}(x) u'(x) ds(x) + \int_D \rho f(x) u'(x) dv(x) \\ = \\ \int_S t'^{(n)}(x) u(x) ds(x) + \int_D \rho f'(x) u(x) dv(x) \end{aligned} \quad (16)$$

De la même façon, on établit les fonctions de Green du milieu infini en régime harmonique stationnaire de pulsation ω , notées $U_{ij}^\omega(x, y)$ et $T_{ij}^{(n)\omega}(x, y)$ respectivement pour les déplacements et le vecteur contrainte. Ce qui donne pour la représentation intégrale la relation suivante, pour tout point y situé dans l'intérieur de D :

$$I_D(y) u_i(y) = \int_S \{ U_{ij}^\omega(x, y) t_j^{(n)}(x) - T_{ij}^{(n)\omega}(x, y) u_j(x) \} ds(x) + \int_D \rho U_{ij}^\omega(x, y) f_j(x) dv(x) \quad (17)$$

6 Équation intégrale – Identité de Somigliana

La relation de représentation intégrale (Éq.17) est valable pour tout point y situé dans l'intérieur de D . Celle-ci permet d'exprimer le champ de déplacement à l'intérieur du solide à partir des champs de déplacements et de contraintes à la surface de celui-ci. Or, pour les points situés sur cette surface, les expressions des fonctions de Green sont singulières. Il faut donc calculer au préalable les champs inconnus

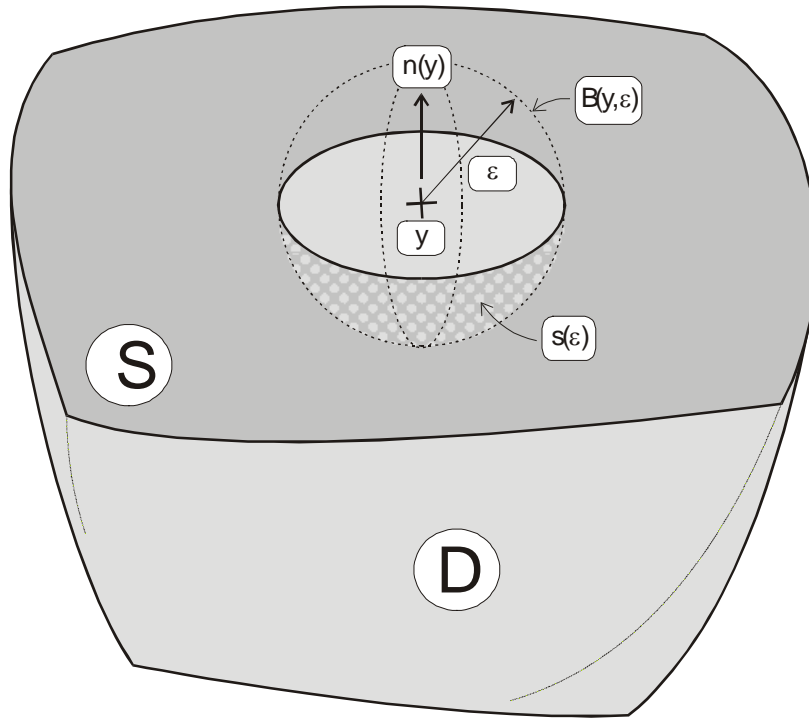


Figure 1 : Voisinage d'exclusion de la singularité y .

sur la surface S . Ceci est réalisé à la suite d'une procédure de régularisation dite classique des intégrales contenues dans (Éq.17), et qui s'opère de la façon suivante :

Au point y singulier appartenant à la surface S de D , on définit une boule $B(y, \varepsilon)$ de centre y et de rayon ε que l'on retranche au domaine D (Fig.1). En faisant tendre ε vers 0 , on obtient une forme particulière de l'équation intégrale de frontière régularisée, connue sous le nom d'identité de Somigliana :

$$\begin{aligned}
 C_{ij}(y) u_j(y) + \int_S^* \{ T_{ij}^{(n)\omega}(x, y) u_j(x) ds(x) - U_{ij}^\omega(x, y) t_j^{(n)}(x) \} ds(x) \\
 = \\
 \int_D \rho U_{ij}^\omega(x, y) f_j(x) dv(x)
 \end{aligned} \tag{18}$$

où \int^* signifie que l'intégrale est prise au sens des valeurs principales de Cauchy :

$$\int_S^* \{ \} ds(x) \equiv \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_{S-s(\varepsilon)} \{ \} ds(x)$$

La convergence de l'équation intégrale 18 est assurée par la convergence des intégrales suivantes :

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_{S(\varepsilon)} U_{ij}^\omega(x, y) t_j^{(n)}(x) ds(x) = 0 \tag{19}$$

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_{S(\varepsilon)} T_{ij}^{(n)\omega}(x, y) u_j^{(n)}(x) ds(x) = C_{ij}(y) u_j(y) \tag{20}$$

Les coefficients $C_{ij}(y)$ sont donnés plus loin, au paragraphe §10. Ils dépendent de la géométrie locale et de l'expression de $T_{ij}^{(n)\omega}(x, y)$ autour de y .

7 Régularisation et intégration numérique

Cependant, l'expression de Somigliana (Éq.18) contient des intégrales convergentes mais impropres qui ne sont pas intégrables numériquement (notamment les valeurs principales de l'intégrale de Cauchy). Il convient donc dans la pratique de pousser plus loin la régularisation de l'équation intégrale pour réaliser l'intégration numérique. Plusieurs solutions sont alors possibles :

Celle proposée par Bui et al. [Bui, 1985] et Rizzo et al. [Rizzo, 1985], reprise ensuite par Bonnet [Bonnet, 1995], consiste à retrancher à la formule de représentation intégrale (Éq.17) la relation intégrale de corps rigide :

$$I_D(y) u_i(y) = u_j(y) \int_S T_{ij}^{(n)\omega}(x, y) ds(x)$$

Les méthodes de Kutt [Kutt, 1975] ou Telles [Telles, 1987] sont basées sur une intégration numérique spéciale, par points de Gauss, adaptée au calcul des valeurs principales des intégrales singulières définies au sens de Cauchy.

Celle proposée par Dangla [Dangla, 1990] nous intéresse particulièrement, puisque c'est celle implémentée dans le code de calcul CESAR du LCPC, et que nous utilisons. Elle consiste à isoler les valeurs principales singulières et à les approximer avec un paramétrage approprié du voisinage du noyau singulier y , afin de rendre possible leur intégration analytique.

La résolution de problèmes par équations intégrales est aussi quelquefois réalisée en choisissant les points de collocation à l'extérieur du domaine. La régularisation est dans ce cas réalisée par construction.

Enfin, il est à noter qu'il existe aussi, à côté des méthodes de collocation, des méthodes variationnelles, développées principalement par Nedelec [Nedelec, 1977]. La régularisation des intégrales se fait par intégration par parties.

8 Formulation des équations intégrales dans le cas d'un remplissage sédimentaire

Il existe dans les problèmes de propagation d'ondes un très grand nombre de configurations où l'utilisation de la méthode des éléments de frontière fondée sur les équations intégrales se révèle particulièrement avantageuse. Ces configurations présentent en général soit un modèle de source délicat à représenter par une modélisation numérique (par exemple, le cas d'une onde plane incidente en éléments finis) soit une extension spatiale non bornée pour laquelle des artifices de construction (extension du maillage, apposition d'amortisseurs aux frontières ...) sont nécessaires dans les méthodes classiques d'éléments ou différences finis. Ces artifices peuvent présenter un biais sur le résultat difficilement contrôlable. Qui plus est, d'après Semblat et al. [Semblat, 2000a], la modélisation par les éléments finis de la propagation d'une onde produit une erreur systématique à chaque pas de temps et qui se traduit par une dispersion (numérique) de l'onde au cours de sa propagation [Bramberger, 1980].

En contrepartie, la méthode des éléments de frontière présente pour ce type de problèmes des avantages que nous pouvons énumérer par les quelques points suivants :

- La solution en tout point du domaine est calculée à partir des solutions aux frontières (Éq.17). La dimension minimale du problème est réduite de n à $n - 1$.

8. Formulation des équations intégrales dans le cas d'un remplissage sédimentaire

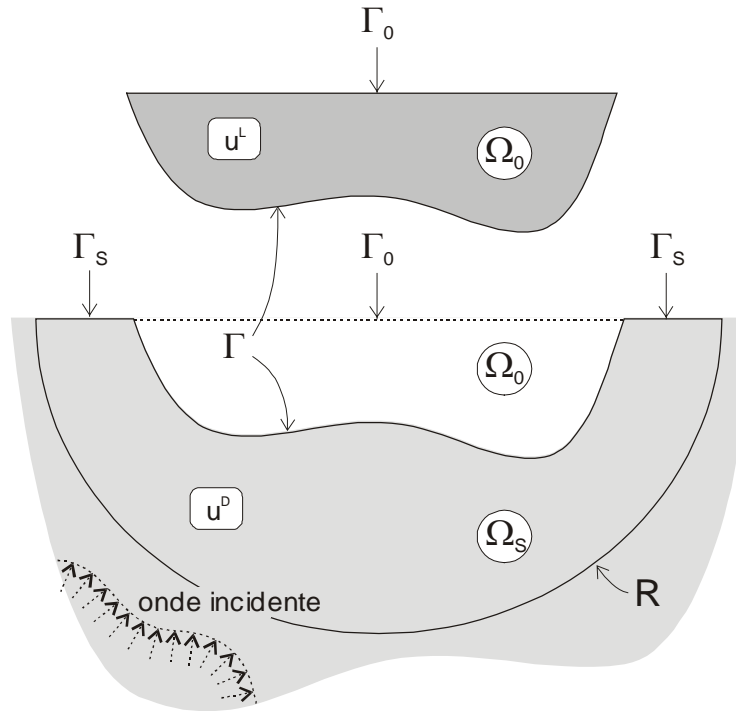


Figure 2 : Sous-domaines du modèle de remplissage sédimentaire

- Les troncatures aux frontières du maillage du problème non borné n'interviennent pas dans la résolution. L'utilisation d'éléments absorbants ou la surextension du modèle deviennent inutiles.
- Quand la source est une onde incidente (plane ou sphérique), sa prise en compte est réalisée de manière exacte par son expression analytique.
- En l'absence de discrétisation du domaine intérieur D , le phénomène de « dispersion numérique » des solutions due à l'intégration numérique sur les éléments est largement atténué.

Le cas d'un remplissage sédimentaire est une configuration relativement courante pour l'étude des effets de site à l'échelle de la région. En explicitant le champ de déplacement total u comme la superposition des champs d'ondes libres u^L et d'ondes diffractées u^D , il est possible de simplifier des expressions **17** et **18**. Nous nous proposons de présenter brièvement cette procédure de simplification [Dangla, 1988, 1990].

Le remplissage sédimentaire (Fig.2) est divisé en deux sous-domaines : un sous-domaine représentant le remplissage sédimentaire proprement-dit Ω_0 et un sous-domaine correspondant au substratum sous-jacent Ω_s . La résolution dans chacun de ces sous-domaines se fait par équations intégrales.

Soit Ω_s le sous-domaine borné dans un premier temps par les frontières $\Gamma \cup \Gamma_s \cup R$. Soit Ω_0 la partie de domaine complémentaire à Ω_s dans le demi-espace, et de frontière $\Gamma \cup \Gamma_0$. Γ_s correspond à la frontière libre de Ω_s . Γ_0 correspond à la frontière libre de Ω_0 . $\Gamma = \Omega_s \cap \Omega_0$. Enfin, R correspond à la frontière circulaire de rayon R dite extérieure et que l'on fera tendre vers l'infini pour reproduire l'aspect non borné du demi-espace.

8.1 Représentations intégrales

Soit $u^L(x) = u^I(x) + u^R(x)$ le champ de déplacement libre, somme des champs de déplacement incident et réfléchi dans le demi-espace élastique homogène. Soit $u^D(x)$ le champ de déplacement diffracté par

ANNEXE 1 : Équations intégrales de frontière

l'hétérogénéité de contour Γ et défini par la relation $u(x) = u^L(x) + u^D(x)$ où $u(x)$ est le champ de déplacement total.

Le champ de déplacement $u^L(x)$ vérifiant les équations de l'élastodynamique dans Ω_0 , l'équation de représentation intégrale de $u^L(x)$ s'écrit de la manière suivante à l'intérieur de ce sous-domaine :

$$I_{\Omega_0}(y) u_i^L(y) = - \int_{\Gamma} \{ U_{ij}^{\omega}(x, y) t_j^{(n)L}(x) - T_{ij}^{(n)\omega}(x, y) u_j^L(x) \} ds(x) - \int_{\Gamma_0} T_{ij}^{(n)\omega}(x, y) u_j^L(x) ds(x) \quad (21)$$

où $t^{(n)L}(x)$ est le vecteur contrainte sur la surface Γ relatif au champ $u^L(x)$. Le signe $-$ devant la première intégrale du second membre de (Éq.21) provient de l'orientation de la normale \vec{h} sur Γ de Ω_S vers Ω_0 .

De la même façon, le champ de déplacement $u^D(x)$ vérifiant les équations de l'élastodynamique dans Ω_S , nous avons l'équation de représentation intégrale de $u^D(x)$ suivante à l'intérieur de ce sous-domaine :

$$I_{\Omega_S}(y) u_i^D(y) = \int_{\Gamma} \{ U_{ij}^{\omega}(x, y) t_j^{(n)D}(x) - T_{ij}^{(n)\omega}(x, y) u_j^D(x) \} ds(x) + \int_R \{ U_{ij}^{\omega}(x, y) t_j^{(n)D}(x) - T_{ij}^{(n)\omega}(x, y) u_j^D(x) \} ds(x) - \int_{\Gamma_S} T_{ij}^{(n)\omega}(x, y) u_j^D(x) ds(x) \quad (22)$$

où $t^{(n)D}(x)$ est le vecteur contrainte sur les surfaces Γ et R relatif au champ $u^D(x)$. Les conditions de décroissance à l'infini pour le champ diffracté $u^D(x)$ se traduisent par la relation :

$$\lim_{R \rightarrow +\infty} \int_R \{ U_{ij}^{\omega}(x, y) t_j^{(n)D}(x) - T_{ij}^{(n)\omega}(x, y) u_j^D(x) \} ds(x) = 0 \quad (23)$$

Ainsi, l'équation de représentation intégrale **22** devient :

$$I_{\Omega_S}(y) u_i^D(y) = \int_{\Gamma} \{ U_{ij}^{\omega}(x, y) t_j^{(n)D}(x) - T_{ij}^{(n)\omega}(x, y) u_j^D(x) \} ds(x) - \int_{\Gamma_S} T_{ij}^{(n)\omega}(x, y) u_j^D(x) ds(x) \quad (24)$$

Remarquons que la dernière intégrale sur Γ_S de (Éq.24) s'opère sur une interface qui tend à s'allonger indéfiniment quand R grandit. Si théoriquement, la convergence de l'intégrale sur cette interface est assurée par les conditions de radiation (Éq.23), numériquement cela peut constituer une difficulté. Dans la pratique, on peut introduire aux extrémités de cette interface des éléments de frontière infinis qui permettent une interpolation de l'extension infinie de la surface libre. Cependant, dans le cas où l'on s'intéresse plus spécifiquement aux champs inconnus au voisinage de l'hétérogénéité (ce qui est le cas pour les effets de site dans des remplissages sédimentaires), on montre qu'il est suffisant de choisir une extension de Γ_S supérieure à deux ou trois fois les longueurs d'onde mises en jeu. Ceci tient du fait que l'exactitude des champs solutions au voisinage de l'hétérogénéité ne relève pas tant des ondes de surface (Love ou Rayleigh) que des ondes de volume diffractées par l'hétérogénéité.

En soustrayant (Éq.21) à (Éq.24), nous obtenons la représentation intégrale de $u(x)$ dans Ω_S :

$$I_{\Omega_S}(y) u_i(y) = \int_{\Gamma} \{ U_{ij}^{\omega}(x, y) t_j^{(n)}(x) - T_{ij}^{(n)\omega}(x, y) u_j(x) \} ds(x) - \int_{\Gamma_S} T_{ij}^{(n)\omega}(x, y) u_j^D(x) ds(x)$$

$$+ I_{\Omega_S \cup \Omega_0}(y) u_i^L(y) + \int_{\Gamma_0} T_{ij}^{(n)\omega}(x, y) u_j^L(x) ds(x) \quad (25)$$

où $t^{(n)}(x) = t^{(n)L}(x) + t^{(n)D}(x)$ est le vecteur contrainte sur la face Γ relatif au champ $u(x)$.

8.2 Équation intégrale

Notons $v(x)$ le champ de déplacement sur $\Gamma \cup \Gamma_S$ défini par :

$$v(x) = u(x) \quad x \in \Gamma$$

$$v(x) = u^D(x) \quad x \in \Gamma_S$$

L'équation intégrale vérifiée par les champs $v(x)$ et $t^{(n)}(x)$ est obtenue à partir de l'Équation 25 pour $y \in \Gamma \cup \Gamma_S$ et pour les domaines Ω_S et Ω_0 auxquels nous extrayons une boule $B(y, \varepsilon)$ de centre y et de rayon ε (Fig.1). En faisant tendre ε vers 0, nous obtenons :

$$C_{ij}(y) v_j(y) + \int_{\Gamma \cup \Gamma_S}^* T_{ij}^{(n)\omega}(x, y) v_j(x) ds(x) - \int_{\Gamma} U_{ij}^{\omega}(x, y) t_j^{(n)}(x) ds(x) = b_i(y) \quad (26)$$

avec :

$$b_i(y) = \beta(y) u_i^L(y) + \int_{\Gamma_0} T_{ij}^{(n)\omega}(x, y) u_j^L(x) ds(x)$$

et où :

$$\beta(y) = 1 \quad y \in \Gamma$$

$$\beta(y) = 0 \quad y \in \Gamma_S$$

$$\beta(y) = 1/2 \quad y \in \Gamma \cap \Gamma_S$$

9 Fonctions de Green du milieu infini

9.1 Domaine transitoire

La solution en déplacements correspondant à un champ de force volumique :

$$\rho f^i(x, t) = \delta(t) \delta(x - y) e_i$$

est donnée par les expressions suivantes :

9.1.1 Cas tridimensionnel

ANNEXE 1 : Équations intégrales de frontière

$$U_{ij}(x, y, t) = \frac{t}{4\pi\rho r^2} \left[\left(\frac{3r_i r_j}{r^3} - \frac{\delta_{ij}}{r} \right) \left(H\left(t - \frac{r}{c_1}\right) - H\left(t - \frac{r}{c_2}\right) \right) + \frac{r_i r_j}{r^2} \left(\frac{1}{c_1} \delta\left(t - \frac{r}{c_1}\right) - \frac{1}{c_2} \delta\left(t - \frac{r}{c_2}\right) \right) + \frac{\delta_{ij}}{c_2} \delta\left(t - \frac{r}{c_2}\right) \right]$$

où $r = \|x - y\|$, $r_i = (x - y)_i$, $c_1^2 = (\lambda + 2\mu) / \rho$, $c_2^2 = \mu / \rho$

9.1.2 Cas bidimensionnel

Lorsque toutes les quantités ne dépendent pas de x_3 ie où les dérivées $\partial/\partial x_3$ sont nulles, nous obtenons :

$$U_{\alpha\beta}(x, y, t) = \frac{1}{2\pi\rho} \left[\frac{r_\alpha r_\beta}{r^4} \left(\frac{\left(2t^2 - \frac{r^2}{c_1^2}\right) H\left(t - \frac{r}{c_1}\right)}{\left(t^2 - \frac{r^2}{c_1^2}\right)^{1/2}} - \frac{\left(2t^2 - \frac{r^2}{c_2^2}\right) H\left(t - \frac{r}{c_2}\right)}{\left(t^2 - \frac{r^2}{c_2^2}\right)^{1/2}} \right) - \frac{\delta_{\alpha\beta}}{r^2} \left(\left(t^2 - \frac{r^2}{c_1^2}\right)^{1/2} H\left(t - \frac{r}{c_1}\right) - \left(t^2 - \frac{r^2}{c_2^2}\right)^{1/2} H\left(t - \frac{r}{c_2}\right) \right) + \frac{\delta_{\alpha\beta}}{c_2^2} \frac{H\left(t - \frac{r}{c_2}\right)}{\left(t^2 - \frac{r^2}{c_2^2}\right)^{1/2}} \right]$$

$$U_{3\alpha}(x, y, t) = U_{\alpha 3}(x, y, t) = 0$$

$$U_{33}(x, y, t) = \frac{1}{2\pi\rho c_2^2} \frac{H\left(t - \frac{r}{c_2}\right)}{\left(t^2 - \frac{r^2}{c_2^2}\right)^{1/2}}$$

où $r = \|x - y\|$, $r_\alpha = (x - y)_\alpha$ et $H(t)$ est la fonction de Heaviside, valant 1 pour $t > 0$ et 0 pour $t < 0$.

9.2 Domaine stationnaire

Nous considérons le champ de force volumique :

$$\rho f(x, t) = \delta(x - y) \exp(-i\omega t) e_i$$

où ω est la pulsation.

La solution en déplacements complexes se met sous la forme $U_{ij}^\omega(x, y) \exp(-i\omega t)$ et est donnée par les expressions suivantes :

9.2.1 Cas tridimensionnel

$$U_{ij}^{\omega}(x, y) = \frac{1}{4\pi\mu} \left[\frac{1}{k_2^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \left(\frac{e^{ik_2 r}}{r} - \frac{e^{ik_1 r}}{r} \right) + \delta_{ij} \frac{e^{ik_2 r}}{r} \right]$$

où $r = \|x - y\|$, $r_i = (x - y)_i$, $k_i = \omega/c_i$

9.2.2 Cas bidimensionnel

$$U_{\alpha\beta}^{\omega}(x, y) = \frac{i}{4\pi} \left[\frac{\partial^2}{\partial x_{\alpha} \partial x_{\beta}} \left(H_0^{(1)}(k_2 r) - H_0^{(1)}(k_1 r) \right) + \delta_{\alpha\beta} H_0^{(1)}(k_2 r) \right]$$

$$U_{3\alpha}^{\omega}(x, y) = U_{\alpha 3}^{\omega}(x, y) = 0$$

$$U_{33}^{\omega}(x, y) = i/4\pi H_0^{(1)}(k_2 r)$$

où $r = \|x - y\|$, $r_{\alpha} = (x - y)_{\alpha}$, $k_i = \omega/c_i$ et $H_0^{(l)}(z)$ est la fonction de Hankel d'ordre l et de première espèce, dont le développement asymptotique s'écrit comme suit :

$$H_0^{(1)}(z) = \left(\frac{2}{\pi z} \right)^{1/2} e^{i\left(z - \frac{\pi}{4}\right)} \left(1 + \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{1^2 3^2 \dots (2n-1)^2}{n!} \left(\frac{i}{8z} \right)^n \right)$$

10 Calcul du terme libre $C_{ij}(y)$

Le terme libre $C_{ij}(y)$ intervenant dans les équations intégrales est donné par l'expression :

$$C_{ij}(y) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_{s(\varepsilon)} T_{ij}^{(n)\omega}(x, y) ds(x)$$

où $s(\varepsilon)$ est la partie de la surface d'une boule $B(y, \varepsilon)$ de centre y et de rayon ε incluse dans le domaine D (Fig.3).

ANNEXE 1 : Équations intégrales de frontière

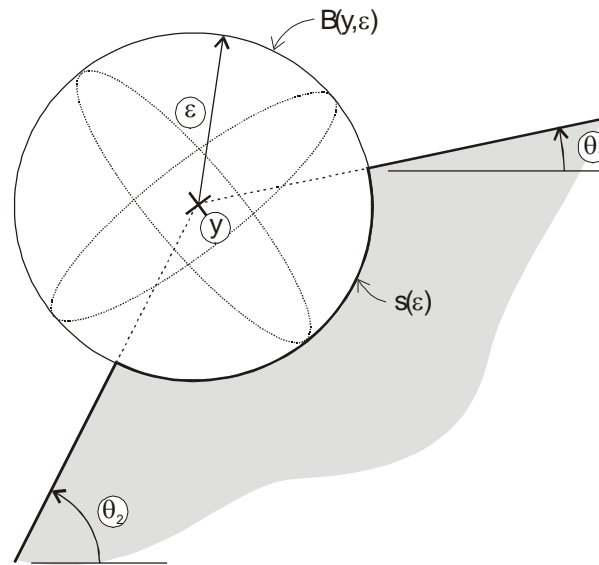


Figure 3 : Surface non régulière au voisinage de y .

Nous obtenons après calcul :

$$[C_{ij}(y)] = \frac{\varphi}{2\pi} [\delta_{ij}] + \frac{1}{8\pi(1-\nu)} \begin{bmatrix} (\sin 2\theta_1 - \sin 2\theta_2) & (-\cos 2\theta_1 + \cos 2\theta_2) & 0 \\ (-\cos 2\theta_1 + \cos 2\theta_2) & (-\sin 2\theta_1 + \sin 2\theta_2) & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (27)$$

où $\varphi = \pi + \theta_1 - \theta_2$ représente l'angle solide.

▪ Remarque

Pour un point régulier y de la surface S , nous avons :

$$C_{ij}(y) = \frac{1}{2} \delta_{ij} \quad (28)$$

ANNEXE 2

Mécanique des ondes

1 Équations du mouvement

La loi de propagation d'un milieu élastique, homogène et isotrope traversé par une onde, est régie par l'équation d'équilibre dynamique [Aki & Richards, 1980] :

$$\operatorname{div} \sigma + \rho f = \rho \ddot{u} \quad (1)$$

Étant donné la relation de l'élasticité linéaire entre u et σ :

$$\sigma_{ij} = \lambda u_{k,k} \delta_{ij} + \mu (u_{i,j} + u_{j,i}) \quad (2)$$

où λ et μ sont les coefficients de Lamé, l'équation **1** se réécrit, s'il n'y a aucun élément de source dans le milieu $\rho f = 0$, sous la forme de l'équation de Navier :

$$(\lambda + \mu) \operatorname{grad} \operatorname{div} u + \mu \Delta u = \rho \partial^2 u / \partial t^2 \quad (3)$$

Il est d'usage de décomposer le champ déplacement u en une composante de dilatation et une composante de distorsion, en introduisant des termes potentiels comme suit :

$$u = \operatorname{grad} \varphi + \operatorname{rot} \psi \quad (4)$$

où φ est un potentiel de dilatation (potentiel scalaire) et ψ un potentiel de distorsion (potentiel vecteur). En reportant l'Équation **4** dans **3**, l'équation d'équilibre du mouvement **1** est équivalente aux *équations de Helmholtz* :

$$\Delta \varphi = 1/c_p^2 \partial^2 \varphi / \partial t^2$$

$$\Delta \psi = 1/c_s^2 \partial^2 \psi / \partial t^2 \quad (5)$$

avec $c_p^2 = (\lambda + 2\mu) / \rho$ et $c_s^2 = \mu / \rho$ les célérités respectivement des composantes longitudinale (ondes de compression ou P) et transversales du déplacement (ondes de cisaillement ou S).

2 Étude de la propagation des ondes planes stationnaires

Nous nous intéressons à la résolution des équations de Helmholtz **5** dans le cas particulier des ondes planes stationnaires de pulsation ω représentées par les champs potentiels complexes :

ANNEXE 2 : Mécanique des ondes

$$\varphi(x, y, z, t) = \varphi_0 \exp[i (k_x^P x + k_y^P y + k_z^P z - \omega t)]$$

$$\psi(x, y, z, t) = \psi_0 \exp[i (k_x^S x + k_y^S y + k_z^S z - \omega t)] \quad (6)$$

où k_i^α sont les composantes du vecteur d'onde associé à l'onde S ou P . Le vecteur unitaire représenté par $n = k^\alpha / \|k^\alpha\|$ indique la direction de propagation de l'onde α dans le milieu. Ses différentes composantes vérifient l'équation de dispersion :

$$k_x^{\alpha 2} + k_y^{\alpha 2} + k_z^{\alpha 2} = \omega^2 / c_\alpha^2 \quad (7)$$

où $\alpha = S$ ou P .

La résolution en régime stationnaire est très usitée en mécanique ondulatoire grâce aux simplifications qu'elle implique. De plus, les solutions obtenues restent de portée relativement générale dans la mesure où il est possible de reconstruire les solutions transitoires (en ondes planes toujours) par des transformations appropriées de type Fourier :

$$s(t) = 1/2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{s}(\omega) \exp(+i\omega t) dt \quad (8)$$

La généralisation de la transformation de Fourier **8** étendue à la dimension d'espace (dualité distance/nombres d'onde) permet de donner la solution générale de l'équation d'onde **5** sous la forme :

$$s(x, y, z, t) = 1/8\pi^3 \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \int_{-\infty}^{+\infty} dk_x \int_{-\infty}^{+\infty} dk_y \hat{s}(k_x, k_y, z, \omega) \exp[i (k_x x + k_y y + k_z z - \omega t)] \quad (9)$$

Les variables (k_x, k_y, ω) sont indépendantes, avec k_z donnée par l'équation de dispersion **7** :

$$k_z^2 = (\omega/c)^2 - k_x^2 - k_y^2$$

$\hat{s}(k_x, k_y, z, \omega)$ est une fonction de pondération donnant la quantité d'onde plane présente dans la solution s et caractérisée par les variables (k_x, k_y, ω) .

3 Réflexion et transmission d'ondes planes à l'interface entre deux milieux

Quand une onde incidente arrive à l'interface entre deux milieux, une partie de son énergie est *réfléchie* dans le milieu d'origine tandis que l'autre est *transmise* dans le second milieu. A l'interface, les quantités décrivant le mouvement vérifient les conditions de passage entre les deux milieux : continuité des déplacements et des contraintes.

3. Réflexion et transmission d'ondes planes à l'interface entre deux milieux

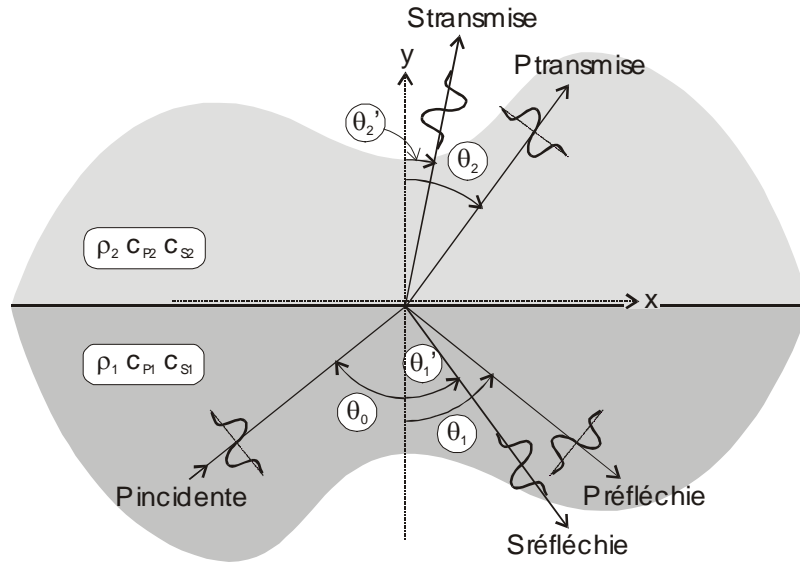


Figure 1 : Relations angulaires entre rayons incidents, réfléchis et transmis.
Cas d'une onde plane P incidente.

Dans le cas d'ondes planes incidentes, on fait la distinction entre trois types d'ondes:

- Les ondes de dilatation/compression ou ondes P. Elles correspondent à une déformation de la matière parallèle à la direction de propagation.
- Les ondes de cisaillement de type SV. Elles caractérisent une déformation de la matière perpendiculaire à la direction de propagation, dont la composante est située dans le plan vertical de propagation.
- Les ondes de cisaillement de type SH. Elles caractérisent une déformation de la matière perpendiculaire à la direction de propagation, dont la composante est perpendiculaire au plan vertical de propagation.

Pour les deux premiers types, l'onde incidente réfléchie ou transmise subit des conversions de type d'ondes P en ondes SV et vis-versa. Par contre, l'onde SH réfléchie ou transmise ne subit pas de conversions de type. C'est pourquoi elle est souvent considérée dans de nombreux problèmes ondulatoires, à cause des simplifications qu'elle permet.

3.1 Loi de Descartes

Les relations angulaires entre les rayons incidents, réfléchis et transmis dans les différents types d'ondes se déduisent du *principe d'Huygens*¹ et conduisent à la *loi de Descartes généralisée* :

¹ La surface d'égale déformation engendrée par une onde caractérise le *front d'onde*. Selon le principe d'Huygens, chaque point du front d'onde est assimilable à une source ponctuelle secondaire et indépendante, rayonnant une onde

ANNEXE 2 : Mécanique des ondes

$$\sin\theta_1 / c_{P1} = \sin\theta_1' / c_{S1} = \sin\theta_2 / c_{P2} = \sin\theta_2' / c_{S2} \quad (10)$$

où $\theta_1, \theta_1', \theta_2, \theta_2'$ représentent les angles d'incidence, de réflexion et de transmission à travers l'interface comme indiqué sur la Figure 1, et $c_{ai; a=P,S; i=1,2}$ les célérités des ondes de compression et de cisaillement dans le milieu i .

3.2 Coefficients de réflexion et de transmission dans le cas du demi-espace plan

Dans le cas général, les solutions analytiques d'un tel problème sont recherchées en décomposant le champ total inconnu en la somme des champs incidents et réfléchis dans le milieu d'origine :

$$\varphi = \varphi^I + \varphi^{R,P} + \varphi^{R,S}$$

$$\psi = \psi^I + \psi^{R,P} + \psi^{R,S}$$

où les indices I, R, P et R, S indiquent respectivement l'onde incidente, l'onde réfléchie due à une onde incidente P et celle due à une onde incidente S.

Dans le second milieu, le champ diffracté est donné par :

$$\varphi = \varphi^{D,P} + \varphi^{D,S}$$

$$\psi = \psi^{D,P} + \psi^{D,S}$$

Les champs incidents, réfléchis et diffractés vérifient les conditions de continuité à l'interface entre les deux milieux, soit :

$$u_1 = u_2$$

$$\sigma_1 = \sigma_2 \quad (11)$$

Les potentiels φ et ψ sont reliés aux champs u et σ par les relations 4 et 2.

Les champs potentiels φ et ψ inconnus vérifient les équations constitutives de Helmholtz 5 et sont déterminés par la forme particulière du milieu à l'aide des conditions de continuité 11. Il devient alors

sphérique ou *ondelette*. L'enveloppe de toutes les ondelettes à l'instant $t + \Delta t$ émises par les points du front d'onde à l'instant t forme le nouveau front d'onde à l'instant $t + \Delta t$.

3. Réflexion et transmission d'ondes planes à l'interface entre deux milieux

possible d'obtenir analytiquement leur expression. On pourra par exemple se reporter à Aki et Richards [Aki & Richards, 1980] pour les expressions analytiques des différents champs.

Pour notre part, nous nous contentons d'exprimer les solutions dans le cas du demi-espace plan pour les différents types d'ondes [Dangla, 1990].

Dans un demi-espace défini par $y \leq 0$, le champ total ou *champ libre* est la somme du champ incident et du champ réfléchi. Ce champ libre s'écrit :

$$u^L(x, y) = A_0^E D^E(y, \theta) \exp(i k_E x \cos\theta)$$

où $E = P, SV$ ou SH

A_0^E désigne l'amplitude de l'onde incidente correspondante

θ l'angle d'incidence par rapport à l'axe (Ox)

$k_E = \omega / c_E$ le nombre d'onde P ou S

Nous posons par ailleurs :

$$\eta = c_S / c_P = [(1 - 2\nu) / (2 - 2\nu)]^{1/2} \quad (12)$$

Les expressions de $D^E(y, \theta)$ sont alors les suivantes pour les différents types d'onde :

3.2.1 Onde SH

$$D^{SH}(y, \theta) = 2 \cos(k_S y \sin\theta) \{ 0, 0, 1 \} \quad (13)$$

3.2.2 Onde SV

$$\begin{aligned} D^{SV}(y, \theta) = & \{ -\sin\theta, \cos\theta, 0 \} \exp(i k_S y \sin\theta) \\ & + A_2^{SV} / A_0^{SV} \{ \sin\theta, \cos\theta, 0 \} \exp(-i k_S y \sin\theta) \\ & + A_1^{SV} / A_0^{SV} \{ \cos\alpha, -\sin\alpha, 0 \} \exp(i k_P y \sin\alpha) \end{aligned} \quad (14)$$

où α est défini par $\cos\alpha = 1/\eta \cos\theta$ et où :

$$A_1^{SV} / A_0^{SV} = \eta \sin 4\theta / (\eta^2 \sin 2\alpha \sin 2\theta + \cos^2 2\theta)$$

ANNEXE 2 : Mécanique des ondes

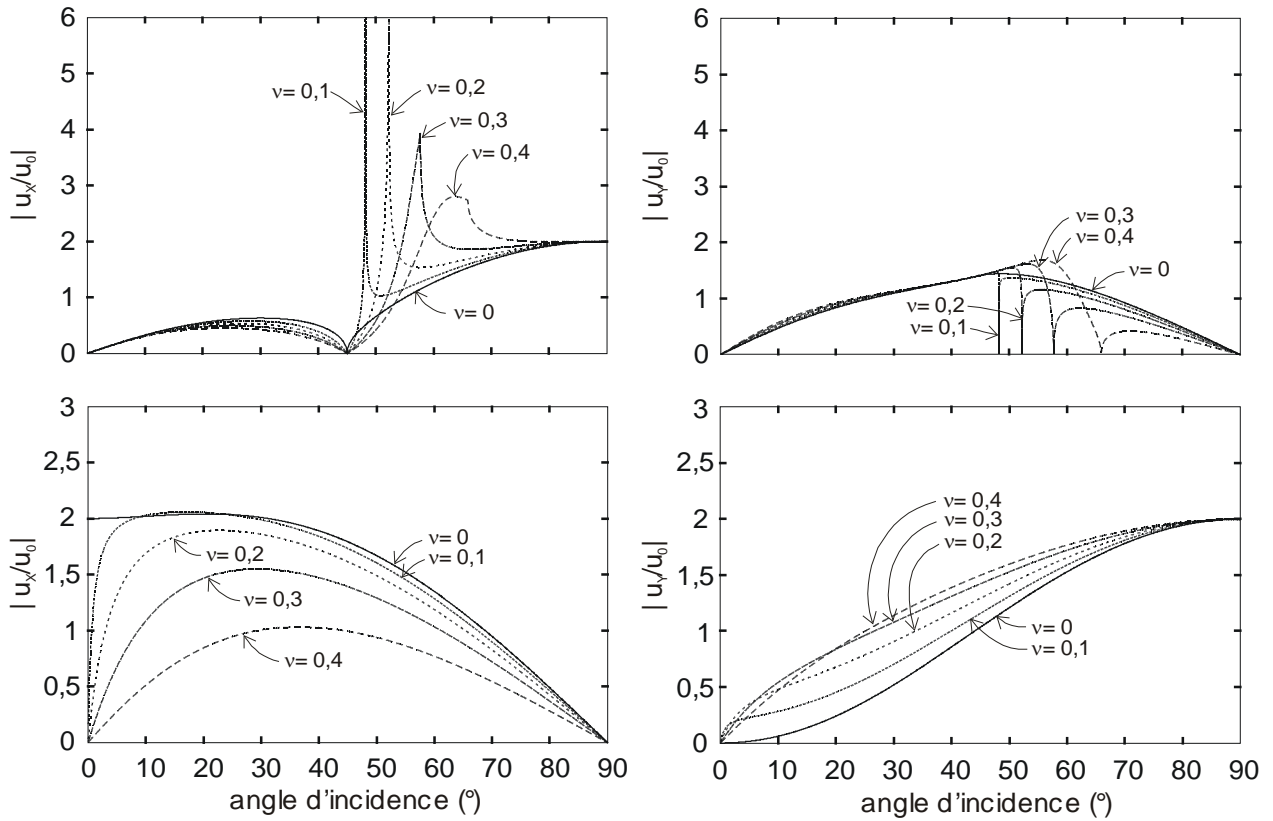


Figure 2 : Réflexion d'une onde SV (haut) et P (bas) : déplacements horizontal (gauche) et vertical (droit) à la surface d'un demi-espace pour différentes valeurs du coefficient de Poisson.

$$A_2^{SV} / A_0^{SV} = (\eta^2 \sin 2\alpha \sin 2\theta - \cos^2 2\theta) / (\eta^2 \sin 2\alpha \sin 2\theta + \cos^2 2\theta)$$

3.2.3 Onde P

$$D^P(y, \theta) = \{ \cos\theta, \sin\theta, 0 \} \exp(i k_p y \sin\theta)$$

$$+ A_1^P / A_0^P \{ \cos\theta, -\sin\theta, 0 \} \exp(-i k_p y \sin\theta)$$

$$+ A_2^P / A_0^P \{ \sin\alpha, \cos\alpha, 0 \} \exp(i k_s y \sin\alpha) \quad (15)$$

où α est défini par $\cos\alpha = \eta \cos\theta$ et où :

$$A_1^P / A_0^P = (\eta^2 \sin 2\alpha \sin 2\theta - \cos^2 2\alpha) / (\eta^2 \sin 2\alpha \sin 2\theta + \cos^2 2\alpha)$$

$$A_2^P / A_0^P = -2\eta \cos 2\alpha \sin 2\theta / (\eta^2 \sin 2\alpha \sin 2\theta + \cos^2 2\alpha)$$

4. Ondes de surface

Sur la Figure 2 sont représentés en fonction de l'angle d'incidence les déplacements horizontal et vertical à la surface du demi espace plan sous une onde SV et une onde P pour différentes valeurs du coefficient de Poisson ν .

La réflexion de l'onde SV à la surface du demi-espace fait apparaître l'existence d'un angle critique θ_{cr} en deçà duquel l'onde plane devient inhomogène, c'est-à-dire d'amplitude décroissante selon une ou plusieurs directions de propagation. Cet angle critique, dont la valeur est donnée par :

$$\cos \theta_{cr} = [(1 - 2\nu) / (2 - 2\nu)]^{1/2} = \eta \quad (16)$$

est caractérisé par la présence d'un pic de déplacement horizontal u_x , tandis que le déplacement vertical u_y s'annule brusquement. A cet angle critique θ_{cr} , on a en effet :

$$D^{SV}(\theta, \theta_{cr}) = \{ [(2 - 2\nu) / \nu]^{1/2}, 0, 0 \} \quad \nu \neq 0$$

$$D^{SV}(\theta, \theta_{cr}) = \{ 0, 0, 0 \} \quad \nu = 0 \quad (17)$$

4 Ondes de surface

Les ondes P et S que nous avons considérées précédemment et qui se propagent à l'intérieur d'un espace non borné sont communément appelées *ondes de volume* car leur expansion s'étend en principe à la totalité de cet espace.

Dans le cas où cet espace est borné par une frontière, comme dans le cas du demi-espace envisagé plus haut, il faut admettre l'existence d'ondes de nouvelle espèce dont le mode de propagation est restreint au voisinage de cette frontière. Ces ondes sont appelées *ondes de surface*. Elles sont aussi assimilables à des ondes de volumes inhomogènes, s'atténuant dans la direction de la profondeur à partir de la surface libre. On distingue principalement deux types d'ondes de surface : les ondes de Rayleigh dont la polarisation est plane, c'est-à-dire contenue dans le plan vertical parallèle à la direction de propagation ; et les ondes de Love dont la polarisation est antiplane, comme les ondes SH .

Leur importance en sismologie est primordiale car ces ondes parasitent inéluctablement la mesure des déplacements à la surface provoqués par un séisme. De surcroît, durant les épisodes d'effets de site dans les remplissages sédimentaires, ces ondes de surface contribuent énormément à l'augmentation de l'amplitude et de la durée des mouvements de surface [Bard & Bouchon, 1980] et aggravent ainsi le risque sismique dans de nombreuses régions du monde. Cependant, elles peuvent être également employées à bon escient, comme par exemple pour le sondage géotechnique du proche sous-sol [Chammas, 2003].

ANNEXE 2 : Mécanique des ondes

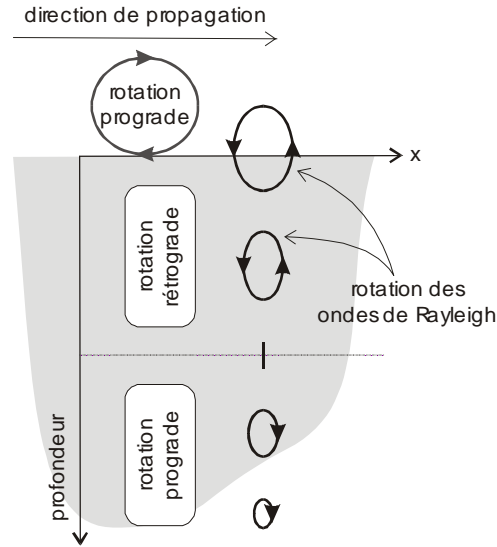


Figure 3 : Mouvement elliptique des particules d'une onde de Rayleigh. Le sens de rotation dit prograde est donné par celui d'une balle roulant dans la direction de propagation horizontale de l'onde de surface. Ainsi, le mouvement des ondes de Rayleigh s'atténue avec la profondeur. Il est rétrograde au voisinage de la surface libre et prograde en profondeur [Aki & Richards, 1980].

4.1 Ondes de Rayleigh

Dans le cas d'un demi-espace plan, les *ondes de Rayleigh* se propagent le long de la surface libre avec un mouvement des particules contenu dans le plan vertical parallèle à la direction de propagation (P/SV). Elles se propagent à la vitesse c_R vérifiant l'équation de Rayleigh :

$$(2 - c_R^2/c_S^2) - 4(1 - c_R^2/c_P^2)^{1/2}(1 - c_R^2/c_S^2)^{1/2} = 0 \quad (18)$$

Le champ de déplacements $u^R(x, y)$ a pour expression :

$$u^R(x, y) = A_0^R D^R(y) \exp(i k_R x)$$

avec :

$$D^R(y) = (1 - 2k_R^2/k_S^2) \{ 1, -i k_R / (k_R^2 - k_S^2)^{1/2}, 0 \} \exp[(k_R^2 - k_S^2)^{1/2} y] \\ + 2k_R^2/k_S^2 \{ 1, -i(k_R^2 - k_P^2)^{1/2} / k_R, 0 \} \exp[(k_R^2 - k_P^2)^{1/2} y] \quad (19)$$

D'après l'équation 18, il découle que la vitesse de propagation c_R des ondes de Rayleigh est indépendante de la fréquence. L'onde de Rayleigh *ne se disperse donc pas* ni ne s'atténue au cours de sa propagation le

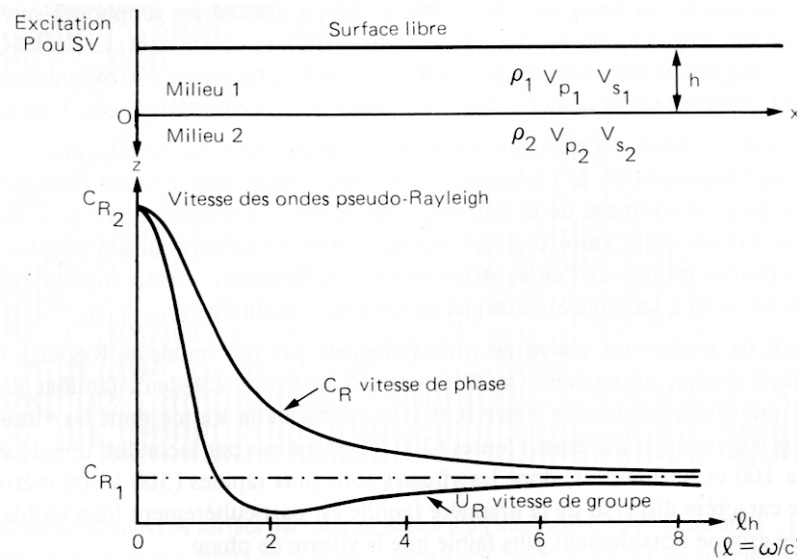


Figure 4 : Courbes de dispersion (vitesses de phase et de groupe) des ondes de pseudo-Rayleigh guidées par une couche d'épaisseur h surmontant un demi-espace plan (Oxz) [Lavergne, 1986].

long de la surface libre. Mais en réalité, l'expansion de cette onde se fait dans les deux directions de l'espace et celle-ci s'atténue de manière géométrique. On montre que l'équation 18 admet une racine unique, satisfaisant la condition :

$$0 < c_R < c_S < c_P$$

En général, la différence entre c_R et c_S n'excède pas quelques pourcents.

Le mouvement des particules au voisinage de la surface libre *décroit exponentiellement avec la profondeur* et est *elliptique rétrograde* (en sens inverse des aiguilles d'une montre) avec une composante verticale environ 1,5 fois l'horizontale. Il s'annule à une profondeur de l'ordre de 0,2 fois la longueur d'onde $\lambda = c_R/f$ et devient *elliptique prograde* à plus grande profondeur (Fig.3).

Enfin, une onde de Rayleigh peut également se propager à la surface couche d'épaisseur h surmontant un demi-espace plus rigide. Dans ce cas, l'onde de Rayleigh devient *dispersive* avec des vitesses c_R comprises entre les vitesses de Rayleigh correspondant à chaque milieu homogène : $c_{R,1} < c_R < c_{R,2}$. On parle alors d'*ondes de pseudo-Rayleigh*. Les plus hautes fréquences, correspondant aux longueurs d'ondes courtes par rapport à h , se propagent dans la couche supérieure à la vitesse $c_{R,1}$, tandis que les plus basses fréquences, correspondant aux longueurs d'onde grandes par rapport à h , se propagent dans la couche inférieure à la vitesse $c_{R,2}$. Sur la Figure 4 est représentée la dispersion des vitesses de phase et de groupe des ondes de pseudo-Rayleigh en fonction du nombre d'onde adimensionnel lh , où $l = \omega/c$ et h est l'épaisseur de la couche.

ANNEXE 2 : Mécanique des ondes

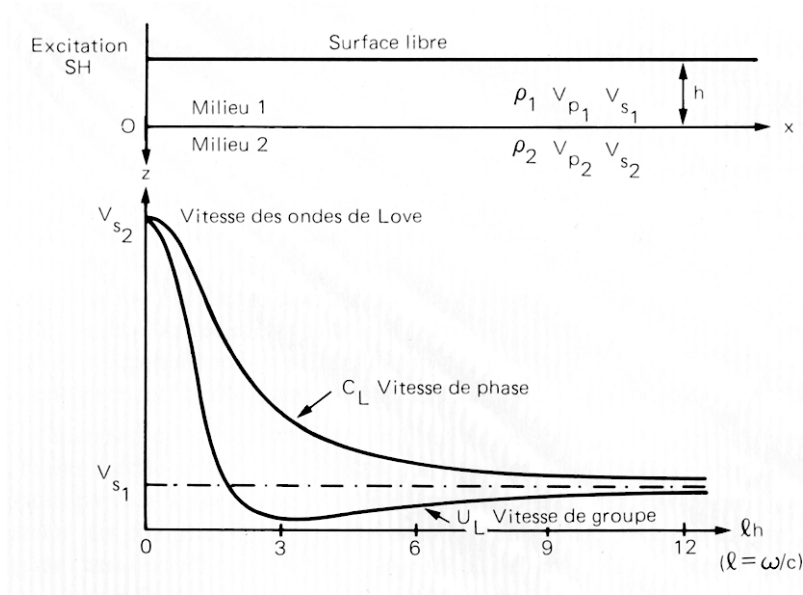


Figure 5 : Courbes de dispersion (vitesses de phase et de groupe) des ondes de Love guidées par une couche d'épaisseur h surmontant un demi-espace élastique homogène plan (Oxz) [Lavergne, 1986].

4.2 Ondes de Love

Les ondes de Love sont le pendant des ondes de Rayleigh pour le mouvement antiplan, c'est-à-dire perpendiculaire au plan vertical à la direction de propagation. Elles s'apparentent par leur polarisation aux ondes SH . Elles apparaissent au voisinage de la surface d'une couche d'épaisseur h surmontant un demi-espace, comme pour les ondes de pseudo-Rayleigh.

Dans la même façon que ces dernières, la vitesse de propagation c_L des ondes de Love dépend de la fréquence et celles-ci sont donc de nature *dispersives*. La relation liant c_L à la pulsation ω est donnée par l'équation de dispersion suivante :

$$\tan[\omega h / c_L (c_L^2 / c_{S,1}^2 - 1)^{1/2}] - \mu_2 / \mu_1 (1 - c_L^2 / c_{S,2}^2)^{1/2} / (c_L^2 / c_{S,1}^2 - 1)^{1/2} = 0 \quad (20)$$

où μ_i est le module de cisaillement du milieu i .

L'Équation 20 admet une infinité de solutions c_L qui correspondent aux différents modes de propagation de l'onde de Love guidée par la couche d'épaisseur h . Quel que soit le mode, c_L vérifie :

$$c_{S,1} < c_L < c_{S,2}$$

où $c_{S,i}$ est la célérité des ondes de cisaillement dans le milieu i .

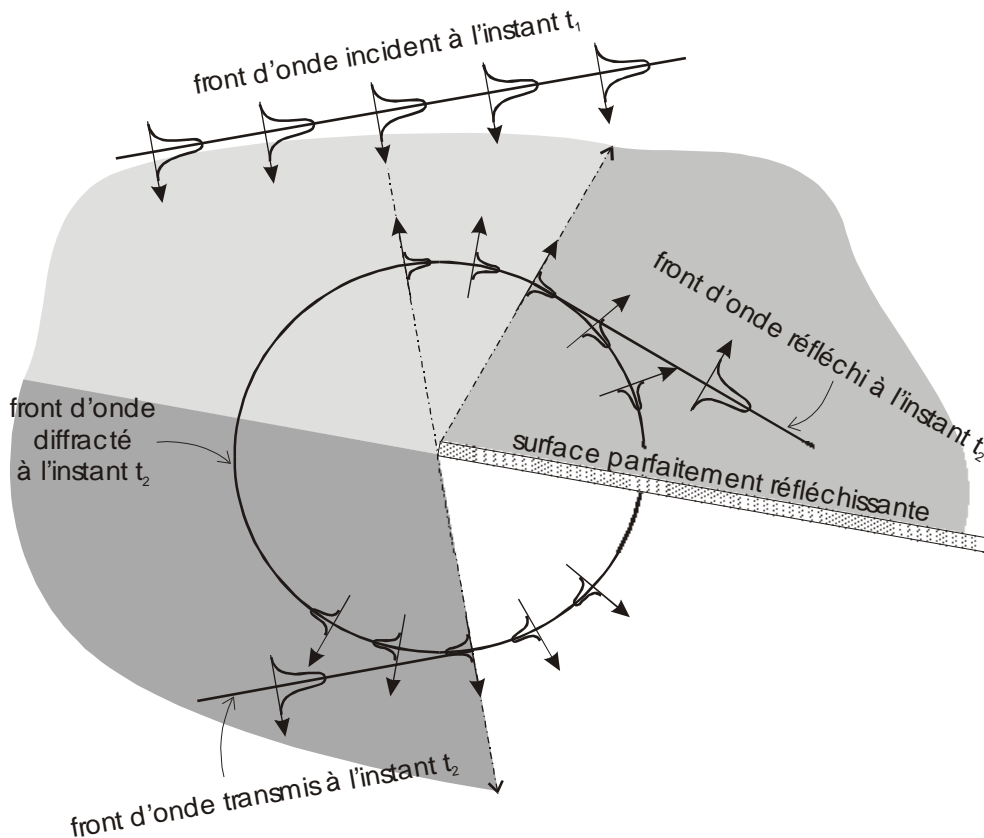


Figure 6 : Diffraction d'une onde plane incidente par une interface parfaitement réfléchissante interrompue. Le front d'onde est représenté à deux instants t_1 (avant l'arrivée sur la surface réfléchissante) et t_2 (après). A l'instant t_2 , le champ d'onde est constitué des fronts d'onde réfléchi, transmis et diffracté. L'origine de la diffraction est ponctuelle et située à l'extrémité de la surface réfléchissante interrompue, assimilable à une hétérogénéité de petite taille. L'onde diffractée est sphérique selon le principe d'Huygens. L'amplitude des mouvements de particules est représentée de manière schématique [Lavergne, 1986].

Comme les ondes de pseudo-Rayleigh, les hautes fréquences de l'onde de Love se propagent dans le milieu supérieur, et les basses fréquences dans le milieu inférieur. La dispersion des vitesses de phase et groupe des ondes de Love est représentée sur la Figure 5. Elles sont primordiales en sismologie dans la mesure où elles sont une source de bruits très importants qui doivent être pris en compte et éliminés dans les enregistrements du mouvement à la surface du sol.

5 Diffraction

Les lois de Descartes régissant la réflexion et la transmission des ondes à l'interface entre deux milieux ne sont plus valables quand ces ondes rencontrent des obstacles plus petits, de dimensions inférieures ou égales aux longueurs d'onde mises en jeu. Il s'agit pourtant d'une situation assez courante dans le sous-sol réel où l'on rencontre de nombreuses hétérogénéités de petites tailles et des irrégularités morphologiques. C'est le

ANNEXE 2 : Mécanique des ondes

cas par exemple quand une onde sismique rencontre une cavité souterraine telle qu'un tunnel ou une mine. Dans des cas semblables, on dit qu'il y a *diffraction de l'onde*.

L'onde diffractée est régie par le *principe de Huygens*. On considère alors que les points qui composent l'hétérogénéité se comportent comme des sources ponctuelles secondaires rayonnant une onde sphérique cohérente avec l'onde incidente. L'onde diffractée est déterminée par la nature de l'hétérogénéité et se raccorde à l'onde incidente, réfléchi et transmise par les conditions de continuité des déplacements et des contraintes sur cette hétérogénéité. Il est ainsi d'usage de décomposer le champ d'onde total u comme étant la superposition d'une onde libre u^L (c'est-à-dire le champ total en l'absence de l'hétérogénéité, éventuellement réfléchi ou transmis) et d'une onde u^D diffractée par l'hétérogénéité :

$$u = u^L + u^D$$

Un exemple de diffraction par une surface parfaitement réfléchissante interrompue est présentée sur la Figure 6. L'extrémité interrompue de la surface réfléchissante est semblable à une hétérogénéité de petite taille et se comporte comme une source secondaire de diffraction selon le principe d'Huygens. Le champ d'onde total est donné par la superposition de l'onde incidente, réfléchi et transmise par la surface réfléchissante, ainsi que de l'onde sphérique diffractée à l'extrémité de celle-ci.

6 Prise en compte de l'amortissement matériel

Le cadre où nous nous sommes placés jusqu'à présent était l'élasticité linéaire. Dans un milieu parfaitement élastique, une onde plane peut se propager indéfiniment sans perte d'énergie si elle ne rencontre pas d'obstacle. Dans la réalité, un tel milieu n'existe pas. L'onde, à mesure qu'elle se propage, perd progressivement son énergie pour vaincre les résistances du milieu qu'elle déforme (dissipation par frottement) et finit par disparaître. Cette dissipation d'énergie est une *propriété intrinsèque* de tout milieu matériel : on l'appelle *amortissement matériel*.

6.1 Définition expérimentale

Une façon de mesurer l'amortissement d'un milieu matériel est de soumettre un volume élémentaire de matière à un cycle de chargements à une fréquence donnée ω . L'amortissement est caractérisé par le *facteur de qualité* Q défini comme étant le rapport de la diminution d'énergie subie au cours d'un cycle ΔE sur 2π fois l'énergie de l'onde au début de ce cycle :

$$1 / Q(\omega) = -\Delta E / 2\pi E \quad (21)$$

Ce qui correspond, pour $Q \gg 1$, à :

$$1 / Q(\omega) = -\Delta A / \pi A \quad (22)$$

où A est l'amplitude des cycles.

6. Prise en compte de l'amortissement matériel

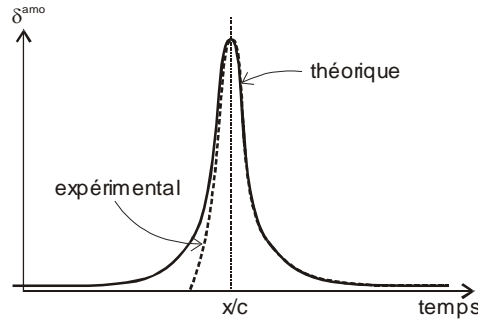


Figure 7 : Forme de la réponse impulsionnelle (Dirac) au cours de sa propagation [Aki & Richards, 1980].

Imaginons maintenant une onde sinusoïdale de pulsation ω soumise à un amortissement matériel de facteur de qualité Q . La diminution d'amplitude subie par cette onde sur une longueur d'onde λ s'écrit :

$$\Delta A = (dA/dx) \lambda$$

où $\lambda = 2\pi c/\omega$ et c la vitesse de phase.

D'après l'Équation 22, nous avons $dA/dx = -(\omega / 2cQ) A$. Sachant la nature exponentielle de la décroissance en amplitude fréquemment observée expérimentalement, nous en déduisons :

$$A(x, \omega) = A_0 \exp(-\alpha x) = A_0 \exp(-\omega x / 2cQ) \quad (23)$$

où α , *taux d'amortissement* du milieu, est relié à Q par la relation suivante :

$$\alpha = \omega / 2cQ \quad (24)$$

La relation 23 donne la décroissance spatiale à fréquence fixée. Remarquons qu'il est possible, en utilisant cette relation, de reconstituer la *réponse impulsionnelle du système amorti* par transformée inverse de Fourier :

$$\delta^{amo}(x, t) = 1/2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\omega x / 2cQ) \exp[i\omega(x/c - t)] d\omega \quad (25)$$

où $\delta^{amo}(x, t)$ décrit la propagation du Dirac dans le milieu dissipatif.

Sur la Figure 7 est représentée la forme de cette réponse à l'instant $t = x/c$. L'amortissement du milieu dissipatif produit un affaissement et un étalement du pic, ce qui est observé expérimentalement. Cependant, cette solution est inexacte en deux points :

- Le début du signal est prolongé asymptotiquement vers les $t < 0$. Or, il est nécessaire que le signal ait un commencement à un instant t_0 défini. C'est le principe de *causalité* du signal.

ANNEXE 2 : Mécanique des ondes

- La parfaite symétrie de la solution en cours de propagation est en contradiction avec toutes les observations expérimentales.

On montre que la prise en compte de la causalité du signal (point n°1) implique une relation sur Q en fonction de ω . Cependant, pour les milieux solides et en particuliers pour les sols, la pratique expérimentale montre que Q est quasiment constant pour la gamme de fréquences intéressées en sismologie, c'est-à-dire entre 0,001 et 100Hz. Pour rendre compte du second point, il est nécessaire d'introduire de la dispersion dans le milieu, c'est-à-dire d'écrire la dépendance de la vitesse de propagation c vis-à-vis de ω .

L'Équation 25 indique donc qu'en présence d'amortissement matériel, on peut représenter une onde plane stationnaire de pulsation ω de la manière suivante :

$$s(x, \omega) = s_0 \exp[i (k^*x - \omega t)] = s_0 \exp[i (kx - \omega^*t)]$$

où

$$k^* = |k| + i |k| / 2Q^S$$

$$\omega^* = |\omega| - i |\omega| / 2Q^T$$

définissent respectivement les vecteurs d'onde et pulsation complexes. Les exposants S et T caractérisent la nature spatiale ou temporelle de l'amortissement représenté par Q . Cette façon de représenter l'amortissement matériel en mécanique ondulatoire constitue un point fondamental et est largement répandue.

6.2 Définition théorique

En viscoélasticité linéaire, la relation entre la contrainte et la déformation s'écrit usuellement :

$$\sigma_{ij} = \int_{-\infty}^{+\infty} \{ \lambda (t - \tau) d(tr \varepsilon) / d\tau \delta_{ij} + 2\mu (t - \tau) d\varepsilon_{ij} / d\tau \} d\tau \quad (26)$$

Nous pouvons réécrire cette expression comme suit :

$$\sigma(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} m(t - \tau) \varepsilon(\tau) d\tau$$

soit :

$$\sigma = m * \varepsilon \quad (27)$$

Soit maintenant l'équation d'équilibre dans le cas unidimensionnelle :

6. Prise en compte de l'amortissement matériel

$$\sigma_{,x} = \rho \ddot{u} \quad (28)$$

Elle devient d'après 27 :

$$m^* u_{,xx} = \rho \ddot{u} \quad (29)$$

Considérons la représentation suivante du déplacement u :

$$u(x, t) = u_0 \exp[i (\omega t - k^* x)]$$

où $k^* = k - i\alpha$ est le vecteur d'onde complexe rendant compte de l'amortissement matériel.

Tenant compte de cela et par transformation de Fourier de l'Équation 29, nous obtenons la relation de dispersion :

$$-(M_R + i M_I) (k - i \alpha)^2 + \rho \omega^2 = 0$$

D'où les relations suivantes :

$$k = \omega [\rho (|M| + M_R) / 2 |M|^2]^{1/2}$$

$$\alpha = \omega [\rho (|M| - M_R) / 2 |M|^2]^{1/2} \quad (30)$$

avec M la transformée de Fourier de la fonction m et $|M| = (M_R^2 + M_I^2)^{1/2}$

En supposant une viscosité faible, qui revient à écrire $M_I \ll M_R$, nous avons finalement :

$$2\alpha / k = M_I / M_R \quad (31)$$

En définissant :

$$Q = M_R(\omega) / M_I(\omega) \quad (32)$$

l'Équation 31 devient équivalente à l'Équation 24, si $M_I \ll M_R$.

ANNEXE 2 : Mécanique des ondes

▪ Remarque

En supposant un taux d'amortissement faible $\alpha \ll 1$, on peut établir que l'on retrouve bien $Q^{-1} = \Delta E_C / 2\pi E_C$ (Éq.21), où E_C désigne l'énergie cinétique de l'onde. Ceci montre la cohérence des différentes définitions de Q .

6.3 Modèle rhéologique de Zener

Il est commode et courant de représenter le comportement anélastique d'un milieu par des *modèles rhéologiques* constitués d'assemblage de ressorts de raideur E (module de compression) et d'amortisseurs de coefficient η . Pour ces éléments viscoélastiques élémentaires, on a les relations suivantes entre σ et ε :

▪ Pour le ressort

$$\sigma = E \varepsilon$$

▪ Pour l'amortisseur

$$\sigma = \eta \dot{\varepsilon}$$

Considérons à présent un modèle rhéologique standard et très répandu, connu sous le nom de modèle de Zener. Ce modèle, donné sur la Figure 8, est caractérisé par les relations suivantes :

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_1$$

$$\sigma = E_0 \varepsilon_0$$

$$\sigma = E_1 \varepsilon_1 + \eta \dot{\varepsilon} \quad (33)$$

Il est facile de déduire des équations précédentes la relation suivante :

$$\sigma + \tau_\infty \dot{\sigma} = E_0 \tau_\infty \dot{\varepsilon} + E_\infty \varepsilon \quad (34)$$

avec :

$$\tau_\infty = \eta / (E_0 + E_1)$$

$$1/E_\infty = 1/E_0 + 1/E_1 \quad (35)$$

6. Prise en compte de l'amortissement matériel

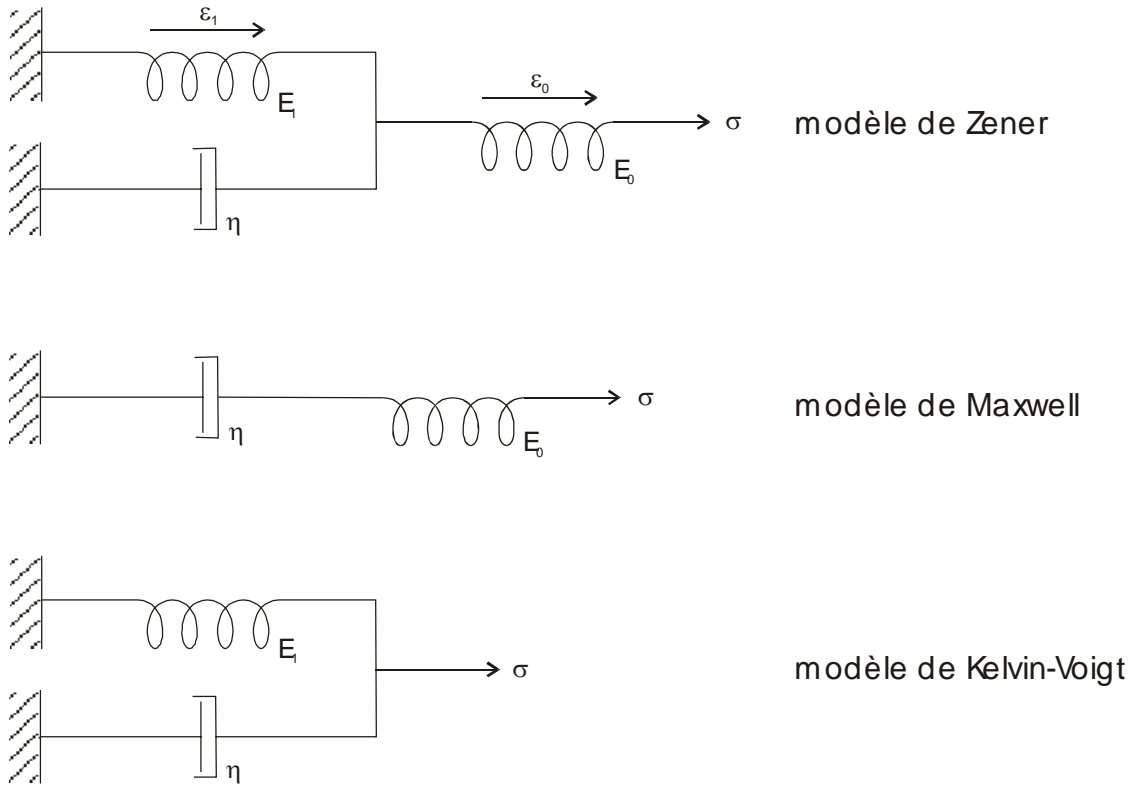


Figure 8 : Modèles rhéologiques de Zener, de Maxwell et de Kelvin-Voigt

où τ_∞ est le *temps caractéristique de relaxation*, et E_∞ est le *module élastique relâché*. Ce module correspond à la raideur de l'élasticité parfaite au bout d'un temps infini. Enfin, E_0 s'appelle *module instantané*.

Il est ainsi possible de calculer le module complexe équivalent $M(\omega)$ du modèle de Zener :

$$M(\omega) = M_0 (1 + \tau_\infty \tau_0 \omega^2) / (1 + \tau_\infty \omega^2) + i M_0 \omega (\tau_0 - \tau_\infty) / (1 + \tau_\infty \omega^2) \quad (36)$$

avec $\tau_0 = \tau_\infty E_0 / E_\infty = \eta / E_1$ et $M_0 = E_\infty$.

Quand ω tend vers 0, $M(\omega)$ tend vers $M_0 = E_\infty$. M_0 est égal au module relâché. Le système réagit alors extrêmement lentement : dans ce cas limite, $\dot{\epsilon} = 0$, l'amortisseur n'a plus aucun effet et le modèle de Zener se comporte comme un système de deux ressorts en série $E_\infty = E_0 + E_1$.

Quand au contraire ω tend vers ∞ , $M(\omega)$ tend vers $M_\infty = E_0$. Comme le système devient extrêmement rapide ($\dot{\epsilon} = \infty$), l'amortisseur n'a pas le temps de réagir et bloque le ressort E_1 , de sorte que seul le ressort E_0 intervient. A partir des équations 36 et 32, on établit le facteur de qualité Q pour le modèle de Zener :

$$Q = (1 + \tau_\infty \tau_0 \omega^2) / \omega (\tau_0 - \tau_\infty) \quad (37)$$

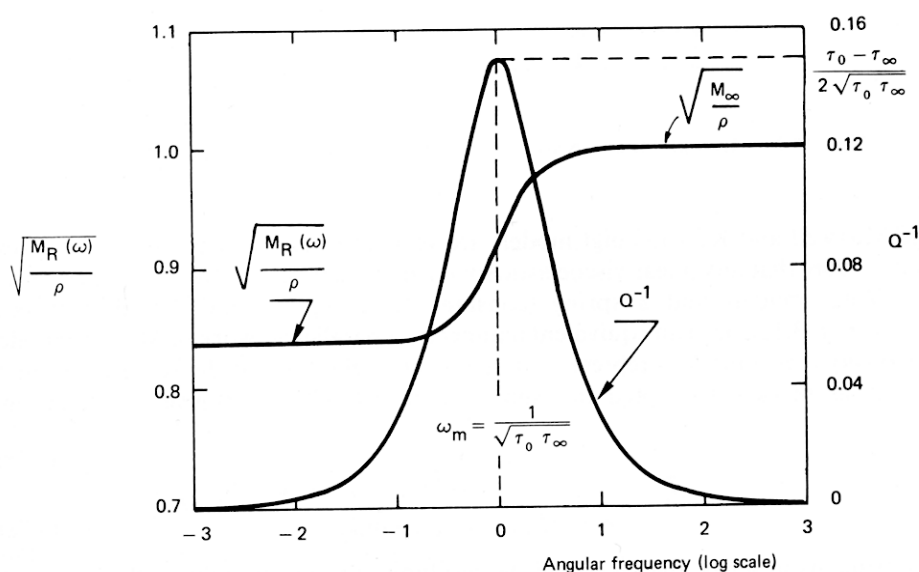


Figure 9 : Variation de Q^{-1} et $M_R(\omega)$ pour le modèle de Zener [Bourbié, 1987].

On représente sur la Figure 9 les variations de Q^{-1} et de $M_R(\omega)$ en fonction de la pulsation ω . Le maximum de Q^{-1} est atteint pour une valeur ω_m de :

$$\omega_m = 1 / (\tau_\infty \tau_0)^{1/2}$$

et vaut :

$$Q^{-1}(\omega_m) = (\tau_0 - \tau_\infty) / 2(\tau_\infty \tau_0)^{1/2}$$

Le modèle de Zener est très usité en mécanique des matériaux et rend compte du comportement d'un très grand nombre de roches. Il existe toutefois deux modèles plus simples qui correspondent à des cas limites du modèle de Zener. Le modèle de Kelvin-Voigt est obtenu pour $E_0 \rightarrow \infty$. Il est utilisé pour rendre compte du comportement de matériaux solides. Le modèle de Maxwell correspond au cas où $E_I \rightarrow 0$. Il est utilisé pour des matériaux plutôt fluides, c'est-à-dire sujets au fluage. Ces modèles sont également représentés sur la Figure 8.

6.4 Relations remarquables entre les facteurs de qualité

En fait, le facteur de qualité, dont la définition de référence est donnée par la relation 32, est associé à l'essai expérimental qui tente de l'expliquer. En effet, quelle que soit la technique expérimentale utilisée (colonne résonante ou méthodes propagatives), celle-ci permet une mesure directe ou indirecte d'un facteur de qualité spécifique. Ce sera par exemple le facteur de qualité de traction $Q_E = E_R/E_I$ dans un essai utilisant une barre en extension. $E^* = E_R + iE_I$ est dans ce cas le module d'Young complexe associé à la barre. Dans le cas d'ondes de cisaillement purs, ce sera $Q_S = \mu_R/\mu_I$, où $\mu^* = \mu_R + i\mu_I$ est le module de cisaillement complexe

7. Comportement anélastique du sol

correspondant. Il en va de même de Q_P pour les ondes P en traction-compression. Quant à $Q_K = K_R/K_I$, où $K^* = K_R + iK_I$ représente le module de compressibilité volumique complexe, il est plus difficile d'imaginer des méthodes expérimentales susceptibles de le déterminer correctement. Cette difficulté est cependant levée grâce aux relations que l'on peut établir entre les différentes définition du facteur de qualité dans le cas d'un amortissement faible [Winkler, 1979] :

$$\frac{(1 - \nu)(1 - 2\nu)}{Q_P} = \frac{1 + \nu}{Q_E} - \frac{2\nu(2 - \nu)}{Q_S} \quad (38)$$

$$\frac{3}{Q_E} = \frac{1 - 2\nu}{Q_K} + \frac{2(1 + \nu)}{Q_S} \quad (39)$$

$$\frac{1 + \nu}{Q_K} = \frac{3(1 - \nu)}{Q_P} - \frac{2(1 - 2\nu)}{Q_S} \quad (40)$$

7 Comportement anélastique du sol

Un comportement purement élastique pour un sol n'est valable que pour de très faibles taux de déformations (de l'ordre de 10^{-5}). Quand ceux-ci s'accroissent, le comportement du sol devient proprement inélastique et des déformations permanentes apparaissent.

Par des essais en laboratoire, le comportement d'un échantillon de sol sous chargement cyclique en cisaillement se caractérise par une courbe de contrainte-déformation particulière appelée *boucle d'hystérésis* et représentée sur la Figure 10.

Sur cette Figure, les extrémités de la boucle correspondent à l'amplitude des cycles appliqués. Celles-ci sont situées sur la *courbe de premier chargement* passant par l'origine et s'incurvant pour des déformations croissantes. Cette boucle d'hystérésis est déterminée par le *module sécant* G , qui donne la pente de la droite joignant les deux extrémités de la courbe et passant par l'origine, et le *coefficient d'amortissement* D , correspondant à l'aire formée par la boucle et caractérisant l'énergie dissipée par le matériau au cours d'un cycle. G et D vérifient les relations suivantes :

$$G = \tau_C / \gamma_C$$

$$D = 1/4\pi \cdot \Delta E/E \quad (41)$$

où E représente l'énergie emmagasinée au cours d'un cycle et est donnée par :

$$E = \frac{1}{2} G \gamma_C^2 \quad (42)$$

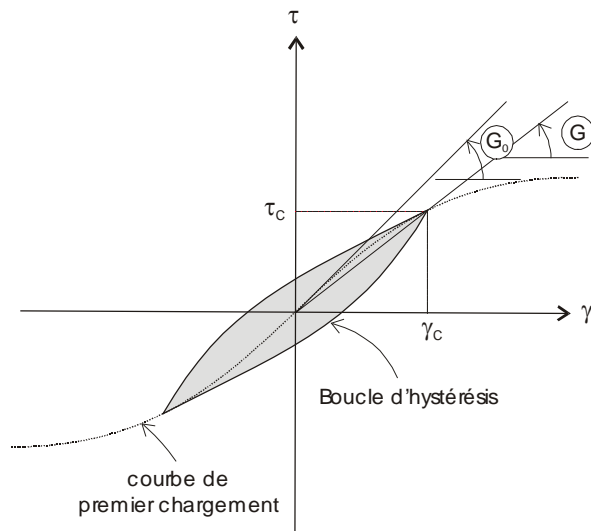


Figure 10 : Courbe de contrainte-déformation pour un sol sous chargement cyclique. Boucle d'hystérésis.

G et D sont fonction de la distorsion γ_c . Leur variation est donnée par de nombreuses courbes expérimentales du type de celle donnée sur la Figure 11.

Les modèles viscoélastiques linéaires font également apparaître une boucle d'hystérésis en contrainte-déformation sous chargement harmonique. Pour ce type de sollicitations, il est ainsi commode dans la pratique d'utiliser des modèles visco-élastiques linéaires pour décrire le comportement anélastique du sol. Pour ce faire, on a recours à une procédure de *linéarisation* qui consiste à remplacer le modèle non-linéaire par le modèle linéaire équivalent, c'est-à-dire ayant des propriétés dissipatives plus ou moins équivalentes à celles du système anélastique.

On choisit généralement pour les sols le modèle viscoélastique linéaire de Kelvin-Voigt (Fig.8). La contrainte de cisaillement s'exprime alors par :

$$\tau = G \gamma + G' \dot{\gamma}$$

où G et G' sont les modules réel et complexe de cisaillement du matériau.

Sous sollicitation harmonique $\gamma = \gamma_0 \exp(i \omega t)$, le module de cisaillement complexe du matériau viscoélastique s'écrit :

$$G^* = G + i \omega G' \quad (43)$$

En utilisant l'Équation 42, l'énergie E dissipée au cours d'un cycle est donnée par :

$$E = \frac{1}{2} \omega G' \gamma_c^2 \quad (44)$$

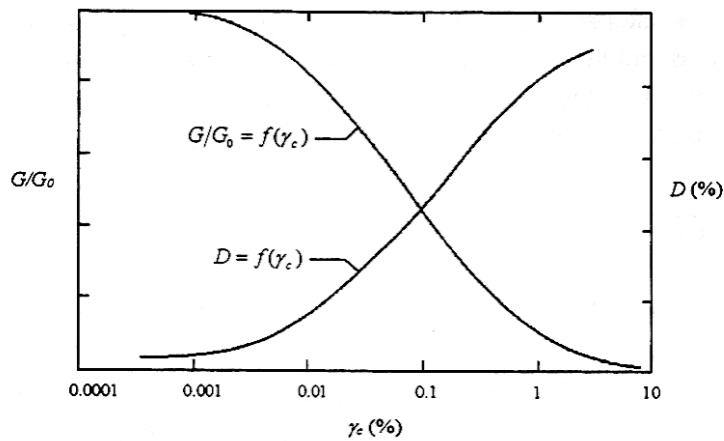


Figure 11 : Variation du module de cisaillement G et du coefficient de dissipation D sous chargement cyclique en fonction de la distorsion γ_c .

Cependant, pour un matériau réel, la dissipation d'énergie observée au cours d'un cycle est indépendante de la fréquence des sollicitations. Il convient donc d'imposer :

$$\omega G' = cte$$

Ce qui permet de réécrire l'Équation 43 de la manière suivante :

$$G^* = G (1 + i \eta) = G (1 + i 2\beta) \quad (45)$$

avec η représentant le coefficient de perte du matériau.

En posant $\beta = \eta / 2$, on constate que $G^* = G (1 + 2i\beta)$ représente la raideur complexe à la résonance d'un oscillateur simple de raideur G et d'amortissement critique β . Il y a donc égalité entre l'énergie dissipée dans le matériau de raideur G et de coefficient de perte η et celle dissipée à la résonance dans un oscillateur simple de caractéristiques G et $\beta = \eta / 2$.

Ce type d'analogie est fort utile pour l'estimation de la valeur de η . D'autres formulations plus élaborées ont été proposées pour G^* . Nous pouvons par exemple citer celle de Lysmer (1975) qui établit l'équivalence entre le modèle visco-élastique linéaire équivalent et le modèle à 1ddl en termes d'amplitude de la réponse :

$$G^* = G_s [1 + 2\beta^2 + 2i\beta (1 - \beta^2)^{1/2}]$$

où G_s est le module sécant.

La méthode linéaire équivalente consiste à redéfinir à chaque cycle de chargement les caractéristiques G et η du modèle visco-élastique linéaire équivalent en fonction de l'amplitude de la distorsion γ_c appliquée. Cette redéfinition peut s'effectuer soit à partir des variations de G et η données par les courbes expérimentales du type de celle de la Figure 11, soit de façon analytique [Heitz, 1992].

ANNEXE 2 : Mécanique des ondes

Cette méthode est très usitée en ingénierie dans l'analyse des réponses de sol sous sollicitations dynamiques du fait de sa facilité de mise en oeuvre. Elle est implémentée dans plusieurs codes de calcul célèbres tels que *SHAKE* ou *FLUSH*. Elle reste très valable pour des taux de déformations de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-4} . Cependant, ses principales limitations sont liées à l'impossibilité d'obtenir des solutions très exactes en termes de déplacements et de déformations, principalement à cause de la non considération de la déformation plastique. Pour prendre en compte de manière explicite les déformations permanentes, il est nécessaire d'envisager des modèles de comportement plus sophistiqués.

BIBLIOGRAPHIE

[Achenbach,1976] Achenbach J.D. « *Wave propagation in elastic solids* » North-Holland Publishing Company. In Lauwerier H.A. and Koiter W.T. editors. 1976

[AFPS/AFTES, 2002] AFPS/AFTES « *Conception et protection parasismiques des ouvrages souterrains* » 2002

[AFPS, 1990] AFPS « *Recommandations AFPS 90 pour la rédaction de règles relatives aux ouvrages et aux installations à réaliser dans les régions sujettes aux séismes* » 1990

[Aki & Richards, 1980] K. Aki P.G. Richards « *Quantitative Seismology* » W.H. Freeman Edition, vol. I and II, 1980

[Arciniega, 1993] A. Arciniega E. Reinoso M. Ordaz « *Duration of strong motion in Mexico city valley* » Seism. Res. Letters, 64, 19, 1993

[Asakura, 1998] Asakura T. Kojima Y. Kobayashi M. Sato Y. Yashiro K. Shiba Y. « *Damage to mountain tunnels by earthquake and its mechanisms* » In Proc. Tenth Annual National Symp. Rock Mech., pp. 497-502, Japan, 1998

[Aubry, 1992] Aubry, D., Clouteau, D. « *A regularized boundary element method for stratified media* » 1st Int. Conf. on Mathematical and Numerical Aspects of Wave Propagation, SIAM, 1991

[Aviles, 1997] J. Aviles L. Pérez-Rocha « *Site-effects and soil-structure interaction in the valley of Mexico* » Soil Dyn. Earthq. Eng. 17, 29-39, 1997

[Bard, 1999] P-Y. Bard J. Kristek P. Moczo J. Riepl-Thomas « *Finite-difference modeling of site-effects in the Grenoble basin* » In Abstract of the IUGG 99, Birmingham, England, July 26-30, 1999

[Bard, 1998] P-Y. Bard « *Microtremor measurement : a tool for site effect estimation?* » In K. Irikura K. Kudo H. Okada T. Sasatami Eds. Pp.1251-1279, December 1-3, 1998

[Bard, 1996] P-Y. Bard P. Guéguen A. Wirgin « *A note on the seismic wavefield radiated from large building structures into soft soils* » In Proc. of the 11th World Conf. on Earthq. Eng., Acapulco, paper n°1838, June 23-28, 1996

[Bard, 1994] P.Y. Bard « *Effects of surface geology on ground motion : recent results and remaining issues* » 10th European Conf. on Earthquake Engineering, Vienna, 1, pp.305-323, 1994

[Bard, 1985] P-Y. Bard « *Les effets de site d'origine structurale : principaux résultats expérimentaux et théoriques* » Génie Parasismique, Victor Davidovici, Presses de l'ENPC, pp. 223-238, 1985

[Bard & Bouchon, 1985a] P-Y. Bard M. Bouchon « *The two dimensional resonance of sediment filled valleys* » Bulletin of the Seismological Society of America, vol. 75, n°2, pp.519-541, 1985

[Bard, 1981] Bard P-Y. « *Diffracted Waves and Displacement Field over Two-dimensional Elevated Topographies* » Geophys. J.R. astr. Soc. 71, 731-760, 1981

BIBLIOGRAPHIE

[Bard & Bouchon, 1980a] P-Y. Bard M. Bouchon « *The seismic response of sediment-filled valleys. Part I. The case of incident SH waves* » Bulletin of the Seismological Society of America, vol. 70, n°4, pp. 1263-1286, 1980

[Bard & Bouchon, 1980b] P-Y. Bard M. Bouchon « *The seismic response of sediment-filled valleys. Part 2. The case of incident P and SV waves* » Bulletin of the Seismological Society of America, vol. 70, n°5, pp. 1921-1941, 1980

[Beauval, 2003] C. Beauval P-Y. Bard P. Moczo J. Kristek « *Quantification of frequency-dependent lengthening of seismic ground-motion duration due to local geology : applications to the Volvi area (Greece)* » Bulletin of the Seismological Society of America, vol. 93, No. 1, PP. 371-385, february 2003

[Bielak, 1999] J. Bielak J Xu O. Ghattas « *Earthquake ground motion and structural response in alluvial valleys* » Jal of Geotechnical and Geoenvironmental Eng., 125, pp.413-423, 1999

[Bonnet, 1999] Bonnet M. « *Boundary integral equation methods for solids and fluids* » Wiley & Sons Ed., ISBN 0 471 97184 7, 1999

[Borchedt, 1970] R.D. Borchedt « *Effects of local geology on ground motion near San Francisco Bay* » Bull. Seism. Soc. Am. 60, 29-61, 1970

[Bouchon, 1977] Bouchon M. Aki K. « *Discrete wavenumber representation of seismic source wavefields* » Bull. Seism. Soc. Am. 67, pp.259-271, 1977

[Bouchon, 1973] Bouchon M., « *Effects of topography on surface motion* » Bull. Seismological Society of America » 63: 615-622, 1973.

[Bour, 1998] Bour, M., Fouissac, D., Dominique, P., Martin, C. « *On the use of microtremor recordings in seismic microzonation* » Soil Dynamics and Earthquake Eng. 17(7-8): 465-474, 1998

[Bourbié, 1987] Bourbié, T., Coussy, O., Zinszner, B. « *Acoustics of porous media* » Technip, 334 p., Paris, 1987

[Bourdeau, 2003] C. Bourdeau J.A. Fleurisson « *Modelled effects of topography on ground motion* » 6^{ème} Colloque National AFPS, 2003

[Boutin, 2003] Boutin, C., Roussillon, P. « *Effet de l'urbanisation dans la réponse sismique, 6ème Colloque National de Génie Parasismique* » Ecole Polytechnique, Palaiseau, vol.I, pp.221-228, 2003

[Bramberger, 1980] A. Bramberger, G. Chavant & P. Lailly « *Étude de schémas numériques pour les équations de l'élastodynamique linéaire* » Rapport de recherche INRIA n° 41, 1980

[Bui, 1985] H.D. Bui B. Loret M. Bonnet « *Régularisation des équations intégrales de l'élastodynamique et de l'élastostatique* » C. R. Acad. Sc., t.300, 1985

[BRGM, 1971] BRGM « *Etude hydrogéologique du bassin du Mygdonia* » O.A.E.S., 1971

[Campillo, 1990] M. Campillo F.J. Sanchez-Sesma K. Aki « *Influence of small lateral variations of a soft surficial layer on seismic ground motion* » Soil Dyn. Earthq. Eng., 9, 284-287, 1990

[Campillo, 1986] M. Campillo « *Sismogrammes synthétiques dans les milieux élastiques hétérogènes : développement méthodologique et applications* » Thèse de l'Université de Grenoble, 1986

[Cardenas-Soto, 2003] M. Cardenas-Soto, F.J Chávez-García « *Regional path effects on seismic wave propagation in central Mexico* » Bulletin of the Seismological Society of America, vol. 93, No. 3, PP. 973-985, 2003

[Chammas, 2003] R.Chammas, O.Abraham, P.Côte, H.Pedersen, J.F.Semblat, « *Characterization of heterogeneous soils using surface waves : homogenization and numerical modeling* », International Journal of Geomechanics (ASCE), vol.3, No.1, pp.55-63, 2003.

[Chávez-García, 2002a] F.J Chávez-García M. Cárdenas-Soto « *The contribution of the built environment on the 'free-field' ground motion in Mexico City* » Soil Dyn. Earthq. Eng., 22, 773-780, 2002

[Chávez-García, 2002b] F.J Chávez-García J. Catillo W.R. Stephenson « *3D site-effects : a thorough analysis of a high-quality dataset* » Bull. Seism. Soc. Am. Vol.92, n°5, pp. 1941-1951, 2002

[Chávez-García, 2002c] F.J Chávez-García D. Raptakis K. Makra K. Pitilakis « *The importance of the reference station in modelling site effects up to larger frequencies. The case of Euroseistest* » 12th European Conference on Earthquake Engineering, London, n° 589, 2002

[Chávez-García, 2002d] Chávez-García, F.J., Salazar, F. « *Strong motion in central Mexico: a model based on data analysis and simple modeling* » Bulletin of the Seismological Society of America, 92 (8), pp.3087-3101, 2002

[Chávez-García, 2000] Chávez-García, F.J., Raptakis, D.G., Makra, K., Pitilakis, K.D. « *Site effects at Euroseistest-II. Results from 2D numerical modelling and comparison with observations* » Soil Dynamics and Earthquake Eng., 19(1), pp.23-39, 2000

[Chávez-García & Bard, 1990] Chávez-García, F.J., Bard P-Y. « *Surface ground motion modifications by the presence of a thin resistant layer. Applications to Mexico City* » In Proc. 9th European Conf. Earthq. Eng., Moscow, 4B, 37-46, 1990

[Chazelas, 2003] J-L. Chazelas P-Y. Bard P. Guéguen J-F. Semblat « *Modélisation de l'effet site-ville en modèle réduit centrifugé* » 6ème Colloque AFPS, Palaiseau, France, 2003

[Chuhan, 1999] Z. Chuhan, C. Xinfeng & W. Guanglun, « *A Coupling Model of FE-BE-IE-IBE for Non-linear Layered Soil-Structure Interactions* », In Earthq. Eng. & Struct. Dyn., 28, 421-441, 1999

[Clouteau, 2002] D.Clouteau, O.Ishizawa, N.Mezher. « *Seismic wave propagation in a random city* », 7th US Conference on Earthquake Eng., Boston, 2002

[Clouteau, 2001] D. Clouteau D. Aubry « *Modification of ground motion in dense urban areas* » J. Comput. Acoust., 6, 1659-1675, 2001

BIBLIOGRAPHIE

[Dangla, 1990] Dangla P. « *Couplage éléments finis / équation intégrales en élastodynamique et interaction sol / structure* » Rapport des laboratoires, série MA-4, ISSN 0755-2300, 1990

[Dangla, 1988] Dangla P. « *A plane soil-structure interaction model* » Earthq. Eng. Struct. Dyn. Vol.16, pp.1115-1128, 1988

[Despeyroux, 1986] J. Despeyroux P. Godefroy « *Nouveau zonage sismique de la France* » 1986

[Dimitriu, 1998] P.P. Dimitriu C.A. Papaioannou N.P. Theodulidis « *Euroseistest strong-motion array near Thessaloniki, northern Greece : a study of site effects* » Bull. Seism. Soc. Am. 88, 862-873, 1998

[Dobry, 1976] R. Dobry I. Oweis A. Urzua « *Simplified procedures for estimating the fundamental period of a soil profile* » Bull. of the Seism. Soc. of Am. 66, pp.1293-1321, 1976

[Dowding, 1978] Dowding C.H. Rozen A. « *Comparative studies of earthquake motions* » J. Geotech. Eng. Div., A.S.C.E., 104 (GT-2), 1978

[Dunand, 2003] F. Dunand P-Y. Bard A-M. Duval P. Guéguen S. Vidal « *Périodes et amortissement des bâtiments niçois à partir d'enregistrements de bruit de fond* » Proceeding of Colloque National AFPS, Palaiseau, France, 1-3 july 2003

[Duval, 1998] Duval, A.M., Méneroud, J.P., Vidal, S. and Bard, P.Y. « *Relation between curves obtained from microtremor and site effects observed after Caracas 1967 earthquake* » 11th European Conf. on Earthquake Engineering, Paris, France, 1998

[Duval, 1996] A.M. Duval « *Détermination de la réponse d'un site aux séismes à l'aide du bruit de fond* » Thèse de Doctorat, Université Paris VI, Etudes et Recherches des LPC, GT62, LCPC, Paris, 1996

[Earthquake Engineering Handbook, 2003] Earthquake Engineering Handbook, Ed. By W-F. Chen & C. Scawthorn, 2003

[Erlingsson, 1999] S. Erlingsson « *Three-dimensional dynamic soil analysis of a live load in Ullevi stadium* » Soil. Dyn. and Earthq. Eng., 18, 373-386, 1999

[Erlingsson, 1996] S. Erlingsson A. Bodare « *Live load induced vibrations in Ullevi stadium – Dynamic soil analysis* » Soil. Dyn. and Earthq. Eng., 15, 171-188, 1996

[EurosSeisTest, 1995] EurosSeisTest « *An european Test-Site for Engineering Seismology, Earthquake Engineering and Seismology* » Final Scientific Report, vol. 2, 1995

[Faccioli, 1996] Faccioli, E., Maggio, F., Quarteroni, A., Tagliani, A. « *Spectral-domain decomposition method for the solution of acoustic and elastic wave propagation* » Geophysics, 61 : 255-260, 1996

[Fäh, 1994] Fäh, D. P. Suhdolc, St. Mueller, G.F. Panza « *A hybrid method for the estimation of ground motion in sedimentary basins : quantitative modelling for Mexico City* » Bull. Seism. Soc. Am. 84(2), 383-399, 1994

[Flores, 1987] J. Flores O. Novaro T. Seligman « *Possible resonance effect in the distribution of earthquake damage in Mexico city* » Nature, 326, 783-785, 1987

[Gaffet, 1989] S. Gaffet M. Bouchon. « *Effects of two-dimensional topographies using the discrete wavenumber-boundary integral equation method in P-SV cases* » J. Acoust. Soc. Am. Vol.85, n°6, 1989

[Guéguen, 2003] Guéguen, P., Bard, P.Y., Chazelas, J-L, Semblat, J.F. « *Séismes dans la ville* » Pour la science, 310, pp.56-61, 2003

[Guéguen, 2000a] Guéguen P., Bard P.Y., Oliveira C.S. « *Experimental and numerical analysis of soil motions caused by free vibrations of a building model* » Bulletin of the Seismological Society of America, 90 (6), 1464-1479, 2000

[Guéguen, 2000b] P. Guéguen P-Y. Bard J-F. Semblat « *From soil-structure to site-city interaction* » In Proc. 12th World Conf. Earthq. Eng., Auckland, n°555, 2000

[Guéguen, 2000c] P. Guéguen « *Interaction sismique entre le sol et le bâti : de l'Interaction Sol-Structure à l'Interaction Site-Ville* » Thèse de doctorat, Université de Grenoble, 2000

[Guéguen, 2000d] P. Guéguen P-Y. Bard J-F. Semblat « *Interaction sismique sol-structure-sol en milieu urbain* » Revue Française de Génie Civil, 4(1), 9-33, 2000

[Hadjian, 2002] A.H. Hadjian « *Fundamental period and mode shape of layered soil profile* » Soil Dyn. & Earthq. Eng. 22(9-12), pp. 885-891, 2002

[Heitz, 1992] J-F. Heitz « *Propagation d'ondes en milieu non linéaire. Applications à la reconnaissance des sols et au génie parasismique* » Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier, 1992

[Housner, 1957] G.W. Housner « *Interaction of buildings and ground during an earthquake* » Bull. Seism. Soc. Am., 47, 179-186, 1957

[Jennings, 1970] P.C. Jennings « *Distant motions from a building vibration test* » Bull. Seism. Soc. Am., 60, 2037-2043, 1970

[Jennings, 1968] P.C. Jennings J.H. Kuroiwa « *Vibration and soil-structure interaction tests of a nine-story reinforced concrete building* » Bull. Seism. Soc. Am., 58, 891-916, 1968

[Jongmans, 1998] D. Jongmans K. Pitilakis D. Demanet D. Raptakis J. Riepl C. Horrent K. Tsogas K. Lontzetidis P-Y. Bard « *Euro-SeisTest: Determination of the geological structure of the Volvi basin and validation of the basin response* » Bull. of the Seism. Soc of Am. 88, pp. 473-487 1998

[Jongmans, 1996] D. Jongmans D. Demanet C. Horrent M. Campillo F.J. Sánchez-Sesma « *Dynamic soil parameters determination by geophysical prospecting in Mexico City : implication for site-effect modeling* » Soil Dyn. Earthq. Eng. 15, pp. 549-559, 1996

[Kanamori, 1991] H. Kanamori J. Mori D.L. Anderson T.H Heaton « *Seismic excitation by the space shuttle Columbia* » Nature, 349, 781-782, 1991

[Kham, 2003] Kham M. Semblat J-F. Bard P-Y. Guéguen P. « *Investigation of Site-City Interaction through a Simplified City Model Based on the Boundary Elements Method (In French)* » 6th National Conference on Earthquake Eng. (AFPS), École Polytechnique, France, 2003

BIBLIOGRAPHIE

[Kham, 2002] Kham M. Semblat J-F. Kurose A. Dangla P. & Berest P. « *Wave/Cavity Interaction: Analytical and Numerical Approaches* » 12th European Conference on Earthquake Engineering, London, Sept., 2002

[Kitada, 1998] Y. Kitada M. Kinoshita M. Iguchi N. Fukuwa « *Soil-structure effect on an Npp reactor building. Activities of Nupec : achievements and the current status* » In Proc. UJNR workshop on Soil-Structure Interaction, M. Celebi and I. Okawa Eds., Menlo Park, California, paper n°18, sept. 22-23, 1998

[Komatitsch, 1999] Komatitsch, D., Vilotte, J.P., Vai, R., Castillo-Covarrubias, J.M., Sanchez-Sesma, F.J. « *The spectral element method for elastic wave equations - Application to 2D and 3D seismic problems* » Int. Journal for Numerical Methods in Eng., 45 , pp.1139-1164, 1999

[Kurose, 2000] Kurose A. « *Effets des séismes sur les ouvrages souterrains* » Thèse de doctorat, École Polytechnique, Palaiseau, 2000

[Kutt, 1975] H.R. Kutt « *Quadrature formulae for finite part integrals* » Report WISK 178, The National Institute for Mathematical Sciences, Pretoria, 1975

[Lin, 1994] Lin M. Hardy M.P. Jung J. « *Thermal and seismic impacts on the north ramp at Yucca Mountain* » In High Level Radioactive Waste Management, Proc. of the 5th Annual Intern. Conf., vol. 4, pp. 1971-1978, Las Vegas, Nevada, 1994

[Lokmane, 2003] N. Lokmane G. Bonnet J-F. Semblat L. Driad « *Seismic loading due to mining : wave amplification and vibration of structures* » Geophysical Research Abstracts, vol.5, 14204, European Geophysical Society, 2003

[Luco, 1994] Luco J.E. De Barros F.C.P. « *Dynamic displacements and stresses in the vicinity of a cylindrical cavity embedded in a half-space* » Earthq. Eng. & Struct. Dyn., vol. 23, pp. 321-340, 1994

[Luco, 1973] J.E. Luco L.A. Contesse « *Dynamic structure-soil-structure interaction* » Bull. Seism. Soc. Am., 63, 1289-1303, 1973

[Lussou, 2001] P. Lussou « *Calcul du mouvement sismique associé à un séisme de référence pour un site donné avec prise en compte de l'effet de site. Méthode empirique linéaire et modélisation de l'effet de site non linéaire* » Thèse de Doctorat de l'Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2001

[Mc Clure, 1982] Mc Clure C.R. « *Damage to underground structures during earthquakes* » In Wizard V. Oz and Mihalis Yannakakis, editors, Proc. Workshop on Seismic Performance of Underground Facilities, number DP-1623, pp. 43-74, E.I. du Pont de Nemour & Co, Savannah river lab., Aiken S.C., march 1982

[Makra, 2002] Makra K. Raptakis D. Chávez-García F.J. Ptilakis K. « *How important is the detailed knowledge of a 2D soil structure for site response evaluation ?* » 12th European Conference on Earthquake Engineering, London, n° 682, 2002

[Mateos, 1993] J.L. Mateos J. Flores O. Novaro T.H. Seligman J.M. Alvarez-Tostado « *Resonant response models for the valley of Mexico – II. The trapping of horizontal P waves* » Geophys. J. Int., 113, 449-462, 1993

[Mucciarelli, 2003] M. Mucciarelli M.R. Gallipoli F. Ponzo M. Dolce « *Seismic waves generated by oscillating buildings : analysis of a release test* » Soil Dyn. Earthq. Eng. 23, 255-262, 2003

[Murano, 1983] Murano T. Takewaki N. « *On earthquake resistance of rock caverns* » Technical report, October 1983

[Nakamura, 1989] Y. Nakamura « *A method for dynamic characteristics estimation of subsurface using microtremor on the ground surface* » Quarterly Report, 30, 1, RTRI, Japan, 1989

[Nedelec, 1977] J.C. Nedelec « *Approximation des équations intégrales en mécanique et en physique* » Cours de l'École Polytechnique, Palaiseau, 1977

[Nogoshi, 1971] Nogoshi M. Higarashi T. « *On the Amplitude Characteristics of Microtremor (Part II)* » (In Japanese) J. Seism. Soc. Japan 24, 26-40, 1971

[Ordaz, 2002] M. Ordaz E. Miranda J. Aviles « *Proposition de spectres de dimensionnement parasismique pour le district fédéral de Mexico* » Cahier Technique AFPS, n°23, mars 2002

[Pao & Mao, 1973] Y-H. Pao C-C. Mow « *Diffraction of elastic waves and dynamic stress concentrations* » In Crane, Russak and Co. Inc., ISBN 0-8448-0155-0, 1973

[Paolucci, 2002] R. Paolucci A. Rimoldi « *Seismic amplification for 3D steep topographic irregularities* » 12th European Conference on Earthquake Engineering, 2002

[Paolucci, 1999] R. Paolucci « *Shear resonance frequencies of alluvial valleys by Rayleigh's method* » Earthquake Spectra, 15, pp. 503-521, 1999

[Pecker, 1984] Pecker A. « *Dynamique des sols* » Presses de l'École Nationale des Ponts et Chaussées, 1984

[Pedersen, 1995] H.A. Pedersen M. Campillo F.J. Sánchez-Sesma « *Azimuth dependent wave amplification in alluvial valleys* » Soil Dyn. Earthq. Eng. 14, 289-300, 1995

[Pitilakis, 1999] K.D. Pitilakis, D.G. Raptakis, K.A. Makra « *Site effects : recent considerations and design provisions* » 2nd International Conference on Earthquake Geotechnical Engineering, Lisbonne, 1999

[Power, 1998] Power M.S. Rosidi D. Kaneshiro J.Y. « *Seismic vulnerability of tunnels and underground structures revisited* » In North American Tunneling '98, Rotterdam, 1998. Balkema

[Raptakis, 2000] D. Raptakis, Chávez-García F.J. Makra K. Pitilakis K. « *Site effects at Euroseistest – I. Determination of the valley structure and confrontation with 1D analysis* » Soil Dynamics and Earthquake Engineering, 19, 1-22, 2000

[Raptakis, 1998] D. Raptakis N. Theodulidis K. Pitilakis « *Data analysis of the EUROSEISTEST strong motion array in Volvi (Greece) : standard and horizontal to vertical spectral ratio techniques* » Earthquake Spectra., 14 (1), 203-224, 1998

BIBLIOGRAPHIE

[Riepl, 2000] J. Riepl J. Zahradnik V. Plicka P-Y. Bard « *About the efficiency of numerical 1D and 2D modelling of site effects in basin structures* » Pure Applied Geophysics, 157, 319-342, 2000

[Riepl, 1998] J. Riepl P-Y. Bard D. Hatzfeld C. Papaioannou S. Nechstein « *Detailed evaluation of site response estimation methods across and along the sedimentary valley of Volvi (EUROSEISTEST)* » Bull. Seism. Soc. Am., 88, 488-502, 1998

[Riepl, 1997] J. Riepl « *Effets de site : évaluation expérimentale et modélisations multidimensionnelles, application au site test EURO-SEISTEST (Grèse)* » Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble I, 227 pp., 1997

[Rizzo, 1985] F.J. Rizzo D.J. Shippy M. Rezaayat « *A boundary integral equation method for radiation and scattering of elastic waves in three dimensions* » Int. J. Num. Meth. Eng. Vol.21, pp.115-129, 1985

[Rosenblueth, 1986] E. Rosenblueth « *The mexican earthquake : a first hand report* » Civil Eng., ASCM, New-York, 38-40, 1986

[Sakurai, 1995] Sakurai S. « *Damage to tunnels due to the earthquake and relation to location of active faults (in japanese)* » In Special Issue on the 1995 Hanshin Awaji Great Earthquake, Construction Engineering Research Institute Foundation, november 1995

[Sanchez-Sesma, 2000] Sanchez-Sesma, F.J., Vai, R., Dretta, E., Palencia, V.J. « *Fundamentals of elastic wave propagation for site amplification studies* » Wave Motion in Earthquake Engineering, E. Kausel and G. Manolis (Editors), WIT Press, Southampton, UK, 1-36, 2000

[Sanchez-Sesma, 1993] F.J. Sanchez-Sesma L.E. Perez-Rocha E. Reinoso « *Ground motion in Mexico city during the april 25, 1989, Guerrero Earthquake* » Tectonophysics, 218, 127-140, 1993

[Semblat, 2003a] J.F. Semblat A.M. Duval P. Dangla « *Modal superposition method for the analysis of seismic-wave amplification* » Bull. of the Seism. Soc. of Am. vol.93, n°3, pp. 1144-1153, 2003

[Semblat, 2003b] J-F. Semblat R. Paolucci A-M. Duval « *Simplified vibratory characterization of alluvial basins* » C.R. Géosciences, 335, 365-370, 2003

[Semblat, 2002a] J-F. Semblat A-M. Duval P. Dangla « *Seismic site effects in a deep alluvial basin: numerical analysis by the boundary element method* » Comput. Geotech. **29** (7), 573-585, 2002

[Semblat, 2002b] J-F. Semblat M. Kham P. Guéguen P-Y.Bard « *Buildings as secondary seismic sources* » 27th European Geophysical Society, Nice, France, 2002

[Semblat, 2002c] J-F. Semblat M. Kham Y-O. Placiard-Fleys P. Guéguen « *Seismic Soil-Structure Interactions in Urban Areas through a Modal Analysis* » 8th Int. Symposium on NUMerical MOdels in Geomechanics (NUMOG), Rome, Italy, April 10-12, 2002

[Semblat, 2002d] Semblat, J.F., Kham, M., Guéguen, P., Bard, P.Y., Duval, A.M. « *Site-city interaction through modifications of site effects* » 7th US Conference on Earthquake Eng., Boston, 2002

[Semblat, 2002e] Semblat J-F. Kham M. Guéguen P. Bard P-Y. « *Site effects vs site-city interaction* » 27th General Assembly of the European Geophysical Society, Nice, 22-26 April, 2002

[Semblat, 2002f] Semblat J-F. P. Dangla Kham A-M. Duval « *Seismic site-effects for shallow and deep alluvial basins : in-depth motion and focusing effect* » Soil Dyn. Earthq. Eng. 22, 849-854, 2002

[Semblat, 2001a] J-F. Semblat R. Paolucci R. Chabert « *Fundamental frequencies of alluvial basins : estimation by various modal methods* » 10th Int. Conf. on Soil Dynamics and Earthquake Eng., Philadelphia, 2001

[Semblat, 2001b] J-F. Semblat R. Paolucci R. Chabert « *Resonance of alluvial basins: analysis by a simplified modal method* (in French) » XV^{ème} Congrès Français de Mécanique, Nancy, France, 3-7 septembre 2001

[Semblat, 2000a] Semblat, J.F., Brioist, J.J. « *Efficiency of higher order finite elements for the analysis of seismic wave propagation* » Jal of Sound and Vibration, 231(2), pp.460-467, 2000

[Semblat, 2000b] J-F. Semblat A-M. Duval P. Dangla « *Numerical analysis of seismic wave amplification in Nice (France) and comparisons with experiments* » Soil Dynamic and Earthquake Engineering, 19 (5), 347-362, 2000

[Semblat, 1998] J-F. Semblat. « *Amortissement et dispersion des ondes: approches physiques et numériques* » In Revue Française de Génie Civil, 1998

[Sezawa, 1935] K. Sezawa K. Kanai « *Decay in seismic vibration of a simple or tall building structure by dissipation of their energy into the ground* » Bull. Earthq. Res. Inst., XIII, Part 3, 681-697, 1935

[Sharma, 1991] Sharma S. Judd W.R. « *Underground opening damage from earthquakes* » Engineering Geology, 30, june 1991

[Telles, 1987] J.C.F. Telles « *A self-adaptative coordinate transformation for efficient numerical evaluation of general boundary element integrals* » Int. J. Num. Meth. Eng. vol.24, pp.959-973, 1987

[Thanasoulas, 1983] C. Thanasoulas « *Geophysical prospecting of the Mygdonia basin and the broader area* » Thèse de Doctorat, Département de Géologie, Aristotle University of Thessaloniki, 1983

[Thanasouals, 1977] Thanasouals C. « *Geophysical prospecting of the Mygdonia Basin and the broader area* » Thèse de doctorat, Departement de Geologie, Université Aristotle de Thessalonique, 1977

[Theodulidis, 1995] Theodulidis, N.P., Bard, P.Y. « *Horizontal to vertical spectral ratio and geological conditions: an analysis of strong motion data from Greece and Taiwan (SMART-1)* », Soil Dynamics and Earthquake Eng. 14(3): 177-197, 1995

[Tsogka & Wirgin, 2003a] Tsogka, C., Wirgin A. « *Seismic response of a set of blocks partially embedded in soft soil* » C.R.Mécanique, 331(3), pp.217-224, 2003

[Tsogka & Wirgin, 2003b] Tsogka, C., Wirgin A. « *Simulation of seismic response in an idealized city* » Soil Dyn. Earthq. Eng., 23, pp.391-402, 2003

BIBLIOGRAPHIE

[Winkler, 1979] K. Winkler A. Nur « *Pore fluids and seismic attenuation in rocks* » Geoph. Res. Lett., 6, pp.1-4, 1979

[Wirgin, 1996] Wirgin A., Bard, P-Y. « *Effects of buildings on the duration and amplitude of ground motion in Mexico city* » Bulletin of the Seismological Society of America, 86, pp.914-920, 1996

[Wirgin, 1988] A. Wirgin « *Love waves in a slab with rough boundaries* » In Recent Developments in Surface Acoustics Waves, D.F. Parker and G.A. Maugin Eds., Springer (Series on Wave Phenomena), Berlin, 145-155, 1988

[Xiao, 2002] H.H.Xiao, P.Dangla, J.F.Semblat, M.Kham, « *Modelling seismic wave propagation in the frequency domain with analytically regularized boundary integral equations* » 5th European Conference on Numerical Methods in Geotechnical Engineering, Paris, France, 4-6 September 2002

[Yoshida,1997] Yoshida N. Nakamura S. Suetomi I. Esaki J. « *Validation of analytical procedure on Daikai subway station damaged during the 1995 Hyogoken-Nanbu earthquake* » In Seco e Pinto, editor, Seismic Behaviour of Ground and Geotechnical Structures, pp. 381-388, Rotterdam, 1997. Bakema

[Zhao, 1996] J.X. Zhao « *Estimating modal parameters for a simple soft-soil site having a linear distribution of shear wave velocity* » Earthq. Eng. & Struct. Dyn. 25, pp. 163-178, 1996