

Nancy-Université

The logo for INPL (Institut National de la Bibliothèque et de l'Édition) is positioned below the university name. It features a stylized red graphic element that resembles a bracket or a stylized 'N' shape, followed by the letters 'INPL' in a black, sans-serif font.

AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur au même titre que sa version papier. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite entraîne une poursuite pénale.

Contact SCD INPL : scdinpl@inpl-nancy.fr

LIENS

Code de la propriété intellectuelle. Articles L 122.4

Code de la propriété intellectuelle. Articles L 335.2 - L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

Institut National Polytechnique de Lorraine

THESE

pour l'obtention du grade de

DOCTEUR

Spécialité: Géophysique
Ecole doctorale RP2E
Hydrosystèmes et génie civil

présentée par

Julien LAGARDE

Sujet:

Utilisation des ondes de surface pour l'inspection des parois de galeries

Soutenue le 19 octobre 2007 devant la commission d'examen composée de:

Rapporteurs:

- M. R. CHARLIER, Professeur, Université de Liège, BELGIQUE
- M. D. JONGMANS, Professeur, LGIT, GRENOBLE

Examineurs:

- M. J.P. PIGUET, Professeur, INPL, NANCY
- M. P. COTE, Directeur de recherche, LCPC, NANTES
- Mme O. ABRAHAM, HDR, LCPC, NANTES
- M. C. BALLAND, Chargé de recherche, INERIS, NANCY

Résumé

La Multi-Channel Acquisition of Surface Waves (MASW) est devenu populaire depuis quelques années pour l'auscultation non destructive de milieux tabulaires naturels ou artificiels (Béton). Cette méthode, basée sur le comportement dispersif des ondes de surface, comporte deux étapes principales. Une courbe de dispersion des vitesses de phase des ondes de surface est, dans un premier temps, extraite d'un sismogramme par une transformée du champ d'onde (transformée $p - \omega$). L'inversion de cette dernière conduit enfin à une interprétation du milieu ausculté sous la forme d'un profil 1D des vitesses de propagation des ondes transverses en fonction de la profondeur.

Les deux étapes principales de cette méthode sont bien documentées lorsque le milieu est plan par contre ce n'est pas le cas lorsque la structure de la zone auscultée présente une géométrie complexe (principalement surfaces non planes, angles,...).

Cette dissertation propose une évaluation de la faisabilité de l'utilisation de la MASW pour le contrôle non destructif de structures souterraines. Après un aperçu des différents problèmes inhérents à l'auscultation de galeries, puits ou tunnel, cette étude s'est focalisée à évaluer puis à procéder aux différentes modifications nécessaires pour son utilisation en milieu présentant une surface concave (surface très répandue dans les structures de type galeries, tunnel ou puits). Cette modification est nécessaire car de fortes disparités existent entre les courbes de dispersion expérimentales obtenues pour un milieu concave et pour un milieu plan présentant tout deux les mêmes caractéristiques mécaniques. Cette disparité se caractérise par une importante et non négligeable sous évaluation des vitesses à basse fréquence (grandes longueurs d'ondes).

Cette adaptation s'est effectuée en reprenant l'équation de dispersion employée par l'algorithme initial. Des développements mathématiques ont été effectués afin de reformuler l'équation de dispersion en coordonnées cylindriques et en incluant un nouveau paramètre reflétant le rayonnement radial de l'énergie dans le milieu concave : l'atténuation géométrique

A partir de cette équation de dispersion, un code de calcul a été réalisé pour pouvoir obtenir les courbes de dispersion théoriques nécessaires à l'interprétation des données acquises en géométrie concave.

Une phase de test a ensuite effectuée pour valider le code de calcul. Des vérifications de ce dernier, numériques, par les éléments finis, puis expérimentales, par le biais d'expérimentation sur un modèle physique contrôlé, ont permis de certifier les résultats obtenus par le programme.

Une fois le programme validé, une étude paramétrique a été menée afin de mieux identifier l'impact de la courbure sur la dispersion et d'évaluer l'influence des différents paramètres de l'équation de dispersion sur la courbe de dispersion dans ce type de géométrie.

Plusieurs phases de mesures in situ, effectuées dans différentes configurations en tunnel ou puits, ont enfin souligné la faisabilité et l'intérêt de la méthode pour l'auscultation non destructive de structures souterraines.

Abstract

Multi-Channel Acquisition of Surface Waves (MASW) has become very popular in recent years for non destructive testing of both layered natural and artificial (concrete) media. This method, based on the dispersive behaviour of surface waves, consists of two major steps. A phase velocity dispersion curve is first extract from the seismogram using a wave field transform ($p - \omega$ transform). Then the inversion of this latter produces a 1D interpretation of the medium in terms of transverse wave velocities versus depth.

While these two major steps of the method are well-documented for plane stratified media, it's not the case when the investigated structure has a complex geometry (mainly non plane surfaces, angles...).

This dissertation deals with the evaluation of the feasibility to use MASW for non destructive evaluation of underground structures. After a brief survey of the problems that could be encountered with tunnel non destructive evaluation, this study focuses to determine and then proceed to the modifications needed to adapt the method for a concave geometry structure use. These modifications are needed because there are important variations between a plane medium phase velocity dispersion curve and a concave medium one. These variations are principally a misevaluation of phase velocities at lower frequencies (great wavelength).

The adaptation was made departing from the dispersion relation employed by the initial algorithm. Mathematical developments were done to reformulate the dispersion relation in cylindrical coordinates including a new parameter which reflects the radial radiation of the energy of the surface wave in the surrounding concave medium: geometrical attenuation.

Departing from this dispersion relation, a program was made to obtain the theoretical dispersion curves needed to interpret data acquired in a concave geometry.

Then testing was made to authenticate the program. Verifications were realized using finite elements modelling and experimentations made on a reduce scale physical model.

After having certified the program, a parametric study was conducted to identify precisely curvature impact on dispersion and to evaluate the influence of the various parameters present in the dispersion relation.

Finally in situ experimentations, done in various configurations in tunnel or galleries, had emphasized the feasibility and the relevance of the MASW for non destructive evaluation of underground structures.

Remerciements

Je souhaite avant tout remercier Jack Pierre Piguet d'avoir accepté de diriger ma thèse malgré ses importantes responsabilités.

Je remercie ensuite toute la section reconnaissance et géophysique du LCPC pour leur accueil chaleureux ainsi que mes camarades doctorants que j'ai côtoyé et qui m'ont supporté pendant toute la durée de ma thèse, je pense en particulier à Ludovic Bodet mon colocataire de bureau à ses goûts musicaux aussi divers que surprenant et à son esprit potache (Valery ne me démentira pas). Un grand merci aux équipes techniques du LCPC pour leur aide lors de la réalisation du modèle physique contrôlé, à Jacques Alexandre qui m'a enseigné et fait découvrir les voies impénétrables du LORIN et sans qui je n'aurais pu faire aucune mesure et à Olivier Magnin qui m'a fait découvrir avec son éternelle bonne humeur les joies du terrain.

Merci également à Cyrille Balland et au personnel de l'INERIS, du LAEGO à Nancy qui m'ont toujours bien accueilli les rares fois où je suis venu. En particulier Brigitte Siatka mon relais toujours sympathique et efficace avec l'administration de l'INPL.

Je remercie l'ANDRA, en particulier Gilles Armand de m'avoir proposer des expérimentations dans différents sites qui ont considérablement enrichi mon étude.

Je tiens à remercier tout particulièrement, Laurent Laguerre pour m'avoir orienté à un moment où je me croyais perdu et dans une impasse et Odile Abraham pour m'avoir toujours encouragé et poussé à finir cette thèse.

un grand merci à ma maman et à ma soeur qui ont toujours cru en moi.

Elisa, je te dédie cette thèse pour ta patience, ton amour et pour être simplement toi. Sans toi je ne serais pas grand chose ...

Table des matières

Résumé	iii
Abstract	v
Remerciements	vii
Introduction	xxv
1 Généralités sur les ondes de surface en milieu plan et leurs applications	1
1.1 Historique	2
1.2 Propagation des ondes de Rayleigh dans un espace semi-infini élastique homogène et isotrope	2
1.2.1 Solution analytique	3
1.2.2 Atténuation géométrique	5
1.2.3 Atténuation intrinsèque	6
1.3 Propagation des ondes de surface en milieu tabulaire	8
1.3.1 Notion de dispersion	9
1.3.2 Vitesses de phase et vitesses de groupe	9
1.3.3 Détermination semi-analytique de la vitesse de phase des ondes de surface en milieu tabulaire: Vitesses de phase modales	10
1.4 Mesure de la dispersion des ondes de surface	12
1.4.1 Domaines d'applications	12
1.4.2 Méthodes de mesure de la dispersion	12
1.4.3 Procédures générales d'utilisation de la méthode MASW	15
1.4.4 Vitesse de phase des ondes de surface générées par une force appliquée à la surface d'un milieu tabulaire: Vitesses de phase expérimentales ou effectives	16
1.5 Passage des courbes de dispersion à un profil des caractéristiques du milieu	18
1.5.1 Modélisation numérique de la dispersion	18
1.5.2 Inversion des courbes de dispersion	19
1.6 Application de la méthode MASW à l'auscultation de tunnel ou de puits .	20
1.6.1 Caractéristique de la zone auscultée: l'EDZ (Excavation Damaged Zone)	20

1.6.2	Un choix limité de dispositifs possibles pour la prospection par ondes de surface	21
1.6.3	Interprétation des résultats obtenus en puits	24
1.7	Conclusions	24
2	Propagation des ondes dans un système multi couches concave	25
2.1	Généralités	25
2.2	Propagation circonférentielle d'une onde dans un milieu semi-infini présentant une surface concave	26
2.2.1	Equations de propagation des ondes longitudinales et transverses en coordonnées cylindriques	26
2.2.2	Solution de l'équation fondamentale de la dynamique en coordonnées cylindriques: les fonctions de Bessel	27
2.2.3	Expression des déplacements et des contraintes	28
2.2.4	Relations de dispersion	29
2.2.5	Courbes de dispersion semi analytiques calculées en utilisant les relations de dispersion (2.11), (2.14) et (2.15)	33
2.3	Propagation circonférentielle d'une onde dans un anneau	40
2.3.1	Forme matricielle de la relation de dispersion	42
2.4	Propagation circonférentielle d'une onde dans un milieu multicouche	44
2.4.1	Principe	44
2.4.2	Cas où $N = 1$: Milieu bicouche	44
2.4.3	Cas général	44
2.5	Méthode de résolution matricielle de la propagation des ondes dans un système multi-couches concave	45
2.5.1	Transfert Matrix Method	45
2.5.2	Global Matrix Method	48
2.6	Conclusions	50
3	Implémentation des relations de dispersion obtenues dans une géométrie concave	51
3.1	Recherche grossière des solutions de la relation de dispersion	51
3.1.1	Choix des valeurs de k_2 et $C(a)$ pour la recherche grossière	52
3.1.2	Choix de la fréquence de départ	53
3.2	Recherche raffinée des valeurs propres	55
3.3	Algorithme de traçage de courbe	55
3.4	Récapitulatif	56
3.5	Evaluation numérique des fonctions de Bessel d'ordre complexe	57
3.6	Calcul du déterminant	60
3.7	Conclusions	60

4	Résultats numériques de la dispersion des ondes de surface circonférentielles en milieu homogène et dans un anneau	63
4.1	Résultats numériques de la dispersion des ondes de surface circonférentielles en milieu homogène	64
4.1.1	Etude paramétrique sur les différents paramètres de la relation de dispersion	64
4.1.2	Conclusions	68
4.2	Modélisation numérique de la dispersion des ondes de surface circonférentielles dans un anneau	68
4.2.1	Vitesse angulaire-Vitesse linéaire	69
4.2.2	Comparaison des résultats avec ceux de la littérature	70
4.2.3	Comparaison des courbes de dispersion en milieux homogènes et dans un anneau	77
4.2.4	Modélisation Eléments-Finis	81
4.2.5	Description du modèle	81
4.2.6	Dispositif en $r = b$	82
4.2.7	Dispositif en $r = a$	85
4.2.8	Conclusions	86
5	Modélisation numérique de la dispersion des ondes de surface circonférentielles dans un milieu dit «bicouche»	89
5.1	Modélisation semi-analytique de la dispersion en milieu «bicouche»	90
5.1.1	Premier contrôle de la relation de dispersion	90
5.1.2	Influence du rapport des rayons $\gamma = a/b$ sur le mode fondamental de propagation	92
5.1.3	Les modes supérieurs de propagation en milieu «bicouche»	94
5.1.4	Influence du contraste de vitesse sur la dispersion en fonction de l'épaisseur de l'anneau	95
5.1.5	Influence de la densité	99
5.2	Résultats de la modélisation éléments-finis (MEF)	103
5.3	Conclusions	107
6	Modèle physique contrôlé	109
6.1	Description du modèle physique contrôlé souhaité	109
6.1.1	Echelle du modèle	110
6.1.2	Sources disponibles	111
6.1.3	Détermination de l'épaisseur de la zone «endommagée»	111
6.1.4	Dimensionnement de la fosse	113
6.1.5	Matériaux composant le modèle réduit	113
6.1.6	Description du modèle physique contrôlé final	114
6.2	Description générale du dispositif d'acquisition	117
6.3	Détermination expérimentale de la vitesse de propagation de l'onde longitudinale C_L dans les matériaux	118
6.3.1	C_L du béton	118

6.3.2	C_L du mortier	119
6.4	Première phase de mesure: avant le coulage de la couche «endommagée»	120
6.4.1	Mesures MASW suivant la directrice dans le béton	120
6.4.2	Mesures MASW suivant la circonférence dans le béton	125
6.5	Deuxième phase de mesure: après le coulage de la couche «endommagée» (mortier)	134
6.5.1	Mesures MASW suivant la directrice en milieu «bicouche»	135
6.5.2	Mesures MASW suivant la circonférence en milieu «bicouche»	138
6.6	Conclusions	140
7	Expérimentations <i>in situ</i>	141
7.1	Description du matériel	141
7.1.1	Sources	141
7.1.2	Capteurs	141
7.1.3	Enregistreur	142
7.1.4	Déclenchement	142
7.2	Mesures effectuées sur le site du laboratoire de recherche souterrain du Mont Terri (Suisse)	142
7.2.1	Dispositif plan sur le béton projeté dans la galerie <i>EH</i>	143
7.2.2	Dispositif en voûte, en saignée, dans la galerie <i>EZ-A</i>	148
7.3	Mesures sur le site du laboratoire de recherche souterrain de Meuse-Haute- Marne de l'ANDRA	154
7.3.1	Dispositif circonférentiel dans le puits d'accès au laboratoire	154
7.3.2	Dispositif dans des saignées en radier dans la galerie <i>KEY</i>	160
7.4	Conclusions	171
8	Conclusion	173
8.1	Rappel de la problématique	173
8.2	Résultats obtenus pendant la thèse	174
8.3	Perspectives	178
A	Courbes de dispersion d'atténuation en milieu homogène et «bicouche» concave	187
A.1	Courbes de dispersion d'atténuation en milieu homogène concave	187
A.1.1	Influence de la vitesse de propagation des ondes de volume	187
A.2	Courbes de dispersion d'atténuation en milieu «bicouche» concave	191
A.2.1	Influence du rapport des rayons $\gamma = b/a$ sur le mode fondamental	191
A.2.2	Les modes supérieurs de propagation en milieu «bicouche»	191
A.2.3	Influence du contraste de vitesse	193
A.2.4	Influence de la densité	195
A.3	Conclusions	197

B	Relations de dispersion de la littérature utilisées pendant la thèse	199
B.1	Relation de dispersion d'une onde de surface se propageant circonférentiellement dans une cylindre élastique homogène entouré par du vide . . .	199
B.2	Relations de dispersion d'une onde de surface se propageant circonférentiellement dans un anneau élastique et homogène	199
B.2.1	Relation de [Gridin <i>et al.</i> , 2003]	200
B.2.2	Relation de [Liu et Qu, 1998]	200
B.3	Relation de dispersion d'une onde de surface se propageant longitudinalement à la surface d'une cavité cylindrique en milieu homogène et élastique	201

Table des figures

1.1	Représentation schématique du plan de polarisation dans l'espace x,y,z des ondes de Rayleigh en milieu semi-infini élastique homogène et isotrope	2
1.2	A gauche: Mouvement des particules associées au passage de l'onde de Rayleigh A droite: Amplitude normalisée des composantes verticales et horizontales du déplacement de l'onde en fonction de la profondeur [Cuéllar, 1997]	5
1.3	Distribution des déplacements des ondes produits une source ponctuelle en milieu homogène et isotrope (d'après Woods, 1968)	7
1.4	Représentation schématique d'un milieu tabulaire composé de $m-1$ couches l et d'un espace semi-infini l_m	8
1.5	Vitesse de phase et de groupe associées à la propagation d'une onde modulée [O'Neill, 2003]	10
1.6	Courbes de dispersion adimensionnées pour un milieu tabulaire montrant le mode fondamental et les quatre modes suivant comparées aux vitesses des ondes transverses et de Rayleigh pour un espace semi-infini ayant les caractéristiques de la couche superficielle (l_1) et l'espace semi-infini (l_m)	11
1.7	Dispositif classique d'une acquisition en MASW	14
1.8	Comparaison des vitesses de phase effectives et modales pour: A gauche: Milieu normalement dispersif A droite: Milieu inversement dispersif [Foti, 2003]	17
1.9	Représentation des différents types de dispositifs d'acquisition et des difficultés associées à l'auscultation de tunnel	23
2.1	Schéma représentatif de la propagation en milieu homogène concave	26
2.2	Vitesse de phase normalisée en fonction de la courbure [Epstein, 1975]	32
2.3	A gauche: Comparaison des courbes de dispersion de vitesses de phase obtenues par les différentes méthodes. A droite: Variation, en %, existant entre la courbe de dispersion de vitesse de phase calculée par la relation de dispersion matricielle (2.11) et celles obtenues par les relations de Epstein [Epstein, 1976] et Viktorov [Viktorov, 1967].	33

2.4	A gauche: Comparaison des courbes de dispersion d'atténuation k_2 normalisée obtenue par les différentes méthodes. A droite: Variation, en %, existant entre la courbe de dispersion d'atténuation k_2 calculée par la relation de dispersion matricielle (2.11) et celles obtenues par les relations de Epstein [Epstein, 1976] et Viktorov [Viktorov, 1967].	34
2.5	A gauche: Représentation normalisée de la vitesse de phase $C(a)$ calculée avec $n = (k_1 + ik_2)a$ (n complexe) et $n = k_1a$ (n réel). A droite: Variation en % entre la courbe de dispersion de vitesse de phase calculée en posant $n = (k_1 + ik_2)a$ et celle obtenue en posant $n = k_1a$	36
2.6	Atténuation par rayonnement radial en dB. θ^{-1} pour quatre rayons a	38
2.7	Perte d'amplitude en % pour différentes longueurs d'arc de cercle	38
2.8	Comparaison entre atténuations par rayonnement radial pour a variables et atténuations intrinsèques pour différents types de milieux naturels	39
2.9	Schéma représentatif de la propagation dans un anneau	40
3.1	Modèle bicouche concave utilisée pour le calcul	53
3.2	Valeurs de la matrice G calculées pour $f = 900$ Hz représentées dans un diagramme $(C(a), k_2)$	54
3.3	Schéma général de l'extrapolation [Lowe, 1992]	56
3.4	Schéma général simplifié de la procédure du calcul des courbes de dispersion	57
3.5	Comparaison des courbes de dispersion obtenues en utilisant les bibliothèques NSWC et CERNLIB. A gauche: Vitesse de phase normalisée. A droite : Atténuation normalisée	59
4.1	Influence d'une variation de C_L sur la vitesse de phase C normalisée par $C(\text{ref})$	66
4.2	Influence d'une variation de C_T sur la vitesse de phase C normalisée par $C(\text{ref})$	67
4.3	Variation moyenne de C occasionnée par une perturbation des ondes de volume. Les barres d'erreurs représentent l'écart-type des données.	67
4.4	Schéma représentatif des vitesses linéaires et angulaire dans un anneau	70
4.5	Courbes de dispersion des vitesses de phase linéaires calculées en $r = a$ et $r = b$, et leurs vitesses angulaires associées pour le mode fondamental	71
4.6	Comparaison des courbes de dispersion de vitesse de phase linéaires modales obtenues par [Liu et Qu, 1998] et par la relation (2.31) pour les cinq premiers modes	72
4.7	Comparaison des courbes de dispersion du nombre d'onde angulaire n obtenues par [Gridin <i>et al.</i> , 2003] et par la relation (2.31) (12 modes)	73
4.8	Comparaison des courbes de dispersion obtenues par la relation de dispersion exacte et par l'approche asymptotique (4.7) [Gridin <i>et al.</i> , 2003]: Représentation fréquence=f(Nombre d'onde angulaire). Les 9 régions sont définies dans le tableau 4.3	75

4.9	Comparaison des courbes de dispersion obtenues par la relation de dispersion exacte et par l'approche asymptotique: Représentation Vitesse linéaire $C(a)=f(\text{fréquence})$	76
4.10	Schéma représentatif des différentes géométries pour lesquelles des courbes de dispersion ont été calculées	77
4.11	Courbes de dispersion de vitesse de phase linéaire pour $\gamma=0.9$	78
4.12	Courbes de dispersion de vitesse de phase linéaire pour $\gamma=0.78$	79
4.13	Courbes de dispersion de vitesse de phase linéaire pour $\gamma=0.5$	80
4.14	Représentation du modèle en déformation plane employé pour la MEF	83
4.15	Sismogrammes synthétiques normalisés obtenus à partir d'un dispositif situé à l'extérieur de l'anneau (source et «capteurs» en $r = b$)	84
4.16	En haut : Spectres du sismogramme 4.15 et de la source. En bas : Courbes de dispersion de vitesse de phase $C(b)$ obtenues par les éléments finis et par la méthode matricielle	84
4.17	Sismogramme synthétique normalisé obtenu à partir d'un dispositif situé à l'intérieur de l'anneau (source et «capteurs» en $r = a$)	85
4.18	En haut : Spectres du sismogramme 4.17 et de la source. En bas : Courbes de dispersion de vitesse de phase $C(a)$ obtenues par les éléments finis et par la méthode matricielle	86
5.1	Représentation schématique du modèle utilisé pour le calcul des courbes de dispersion en milieu «bicouche»	90
5.2	Comparaison entre les courbes de dispersion de vitesse de phase calculées pour un milieu «bicouche», dont les deux «couches» ont les mêmes caractéristiques, et celle calculée pour un espace semi-infini	91
5.3	Comparaison des courbes de dispersion de la vitesse de phase du mode fondamental obtenues pour différents γ	93
5.4	Courbes de dispersion de vitesses de phase modales en milieu bicouche, dans un anneau et en milieu semi-infini homogène	94
5.5	Courbes de dispersion de vitesses de phase du mode fondamental calculées pour différents contraste de vitesse δ avec $b - a=50$ cm (soit $\gamma = a/b=0.8333$)	96
5.6	Courbes de dispersion de vitesses de phase du mode fondamental calculées pour différents contrastes de vitesses δ avec $b - a=1$ m (soit $\gamma = a/b=0.7142$)	97
5.7	Courbes de dispersion de vitesses de phase modales avec une épaisseur d'anneau $b-a=1$ m calculées pour: A gauche : $\delta=0.7$, A droite : $\delta=0.9$ (en gris sur chacune des figures, la courbe calculée pour un milieu homogène concave ayant les caractéristiques mécaniques de l'anneau)	98

5.8	Courbes de dispersion de vitesses de phase modales calculées pour différents modèles ayant un contraste de vitesse entre les couches δ compris entre 0.77 et 0.82 et une épaisseur d'anneau $b-a=1$ m (en gris sur chacune des figures, la courbe calculée pour un milieu homogène concave ayant les caractéristiques mécaniques de l'anneau)	100
5.9	Comparaison des diagrammes de la vitesse de phase en fonction de l'atténuation par rayonnement radial calculées par une recherche grossière effectuée pour 5 fréquences pour $\delta = 0.7$ et $\delta = 0.9$. Les différents modes pointés sont indiqués par ①, ②, ③, ④ en noir pour $\delta = 0.7$ et en gris pour $\delta = 0.9$	101
5.10	Courbes de dispersion de vitesses de phase du mode fondamental calculées pour différents contrastes de densité ξ	102
5.11	Description du modèle E.F. bicouche	104
5.12	Accélérogrammes synthétiques obtenus à partir du modèle (Fig.5.11) (les parties grisées schématisent les signaux non utilisés pour le calcul de la dispersion	105
5.13	En haut: Spectrogramme des accélérogrammes 5.12 et contenu fréquentiel de la source (courbe grise) En bas: Comparaison entre la courbe de dispersion de vitesse de phase normalisée obtenue par la méthode des éléments-finis et celle calculée par la méthode matricielle en milieu «bi-couche» concave ($\delta=0.67, \gamma=0.77$)	106
6.1	Représentation schématique du modèle physique contrôlé souhaité	110
6.2	Spectre des signaux produits par quatre billes de diamètres différents et enregistrés par un accéléromètre situé à 5 cm de distance du point source	112
6.3	Photographies du modèle physique contrôlé: ① Fosse avec les moules des cavités cylindriques avant le coulage du béton. ② Mise en place du béton dans la fosse. ③ Modèle physique contrôlée après le retrait des moules et avant la mise en place de la couche «endommagée» (mortier)	115
6.4	Schéma représentatif du modèle physique contrôlé. En haut: Vue de dessus En bas: Vue de côté	116
6.5	Représentation schématique des dispositifs effectués dans chaque cavité avant et après le coulage de la couche «endommagée»	116
6.6	Représentation typique du pointé des première arrivées sur le sismogramme obtenu par le dispositif suivant la directrice	119
6.7	Sismogrammes obtenus pour le dispositif suivant la directrice de la cavité cylindrique de rayon $a=0.55$ (traces en gris non utilisées pour le calcul de la dispersion)	121
6.8	Spectre et diagramme de dispersion calculée à partir des sismogrammes représentés par la figure 6.7 pour le dispositif suivant la directrice de la cavité cylindrique de rayon $a=0.55$	122

6.9	Comparaison de la courbe de dispersion calculée pour le dispositif suivant la directrice de la cavité cylindrique de la cavité cylindrique de rayon $a=0.55$ et celle obtenue numériquement en utilisant le modèle décrit dans le tableau 6.2	124
6.10	Comparaison de la courbe de dispersion calculée pour le dispositif suivant la directrice de la cavité cylindrique de la cavité cylindrique de rayon $a=0.55$ et celles obtenues numériquement en considérant l'effet 3D liée à la courbure de la cavité	124
6.11	Sismogrammes obtenus pour le dispositif suivant la circonférence de la cavité cylindrique de rayon $a=0.55$ (traces en gris non utilisées pour le calcul de la dispersion).	126
6.12	Spectrogramme et diagramme de dispersion calculée à partir des sismogrammes de la figure 6.11 pour le dispositif suivant la circonférence de la cavité cylindrique de rayon $a=0.55$	126
6.13	Représentation des fenêtres de Tukey calculées pour deux rapports α . . .	127
6.14	Représentation schématique du fenêtrage effectué sur les sismogrammes obtenus pour le dispositif suivant la circonférence de la cavité cylindrique de rayon $a=0.55$. La zone en blanc représente les signaux utilisés pour le calcul de la dispersion (les traces en gris ne sont pas utilisées pour le calcul de la dispersion).	128
6.15	Comparaison des courbes de dispersion calculées pour le dispositif suivant la circonférence de la cavité cylindrique de rayon $a=0.55$, avant et après le fenêtrage	129
6.16	Comparaison de la courbe de dispersion calculée pour le dispositif suivant la circonférence de la cavité cylindrique de rayon $a=0.55$ m, avant et après le fenêtrage et celles obtenues numériquement en tenant compte de l'effet .	130
6.17	Comparaison des courbes de dispersion numériques calculées pour deux rayons $a=0.55$ m et $a=0.5$ m avec $C_L=3980$ m.s ⁻¹ et $\nu=0.22$	131
6.18	Représentation schématique du fenêtrage effectué sur le sismogramme obtenu pour le dispositif suivant la circonférence de la cavité cylindrique de rayon $a=0.50$. La zone en blanc représente les signaux utilisés pour le calcul de la dispersion (traces en gris non utilisées pour le calcul de la dispersion).	132
6.19	Spectre et diagramme de dispersion calculée à partir du sismogramme fenêtré (Fig.6.18) pour le dispositif suivant la circonférence de la cavité cylindrique de rayon $a=0.50$	133
6.20	Comparaison des courbes de dispersion expérimentales obtenues dans chacune des cavités	133
6.21	Comparaison entre la courbe de dispersion expérimentale obtenue dans la cavité de rayon $a=0.5$ m et quatre courbes de dispersion numériques calculées en considérant l'effet 3D	134

6.22	Sismogramme obtenu pour le dispositif suivant la directrice de la cavité cylindrique de rayon $a=0.50$ m, après le coulage du mortier (les traces en gris ne sont pas utilisées pour le calcul de la dispersion).	135
6.23	Spectre et diagramme de dispersion calculés à partir du sismogramme représenté par la figure 6.22 pour le dispositif suivant la directrice de la cavité cylindrique de rayon $a=0.50$	136
6.24	Comparaison de la courbe de dispersion calculée pour le dispositif suivant la directrice de la cavité cylindrique de rayon $a=0.50$, et celle obtenue numériquement (tableau 6.3)	137
6.25	Représentation schématique du fenêtrage effectué sur le sismogramme obtenu pour le dispositif suivant la circonférence de la cavité cylindrique de rayon $a = 0.50$. La zone en blanc caractérise les signaux conservés pour le calcul de la dispersion (traces en gris non utilisées pour le calcul de la dispersion).	138
6.26	Spectre et diagramme de dispersion calculée à partir du sismogramme représenté par la figure 6.25 pour le dispositif suivant la circonférence de la cavité cylindrique de rayon $a=0.50$	139
6.27	Comparaison de la courbe de dispersion calculée pour le dispositif suivant la circonférence de la cavité cylindrique de rayon $a=0.50$, et celle obtenue numériquement	140
7.1	Photographie de la disposition des capteurs utilisés pour l'inspection de la paroi de la galerie bétonnée <i>EH</i>	143
7.2	Sismogramme normalisé pour le dispositif horizontal sur le béton projeté .	144
7.3	Spectrogramme normalisé pour le dispositif horizontal sur le béton projeté	145
7.4	Diagramme de dispersion normalisé pour le dispositif horizontal sur le béton projeté	146
7.5	Epaisseur de béton mesurée en différent point du profil	146
7.6	Comparaison entre la courbe de dispersion expérimentale et celle calculée pour le modèle 7.1	147
7.7	Photographie présentant la saignée en voûte de la galerie <i>ED-Z</i> (à gauche) et la position des capteurs sur la roche (à droite)	149
7.8	Représentation schématique de la position des capteurs et des points sources normalisée par rapport à la position du capteur 1 pour le dispositif en voûte	150
7.9	Sismogramme normalisé pour le dispositif en voûte. La trace grisée (trace 16) est éliminée pour le calcul de la dispersion	150
7.10	Spectrogramme normalisé pour le dispositif en voûte	151
7.11	Diagramme de dispersion normalisé pour le dispositif en voûte	152
7.12	Comparaison entre la courbe de dispersion expérimentale et celle calculée pour le modèle 7.2	153

7.13	A gauche Plan de position en trois dimensions des profils effectués dans le puits d'accès A droite Profil de vitesses de propagation des ondes longitudinales issu de l'interprétation des mesures de sismique réfraction obtenues pour le dispositif vertical	155
7.14	Représentation schématique de la position des capteurs normalisée par rapport à la position du capteur 1 pour le dispositif horizontal suivant la circonférence	155
7.15	Sismogramme normalisé pour le dispositif suivant la circonférence du puits d'accès. Les traces grisées sont éliminées pour le calcul de la dispersion	156
7.16	Spectrogramme normalisé pour le dispositif suivant la circonférence du puits d'accès	157
7.17	Diagramme de dispersion normalisé pour le dispositif suivant la circonférence du puits d'accès	157
7.18	Comparaison entre la courbe de dispersion expérimentale et celle calculée pour le modèle décrit dans le tableau 7.3	159
7.19	Plan de position des profils effectués dans les saignées en radier	160
7.20	Profil en terme de vitesses de propagation des ondes longitudinales. En haut : Profil entre les cintres 18 et 19. En bas : Profil entre les cintres 26 et 27	161
7.21	Photographie du dispositif effectué en radier dans la saignée située entre les cintres 18 et 19	162
7.22	Sismogramme normalisée obtenu pour le dispositif en radier dans la saignée située entre les cintres 18 et 19. Les parties grisées désignent schématiquement le fenêtrage effectué sur les signaux et les traces grisées sont éliminées pour le calcul de la dispersion	163
7.23	Sismogramme normalisée obtenu pour le dispositif en radier dans la saignée située entre les cintres 26 et 27. Les parties grisées désignent schématiquement le fenêtrage effectué sur les signaux	164
7.24	Spectre normalisé calculé à partir du sismogramme fenêtré représenté sur la figure 7.22 pour le dispositif en radier dans la saignée située entre les cintres 18 et 19	164
7.25	Spectre normalisé calculé à partir du sismogramme fenêtré représenté sur la figure 7.23 pour le dispositif en radier dans la saignée située entre les cintres 26 et 27	165
7.26	Diagramme de dispersion normalisée calculé à partir du sismogramme fenêtré représenté sur la figure 7.22 pour le dispositif en radier dans la saignée située entre les cintres 18 et 19. La courbe en gris clair désigne le pointé des maxima effectué sur le diagramme de dispersion des signaux bruts, alors que la courbe noire correspond à celui effectué pour les signaux fenêtrés	166

7.27	Diagramme de dispersion normalisée calculé à partir du sismogramme fenêtré représenté sur la figure 7.23 pour le dispositif en radier dans la saignée située entre les cintres 26 et 27. La courbe en gris clair désigne le pointé des maxima effectué sur le diagramme de dispersion des signaux bruts, alors que la courbe noire correspond à celui effectués pour les signaux fenêtrés	167
7.28	Résultat de l'inversion linéarisée du profil effectué dans la saignée située entre les cintres 26-27. a) Comparaison de la vitesse de phase expérimentale et ses barres d'erreurs avec la vitesse de phase modale numérique du modèle final. b) Evolution de l'erreur résiduelle moyenne à chaque itération. c) Evolution des perturbations moyenne à chaque itération. d) Evolution de l'écart-type moyen à chaque itération. d) Comparaison de la vitesse de phase expérimentale et ses barres d'erreurs avec la vitesse de phase modale numérique du modèle final. e) Comparaison de la vitesse de phase expérimentale et ses barres d'erreurs avec les vitesses de phase modales numérique des différents modèles calculés. f) Profil de la vitesse de propagation des ondes transverses en fonction de la profondeur des modèles initiaux et finaux g) Profil de la vitesse de propagation des ondes transverses en fonction de la profondeur de tout les modèles calculés	169
7.29	Comparaison entre la courbe de dispersion expérimentale et celle calculée pour le modèle représentée par la figure 7.30	170
7.30	Représentation schématique du «meilleur» modèle déterminé par l'inversion par essai-erreur pour le profil situé entre les cintres 18-19	171
A.1	Influence d'une variation de C_L sur l'atténuation k_2 normalisée par $k_2(\text{ref})$	188
A.2	Influence d'une variation de C_T sur l'atténuation k_2 normalisée par $k_2(\text{ref})$	189
A.3	Représentation de la variation moyenne de C occasionnée par une variation de C_T	190
A.4	Variation de k_2 représentées en fonction du coefficient de Poisson ν	190
A.5	Comparaison des courbes de dispersion d'atténuation k_2 du mode fondamental obtenues pour différents γ	192
A.6	Courbes de dispersion d'atténuations modales en milieu bicouche et en milieu semi-infini homogène	192
A.7	Courbes de dispersion d'atténuation du mode fondamental calculées pour différents modèles avec $b - a = 50$ cm et δ le contraste de vitesse	193
A.8	Courbes de dispersion d'atténuation du mode fondamental calculées pour différents modèles avec $b - a = 50$ cm et δ le contraste de vitesse	194
A.9	Courbes de dispersion de d'atténuation k_2 avec une épaisseur d'anneau $b - a = 1$ m calculées pour: A gauche: $\delta = 0.7$, A droite: $\delta = 0.9$	195
A.10	Courbes de dispersion d'atténuation k_2 calculées pour différents modèles ayant un contraste de vitesse entre les couches δ compris entre 0.77 et 0.82 et une épaisseur d'anneau $b - a = 1$ m (les courbes en gris correspondent aux courbes d'atténuation calculées pour un milieu homogène ayant les caractéristiques de l'anneau)	196

A.11	Courbes de dispersion d'atténuation du mode fondamental calculées pour différents contrastes de densité	197
B.1	Comparaison de la courbe de dispersion calculée pour le dispositif suivant la cavité cylindrique de la cavité cylindrique de rayon $a=0.55$ et celle obtenue numériquement en utilisant le modèle	202

Introduction

Pendant et après l'excavation d'une structure souterraine, la roche hôte est soumise à une redistribution des contraintes aboutissant à une modification des caractéristiques générales de l'encaissant [Martino et Chandler, 2004]. Cette zone endommagée, localisée autour de la structure, est généralement appelée EDZ (Excavated Disturbed ou Damaged Zone). Suivant l'ampleur des contraintes, un réseau de fractures interconnectées, plus ou moins étendu, peut apparaître, modifiant les caractéristiques hydrauliques de la roche et permettant le développement de voies d'écoulements préférentielles le long de cette structure. Différents facteurs influent sur l'ampleur et l'extension de l'EDZ autour d'un tunnel. Ces derniers peuvent être divisés en deux grands groupes [Gama et Torres, 2002]:

- **Facteurs géologiques:** Nature et orientation des joints, anisotropie du matériau (schistosité), circulation d'eau souterraine, position (voûte, radier, mur), géométrie, modules mécaniques...
- **Technique d'excavation:** Explosif, mécanique...

La connaissance et la compréhension de l'EDZ est un axe de recherche majeur du programme de gestion des déchets nucléaires, notamment vis à vis de la sûreté d'un site de stockage en formation profonde. En effet, il apparaît primordial de pouvoir établir clairement l'extension et l'ampleur de la zone endommagée autour d'un tunnel, pour permettre un scellement de cette zone afin d'éviter tout risque potentiel de pollution du milieu par le biais d'une circulation d'eau souterraine le long de la structure.

Une des voies pour caractériser l'EDZ est d'évaluer les variations de la vitesse de propagation des différents types d'ondes mécaniques dans l'encaissant, à proximité immédiate de la structure souterraine. Une fracturation progressive de la roche influe, en effet, sur la vitesse de propagation des ondes sismiques à l'intérieur du matériau. Une étude menée dans ce sens a été proposée par [Cabrera *et al.*, 1999] qui effectua une investigation de l'EDZ à partir de données issues de profils de sismique réfraction haute résolution. D'autres techniques furent ensuite employées notamment la mesure de vitesse le long de forage par le biais de sonde sismique haute fréquence [Schuster *et al.*, 2001]. L'avantage majeur de la première méthode est qu'elle est non destructive, moins coûteuse et plus facile à mettre en oeuvre que d'autres méthodes ayant recours à des forages ou autres destructions partielles de la structure. Cependant, certaines limites ne permettent pas l'utilisation de cette dernière notamment lorsque les parements de la structure sont

bétonnés ce qui est généralement le cas.

La méthode proposée dans cette thèse consiste à caractériser l'EDZ par des mesures couplées en sismique onde de surface (Multi Channel Analysis of Surface Wave) et sismique réfraction. Ces deux méthodes ont un dispositif d'acquisition identique et des paramètres d'acquisition proches. Cette procédure permet d'obtenir à la fois des données sur le milieu investigué en terme de vitesse de propagation des ondes longitudinales par le biais de la sismique réfraction haute résolution et en terme d'ondes transverses par la MASW. Ces deux méthodes sont très complémentaires, la sismique réfraction apporte, une information *a priori* utile pour l'interprétation des données ondes de surface, et l'auscultation de certains types de structures (structures bétonnées en surface) est impossible par la sismique réfraction, mais réalisable par la MASW.

La principale difficulté liée à l'auscultation de tunnel, galerie ou puits par la MASW est la géométrie de ces derniers. La taille finie de la structure ainsi que la présence de surfaces non-planes ou de nombreux angles rendent l'interprétation des données difficiles. Ainsi, lors de mesure en voûte d'une galerie ou suivant la circonférence en puits, la surface sur laquelle se répartit le dispositif n'est plus plane mais concave. Cette concavité ne permet pas l'utilisation des méthodes classiques d'interprétation uniquement valables pour un dispositif plan.

La majeure partie de cette étude est consacrée au développement d'une méthode permettant l'interprétation des données de la MASW dans des géométries concaves, en se basant sur la stratégie classiquement employée en milieu plan.

Le chapitre 1 présente, tout d'abord, les notions de base sur les ondes de surfaces afin de mieux comprendre leur propriété dispersive qui est utilisée par la MASW. Cette synthèse reprend les principaux développements mathématiques nécessaires à la formulation de la relation de dispersion permettant le calcul de courbe de dispersion des vitesses de phase en milieu plan tabulaire. Elle expose les notions primordiales de vitesses de phase modales (Vitesse de phase calculées par la relation de dispersion) et de vitesse de phase effective (Vitesse de phase obtenue suite à des expérimentations MASW).

Les différents types de dispositifs de mesures et d'interprétation des données en ondes de surface sont ensuite présentés en privilégiant la méthode MASW employée dans cette étude. Enfin, les différents problèmes liés à l'auscultation de structures souterraines sont exposés. Ceux dus à la concavité de la structure seront privilégiés étant donné qu'ils constituent la majeure partie des travaux présentés de cette thèse.

Le chapitre 2 présente les développements mathématiques nécessaires à la formulation de la relation de dispersion permettant le calcul de courbes de dispersion numérique d'ondes de surface se propageant suivant la circonférence dans une géométrie concave. Cette étape est primordiale car l'interprétation des données de sismiques ondes de surface s'effectue par inversion, en minimisant l'erreur entre la courbe de dispersion expérimentale

tale, obtenue suite à l'expérimentation par MASW, et les vitesses de phase modales numériques. Dans ce chapitre, trois relations de dispersion sont déterminées correspondant à trois types de milieu :

- Un milieu homogène semi-infini concave : Cette première étape a permis de définir l'effet de la courbure sur la dispersion et d'identifier un paramètre inexistant en milieu plan, l'atténuation par rayonnement radial qui ne peut pas être négligée en milieu concave.
- Un anneau: Cette deuxième étape, bien documentée dans la littérature, permet de préparer les développements mathématiques nécessaires à la détermination de la relation de dispersion pour les milieux multi-couches concaves
- Un milieu multi-couche concave: Les relations de dispersion issues de cette dernière étape constituent la base du problème direct employé pour l'interprétation des courbes de dispersion expérimentales acquises dans ce type de géométrie. Ces deux relations de dispersion sont obtenues par l'adaptation de deux méthodes matricielles utilisées en milieu plan. Les qualités et les défauts, ainsi que le choix de l'une ou de l'autre de ces deux méthodes sont discutés, et le cas particulier d'un milieu dit «bicouche» concave est plus largement détaillé.

L'implémentation de cette relation de dispersion est présentée dans le chapitre 3. Ce dernier présente la stratégie employée qui est dérivée de celle utilisée par [Lowe, 1992] et [Pavlakovic, 1998] et les diverses difficultés rencontrées lors du codage de l'algorithme qui sont principalement liées au fait de la présence d'une atténuation par rayonnement radial.

Le chapitre 4 présente une étude numérique sur les différents paramètres présents dans les relations de dispersion déterminées dans le chapitre 2 pour un milieu homogène concave et pour un anneau. En milieu homogène concave, une étude a été menée pour déterminer l'influence d'une variation de la vitesse de propagation des ondes transverses C_T et longitudinales C_L sur la dispersion et d'évaluer si cette dernière est proche de celle observée en milieu plan. Cette étude est importante car elle permettrait de simplifier l'inversion de résultats expérimentaux par la suppression de l'un ou l'autre des paramètres. Les études effectuées dans l'anneau ne constituent pas le sujet d'étude principal mais, elles sont bien documentées et permettent une meilleure compréhension du comportement de la dispersion à l'apparition d'un second interface. Les différents résultats numériques obtenus dans l'anneau, couplés à des modélisations Eléments-Finis, ont ainsi permis d'élaborer des hypothèses qui seront très utiles pour comprendre le comportement de la dispersion en milieu «bicouche» concave et notamment les différences existantes entre les vitesses de phases modales issues de la relation de dispersion et les vitesses de phases effectives issues d'expérimentations MASW.

Le chapitre 5 propose différentes études paramétriques effectuées en milieu «bicouche» concave, similaires à celles présentées dans le chapitre 4. Ces différentes études visent principalement à évaluer l'impact du contraste existant entre les paramètres mécaniques

des couches composant le milieu (Contraste entre les vitesses de propagation des ondes de volume et de densité). Les premières hypothèses, émises dans le chapitre 4, seront confirmées en confrontant des résultats numériques issus de la relation de dispersion avec ceux obtenus par des modélisations Éléments-Finis.

Les chapitres 6 et 7 présentent enfin la confrontation de ces résultats numériques avec des résultats expérimentaux.

Le chapitre 6 expose ainsi les résultats de différentes expérimentations effectuées sur un modèle physique contrôlé. La réalisation de ce dernier a permis l'acquisition de données expérimentales, dans un milieu dont les dimensions et les matériaux étaient contrôlés. Ces données permettant de valider expérimentalement les diverses relations de dispersion développées dans cette thèse.

Le chapitre 7, enfin, présente différents résultats d'expérimentations *in situ* effectuées en puits, tunnel ou galerie. Ce chapitre présente un inventaire, non-exhaustif, des différentes configurations de dispositifs possibles pour l'inspection de paroi de tunnel en utilisant les données combinées de la sismique réfraction et de la MASW pour une interprétation du milieu, en terme de profil des vitesses de propagation des ondes de volume, la plus complète possible. Une grande cohérence a été observée tout d'abord, entre les résultats de la sismique réfraction et ceux de la MASW, puis la confrontation de certains de ces résultats à d'autres études destructives a souligné que la méthode d'auscultation combinant MASW et sismique réfraction semble appropriée à l'auscultation de tunnel. Cette méthode ne se substitue pas aux méthodes destructives classiques (forages, carottages), plus coûteuses, mais pourrait constituer un complément idéal permettant de cibler les zones à ausculter par forages ou carottage.

Chapitre 1

Généralités sur les ondes de surface en milieu plan et leurs applications

Les ondes de surfaces sont générées dès qu'une interface entre deux milieux de propriétés différentes existe. Ces dernières résultent de l'interférence des ondes de volume, longitudinales¹ L et transverses² T . Les ondes de surface sont principalement de deux types:

- Les ondes de type Rayleigh résultent de l'interférence des ondes L et de la composante verticale de l'onde T (notée TV). Elles sont générées dès qu'une surface libre existe [Foti, 2003].
- Les ondes de Love sont générées par de multiples réflexions de la composante horizontale de l'onde T (notée TH) à l'intérieur d'une couche d'épaisseur finie, délimitée par un espace semi-infini et une surface libre.

Pour la suite, dans cette étude, seules les ondes de type Rayleigh sont étudiées et le terme d'ondes de surface sera employé pour les désigner.

L'objectif de ce chapitre est, dans un premier temps, de définir les propriétés des ondes de surface de type de Rayleigh en milieu élastique homogène plan puis en milieu tabulaire. Ce travail bibliographique est nécessaire afin de mieux comprendre physiquement et analytiquement la propagation des ondes de surface en milieu plan. Une bonne compréhension de la formulation mathématique de la propagation des ondes de type Rayleigh est, en effet, nécessaire car elle constitue la base de l'approche employée pour les géométries plus complexes développées ultérieurement.

Dans un deuxième temps, une description des méthodes de prospection par ondes de surface sera effectuée. Dans cette section, les différents procédés allant de l'acquisition de données sismiques à la reconstruction du milieu ausculté, en passant par le traitement du signal nécessaire à l'extraction de l'information utile, seront abordés.

1. D'autres dénominations existent dans la littérature comme ondes de compression ou P
2. D'autres dénominations existent dans la littérature comme ondes de cisaillement ou S

Enfin, la problématique reliée à l'exploration de structure de type tunnel, galeries ou puits, présentant une géométrie complexe sera exposée afin d'établir un protocole général d'auscultation.

1.1 Historique

Lord Rayleigh décrit à la fin du 19^{ème} siècle des ondes se propageant le long d'une surface libre [Rayleigh, 1887], présentant une forte amplitude en surface qui décroît très rapidement en profondeur, et de vitesse plus faible que la vitesse des ondes de volume. Il anticipa notamment l'importance de ces ondes dans la transmission des vibrations lors de tremblement de terre. Lamb (1904) compléta les résultats obtenus par Rayleigh, en décrivant la réponse complète du milieu à un point ou une ligne source et en mettant en avant la nature dispersive de ces ondes, qui fut formalisée par la suite par Love (1911). Des historiques plus détaillés sont proposés par différents auteurs [Graff, 1975] [Dahlen et Tromp, 1998] relatant les premiers pas de la sismologie moderne.

1.2 Propagation des ondes de Rayleigh dans un espace semi-infini élastique homogène et isotrope

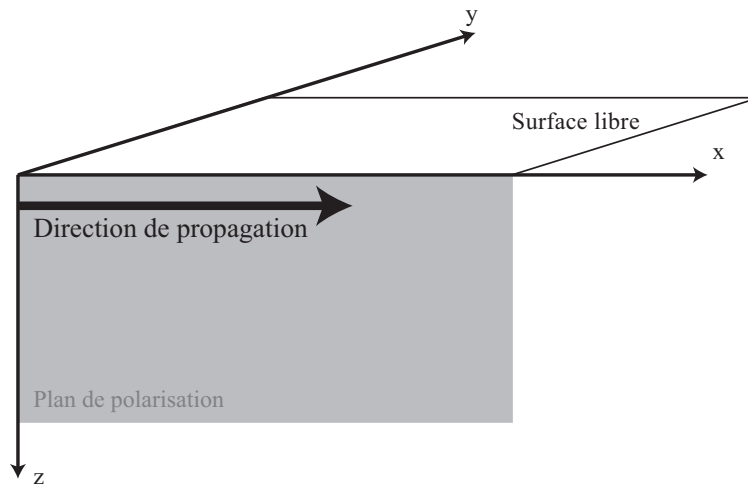


FIG. 1.1 – Représentation schématique du plan de polarisation dans l'espace x,y,z des ondes de Rayleigh en milieu semi-infini élastique homogène et isotrope

L'objectif de cette section est de formuler mathématiquement la propagation d'une onde de Rayleigh dans un espace semi-infini homogène élastique, homogène et isotrope défini par λ et μ , les paramètres de Lamé et une densité ρ .

Soit une onde de Rayleigh se propageant dans un espace semi-infini élastique, homogène et isotrope suivant la direction x , et polarisée dans un plan perpendiculaire à la

surface libre (le déplacement particulière lié à la propagation de l'onde s'effectue dans le plan $x - z$) représenté en gris sur la figure 1.1.

1.2.1 Solution analytique

Deux étapes sont nécessaires à l'obtention de l'équation permettant le calcul de la vitesse des ondes de Rayleigh: Tout d'abord la formulation mathématique des déplacements particulières et des contraintes en assumant les ondes de surface planes (propagation 2D uniquement dans le plan $x - z$), puis celles de la condition de surface libre, c'est à dire l'annulation des contraintes. L'équation fondamentale de la dynamique de Navier-Stokes peut être exprimée de la façon suivante:

$$(\lambda + \mu) \nabla \nabla \cdot \mathbf{u} + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + \rho \mathbf{f} = \rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} \quad (1.1)$$

Dans l'équation (1.1), \mathbf{f} désigne le vecteur des forces extérieures $\mathbf{f} = (f_x, f_y, f_z)$ et $\mathbf{u} = (u_x, u_y = 0, u_z)$ est le vecteur des déplacements particulières dans l'espace. La solution de cette équation (1.1) est recherchée, tout d'abord, en supposant les ondes planes et perpendiculaires à la surface libre et lorsque le milieu n'est pas soumis aux forces extérieures ($\mathbf{f} = \vec{0}$). Enfin, la décomposition de Helmholtz est utilisée. Cette dernière, décrite par la relation (1.2) consiste à exprimer le déplacement en terme d'un potentiel longitudinal scalaire φ et d'un potentiel transverse vectoriel $\Psi = (\psi_x = 0, \psi_y = 0, \psi_z)$.

$$\mathbf{u} = \nabla \varphi + \nabla \times \Psi \quad (1.2)$$

En substituant ensuite dans 1.1, \mathbf{u} par 1.2, les équations de propagation pour une onde longitudinale et pour une onde transverse sont dérivées respectivement à partir de φ et Ψ .

$$\begin{aligned} \nabla^2 \varphi &= \frac{\rho}{(\lambda + 2\mu)} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = \frac{1}{C_L^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} \\ \nabla^2 \Psi &= \frac{\rho}{\mu} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = \frac{1}{C_T^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (1.3)$$

L'équation (1.3) permet de relier les potentiels aux vitesses des ondes de volume C_L et C_T correspondant respectivement aux ondes longitudinales et transverses.

L'expression des déplacements et des contraintes est ensuite recherchée en présumant une solution pour les potentiels de la forme:

$$\begin{aligned} \varphi &= \varphi_0(z) e^{i(kx - \omega t)} \\ \psi_z &= \psi_0(z) e^{i(kx - \omega t)} \end{aligned} \quad (1.4)$$

Dans l'équation (1.4), le terme ω correspond à la pulsation ou fréquence angulaire, et est défini par $\omega = 2\pi f$. k désigne le nombre d'onde suivant x avec $k = \omega/C_R$ et C_R , la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh.

En combinant ensuite les équations (1.4) et (1.3), deux équations différentielles sont obtenues:

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial z^2} - \left(k^2 - \left(\frac{\omega}{C_L} \right)^2 \right) \varphi_0 &= 0 \\ \frac{\partial^2 \psi_0}{\partial z^2} - \left(k^2 - \left(\frac{\omega}{C_T} \right)^2 \right) \psi_0 &= 0\end{aligned}\quad (1.5)$$

En présumant que l'onde de Rayleigh s'atténue de façon exponentielle suivant z , les solutions des équations différentielles (1.5), $\varphi_0(z)$ et $\psi_0(z)$, prennent la forme suivante.

$$\begin{aligned}\varphi_0(z) &= Ae^{-\alpha z} \text{ avec } \alpha^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{C_L^2} \\ \psi_0(z) &= Be^{-\beta z} \text{ avec } \beta^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{C_T^2}\end{aligned}\quad (1.6)$$

Dans l'équation (1.6), A et B sont des constantes reliées aux amplitudes des ondes respectivement longitudinales et transverses.

Les déplacements particuliers u_x et u_z respectivement suivant x et z , sont ensuite dérivés en introduisant la solution des potentiels (1.4) et (1.6) dans l'équation (1.2).

$$\begin{aligned}u_x &= (ikAe^{-\alpha z} - \beta Be^{-\beta z})e^{i(kx - \omega t)} \\ u_z &= -(\alpha Ae^{-\alpha z} + ikBe^{-\beta z})e^{i(kx - \omega t)}\end{aligned}\quad (1.7)$$

Les contraintes tangentielles σ_{xz} et normales σ_{zz} sont finalement dérivées à partir de l'expression des déplacements particuliers (1.7) en utilisant la loi de Hooke.

$$\begin{aligned}\sigma_{ij} &= \lambda \varepsilon_{kk} \delta_{ij} + 2\mu \varepsilon_{ij} \quad \text{avec} \quad \varepsilon_{kk} = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz} \\ \varepsilon_{ij} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial j} + \frac{\partial u_j}{\partial i} \right) \\ \delta_{ij} &= \begin{cases} 0 & \text{Si } i \neq j \\ 1 & \text{Si } i = j \end{cases}\end{aligned}\quad (1.8)$$

L'expression de la vitesse des ondes de Rayleigh (1.9) est trouvée en respectant la condition de contraintes nulles à la surface libre, c'est à dire $\sigma_{xz} = \sigma_{zz} = 0$. Il n'existe

qu'une seule valeur de C_R satisfaisant l'équation (1.9) pour un coefficient de Poisson ν compris entre ses valeurs limites de 0 et 0.5.

$$\left(2 - \frac{C_R^2}{C_T^2}\right)^2 = 4 \left(1 - \frac{C_R^2}{C_L^2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{C_R^2}{C_T^2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.9)$$

Pour des valeurs du coefficient de Poisson ν comprises entre 0 et 0.5, les valeurs du rapport C_R/C_T oscillent entre 0.87 et 0.95.

Une solution approchée de (1.9), en fonction du coefficient de Poisson ν , a été proposée par [Viktorov, 1967]. Cette solution (1.10) s'écrit de la façon suivante :

$$C_R \approx \frac{0.87 + 1.12\nu}{1 + \nu} C_T \quad (1.10)$$

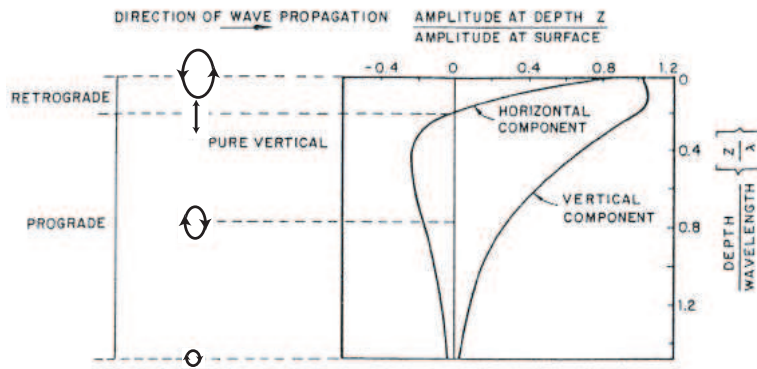


FIG. 1.2 – **A gauche:** Mouvement des particules associées au passage de l'onde de Rayleigh **A droite:** Amplitude normalisée des composantes verticales et horizontales du déplacement de l'onde en fonction de la profondeur [Cuéllar, 1997]

Le mouvement des particules associé à la propagation des ondes de Rayleigh est illustré par la figure 1.2 à gauche. Ce mouvement est directement relié aux amplitudes des composantes horizontales et verticales du déplacement particulaire lié à la propagation de l'onde qui sont représentées sur la figure 1.2 à droite. Un passage d'un mouvement elliptique rétrograde, par rapport à la direction de propagation, à un mouvement elliptique prograde à partir d'une profondeur de $\lambda/5$ est ainsi observable, coïncidant avec le changement de signe de la composante horizontale.

1.2.2 Atténuation géométrique

L'atténuation géométrique est liée à la répartition de l'énergie sur toute la surface du front d'onde. Dans la section précédente, la formulation mathématique de la propagation

de l'onde de Rayleigh a été décrite en deux dimensions en supposant que les ondes sont planes. Dans ce cas, il n'y a pas d'amortissement géométrique. Or, dans la réalité, les ondes de volume se propagent de manière sphérique et les ondes de Rayleigh, de manière cylindrique. Dans les deux cas, plus l'éloignement du point d'origine de l'onde, noté r , est important plus la surface du front d'onde augmente.

L'amplitude du déplacement particulaire à la surface diminue ainsi en r^{-2} , pour les ondes de volume et en $r^{-\frac{1}{2}}$ pour les ondes de Rayleigh. En profondeur, le facteur d'atténuation est de r^{-1} pour les ondes de volume [Richart *et al.*, 1970].

La figure 1.3 présente la distribution des déplacements particuliers, associées à la propagation de chaque type d'onde, produits par une source ponctuelle et leur atténuation géométrique en milieu homogène, élastique et isotrope (a) et la répartition de l'énergie introduite dans le milieu entre les différents types d'ondes (b).

Le tableau de la figure 1.3 indique ainsi que les 2/3 de l'énergie introduite dans le milieu devient une onde de Rayleigh. En combinant cette information avec les considérations effectuées plus haut sur l'atténuation géométrique relative aux différents types d'ondes, il apparaît clairement qu'à une distance importante de la source, les ondes de volume ont pratiquement disparu et le champ d'onde est dominée presque essentiellement par l'onde de Rayleigh.

1.2.3 Atténuation intrinsèque

Le terme d'atténuation intrinsèque définit l'atténuation de l'amplitude du signal due aux propriétés dissipatives du milieu. Cette diminution est le résultat de différents processus liés à l'inélasticité du milieu. En effet, un milieu naturel comporte toujours des défauts cristallins le rendant inélastique [Aki et Richards, 1980]. L'atténuation intrinsèque ou absorption, est définie par un facteur de qualité adimensionné Q qui, pour [Aki et Richards, 1980], est égal à:

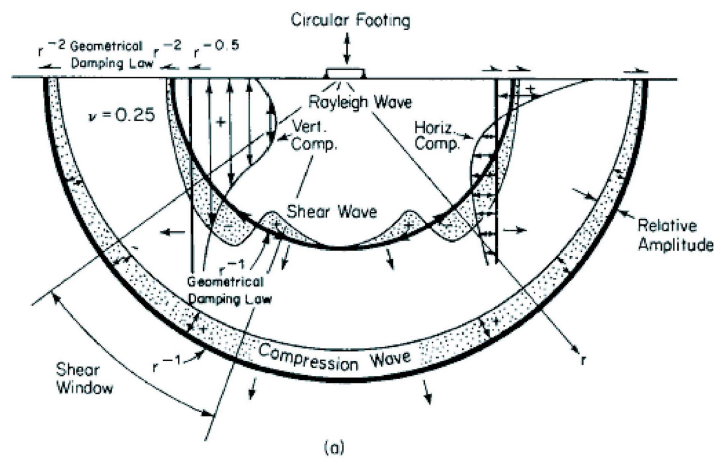
$$\frac{1}{Q(\omega)} = -\frac{\Delta E}{2\pi E} \quad (1.11)$$

ΔE correspond ici à l'énergie dissipée dans le milieu à une fréquence donnée et E est l'énergie maximale introduite dans le milieu.

En repartant de la forme générale du déplacement particulaire d'une onde harmonique (1.7), celui-ci en milieu inélastique devient:

$$\mathbf{u}(x, z, t) = G(z) \underbrace{e^{i(kx - \omega t)}}_{\text{Propagation}} \overbrace{e^{-\gamma x}}^{\text{Atténuation intrinsèque}} \quad (1.12)$$

γ , dans l'équation (1.12), désigne le coefficient d'absorption [Lavergne, 1986] et $G(z)$ est une fonction décrivant les variations de l'amplitude du déplacement particulaire sui-



(a)

Wave Type	Per Cent of Total Energy
Rayleigh	67
Shear	26
Compression	7

(b)

FIG. 1.3 – Distribution des déplacements des ondes produits une source ponctuelle en milieu homogène et isotrope (d'après Woods, 1968)

vant z . En première approximation, γ peut être considéré comme proportionnel à la fréquence [Lavergne, 1986]. Les hautes fréquences de l'onde seront «absorbées» beaucoup plus rapidement que les basses fréquences. Une relation reliant γ à Q et f est décrite par [Lavergne, 1986] comme étant approximativement égale à:

$$\gamma \approx \frac{\pi f}{QC_R} \quad (1.13)$$

Le facteur de qualité Q est généralement compris entre 30 (pour des terrains visco-élastiques de type argileux) et 600 (terrains quasi-élastiques de type granite)[Lavergne, 1986].

1.3 Propagation des ondes de surface en milieu tabulaire

Le terme de milieu «tabulaire³» désigne ici un espace semi-infini composé de m couches l_m présentant des caractéristiques mécaniques différentes. Ce type de milieu est schématisé par la figure 1.4.

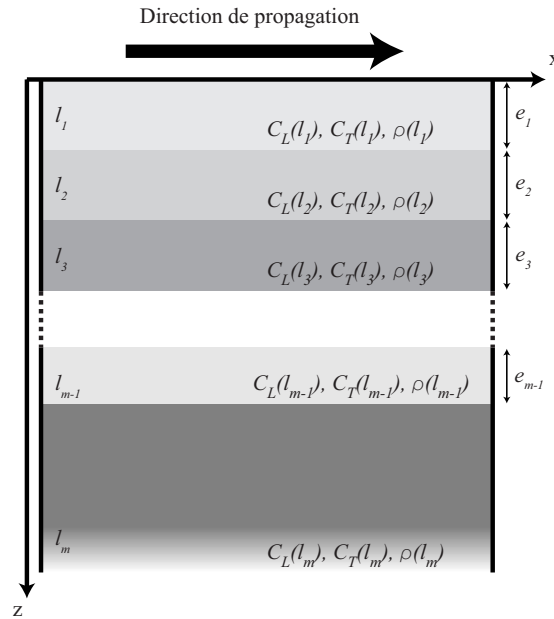


FIG. 1.4 – Représentation schématique d'un milieu tabulaire composé de $m - 1$ couches l et d'un espace semi-infini l_m

Lorsque les caractéristiques du milieu varient avec la profondeur, une propriété fondamentale des ondes de surface est observable: la dispersion.

3. ou stratifié, ou «verticalement hétérogène», ces différents termes pourront être utilisés par la suite et désigneront la même chose

1.3.1 Notion de dispersion

La dispersion est le terme désignant une variation de la vitesse de propagation des ondes avec la fréquence (cf. par exemple [Aki et Richards, 1980]). Physiquement, la dispersion des ondes de surface est liée à la distribution du mouvement des particules avec la profondeur. Le mouvement particulaire significatif des hautes fréquences⁴ est confiné à la surface alors que celui associé aux basses fréquences⁵ s'étend plus profondément. Cette distribution en terme de longueurs d'onde est illustrée par la figure 1.2.

Dans ce type de géométrie, le milieu n'est donc plus caractérisé par une vitesse de propagation des ondes de Rayleigh C_R unique mais par une évolution, en fonction de la fréquence, de la vitesse de phase C des ondes de Rayleigh qui dépend de la distribution des propriétés mécaniques dans le milieu.

1.3.2 Vitesses de phase et vitesses de groupe

C , C_T et C_L correspondent aux vitesses de phase associées à chaque type d'ondes. Elles sont égales à la distance parcourue par unité de temps par un point de phase constante. La vitesse de groupe U équivaut quant à elle à la vitesse de l'enveloppe du train d'ondes [Sheriff et Geldart, 1982]. Dans un milieu homogène, la vitesse de phase C , ne varie pas en fonction de la fréquence et correspond à la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh C_R (Cf 1.2): l'enveloppe du train d'onde ne change pas et elle est donc égale à la vitesse de groupe. Par contre en milieu stratifié, C varie avec la fréquence, modifiant la forme de l'enveloppe du train d'onde et donc $C \neq U$.

La figure 1.5 représente le cas de deux ondes monochromatiques en interférence montrant la séparation des vitesses de phase et des vitesses de groupe.

La vitesse de phase est donnée par la relation:

$$C = \frac{\omega}{k} \quad (1.14)$$

et la vitesse de groupe par:

$$U = \frac{\partial \omega}{\partial k} = C + f \frac{\partial C}{\partial f} \quad (1.15)$$

L'arrivée simultanée de l'énergie d'une gamme de fréquence est définie par le terme de phase de Airy [Caprioli, 1991]. Cette gamme de fréquence est matérialisée par un extremum local de la courbe de vitesse de groupe et est associée à une amplitude forte des signaux temporels.

Pour la suite de cette étude, seules les vitesses de phases seront mesurées et utilisées pour la caractérisation de milieux. Les vitesses de groupe sont rarement utilisées car leur mesure est plus contraignante que celle des vitesses de phase. Elles nécessitent, en effet, un calage très précis du temps zéro de la source ainsi que la connaissance exacte de la distance source-capteurs.

4. C'est à dire les petites longueurs d'onde. La longueur d'onde est définie par $\lambda_R = C_R/f$, où f correspond à la fréquence

5. C'est à dire aux grandes longueurs d'onde

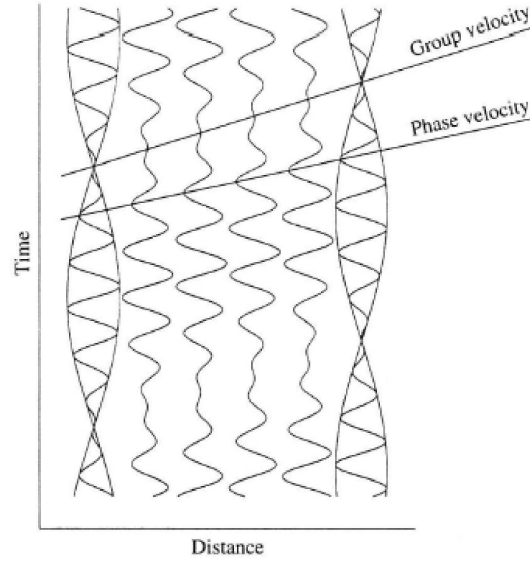


FIG. 1.5 – Vitesse de phase et de groupe associées à la propagation d'une onde modulée [O'Neill, 2003]

1.3.3 Détermination semi-analytique de la vitesse de phase des ondes de surface en milieu tabulaire: Vitesses de phase modales

Les propriétés mécaniques du milieu variant suivant la profondeur z , il n'existe pas de solution purement analytique pour déterminer la vitesse de phase des ondes de surface en milieu tabulaire. La vitesse de phase des ondes de surface en milieu tabulaire est obtenue en recherchant les racines d'un système d'équations aux dérivées partielles déterminé en supposant les ondes planes et en utilisant l'approche décrite dans la section 1.2.1 [Aki et Richards, 1980]. Ce système d'équation, généralement nommé relation de dispersion dans la littérature, peut être représenté sous une forme implicite (1.16) [Lai et Rix, 1998].

$$F_R[C_L(l_1), C_T(l_1), \rho(l_1), C_L(l_2), C_T(l_2), \rho(l_2), \dots, C_L(l_m), C_T(l_m), \rho(l_m), \omega, k_n] = 0 \quad (1.16)$$

Dans la relation (1.16), F_R désigne une fonction complexe qui englobe les caractéristiques mécaniques⁶ de chacune des couches du milieu, les conditions aux interfaces⁷, les nombres d'onde k_n et la pulsation d'excitation ω . Les n valeurs du nombre d'onde k_n satisfaisant la relation (1.16) pour chacune des pulsations ω sont recherchées numériquement. En milieu tabulaire, il n'existe pas une solution unique et le nombre n dépend de

6. c'est à dire les vitesses de propagation des ondes de volume et la densité

7. Continuités des contraintes et des déplacements à l'interface entre deux milieux et annulation des contraintes à la surface libre

la pulsation ω . Chacun de ces couples $(k_n(\omega), \omega)$ correspond à un mode de propagation.

Physiquement ces différents modes de propagation de l'onde de surface correspondent aux interférences constructives des ondes longitudinales et transverses verticales réfléchies et transmises à l'intérieur des différentes couches du milieu [Achenbach, 1973], [Dahlen et Tromp, 1998].

Il existe donc en milieu tabulaire, pour une pulsation $\omega = 2\pi f$ donnée, plusieurs valeurs de vitesses de phase correspondant aux vitesses du mode fondamental (vitesse la plus faible) et des modes supérieurs (vitesses plus importantes). Ces vitesses de phase associées aux différents modes de propagation sont généralement qualifiées de vitesses de phase modales [Lai et Rix, 1998].

La figure 1.6 est une représentation adimensionnalisée de l'évolution des vitesses de phase modales en fonction de la fréquence. Les valeurs des vitesses de propagation des ondes transverses et de Rayleigh calculées pour des milieux homogènes ayant les caractéristiques des couches l_1 et l_m (Voir Fig. 1.4) sont également représentées sur cette figure. La vitesse de phase du mode fondamental tend ainsi vers la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh dans l'espace semi-infini l_m lorsque la fréquence tend vers 0, et vers celle de la couche superficielle l_1 lorsque la fréquence augmente.

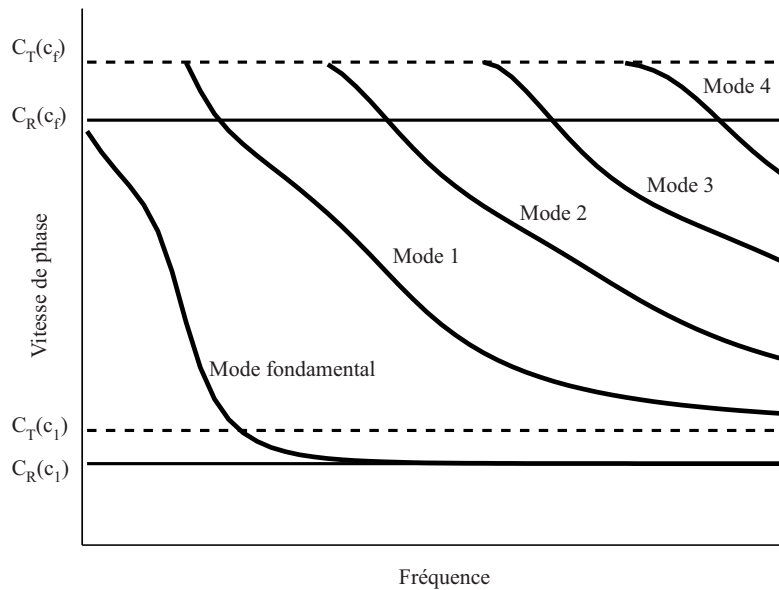


FIG. 1.6 – Courbes de dispersion adimensionnées pour un milieu tabulaire montrant le mode fondamental et les quatre modes suivant comparées aux vitesses des ondes transverses et de Rayleigh pour un espace semi-infini ayant les caractéristiques de la couche superficielle (l_1) et l'espace semi-infini (l_m)

1.4 Mesure de la dispersion des ondes de surface

1.4.1 Domaines d'applications

Le domaine d'application des ondes de surface est très large, permettant l'investigation de structure dont la taille peut varier du millimètre au kilomètre. L'emploi du principe de dispersion, fut tout d'abord utilisé en sismologie à l'échelle terrestre, et permit la détermination des épaisseurs et des caractéristiques mécaniques des différentes couches de la terre. [Dahlen et Tromp, 1998] propose une chronologie très complète de l'utilisation des ondes de surface en sismologie.

Motivée par les résultats obtenus en sismologie et la facilité à générer de telles ondes, l'utilisation des ondes de surface s'est par la suite généralisée et est actuellement employée dans des domaines très variés allant de l'auscultation de chaussées en génie civil [Caprioli, 1991] à la détermination de l'usure des réservoirs d'essence cylindriques dans les ailes d'avions [Hassan et Nagy, 1998].

Cette section propose un inventaire des différentes méthodes existantes permettant l'extraction des courbes de dispersion des ondes de surface. Le principe, ainsi que les limites, de chacune des méthodes sont décrits.

1.4.2 Méthodes de mesure de la dispersion

Le principe des différentes méthodes est toujours le même, c'est à dire l'acquisition des signaux temporels, l'extraction par le traitement du signal d'une courbe de dispersion des vitesses de phase expérimentales caractéristique du milieu investigué. Les méthodes diffèrent par le type de sources (passives ou actives), de capteurs et de géométrie de dispositif mis en oeuvre et les traitements effectués pour l'extraction de la dispersion.

Cette section propose un inventaire des trois principales méthodes utilisées au cours de la deuxième partie du vingtième siècle. La plus ancienne des méthodes (Steady State Rayleigh Method SSRM) utilise uniquement un seul capteur, la suivante (Spectral Analysis of Surface Wave SASW) en utilise deux, la troisième (Multichannel Analysis of Surface Wave MASW) est multi capteur.

1.4.2.1 Steady State Rayleigh method SSRM

Un vibreur monofréquentiel impose une force verticale sinusoïdale entretenue à la surface du matériau. Le long d'un profil, un capteur est déplacé jusqu'à annuler le déphasage entre le signal émis par la source et le signal enregistré par le capteur [Caprioli, 1991] [Goodman, 1968]. La distance entre le capteur et la source est alors un multiple de la longueur d'onde λ .

La vitesse de phase C associée la fréquence de la source est ensuite obtenue:

$$C(\omega) = \frac{\lambda(\omega)\omega}{2\pi} \quad (1.17)$$

La courbe de dispersion des vitesses de phase est obtenue en réitérant l'opération pour différentes fréquences.

Cette méthode fut rapidement abandonnée car elle était coûteuse en temps. La courbe de dispersion de vitesse de phase obtenue par ces mesures est une courbe composite composée des valeurs de vitesses de phase pour chaque fréquence rendant la distinction des modes impossible.

1.4.2.2 Spectral Analysis of Surface Wave SASW

La méthode SASW (Spectral Analysis of Surface Waves) est largement détaillée par de nombreux auteurs dont [Nazarian et Stokoe, 1985] [Rix *et al.*, 1991]. Elle consiste à enregistrer avec deux capteurs séparés par une distance X , le signal temporel émis par une source vibratoire. La différence de phase $\Delta\Phi$ entre les deux capteurs pour chaque fréquence est obtenue en effectuant le rapport des transformées de Fourier des deux signaux.

Connaissant la distance entre les deux capteurs X , le temps de propagation $\Delta t(\omega)$ entre les deux capteurs pour une fréquence peut être déterminé:

$$\Delta t(\omega) = \frac{\Delta\Phi(\omega)}{\omega} \quad (1.18)$$

Et ainsi:

$$C_R(\omega) = \frac{X}{\Delta t(\omega)} \quad (1.19)$$

Cette méthode est très largement utilisée notamment en géophysique appliquée, mais tout comme la SSRM, une multiplication des tirs et des dispositifs d'acquisition est nécessaire pour construire une courbe de dispersion interprétable et la séparation des modes est impossible.

1.4.2.3 Multichannel Analysis of Surface Wave

La Multichannel Analysis of Surface Wave (MASW) est la méthode la plus récente. Elle utilise un dispositif classique de sismique réfraction illustré par la figure 1.7 et le principe de l'acquisition est largement détaillé par [Gabriels *et al.*, 1987],[Park *et al.*, 1999] ou [Socco et Strobbia, 2004].

Le principe de la méthode est, tout d'abord l'acquisition de signaux temporels, dont la représentation dans le domaine spatio-temporel est classiquement appelée sismogramme. Ces signaux correspondent à la réponse du sol à une sollicitation mécanique (marteau, masse,...), enregistrée par N capteurs localisés le long d'un profil à la position $x_{l=1,2,\dots,N}$. Un traitement du signal est ensuite nécessaire pour extraire la dispersion de ces N signaux temporels.

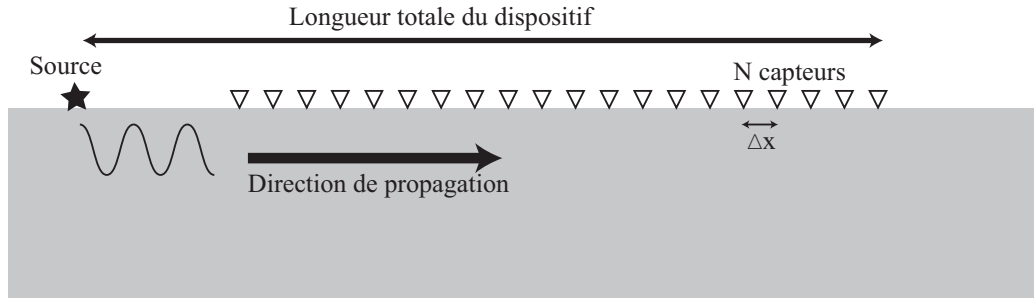


FIG. 1.7 – Dispositif classique d’une acquisition en MASW

La transformée $p - \omega$ Ce paragraphe décrit la transformée du champ d’onde généralement employée pour extraire la dispersion à partir de sismogrammes. La transformée $p - \omega$, décrite pour la première fois par [Mc-Mechlan et Yedlin, 1981], se déroule en deux étapes: Les N signaux temporels $s(t, x_l)$, sont dans un premier temps transformés dans le domaine $\tau - p$ (intercept de pente⁸-lenteur⁹ par sommation oblique¹⁰ [Yilmaz, 1987]:

$$S(\tau, p) = \sum_{l=1}^n s(px_l + \tau, x_l) \quad (1.20)$$

un diagramme $S(p, \omega)$ (intercept-pulsation) est ensuite obtenu en effectuant une transformée de Fourier rapide suivant la direction de l’intercept τ [Mc-Mechlan et Yedlin, 1981], la vitesse de phase expérimentale est ensuite obtenue en pointant les maxima absolus de $S(\omega, p)$.

Une autre méthode existe pour calculer la transformée $p - \omega$. cette dernière proposée par [Mokhtar *et al.*, 1988] à partir des travaux de [Russell, 1987] consiste, dans un premier temps, à représenter la section sismique dans le domaine fréquentiel telle que:

$$s(x_l, \omega) = A(x_l, \omega)e^{i\Phi_l(\omega)}, \quad (1.21)$$

où $A(x_l, \omega)$ et $\Phi_l(\omega)$ représente respectivement l’amplitude et la phase du spectre de la trace l . Puis, à partir de cette représentation spectrale, la sommation $p - \omega$ est définie par la relation (1.22).

8. Correspond à l’ordonnée à l’origine. t est relié à la relation suivante $t = x_l/C + \tau$.

9. ou pente $p = 1/C$.

10. Cette méthode consiste en une sommation selon x de la section sismique suivant une droite de pente p et d’intercept de pente τ .

$$S(\omega, p) = \sum_{l=1}^n \frac{A(x_l, \omega) e^{i\Phi_l(\omega) + \omega p x_l}}{A(x_1, \omega) e^{i\Phi_1}} \quad (1.22)$$

Cette dernière méthode, développée par Herrmann pour la bibliothèque de programme *Computer Programs in Seismology* [Herrmann, 2002b], sera utilisée pour la suite de cette étude pour l'extraction de la dispersion.

Seule la MASW sera utilisée au cours de cette étude pour l'obtention de courbes de dispersion expérimentales. Le principal avantage de cette technique sur les deux précédentes est sa facilité de mise en oeuvre (un seul dispositif est nécessaire pour obtenir une courbe de dispersion interprétable). L'utilisation d'un grand nombre de capteurs et le traitement de signal effectué permet également un bon contrôle du rapport signal sur bruit. Enfin, le principal avantage de cette méthode est la possibilité éventuelle d'extraire les modes supérieurs de propagation par le pointé des maxima locaux de la transformée $p - \omega$ [Foti, 2000].

1.4.3 Procédures générales d'utilisation de la méthode MASW

Différents auteurs ont évoqué la résolution et les limites de la méthodes MASW à partir d'une étude paramétrique. Les premiers [Park *et al.*, 1999] se sont basés sur une série d'expérimentations effectuées sur un site test pour lequel l'agencement et la nature des couches est bien défini, le second [O'Neill, 2003] compila un grand nombre de données synthétiques obtenues par la modélisation par différence-finie et le dernier [Bodet, 2005] se basa sur des expérimentations par interférométrie laser sur un modèle physique contrôlé couplées à des modélisations numériques par éléments et différences finies. Les travaux de ces différents auteurs ont permis d'optimiser le dispositif d'acquisition en fonction de la nature du milieu ausculté. Ils proposent les précautions suivantes:

- **Distance source-capteur:** Ces auteurs ont démontrés qu'une trop faible distance entre la source et les capteurs peut occasionner une sous-évaluation de la vitesse de phase à basse fréquence (pour les grandes longueurs d'onde). Cette sous-évaluation est due à un effet dit de champ proche qui s'explique par le fait qu'à proximité de la source l'approximation en ondes planes n'est plus valable. [Park *et al.*, 1999] recommande ainsi une distance source-capteur supérieure à $0.5\lambda_{max}$ pour s'affranchir de cet effet de champ proche.
- **Longueur totale du dispositif:** [O'Neill, 2003] et [Bodet, 2005] ont directement relié la longueur totale du dispositif à la profondeur d'investigation maximale. Tout deux évoquent une profondeur d'investigation maximale équivalente à 20 à 25% de la longueur totale du dispositif. Ils démontrèrent également que la longueur totale du dispositif influe sur la résolution de la courbe de dispersion. Ainsi, plus le dispositif est long, plus la résolution de la courbe de dispersion est bonne.

- **Espacement et nombres de capteurs:** [O’Neill, 2003] et [Bodet, 2005] ont effectué une étude paramétrique concernant le nombre et l’espacement entre les capteurs. Ils insistent sur le rôle secondaire de ces deux paramètres concernant la résolution de la courbe de dispersion en comparaison avec celui de la longueur totale du dispositif. [Park *et al.*, 1999] recommande quant à lui d’utiliser au moins 12 capteurs pour obtenir une courbe de dispersion interprétable.

Leurs conclusions respectives indiquent que la longueur du dispositif est le paramètre le plus important et influe à la fois sur la résolution de la courbe de dispersion et la profondeur d’investigation.

1.4.4 Vitesse de phase des ondes de surface générées par une force appliquée à la surface d’un milieu tabulaire: Vitesses de phase expérimentales ou effectives

Lors d’expérimentations par ondes de surface, le milieu est soumis à une force extérieure et l’énergie introduite se propage en entraînant une superposition des différents modes de propagation. La vitesse de phase expérimentale ou effective correspond à la vitesse de phase obtenue expérimentalement suite à ces mesures [Lai et Rix, 1998], [Foti, 2000]. Cette vitesse de phase effective ne dépend plus uniquement des caractéristiques du milieu mais également de la technique de mesure employée et de la «réponse du milieu» à la sollicitation. La courbe de vitesse de phase effective est donc «construite» à partir de «petites portions» du mode fondamental et des modes supérieurs [Ryden et Park, 2004]. La présence possible des modes supérieurs est conditionnée autant par la nature du milieu que par la nature de la source (explosif, chute de poids,...) [Bodet, 2005].

Différents auteurs, [Aki et Richards, 1980] et [Lai et Rix, 1998] ont abordé la propagation d’un champ d’onde généré par une source harmonique ponctuelle, perpendiculaire à la surface. Ils proposent, tout d’abord, une expression du déplacement particulière résultant de la superposition de n modes, puis une expression de la vitesse de phase effective. Ces développements, complexes, montrent que la vitesse de phase effective est une quantité locale, dont la valeur dépend de la distance entre la source et les capteurs.

En reprenant cette approche, Foti [Foti, 2000] proposa une comparaison entre les vitesses de phase modales et les vitesses de phase effectives obtenues pour deux types de modèles (Tableaux 1.1 et 1.2). Les vitesses de phase effectives sont calculées en utilisant plusieurs dispositifs de type SASW constitués de deux capteurs distants respectivement de deux et quatre longueurs d’onde du point source.

La figure 1.8 de gauche présente une comparaison entre les vitesses de phase effectives et les vitesses de phase modales calculées pour un modèle dit normalement dispersif¹¹

11. Une distinction est faite dans la littérature entre un milieu dont la «rigidité» des différentes couches, augmente constamment avec la profondeur et un autre dans lequel une couche «rigide» est intercalée entre deux couches de rigidité inférieure. Le premier cas est défini comme normalement dispersif, alors que le deuxième cas est défini comme inversement dispersif [Tokimatsu *et al.*, 1999]. Pour la suite de cette étude, le qualificatif d’inversement dispersif est généralement employé pour désigner tout milieu autre que normalement dispersif [Tokimatsu *et al.*, 1999].

décrit par le tableau 1.1.

Epaisseur en m	C_T en m.s^{-1}	C_L en m.s^{-1}	Densité en kg.m^{-3}
10	300	600	1800
∞	400	800	1800

TAB. 1.1 – Valeur des paramètres pour le modèle normalement dispersif

L'observation de cette figure montre que pour un milieu normalement dispersif, la vitesse de phase effective correspond à la vitesse de phase modale du mode fondamental.

Par contre, l'observation des mêmes courbes mais calculées pour un modèle inversement dispersif, caractérisé par le tableau 1.2, représentées par la figure 1.8 à droite, montre que la vitesse de phase effective coïncide bien avec le mode fondamental à basses fréquences, puis elle est, par la suite, influencée par les modes supérieurs lorsque la fréquence augmente. Lorsque la fréquence tend vers 0, la vitesse de phase effective correspond à la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh dans l'espace semi-infini, ici approximativement égale à 373 m.s^{-1} . Par contre, lorsque la fréquence augmente, la vitesse de phase effective tend vers la vitesse de l'onde de Rayleigh dans la couche superficielle, égale à environ 373 m.s^{-1} , alors que la vitesse de phase du mode fondamental tend vers la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh de la couche «la moins rapide», ici égale à 279 m.s^{-1} .

Epaisseur en m	C_T en m.s^{-1}	C_L en m.s^{-1}	Densité en kg.m^{-3}
10	400	800	1800
10	300	600	1800
∞	400	800	1800

TAB. 1.2 – Valeur des paramètres pour le modèle inversement dispersif

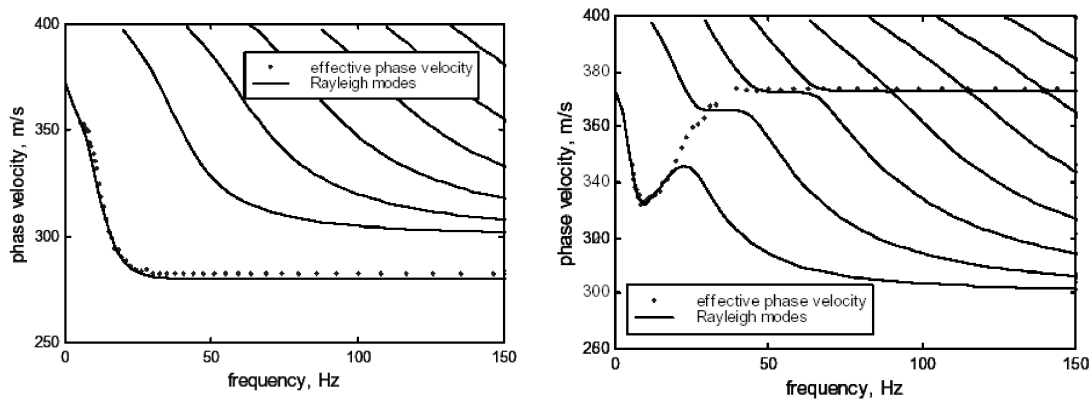


FIG. 1.8 – Comparaison des vitesses de phase effectives et modales pour: **A gauche:** Milieu normalement dispersif **A droite:** Milieu inversement dispersif [Foti, 2003]

Ces résultats obtenus par Foti ont permis d'observer l'influence de la distribution des caractéristiques mécaniques dans le milieu et notamment que, dans certains cas, le milieu ne peut pas être évalué par l'interprétation de la courbe de dispersion expérimentale en utilisant uniquement le mode fondamental.

Une autre étude a été menée ultérieurement par [Ryden et Park, 2004] pour un milieu inversement dispersif à l'intérieur duquel la vitesse de propagation des ondes de volume décroît avec la profondeur. Ceux-ci ont montrées, dans un premier temps, que les courbes de dispersion doivent être tracées dans le domaine des nombres d'ondes complexes car il existe une propagation d'onde avec perte. Dans un deuxième temps, ils insistent sur le fait que le calcul de la «fuite¹²» ou de l'excitabilité¹³ (toutes deux dérivées à partir de la relation de dispersion) apporte une information importante pour l'interprétation des résultats expérimentaux en diminuant le risque d'une mauvaise identification des différents modes. Enfin, ils expliquent que si le contraste de vitesse entre la couche superficielle et l'espace semi-infini est fort, la dispersion peut être assimilée à celle d'une onde de plaque de type Lamb.

1.5 Passage des courbes de dispersion à un profil des caractéristiques du milieu

La reconstruction d'un profil 1D des vitesses de propagation des ondes transverses à partir de la courbe de dispersion expérimentale repose sur deux grandes étapes:

- Tout d'abord, le calcul numérique des courbes de dispersion en fonction des variations avec la profondeur z des caractéristiques mécaniques ($C_T(z)$, $C_L(z)$ et $\rho(z)$). Cette étape constitue le **problème direct**.
- Reconstruction du milieu investigué par minimisation de la fonction coût entre la courbe de dispersion expérimentale et celles calculées pour différents modèles. Cette étape consistant à estimer un modèle des paramètres à partir des données est communément appelé **problème inverse**.

1.5.1 Modélisation numérique de la dispersion

Les méthodes de modélisation numérique de la dispersion dans un milieu tabulaire, les plus répandues sont les méthodes des propagateurs matricielles (communément appelée Propagator Matrix Method) [Aki et Richards, 1980]. Celles-ci empruntent chez tous les auteurs [Knopoff, 1964] [Haskell, 1953] [Schwab et Knopoff, 1970] le même cheminement consistant, tout d'abord à représenter le milieu en terme d'un empilement de couches, puis à construire une équation de dispersion englobant les paramètres élastiques du milieu stratifié, la fréquence f et les vitesses de phase modales $C_n(f)$ de l'onde de surface. Les

12. La «fuite» de l'énergie est obtenue pour chaque fréquence par le rapport des parties réelles et imaginaires du nombre d'onde complexe k

13. L'excitabilité d'un mode particulier est défini par le rapport des déplacements de ce mode et de la force appliquée mesurés tout deux au même endroit et dans la même direction. Un point de force vertical avec une certaine fréquence va, en effet, exciter différents modes tout le long de la surface.

courbes de dispersion recherchées correspondent aux n couples $(f, C_n(f))$ satisfaisant la relation de dispersion, suivant le nombre de modes de propagation possibles à chaque fréquence. Les principales limites de cette méthode sont tout d'abord l'hypothèse 1D impliquant que les caractéristiques du milieu ne varient pas latéralement (ce qui est rarement le cas dans la nature) et, à un degré moindre, l'obtention uniquement des vitesses de phase modales.

Le formalisme de ces méthodes matricielles ainsi que leurs limites propres seront abordés plus tard dans le chapitre 2, section 2.5.

D'autres méthodes existent, mais elles sont très rarement utilisées, comme les éléments finis [Park *et al.*, 1999], les différences finies et les éléments de frontière. Ces méthodes impliquant une discrétisation spatiale et temporelle. Elles présentent l'avantage de pouvoir modéliser des milieux latéralement hétérogènes et de permettre le calcul des vitesses de phase effectives. Certaines limites existent restreignant leur utilisation, notamment un temps de calcul particulièrement élevé pour les éléments finis, et une possible dispersion numérique nécessitant un maniement précautionneux de ces méthodes [Chammas, 2002].

1.5.2 Inversion des courbes de dispersion

Les techniques d'inversion consistent à reconstruire un profil en terme de vitesse de propagation des ondes transverses C_T en minimisant la fonction coût entre la courbe de dispersion expérimentale et celles calculées. Le choix de C_T est lié au fait que la vitesse de phase est extrêmement sensible à des variations de ce paramètre alors que ρ et C_L ont une influence très limitée sur la dispersion [Russell, 1987]. La difficulté est ici de reconstruire un milieu naturel continu en utilisant seulement une quantité finie de données. Ce sous-dimensionnement implique que la solution du problème inverse n'est pas unique, une multitude de modèles peuvent expliquer les données expérimentales [Snieder et Trampert, 1999].

Jusque dans les années 60, La méthode usuelle d'inversion de la dispersion était une procédure d'essai-erreur, par laquelle des courbes de dispersions théoriques était calculées de façon répétitive pour différents modèles jusqu'à ce que l'une d'elle coïncide avec la courbe expérimentale. Cette approche assez simpliste de l'inversion des données sera employée dans ce travail.

Par la suite, l'utilisation des techniques d'inversion locales¹⁴ se développèrent et permirent d'optimiser l'inversion des courbes de dispersion.

Ce type d'inversion, décrite pour les ondes de surface par Dorman [Dorman et Ewing,

14. Les techniques d'inversion dites locales sont des méthodes itératives se basant sur le fait que le problème peut être localement linéarisé. Cette hypothèse part du principe que de faibles variations des paramètres du modèle peuvent être linéairement reliées aux variations des données. Ces techniques impliquent le calcul des dérivées partielles de chacun des paramètres du modèle. La procédure consiste à faiblement perturber les paramètres d'un modèle *a priori*, en utilisant les dérivées partielles des paramètres, afin d'estimer un modèle plus proche de la réalité au sens des moindres carrés. En reproduisant ensuite cette démarche, l'erreur entre les données expérimentales et le modèle estimé est minimisée.

1962] est à ce jour la plus répandue par sa rapidité d'exécution¹⁵. Cependant, l'aspect local de cette inversion peut entraîner des erreurs liées à la non-unicité du problème. En effet, le choix d'un modèle *a priori* cohérent avec les données est primordial afin d'éviter de converger vers un minimum «local», secondaire, de la fonction coût pouvant conduire à une reconstruction erronée du milieu. La connaissance d'une information *a priori* apparaît donc nécessaire pour l'utilisation de ce type de méthode.

Un autre problème à la méthode, telle qu'elle est formulée par Dorman, est, qu'en pratique, seul le mode fondamental est inversé. Négliger ainsi l'influence des modes supérieures peut, dans certains cas, conduire à une reconstruction erronée du milieu, notamment lorsque ce dernier est inversement dispersif (*cf* section 1.4.3). Dans cette optique, certains auteurs ont proposé des alternatives afin de mieux contraindre le problème ou de pallier à certaine faiblesse de la formulation initiale. Ainsi, [Xia *et al.*, 2003], propose d'inverser simultanément les modes supérieurs et le mode fondamental¹⁶ de propagation en plus du mode fondamental, [Lai *et al.*, 2002] décrit une inversion simultanée en terme de vitesse de phase et d'amortissement, [Foti, 2000] effectue l'inversion en utilisant les vitesses de phase effectives et enfin [Forbriger, 2003a], [Forbriger, 2003b] propose d'inverser directement le diagramme de dispersion obtenu par la méthode $p - \omega$.

1.6 Application de la méthode MASW à l'auscultation de tunnel ou de puits

La méthode MASW est de plus en plus souvent utilisée en géotechnique. Le plus souvent, elle est employée sur des structures planes par exemple pour caractériser les matériaux de la subsurface [Miller *et al.*, 2000], ou la structure de chaussées [Ryden et Lowe, 2004]. Son emploi dans des structures présentant une géométrie plus complexe est par contre beaucoup moins fréquent et à notre connaissance cette méthode n'a jamais été utilisée pour l'auscultation d'ouvrage souterrain de type galeries, tunnel ou puits. L'objectif de cette section est, dans un premier temps, de définir un dispositif approprié à l'auscultation des structures évoquées dans cette thèse. Ensuite, les différents problèmes associés à la géométrie de la structure seront développés ainsi que les contraintes associées aux différents schémas de dispositifs possibles seront évoqués.

1.6.1 Caractéristique de la zone auscultée : l'EDZ (Excavation Damaged Zone)

Les formations argileuse dans leur état naturel présentent des conditions très favorable pour le stockage en formation profonde de déchet radioactif. Un problème associé à ce type de stockage est que l'excavation d'une structure souterraine va modifier le champ

15. Un faible nombre d'itération est nécessaire pour tendre vers une solution acceptable au sens des moindres-carrés

16. Cette formulation nécessite néanmoins une bonne identification des modes supérieurs, ce qui est, dans certains cas, particulièrement difficile

de contrainte s'exerçant initialement. Cette modification va engendrer une détérioration de la formation argileuse à proximité immédiate de la structure, altérant les propriétés de "<barrière>" de la roches hôtes [Blümling *et al.*, 2007]. Cette endommagement de la roche hôte, généralement appelée Excavation Damaged Zone (EDZ), se caractérise par une couche diffuse de roche fracturée dont l'épaisseur est contrôlée par le régime de contrainte régional, la stratigraphie et la forme de la galerie [Bossart *et al.*, 2002].

Un enjeu important consiste à bien connaître l'extension et l'ampleur de l'EDZ et d'évaluer son évolution à plus ou moins long terme afin de déterminer les moyens à mettre en oeuvre pour restituer à la roche endommagée sa fonction de barrière.

La méthode développée dans cette étude propose d'évaluer l'EDZ en utilisant la dispersion des ondes de surface. Afin d'étudier la faisabilité de la méthode, une approche simplifiée est employée dans cette étude en assimilant l'EDZ à une couche élastique homogène d'épaisseur constante présentant une vitesse de propagation de l'onde transverse qui diffère de celle de la roche hôte.

D'autres études devront être mené dans le futur afin d'optimiser la détermination de l'extension et de l'amplitude de l'EDZ en utilisant notamment un modèle plus réaliste en considérant l'EDZ non plus comme une couche élastique homogène bien définie mais comme une couche diffuse dont les caractéristiques évoluent avec la profondeur.

1.6.2 Un choix limité de dispositifs possibles pour la prospection par ondes de surface

La figure 1.9 présente un schéma des différents dispositifs pouvant être mis en place dans un tunnel ou une galerie. Ces dispositifs sont de trois types:

- **Dispositifs suivant la génératrice du tunnel ou du puits** \textcircled{A} : Ce type de dispositif est le plus répandu, car il n'est limité en longueur que par la taille de la structure, et permet donc l'utilisation de dispositifs longs.

Une limite associée à ce type de dispositif et à la méthode MASW en général est que le milieu est décrit par un profil 1D vertical «moyen» du milieu. L'unidimensionnalité des résultats implique, en effet, une moyenne sur toute la longueur du dispositif des variations latérales des caractéristiques du milieu.

Il est important de noter que seuls les résultats obtenus sur le sol du tunnel (surface plane) peuvent être, pour l'instant, interprétés en utilisant les méthodes développées dans ce chapitre. L'influence de la concavité de la surface, pour un dispositif placé en voûte dans le cas d'un tunnel, par exemple, sur la dispersion n'ayant jusqu'à présent pas été démontrée.

La section 1.4.3 a montré la forte relation existant entre la longueur totale du dispositif et la profondeur maximale d'investigation. En conséquence, il apparaît primordial de connaître un ordre de grandeur de l'extension maximale de la zone endommagée (EDZ) afin de dimensionner correctement le dispositif. Estimer l'extension de l'EDZ est très difficile, elle dépend, en effet, de nombreux paramètres *a priori* (Cf. Introduction), et avec différents degrés d'endommagement [Schuster et

Alheid, 2005]. Des mesures effectuées dans le laboratoire du Mont-Terri (Suisse) par [Schuster et Alheid, 2005] ont permis de définir une fourchette de **valeur de l'extension de l'EDZ oscillant entre quelques centimètres et 2 mètres**. Cette fourchette de valeur constitue l'information initiale pour dimensionner les dispositifs utilisés lors des expérimentations, effectuées sur le même site et sur un site présentant des similitudes pétrographique. Les résultats de ces dernières sont présentées dans le chapitre 8.

- **Dispositifs perpendiculaire à la génératrice \mathbb{B}** (suivant la largeur de la galerie ou du tunnel): Ce type de dispositif permet de s'affranchir des effets causés par d'éventuelles variations des conditions d'excavation (Matériels différents utilisés pour excaver, délais importants entre deux phases d'excavation) mais sa taille limitée ne permet pas une auscultation très profonde du milieu de l'ordre de **20 à 25% de la largeur de la galerie au maximum**. L'utilisation de ces dispositifs peut donc s'avérer inutile si l'extension de l'EDZ est importante.
- **Dispositifs suivant la circonférence \mathbb{C}** : Ce dispositif présente les mêmes avantages que précédemment mais également les mêmes inconvénients c'est à dire une longueur limitée, impliquant **une profondeur maximale de l'ordre de 80% du rayon (25% de la demi-circonférence)**. Cette profondeur est néanmoins suffisante pour ausculter de façon cohérente la structure. En effet, le rayon moyen des galeries du Mont Terri est généralement égale à environ 3 m soit une profondeur maximale de 2.4 m, supérieure à l'extension maximale de l'EDZ déduite par [Schuster et Alheid, 2005]. La difficulté de pouvoir accéder à la génératrice (accès difficile en puits) rend ce type de dispositif plus commode à installer. Mais il n'existe, à l'heure actuelle, aucun moyen d'interpréter les données dans ce type de géométrie.

1.6.2.1 Paramètres pouvant perturber l'interprétation

Les puits ou les tunnels présentent une structure complexe, composée d'angles et de surfaces non planes pouvant perturber l'acquisition ou l'interprétation des données issues des dispositifs décrits précédemment. Les différents points pouvant perturber l'interprétation des données sont également représentés sur la figure 1.9. Ces derniers sont majoritairement de deux types:

- Des réflexions sur les bord du tunnel ou des éventuelles diffractions sur les piédroits du tunnel ou au niveau d'autres objets structurels du tunnel (cintres)
- Lorsque le dispositif est disposé suivant la circonférence du tunnel, la propagation circonférentielle des ondes s'effectuent de façon dextre et sénestre. Cette propagation bidirectionnelle peut se superposer au niveau des capteurs les plus éloignés de la source, entraînant une perturbation du signal pouvant fausser l'interprétation.

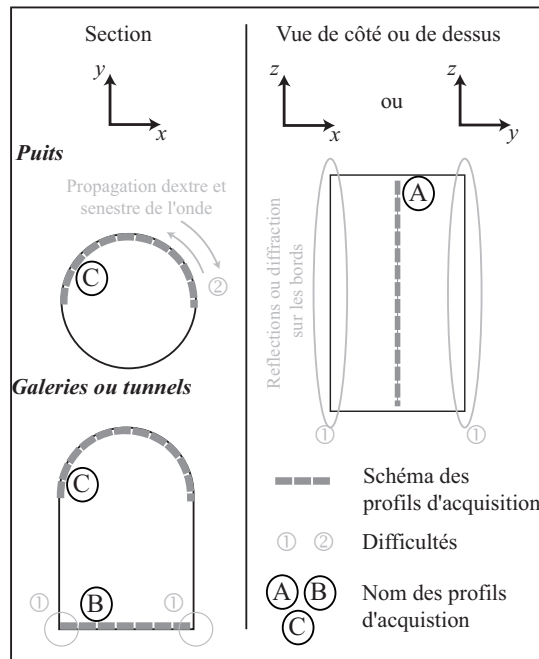


FIG. 1.9 – Représentation des différents types de dispositifs d'acquisition et des difficultés associées à l'auscultation de tunnel

- La concavité du puits pourrait éventuellement perturber l'interprétation de mesures effectuées suivant la génératrice (Dispositif plan mais installé sur une surface concave, par exemple en voûte) .

1.6.3 Interprétation des résultats obtenus en puits

L'idéal pour l'auscultation de structure souterraine, serait de pouvoir interpréter les données expérimentales à partir de modélisation numérique 3D et plus raisonnablement 2D. Cependant les moyens informatiques actuels ne permettent pas ce type d'approches qui nécessiteraient un grand nombre de calculs pour l'interprétation d'un seul résultat. Les méthodes classiques d'interprétation 1D, décrites dans les sections précédentes, sont par conséquent choisies pour caractériser les tunnels. Si l'application de ces méthodes est *a priori* assez rapide pour un dispositif sur une surface plane (dispositif suivant et perpendiculaire à la génératrice) et ne nécessite que l'évaluation de l'impact des perturbations énoncées précédemment, cela s'avère beaucoup plus compliquée lorsque le dispositif est placé suivant la circonférence du tunnel ou du puits. Il n'existe, en effet, aucune méthode permettant l'inversion des données d'ondes de surface se propageant suivant la circonférence dans une géométrie cylindrique et très peu d'auteurs ont modélisé la propagation d'ondes de surface circonférentielle [Cheng, 1997], [Lagarde, 2002]. Il apparaît de ce fait nécessaire de développer une procédure adaptée permettant la reconstruction du milieu ausculté à partir de données acquises dans une telle géométrie. Une étape incontournable passe par le développement du problème direct, c'est à dire le calcul de courbes de dispersion théoriques. La démarche retenue dans cette thèse consiste à transposer l'approche semi-analytique, décrite dans ce chapitre, en milieu plan à un milieu présentant une surface concave.

1.7 Conclusions

Au cours de ce chapitre les propriétés générales des ondes de surface ainsi que leurs utilités dans l'auscultation géophysique ou géotechnique ont été mises en avant. Leurs propriétés énergétiques les rendent facile à générer et à détecter par les méthodes sismiques classiques. L'interprétation des propriétés dispersives des ondes de surface conduit à la caractérisation du milieu en terme de vitesse de propagation des ondes transverses. La génération et la détection des ondes transverses nécessitent un dispositif lourd et coûteux rendant ce paramètre difficilement déterminable. Ce dernier point confère à la méthode un intérêt particulier et permis son développement de l'échelle millimétrique jusqu'à celle de la terre. Cette étude est menée afin d'évaluer le potentiel de la méthode pour l'auscultation de tunnels ou de galeries. La transposition de la méthode dans une nouvelle géométrie non plus plane mais cylindrique nécessite une reformulation du problème direct afin de permettre la reconstruction du milieu étudié à partir des données expérimentales. Cette reformulation du calcul des courbes de dispersion théorique transposé à une géométrie concave est exposé dans le chapitre 2.

Chapitre 2

Propagation des ondes dans un système multi couches concave

2.1 Généralités

La propagation des ondes de surface, sur une surface concave, suivant la direction circonférentielle a été très peu étudiée contrairement au cas convexe dont les relations de dispersion ont été déterminées au début du siècle par Sesawa [Sesawa, 1927] .

Les premières recherches, pour un milieu semi-infini, ont été menées, par Viktorov [Viktorov, 1967], qui s'intéressa aux effets de la courbure sur les ondes de surface pour des surfaces convexes et concaves de faible courbure. Il dressa, en considérant les conditions aux limites de l'interface, les fondements mathématiques du problème et introduisit la notion de nombre d'onde angulaire. Ces développements mathématiques lui permirent d'établir les relations de dispersion pour ces deux types de surface et de décrire l'influence de la courbure sur l'allure des courbes de dispersion obtenues pour ce type de géométrie. Epstein [Epstein, 1975] étudia également ces effets et étendit les relations de dispersion au cas des ondes de Stoneley (propagation à la limite entre deux matériaux) tout en se limitant, comme Viktorov, à certains cas (faible courbure et hautes fréquences) du fait de la limite des calculateurs de l'époque.

D'autres recherches ont ensuite été menées par [Liu et Qu, 1998] qui établirent en introduisant les conditions aux limites au niveau d'un deuxième interface, les relations de dispersion pour une onde se propageant à l'intérieur d'un anneau homogène. Différents aspects de la propagation circonférentielle des ondes à l'intérieur d'un anneau homogène ou stratifié ont été par la suite et sont toujours analysés par de nombreux chercheurs [Valle *et al.*, 1999], [Towfighi *et al.*, 2002], [Gridin *et al.*, 2003], [Fong *et al.*, 2003].

Le principe de ce chapitre est de déterminer dans un premier temps les fondements mathématiques de la propagation circonférentielle des ondes de surface en utilisant l'approche décrite dans le chapitre 1 afin de dériver une relation de dispersion permettant de calculer les vitesses de phases associées à cette propagation. Trois types de structures

sont étudiés ici:

- Un espace semi-infini homogène concave: afin d'étudier l'influence de la courbure sur la dispersion.
- Un anneau: Il constitue une étape intermédiaire dont les équations seront reprises dans le dernier cas. Il permet également d'évaluer l'influence d'un deuxième interface et est surtout bien documenté.
- Un système multi-couche concave: constitué d'un empilement concentrique d'anneaux entouré d'un espace semi-infini.

Les différentes méthodes de résolution matricielles de la relation de dispersion seront enfin présentées afin de choisir la plus appropriée à ce problème

2.2 Propagation circonférentielle d'une onde dans un milieu semi-infini présentant une surface concave

Soit une onde plane de Rayleigh se propageant à la surface d'un espace semi-infini élastique et isotrope occupant la région des r ($r > a$) croissants avec une direction de propagation uniquement suivant θ .

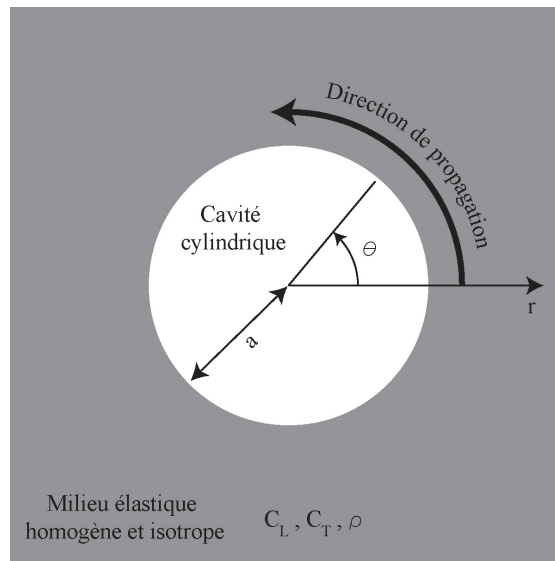


FIG. 2.1 – Schéma représentatif de la propagation en milieu homogène concave

2.2.1 Equations de propagation des ondes longitudinales et transverses en coordonnées cylindriques

L'approche employée est identique à celle décrite dans la section 1.2.1. Elle consiste tout d'abord à exprimer les déplacements en terme d'un potentiel longitudinal scalaire φ

et d'un potentiel transverse vectoriel Ψ en utilisant la décomposition de Helmholtz définie par (1.2). Les équations d'ondes, prennent la forme suivante en coordonnées cylindriques:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \theta^2} &= \frac{\rho}{\lambda + 2\mu} \frac{\partial \varphi}{\partial t^2} = \frac{1}{C_L^2} \frac{\partial \varphi}{\partial t^2} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} &= \frac{\rho}{\mu} \frac{\partial \psi}{\partial r^2} = \frac{1}{C_T^2} \frac{\partial \psi}{\partial r^2} \end{aligned} \quad (2.1)$$

Avec λ et μ les paramètres de Lamé, C_T et C_L respectivement la vitesse des ondes transverses et des ondes longitudinales.

En assumant que l'onde se propage uniquement suivant la direction de la circonférence θ et que celle-ci ne varie pas suivant la direction r , les potentiels φ et ψ_r ¹ peuvent être formulés de la façon suivante:

$$\begin{aligned} \varphi &= \varphi_0(r) e^{i(n\theta - \omega t)} \\ \psi_r &= \psi_0(r) e^{i(n\theta - \omega t)} \end{aligned} \quad (2.2)$$

Dans l'équation (2.2), les termes $\varphi_0(r)$ et $\psi_0(r)$ décrivent les variations du champ d'onde suivant la direction r et n décrit le nombre d'onde angulaire dont la signification est détaillée dans la section 2.2.4.2.

Les solutions de $\varphi_0(r)$ et $\psi_0(r)$ sont dérivées en substituant (2.2) dans les équations d'ondes (2.1). Deux équations différentielles sont obtenues:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi_0}{\partial r} - \left(\frac{n^2}{r^2} - \frac{\omega^2}{C_L^2} \right) \varphi_0 &= 0 \\ \frac{\partial^2 \psi_0}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi_0}{\partial r} - \left(\frac{n^2}{r^2} - \frac{\omega^2}{C_T^2} \right) \psi_0 &= 0 \end{aligned} \quad (2.3)$$

2.2.2 Solution de l'équation fondamentale de la dynamique en coordonnées cylindriques: les fonctions de Bessel

Les équations différentielles (2.3) ont des solutions sous la forme de fonctions de Bessel. Il existe cependant différents types de fonctions de Bessel pouvant satisfaire de façon plus ou moins complètes les relations (2.3). [Pavlakovic, 1998] et [Gazis, 1959] décrivent de façon complète les différents domaines d'utilisation de chacune de ces fonctions.

Dans le cas d'un espace semi-infini, la solution est sous la forme d'une fonction de Bessel de troisième espèce également appelée fonction de Hankel. Ces dernières peuvent être de deux rangs, tout d'abord $H_\nu^{(1)}(z)$ qui est une combinaison de la forme suivante:

1. Seule la composante suivant r de Ψ est non nulle, le terme ψ_r sera donc utilisé par la suite

$H_\nu^{(1)}(z) = J_\nu(z) + iY_\nu(z)$, et $H_\nu^{(2)}(z) = J_\nu(z) - iY_\nu(z)$ où $J_\nu(z)$ est une fonction de Bessel de première espèce, $Y_\nu(z)$ est une fonction de Neumann (fonction de Bessel de deuxième espèce), ν et z représentant respectivement l'ordre et l'argument de la fonction.

Les fonctions de Hankel sont choisies afin de satisfaire la condition de rayonnement de l'énergie de l'onde dans le milieu. Elles peuvent être assimilées aux fonctions exponentielles complexes en coordonnées cartésiennes [Pavlakovic, 1998]. Viktorov [Viktorov, 1967] décrit ainsi que pour $r \gg a$, avec a le rayon de la cavité, les fonctions de Hankel représentent des ondes cylindriques se propageant suivant la direction radiale dans le milieu de façon convergente et divergente.

Lorsque le milieu est semi-infini, seules les ondes divergentes se propagent dans le milieu, le choix du rang de la fonction de Hankel caractérisant ce type de propagation va dépendre du signe du terme harmonique $e^{i(n\theta - \omega t)}$. Dans ce cas, $H_\nu^{(1)}(z)$ décroît à l'infini et est par conséquent utilisée pour décrire la propagation de l'onde divergente dans le milieu semi-infini environnant.

La solution générale de φ et ψ déduite de (2.1) et décrite en (2.2) devient:

$$\begin{aligned}\varphi &= E H_n^{(1)}(k_L r) e^{i(n\theta - \omega t)} \\ \psi &= F H_n^{(1)}(k_T r) e^{i(n\theta - \omega t)}\end{aligned}\quad (2.4)$$

Avec $k_L = \omega/C_L$ et $k_T = \omega/C_T$ respectivement nombre d'onde des ondes longitudinales et transverses, $\omega = 2\pi f$ et f respectivement la pulsation et la fréquence. E et F sont des constantes que l'on peut respectivement relier aux amplitudes des ondes longitudinales et transverses divergentes par rapport au centre du cylindre².

2.2.3 Expression des déplacements et des contraintes

En se plaçant dans le plan $r - \theta$, les déplacements suivant r et θ sont obtenus à partir de l'expression de la décomposition de Helmholtz (1.2) et de la solution des potentiels (2.2) en considérant que le déplacement ne varie pas suivant z , :

$$\begin{aligned}u_r &= \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi_z}{\partial \theta} \\ u_\theta &= \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} - \frac{\partial \psi_r}{\partial r}\end{aligned}\quad (2.5)$$

Les seules contraintes s'exerçant dans un tel plan, les contraintes normales σ_{rr} et tangentielles $\sigma_{r\theta}$, sont déterminées à partir de la loi de Hooke (1.9). L'équation (2.6)

2. Le milieu étant semi-infini, il n'existe pas d'ondes convergentes longitudinales ou transverses qui sont généralement associées à une réflexion sur une interface

présente les contraintes exprimées en fonction des déplacements.

$$\begin{aligned}\sigma_{rr} &= \lambda \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_r}{r} \right) + 2\mu \frac{\partial u_r}{\partial r} \\ \sigma_{r\theta} &= \mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} + \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{u_\theta}{r} \right)\end{aligned}\quad (2.6)$$

En développant la relation (2.5) à partir des potentiels (2.4), et en utilisant les relations de récurrence³ des fonctions de Bessel, l'expression de la solution générale des déplacements⁴, en coordonnées cylindriques pour un espace semi-infini, est obtenue:

$$\begin{aligned}u_r &= \frac{1}{r} \left(E \left(k_L r H_{n-1}^{(1)}(k_L r) - n H_n^{(1)}(k_L r) \right) + F \left(i n H_n^{(1)}(k_T r) \right) \right) e^{i n \theta} \\ u_\theta &= -\frac{1}{r} \left(E \left(i n H_n^{(1)}(k_L r) \right) + F \left(k_T r H_{n-1}^{(1)}(k_T r) - n H_n^{(1)}(k_T r) \right) \right) e^{i n \theta}\end{aligned}\quad (2.7)$$

En utilisant ensuite (2.7) et (2.6), l'expression des contraintes prend la forme suivante:

$$\begin{aligned}\sigma_{rr} &= -\frac{2}{r^2} C_{TP}^2 \rho \left[\begin{aligned} &E \left(k_L r H_{n-1}^{(1)}(k_L r) + \left(\frac{1}{2} k_T^2 r^2 - n(n+1) \right) H_n^{(1)}(k_L r) \right) \\ &+ F \left(i n \left((1+n) H_n^{(1)}(k_T r) - k_T r H_{n-1}^{(1)}(k_T r) \right) \right) \end{aligned} \right] e^{i n \theta} \\ \sigma_{r\theta} &= -\frac{2}{r^2} C_{TP}^2 \rho \left[\begin{aligned} &E \left(i n \left((1+n) H_n^{(1)}(k_L r) - k_L r H_{n-1}^{(1)}(k_L r) \right) \right) - \\ &F \left(k_T r H_{n-1}^{(1)}(k_T r) + \left(\frac{1}{2} k_T^2 r^2 - n(n+1) \right) H_n^{(1)}(k_T r) \right) \end{aligned} \right] e^{i n \theta}\end{aligned}\quad (2.8)$$

2.2.4 Relations de dispersion

La relation de dispersion représente une équation mathématique qui est satisfaite pour un couple de valeurs caractérisées par la pulsation ω et la fréquence spatiale angulaire (ou nombre d'onde angulaire) n .

$$F[\omega, n] = cste$$

C'est à partir de ces relations fondamentales que sont obtenues les courbes de dispersion.

A partir de (2.7) et (2.8), puis en se plaçant en $r = a$, les contraintes à la surface libre sont nulles, on a alors $\sigma_{rr} = \sigma_{r\theta} = 0$. Une relation de dispersion peut alors être décrite.

3. Ces relations (Equation [9.1.27] de [Abramowitz et Stegun, 1965]) sont primordiales pour obtenir les dérivées partielles des fonctions de Hankel et simplifier une relation préalablement relativement complexe.

4. Le facteur de dépendance temporelle $e^{-i\omega t}$ n'est, dans ce cas, pas représenté

2.2.4.1 Forme matricielle de la relation de dispersion

Une relation de dispersion dérivée des valeurs des contraintes aux conditions limites peut également être écrite sous une forme matricielle. L'écriture sous une telle forme est nécessaire pour passer ultérieurement à des systèmes multicouches. En reprenant (2.8)

$$\begin{pmatrix} \sigma_{rr} \\ \sigma_{r\theta} \end{pmatrix} = -\frac{2}{a^2} C_T^2 \rho \underbrace{\begin{pmatrix} D_{11} & D_{12} \\ D_{21} & D_{22} \end{pmatrix}}_{\mathbf{D}} \begin{pmatrix} E \\ F \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

avec,

$$\begin{aligned} D_{11} &= k_L a H_{n-1}^{(1)}(k_L a) + \left(\frac{1}{2} k_T^2 a^2 - n(n+1) \right) H_n^{(1)}(k_L a) \\ D_{12} &= in \left((1+n) H_n^{(1)}(k_T a) - k_T a H_{n-1}^{(1)}(k_T a) \right) \\ D_{21} &= in \left((1+n) H_n^{(1)}(k_L a) - k_L a H_{n-1}^{(1)}(k_L a) \right) \\ D_{22} &= - \left(k_T a H_{n-1}^{(1)}(k_T a) + \left(\frac{1}{2} k_T^2 a^2 - n(n+1) \right) H_n^{(1)}(k_T a) \right) \end{aligned} \quad (2.10)$$

La solution pour ce type de problème consiste à rechercher numériquement, en faisant varier n et f dans (2.9), une solution telle que le déterminant de \mathbf{D} s'annule:

$$Det[\mathbf{D}] = 0 \quad (2.11)$$

2.2.4.2 Le nombre d'onde angulaire n

Les fonctions de Bessel de troisième espèce présentent une partie imaginaire, il apparaît que la relation (2.11), si la vitesse de propagation des ondes transverses est réelle, est satisfaite uniquement pour un nombre d'onde angulaire n complexe. Ainsi, en considérant \bar{r} la distance par rapport au centre de la cavité cylindrique:

$$n = (k_1 + ik_2) \bar{r} \quad (2.12)$$

Viktorov [Viktorov, 1967] introduisit la notion de nombre d'onde angulaire n . Ce dernier est une quantité adimensionnée complexe, dont la partie réelle est reliée à la vitesse de propagation angulaire C_θ de l'onde circonférentielle (ou vitesse de rotation). Soit $C(\bar{r})$ la vitesse de phase d'un point situé à une distance \bar{r} du centre de la cavité. Cette vitesse, souvent caractérisée dans la littérature par le terme de vitesse de phase linéaire⁵ [Towfighi *et al.*, 2002] est définie dans l'équation (2.13).

$$\text{Re}(n) = \frac{\omega}{C_\theta} = k_1 \bar{r} \quad \text{avec} \quad k_1 = \frac{\omega}{C(\bar{r})} \quad \text{et} \quad C_\theta = \frac{C(\bar{r})}{\bar{r}} \quad (2.13)$$

5. ou circonférentielle suivant les auteurs

La vitesse de phase à la surface libre de la cavité cylindrique est obtenue en posant $\bar{r} = a$. La vitesse angulaire C_θ est, par contre, constante quelque soit \bar{r} .

La conséquence de la présence d'une partie imaginaire dans n est que l'onde de surface va se propager avec atténuation sur une surface cylindrique concave. Cette atténuation, comme le décrit Viktorov, est liée au rayonnement de l'énergie dans le milieu (propagation dans la direction radiale des ondes cylindriques⁶ associées aux fonctions de Hankel).

2.2.4.3 Relations de dispersion définies dans la littérature

Deux auteurs, [Viktorov, 1967], tout d'abord, puis [Epstein, 1975], ont proposé des relations de dispersion dans ce type de géométries. Pour Viktorov, elle est vraie quel que soit n et de la forme:

$$\frac{H_{n+2}^{(1)}(k_L a) + H_{n-2}^{(1)}(k_L a) - 2 \left(\frac{k_L^2}{k_T^2} - 1 \right) H_n^{(1)}(k_L a)}{H_{n+2}^{(1)}(k_L a) - H_{n-2}^{(1)}(k_L a)} = \frac{H_{n+2}^{(1)}(k_T a) - H_{n-2}^{(1)}(k_T a)}{H_{n+2}^{(1)}(k_T a) + H_{n-2}^{(1)}(k_T a)} \quad (2.14)$$

Epstein [Epstein, 1975] propose la relation suivante:

$$\begin{aligned} & (\beta_1^2 - 2)^2 - 4 - \left(\frac{4\beta_1^2}{n} \right) + HB_1 \left[4 + \left(2\frac{\beta_1^2}{n} \right) - \left(\frac{2}{n} \right)^2 \right] \\ & + HA_1 \left[4 + \left(\frac{2\beta_1^2}{n} \right) - \left(\frac{2}{n} \right)^2 - HB_1 \left(4 - \left(\frac{2}{n} \right)^2 \right) \right] = 0 \end{aligned} \quad (2.15)$$

Avec $\beta_1 = \frac{C(a)}{C_T}$, $\alpha_1 = \frac{C(a)}{C_L}$, $HA_1 = \frac{\alpha_1 H_{n-1}^{(1)}(k_L a)}{H_n^{(1)}(k_L a)}$ et $HB_1 = \frac{\beta_1 H_{n-1}^{(1)}(k_T a)}{H_n^{(1)}(k_T a)}$

L'expression (2.15) est une simplification qui suppose que le terme k_2 est négligeable. Par conséquent, cette relation de dispersion n'est valable que pour $\text{Re}(n) > 50$ et $n \in \mathbb{R}$ [Epstein, 1975].

Les relations proposées par Epstein et Viktorov ont chacune été retrouvées et vérifiées en utilisant le logiciel de calcul symbolique MATHEMATICA®.

Viktorov et Epstein montrèrent que dans certains cas limites, la relation de dispersion peut être grandement simplifiée. Ainsi lorsque n est grand ($\text{Re}(n) > 100$ pour Viktorov et $\text{Re}(n) > 50$ pour Epstein), la partie imaginaire de n peut être ignorée car, $k_2 \rightarrow 0$ quand la fréquence $f \rightarrow \infty$ et $H_n^{(1)}$ peut être assimilée à une fonction de Neumann de la forme Y_n [Epstein, 1975].

6. Les ondes étant cylindriques, la surface du front d'onde augmente avec \bar{r} , alors que pour une onde plane cette surface reste constante. L'atténuation par rayonnement radial est liée à la répartition de l'énergie sur la surface du front d'onde lorsque \bar{r} augmente

Deux facteurs sont susceptibles de faire évoluer n vers l' ∞ :

- $a \rightarrow \infty$ le milieu tend alors à devenir plan
- $f \rightarrow \infty$ les ondes sont localisées à proximité de la surface et les effets de la courbure deviennent négligeables.

La figure 2.2 représente l'impact de la courbure sur les ondes de Rayleigh obtenus par Epstein avec la relation de dispersion⁷ (2.15) en prenant les caractéristiques suivantes $C_L^2/C_T^2 = 0,333$ et $1/(k_1a) = 1/\text{Re}(n)$.

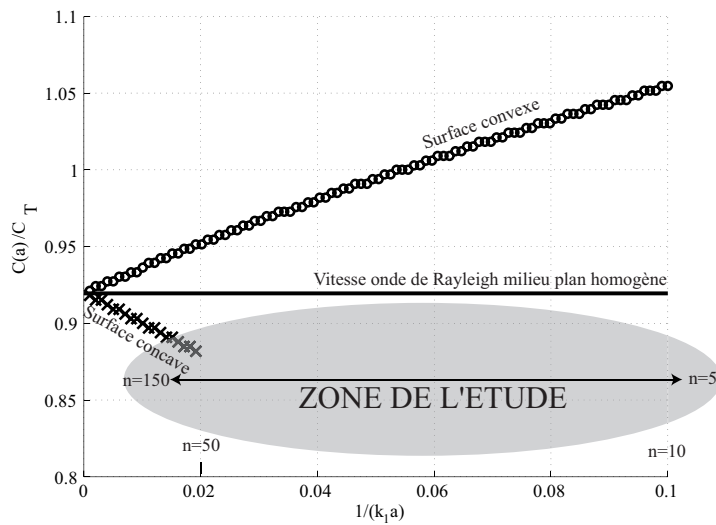


FIG. 2.2 – Vitesse de phase normalisée en fonction de la courbure [Epstein, 1975]

Le problème majeur de la résolution de la relation de dispersion associée à notre problématique réside dans le fait que la majeure partie des valeurs de $\text{Re}(n)$ recherchées⁸, sont inférieures à 100 (ou 50). L'utilisation de ces simplifications est dans notre cas impossible. En considérant que la longueur maximale d'un dispositif suivant la circonférence est équivalente à la demi circonférence du cylindre et que la longueur d'onde maximale est équivalente à 40% de la longueur du dispositif [O'Neill, 2003], la valeur minimale de $\text{Re}(n)$, n_{min} peut être recherchée analytiquement.

$$\begin{aligned} \lambda_{max} &= 0.4\pi a = \frac{2\pi a}{n_{min}} \\ n_{min} &= 5 \end{aligned} \quad (2.16)$$

7. Epstein utilise la relation simplifiée décrite précédemment pour la surface concave

8. Zone grisée sur la figure 2.2

Dans la zone d'étude définie en gris sur la figure 2.2, la difficulté majeure liée à la résolution de la relation de dispersion ((2.11) ou (2.14)) réside dans le calcul des fonctions de Hankel d'ordre complexe (Cf section 3.5).

2.2.5 Courbes de dispersion semi analytiques calculées en utilisant les relations de dispersion (2.11), (2.14) et (2.15)

Cette section présente une comparaison des courbes de dispersion, obtenues en utilisant les relations de dispersion développées dans la section 2.2.4.

2.2.5.1 Influence de la courbure sur la vitesse de phase

La figure 2.3 de gauche, présente les courbes de dispersion de vitesses de phase, normalisées par la vitesse de propagation de l'onde transverse C_T , obtenues par les différentes méthodes décrites dans la section 2.2.4. L'observation de la figure 2.3 de gauche montre clairement l'influence de la courbure sur l'allure de la courbe de dispersion. La comparaison des trois courbes avec celle obtenue pour un milieu plan homogène (en gris) montre une nette sous évaluation des vitesses de phase pour les n faibles (grandes longueurs d'ondes)(sous évaluation de 10 à 12 % pour $n = 10$). Les vitesses de phase obtenues dans un système concave tendent, en effet, vers une valeur nulle lorsque n tend vers zéro alors que la valeur de la vitesse de l'onde Rayleigh en milieu plan homogène reste constante. Par contre, lorsque n augmente, les effets de la courbure deviennent négligeables, et les vitesses de phase tendent asymptotiquement vers la valeur de la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh C_R dans le milieu (la sous évaluation est inférieure à 3% lorsque $n = 90$).

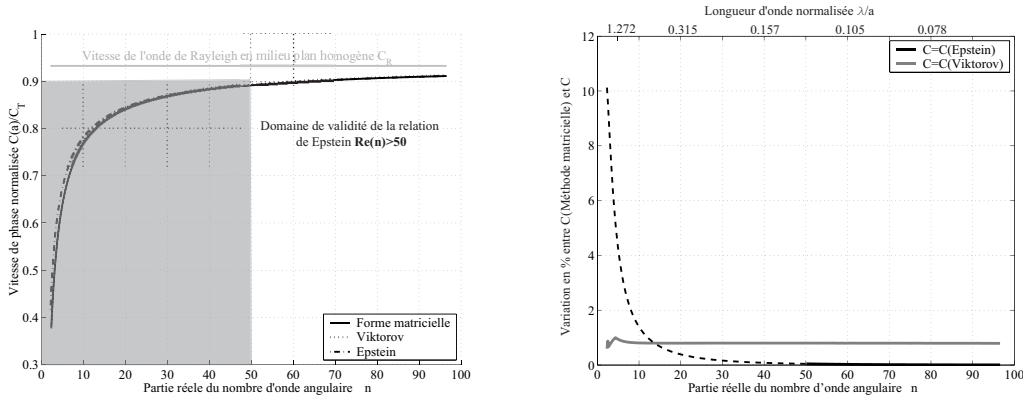


FIG. 2.3 – **A gauche:** Comparaison des courbes de dispersion de vitesses de phase obtenues par les différentes méthodes. **A droite:** Variation, en %, existant entre la courbe de dispersion de vitesse de phase calculée par la relation de dispersion matricielle (2.11) et celles obtenues par les relations de Epstein [Epstein, 1976] et Viktorov [Viktorov, 1967].

2.2.5.2 Comparaison entre les vitesses de phase calculées en utilisant chacune des méthodes

La figure 2.3 de droite, présente les variations en % existant entre la courbe obtenue par la méthode matricielle et les deux autres. Ainsi, les variations avec la vitesse de phase calculée par la relation de dispersion de Viktorov n'excèdent pas 1% (pour tout n) et, dans le domaine de validité de la relation de Epstein ($n > 50$), les variations entre la vitesse de phase calculée par cette dernière et celle obtenue par la méthode matricielle sont encore plus faibles (proche de 0%). Par contre, hors de ce domaine une divergence entre les deux courbes est visible pouvant atteindre 5 % lorsque $n = 5 = n_{min}$, confirmant l'invalidité de la relation de Epstein lorsque n est inférieur à 50.

2.2.5.3 Influence de la courbure sur l'atténuation k_2

L'évolution de l'atténuation k_2 avec la fréquence, présentée sur la figure 2.4 de gauche, se caractérise, tout d'abord, par une augmentation de k_2 entre zéro et approximativement $n = 8 - 9$, c'est à dire en terme de longueurs d'onde entre l'infini et une longueur d'onde à peu près égale au rayon de la cavité. Puis une décroissance monotone des valeurs de k_2 s'effectue vers zéro. L'atténuation est donc maximale pour des longueurs d'ondes équivalentes au rayon de la cavité et devient de plus en plus faible pour les petites longueurs d'ondes.

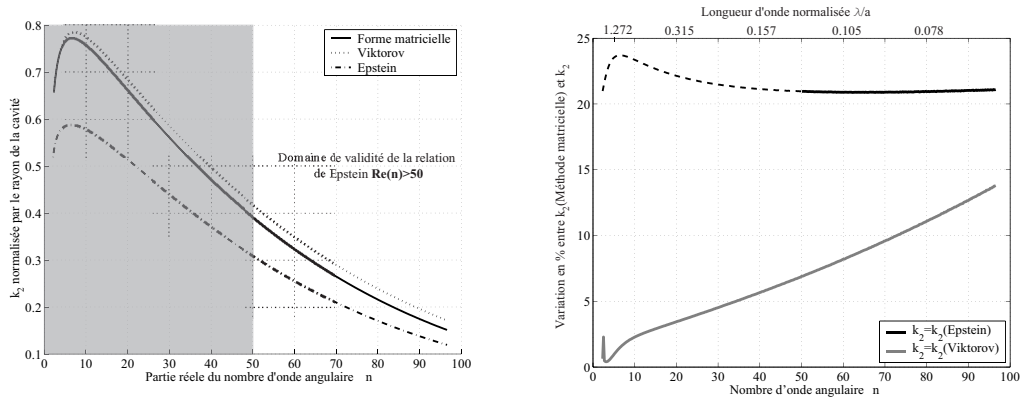


FIG. 2.4 – **A gauche:** Comparaison des courbes de dispersion d'atténuation k_2 normalisée obtenue par les différentes méthodes. **A droite:** Variation, en %, existant entre la courbe de dispersion d'atténuation k_2 calculée par la relation de dispersion matricielle (2.11) et celles obtenues par les relations de Epstein [Epstein, 1976] et Viktorov [Viktorov, 1967].

2.2.5.4 Comparaison entre les courbes d'atténuations k_2 calculées en utilisant chacune des méthodes

La figure 2.4 de droite présente les variations en % entre la courbe d'atténuation calculée par la méthode matricielle et celles calculées par les deux autres méthodes. Il est important de noter que la relation de Epstein n'est valide que pour n réel et supérieur à 50. Cette dernière a néanmoins été testée en posant n complexe pour insister sur le fait qu'elle n'est pas utilisable dans ce cas précis et, logiquement, une différence supérieure à 20% existe entre la courbe de Epstein et celle de la méthode matricielle.

Par contre, la variation avec la courbe de Viktorov, faible au départ (environ 2% lorsque $n = 10$), puis augmentant de façon importante, au fur et à mesure que n augmente (10 % lorsque $n=90$), est difficilement explicable. En effet, la relation de Viktorov, n'est pas simplifiée comme celle d'Epstein, et une vérification de cette dernière, en utilisant les relations de récurrence des fonctions de Hankel, a montré qu'elle était parfaitement similaire à la relation de dispersion développée dans cette thèse.

Une erreur numérique semble donc être la seule explication possible de la divergence entre les courbes. Cette erreur est vraisemblablement dûe aux fonctions de Hankel d'ordre complexe dont la précision n'a pas pu être clairement définie (Cf section 3.5). Une étude a été menée sur les relations de récurrence des fonctions de Hankel, par exemple:

$$H_{n-2}^{(1)}(k_L a) = \frac{2(n-1)}{k_L a} H_{n-1}^{(1)}(k_L a) - H_n^{(1)}(k_L a) \quad (2.17)$$

Le résultat de ces études sur les fonctions de Hankel d'ordre complexe a montré une variation, en moyenne de $4 \cdot 10^{-5}$ % pour la partie imaginaire et de $2 \cdot 10^{-6}$ % pour la partie réelle, entre le terme de gauche et celui de droite de la relation (2.17). Pour la même étude, effectuée sous MATLAB en utilisant des fonctions de Hankel d'ordre réel, les variations, pour la partie imaginaire et la partie réelle, sont inférieures à 10^{-13} %. Ces variations en apparence minimes peuvent rapidement devenir très importantes si la valeur de la fonction de Hankel tend vers l'infini. Cela peut entraîner des erreurs dont les répercussions sur la relation de dispersion sont difficilement quantifiables.

Ces variations entre les différentes courbes ne permettent pas, à l'heure actuelle, de valider le calcul du terme d'atténuation k_2 . La difficulté à déterminer précisément k_2 conduit à une interrogation majeure, quel est l'impact de k_2 sur la vitesse de phase? Il apparaît, en effet, nécessaire d'évaluer si une mauvaise estimation de k_2 entraîne des variations importantes de la vitesse de phase.

2.2.5.5 Influence du terme d'atténuation k_2 sur la vitesse de phase C

Ce paragraphe propose d'évaluer les variations occasionnées sur la courbe de dispersion de vitesse de phase $C(a)$, si le terme d'atténuation k_2 est négligé dans la relation de dispersion. Deux modèles ont été calculés en utilisant la relation de dispersion (2.11), le premier en posant $n = (k_1 + ik_2)a$ et le second en posant $n = k_1 a$.

Les deux courbes normalisées, ainsi obtenues, sont représentées sur la figure 2.5 de gauche. L'observation des deux courbes indique, dans un premier temps, que ne pas tenir compte du terme d'atténuation k_2 dans la relation de dispersion conduit à une sous-évaluation de la vitesse de phase entre $n = 32$ et $n = 100$ et une surévaluation lorsque $n < 32$.

La variation en % entre ces deux courbes est présentée sur la figure 2.5 de droite. Cette dernière est globalement faible et constante entre $n = 32$ et $n = 100$, puis augmente de façon importante au fur et à mesure que n diminue, jusqu'à atteindre 16 % lorsque $n = 5 = n_{min}$ (limite inférieure de la zone d'étude).

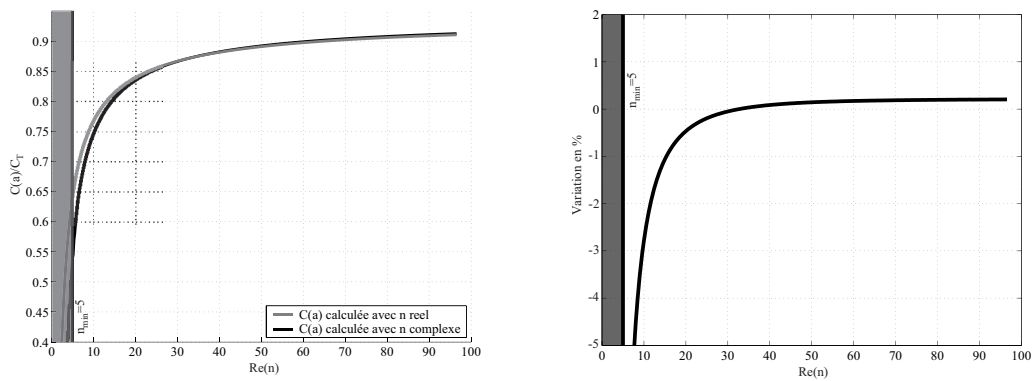


FIG. 2.5 – **A gauche:** Représentation normalisée de la vitesse de phase $C(a)$ calculée avec $n = (k_1 + ik_2)a$ (n complexe) et $n = k_1a$ (n réel). **A droite:** Variation en % entre la courbe de dispersion de vitesse de phase calculée en posant $n = (k_1 + ik_2)a$ et celle obtenue en posant $n = k_1a$.

L'observation de ces deux figures a montré que l'influence du terme d'atténuation k_2 sur la vitesse de phase est, dans l'ensemble, assez faible et peu étendue dans le domaine des n . Sans impact sur les petites longueurs d'onde, le négliger, néanmoins, pour les grandes longueurs d'onde ($\lambda > a$) peut conduire à une sous-évaluation notable de la vitesse de phase.

2.2.5.6 Interprétation physique du terme d'atténuation k_2

Dans la section précédente, le terme k_2 a été désigné comme étant relié à l'atténuation par rayonnement radial dans le milieu. Même si la validité des valeurs de k_2 obtenue n'a pas pu être clairement déterminée, il apparaît intéressant d'évaluer son impact physique sur l'amplitude des ondes se propageant de manière circonférentielle et de comparer l'amplitude de l'atténuation par rayonnement radial avec l'atténuation intrinsèque.

Soit θ_0 et θ_1 , deux angles désignant une position sur la cavité cylindrique de rayon a , et $A(\theta_0)$ et $A(\theta_1)$ les amplitudes des déplacements particuliers aux positions θ_0 et θ_1 . Ces deux amplitudes peuvent être reliées par la relation (2.18).

$$A(\theta_1) = A(\theta_0) \underbrace{e^{i(k_1(a\theta_1 - a\theta_0) - \omega t)}}_{\text{Propagation}} \underbrace{e^{-k_2(a\theta_1 - a\theta_0)}}_{\text{Atténuation}} \quad (2.18)$$

En simplifiant (2.18), le rapport entre $A(\theta_1)$ et $A(\theta_0)$ en fonction de k_2 peut être obtenu.

$$\left| \frac{A(\theta_1)}{A(\theta_0)} \right| = e^{-k_2(a\theta_1 - a\theta_0)} \quad (2.19)$$

Ce rapport permet d'obtenir la variation en terme d'amplitude du signal. Cette variation est communément exprimée en dB.m^{-1} . Les valeurs en décibel (dB) correspondent à la valeur logarithmique de base 10 du rapport de l'amplitude de deux signaux. En reprenant la relation (2.19), l'atténuation de l'amplitude en dB entre deux angles, θ_0 et θ_1 , prend la forme suivante:

$$\begin{aligned} \text{Atténuation en dB} \cdot a(\theta_1 - \theta_0)^{-1} &= -20 \text{Log}_{10} \left| \frac{A(\theta_1)}{A(\theta_0)} \right| \\ &= -20 \text{Log}_{10} (e^{-k_2 a(\theta_1 - \theta_0)}) \end{aligned} \quad (2.20)$$

Dans l'équation (2.20), $a(\theta_1 - \theta_0)$ définit la longueur de l'arc de cercle séparant θ_0 de θ_1 .

L'atténuation peut être normalisée par rapport au rayon de courbure en exprimant cette dernière en $\text{dB} \cdot \theta^{-1}$, c'est à dire:

$$\text{Atténuation en dB} \cdot \theta^{-1} = -20 \text{Log}_{10} (e^{-k_2 a}) \quad (2.21)$$

La figure 2.6 représente l'atténuation en $\text{dB} \cdot \theta^{-1}$ pour différents rayons en fonction de la longueur d'onde normalisée par le rayon a . Le maximum d'atténuation est atteint pour une longueur d'onde équivalente au rayon. Elle tend vers 0, lorsque la longueur d'onde tend vers 0

La figure 2.7 représente la perte d'amplitude du déplacement particulière pour quatre longueurs d'arc: la circonférence de la cavité cylindrique ($\theta = 2\pi$), la demi-circonférence ($\theta = \pi$), un quart de la circonférence ($\theta = \pi/2$) et enfin un huitième de la circonférence ($\theta = \pi/4$). Cette figure montre que le signal s'atténue très rapidement. Presque la moitié de l'énergie est dissipée par rayonnement radial dans le milieu après que l'onde de surface ait parcouru une distance équivalente à un huitième de la circonférence de la cavité cylindrique et la perte est quasi-totale au bout d'une circonférence.

Il est intéressant maintenant de comparer cette dissipation de l'énergie par rayonnement radial avec celle engendrée par la visco-élasticité du milieu. Cette comparaison

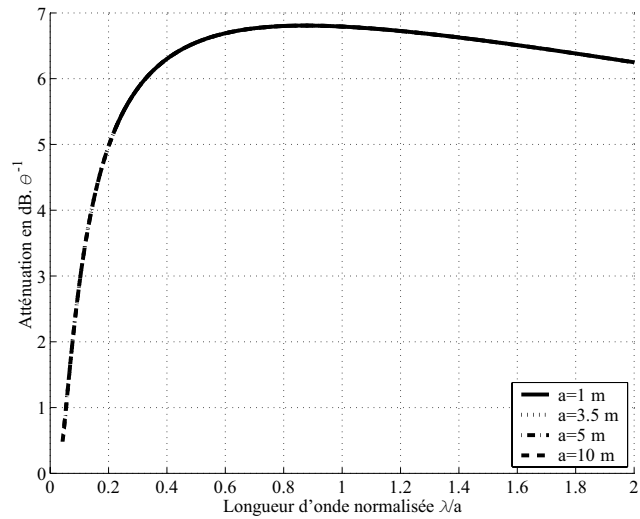


FIG. 2.6 – Atténuation par rayonnement radial en $\text{dB} \cdot \theta^{-1}$ pour quatre rayons a

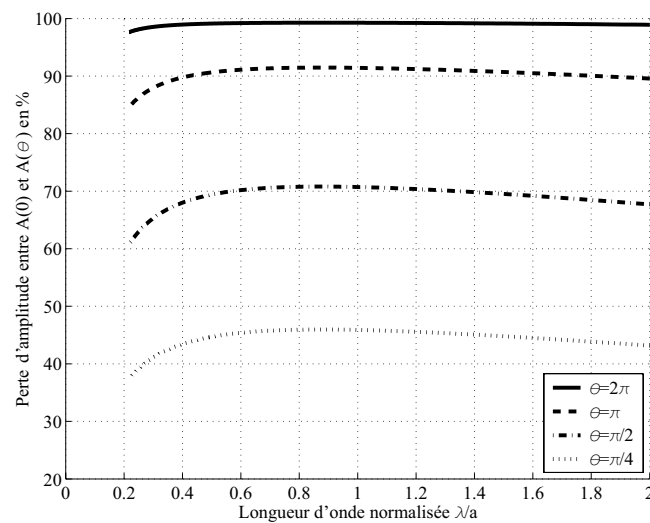


FIG. 2.7 – Perte d'amplitude en % pour différentes longueurs d'arc de cercle

s'effectue en considérant que le facteur de qualité Q (cf section 1.2.3) d'un milieu naturel est généralement compris entre 30 (terrain visco-élastique de type argile ou marne) et 600 (terrain élastique de type granite) [Lavergne, 1986]. En reprenant la relation (1.13) décrite dans la section 1.2.3, le coefficient d'absorption α en fonction de la fréquence est obtenu. L'atténuation intrinsèque du milieu en dB.m^{-1} est ensuite obtenue par la relation (2.22).

$$\begin{aligned} \text{Atténuation par rayonnement radial en } \text{dB.m}^{-1} &= -20\text{Log}_{10}(e^{-k_2}) \\ \text{Atténuation intrinsèque en } \text{dB.m}^{-1} &= -20\text{Log}_{10}(e^{-\alpha}) \end{aligned} \quad (2.22)$$

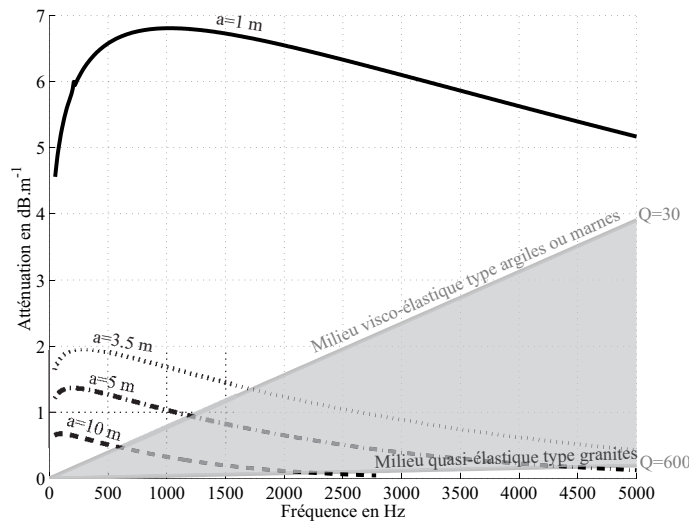


FIG. 2.8 – Comparaison entre atténuations par rayonnement radial pour a variables et atténuations intrinsèques pour différents types de milieux naturels

La figure 2.8 est une comparaison entre les valeurs limites d'atténuation intrinsèque, représentées par l'éventail grisé, calculées en posant comme valeur de Q limite, $Q = 30$ et $Q = 600$, et l'atténuation par rayonnement radial calculée pour quatre rayons a . Ces valeurs d'atténuation en dB.m^{-1} sont représentées en fonction de la fréquence car une normalisation n'est pas possible dans ce cas. Une première remarque peut être effectuée en comparant les valeurs d'atténuation par rayonnement radial calculées pour les quatre rayons, plus le rayon est faible plus l'atténuation par rayonnement radial, à une fréquence donnée, est importante. L'observation de cette figure montre également que ces deux types d'atténuation ont des comportements opposés. Ainsi l'atténuation intrinsèque est très forte à hautes fréquences (petites longueurs d'onde) mais est faible à basses fréquences alors que l'atténuation par rayonnement radial est plus particulièrement marquée à basses fréquences qu'à hautes fréquences.

Hormis la courbe d'atténuation calculée pour $a=1$ m, l'ordre de grandeur entre atténuation intrinsèque et par rayonnement radial est le même. L'atténuation par rayonnement radial domine à basse fréquence (grandes longueurs d'ondes) avant que ce soit l'atténuation intrinsèque qui domine à haute fréquence (petites longueurs d'ondes).

L'application en milieu concave des techniques permettant la caractérisation d'un milieu en exploitant l'amplitude des signaux, nécessite donc de prendre en compte le terme d'atténuation par rayonnement radial k_2 .

A cause d'erreur numérique concernant le calcul des fonctions de Hankel d'ordre complexe ne permettant pas la validation des valeurs de k_2 calculées par les différentes relations de dispersion, la discussion sur ce dernier est reportée en annexe.

2.3 Propagation circonférentielle d'une onde dans un anneau

Soit un anneau élastique, isotrope présentant une épaisseur $h = b - a$ avec b le rayon externe de l'anneau et a le rayon interne de l'anneau.

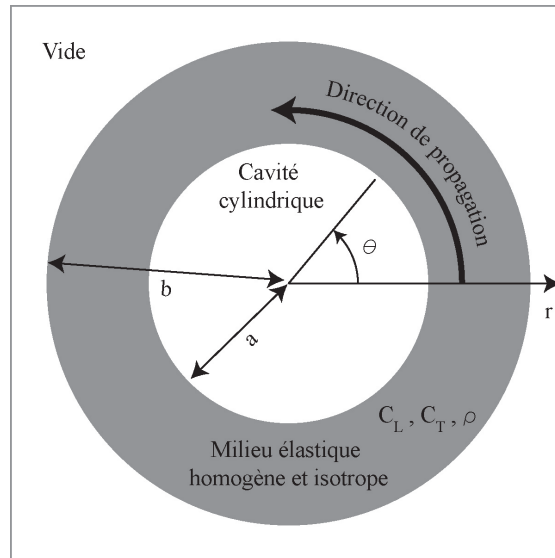


FIG. 2.9 – Schéma représentatif de la propagation dans un anneau

Comme pour une surface concave, les ondes guidées à l'intérieur d'un anneau ont une nature dispersive. Par contre, il n'existe pas de « fuite » de l'énergie dans le milieu. Le terme d'atténuation géométrique k_2 est donc nul dans cette géométrie et le nombre d'onde angulaire n devient ainsi:

$$n = \frac{\omega}{C(a)}a = \frac{\omega}{C(b)}b \quad (2.23)$$

L'apparition d'un deuxième interface implique deux directions de propagation distinctes.

- Une propagation d'ondes convergentes vers le centre de la cavité
- Une propagation d'ondes divergentes partant du centre de la cavité

Les potentiels φ et ψ issus de (2.1) vont ainsi comporter deux composantes. De nombreuses combinaisons de fonction de Bessel peuvent satisfaire l'équation des ondes dans un anneau, cependant certaines combinaisons apparaissent numériquement plus stables que d'autres [Pavlakovic, 1998].

Pour les systèmes finis, les fonctions de Hankel ($H_\nu^{(1)}$ et $(2)}(z)$) complexes sont moins stables et ne sont donc généralement pas utilisées. Le choix entre paire de fonctions de Bessel non modifiées ($J_\nu(z)$ et $Y_\nu(z)$) et modifiées ($I_\nu(z)$ et $K_\nu(z)$) dépend de la nature de l'argument z et donc de la nature du milieu.

Dans le cas d'un milieu élastique, c'est à dire lorsque l'argument z est réel, il est convenu d'utiliser la paire de fonctions de Bessel non modifiées [Liu et Qu, 1998]. Ces dernières représentent une paire d'ondes stationnaires oscillantes semblables à un cosinus et à un sinus en coordonnées cartésiennes.

La relation (2.4) devient alors:

$$\begin{aligned} \varphi &= (A J_n(k_L r) + B Y_n(k_L r)) e^{i(n\theta - \omega t)} \\ \psi &= (C J_n(k_T r) + D Y_n(k_T r)) e^{i(n\theta - \omega t)} \end{aligned} \quad (2.24)$$

Avec A , B , C et D représentent des constantes⁹ directement reliées aux amplitudes des ondes longitudinales et transverses présentes dans le milieu. Ces constantes sont généralement décrites dans la littérature comme amplitudes des ondes partielles [Gridin *et al.*, 2003], [Harris, 2002].

L'expression générale des déplacements et des contraintes dans un anneau est ensuite recherchée en utilisant les relations (2.5), (2.6) développées dans 2.2.1 et les solutions des potentiels décrites par (2.24).

L' expression du déplacement dans un anneau devient,

9. A et B correspondent aux amplitudes des ondes longitudinales respectivement convergentes et divergentes et C et D aux ondes transverses respectivement convergentes et divergentes.

$$\begin{aligned}
u_r &= \frac{1}{r} \left[A \begin{pmatrix} k_L r J_{n-1}(k_L r) \\ -n J_n(k_L r) \end{pmatrix} + B \begin{pmatrix} k_L r Y_{n-1}(k_L r) \\ -n Y_n(k_L r) \end{pmatrix} \right] e^{in\theta} \\
&\quad + C (in J_n(k_T r)) + D (in Y_n(k_T r)) \\
u_\theta &= -\frac{1}{r} \left[\begin{array}{c} A (in J_n(k_L r)) + B (in J_n(k_L r)) + \\ C \begin{pmatrix} k_T r J_{n-1}(k_T r) \\ -J_n(k_T r) \end{pmatrix} + D \begin{pmatrix} k_T r Y_{n-1}(k_T r) \\ -Y_n(k_T r) \end{pmatrix} \end{array} \right] e^{in\theta},
\end{aligned} \tag{2.25}$$

et les contraintes prennent la forme suivante:

$$\begin{aligned}
\sigma_{rr} &= -\frac{2}{r^2} C_T^2 \rho \left[\begin{array}{c} A (k_L r J_{n-1}(k_L r) + (\frac{1}{2} k_T^2 r^2 - n(n+1)) J_n(k_L r)) \\ B (k_L r Y_{n-1}(k_L r) + (\frac{1}{2} k_T^2 r^2 - n(n+1)) Y_n(k_L r)) \\ + C (in((1+n)J_n(k_T r) - k_T r J_{n-1}(k_T r))) \\ + D (in((1+n)Y_n(k_T r) - k_T r Y_{n-1}(k_T r))) \end{array} \right] e^{in\theta} \\
\sigma_{r\theta} &= -\frac{2}{r^2} C_T^2 \rho \left[\begin{array}{c} A (in((1+n)J_n(k_L r) - k_L r J_{n-1}(k_L r))) + \\ B (in((1+n)Y_n(k_L r) - k_L r Y_{n-1}(k_L r))) + \\ C (-k_T r J_{n-1}(k_T r) - (\frac{1}{2} k_T^2 r^2 - n(n+1)) J_n(k_L r)) + \\ D (-k_T r Y_{n-1}(k_T r) - (\frac{1}{2} k_T^2 r^2 - n(n+1)) Y_n(k_L r)) \end{array} \right] e^{in\theta} \tag{2.26}
\end{aligned}$$

2.3.1 Forme matricielle de la relation de dispersion

La relation de dispersion dans un anneau élastique est dérivée comme pour un milieu homogène des valeurs des contraintes aux limites intérieures et extérieures de l'anneau.

En $r = a$, on a ainsi:

$$\sigma_{rr_a} = \sigma_{r\theta_a} = 0 \tag{2.27}$$

et en $r = b$:

$$\sigma_{rr_b} = \sigma_{r\theta_b} = 0 \tag{2.28}$$

En suivant le même cheminement que dans la section 2.2.4, les équations (2.25) et (2.26) peuvent s'exprimer sous une forme matricielle en fonction des constantes A , B , C et D qui sont reliées aux amplitudes des différents types d'ondes présents dans l'anneau.

$$\begin{pmatrix} \sigma_{r\theta_a} \\ \sigma_{rr_a} \\ \sigma_{r\theta_b} \\ \sigma_{rr_b} \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} D_{11} & D_{12} & D_{13} & D_{14} \\ D_{21} & D_{22} & D_{23} & D_{24} \\ D_{31} & D_{32} & D_{33} & D_{34} \\ D_{41} & D_{42} & D_{43} & D_{44} \end{pmatrix}}_{\mathbf{D}} \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{pmatrix} = 0, \quad (2.29)$$

avec:

$$\begin{aligned} D_{11} &= k_L a J_{n-1}(k_L a) + \left(\frac{1}{2} k_T^2 a^2 - n(n+1) \right) J_n(k_L a) \\ D_{12} &= k_L a Y_{n-1}(k_L a) + \left(\frac{1}{2} k_T^2 a^2 - n(n+1) \right) Y_n(k_L a) \\ D_{13} &= in \left((1+n) J_n(k_T a) - k_T a J_{n-1}(k_T a) \right) \\ D_{14} &= in \left((1+n) Y_n(k_T a) - k_T a Y_{n-1}(k_T a) \right) \\ D_{21} &= in \left((1+n) J_n(k_L a) - k_L a J_{n-1}(k_L a) \right) \\ D_{22} &= in \left((1+n) Y_n(k_L a) - k_L a Y_{n-1}(k_L a) \right) \\ D_{23} &= -k_T a J_{n-1}(k_T a) - \left(\frac{1}{2} k_T^2 a^2 - n(n+1) \right) J_n(k_L a) \\ D_{24} &= -k_T a Y_{n-1}(k_T a) - \left(\frac{1}{2} k_T^2 a^2 - n(n+1) \right) Y_n(k_L a) \\ D_{31} &= k_L b J_{n-1}(k_L b) + \left(\frac{1}{2} k_T^2 b^2 - n(n+1) \right) J_n(k_L b) \\ D_{32} &= k_L b Y_{n-1}(k_L b) + \left(\frac{1}{2} k_T^2 b^2 - n(n+1) \right) Y_n(k_L b) \\ D_{33} &= in \left((1+n) J_n(k_T b) - k_T b J_{n-1}(k_T b) \right) \\ D_{34} &= in \left((1+n) Y_n(k_T b) - k_T b Y_{n-1}(k_T b) \right) \\ D_{41} &= in \left((1+n) J_n(k_L b) - k_L b J_{n-1}(k_L b) \right) \\ D_{42} &= in \left((1+n) Y_n(k_L b) - k_L b Y_{n-1}(k_L b) \right) \\ D_{43} &= -k_T b J_{n-1}(k_T b) - \left(\frac{1}{2} k_T^2 b^2 - n(n+1) \right) J_n(k_L b) \\ D_{44} &= -k_T b Y_{n-1}(k_T b) - \left(\frac{1}{2} k_T^2 b^2 - n(n+1) \right) Y_n(k_L b) \end{aligned} \quad (2.30)$$

La recherche des courbes de dispersion s'effectue de la même façon que dans la section 2.2.4 en recherchant numériquement les valeurs¹⁰ de f et $C(\bar{r})$ tels que:

$$\text{Det } [\mathbf{D}] = 0 \quad (2.31)$$

10. Le terme $k_2 = 0$ dans cette géométrie, les fonctions de Bessel et de Neumann sont réelles contrairement aux fonctions de Hankel

2.4 Propagation circonférentielle d'une onde dans un milieu multicouche

Soit un milieu élastique isotrope composé d'un nombre N de couches (couches de 1 à N) et d'un milieu semi-infini (que l'on identifiera comme une couche par le terme $N + 1$).

2.4.1 Principe

Un milieu multi-couches dans une géométrie concave peut être assimilé à plusieurs anneaux encastrés les uns dans les autres à l'intérieur d'un milieu infini [Aldrin, 2001].

Le problème est ici de comprendre les mécanismes de propagation des différents types d'ondes aux interfaces entre les anneaux et aux limites externes et internes que sont respectivement le milieu infini et la cavité cylindrique.

2.4.2 Cas où $N = 1$: Milieu bicouche

Dans ce cas, la cavité cylindrique est entourée d'un anneau¹¹ nommé couche 1, le tout contenu dans un milieu semi-infini. Il existe deux interfaces dans ce type de géométrie:

- Une interface séparant la cavité cylindrique de la couche 1 en $r = a$
- Une interface séparant la couche 1 du milieu infini ("couche" 2) en $r = b$

La résolution d'un tel problème s'effectue en considérant deux types de conditions aux interfaces. Tout d'abord, les contraintes sont considérées nulles à l'interface entre la cavité cylindrique et l'anneau c'est à dire en $r = a$:

$$\sigma_{rr_a}^{[1]} = \sigma_{r\theta_a}^{[1]} = 0 \quad (2.32)$$

Ensuite, en respectant la condition de continuité des contraintes et des déplacements à cette interface:

$$\begin{aligned} \sigma_{rr_b}^{[1]} = \sigma_{rr_b}^{[2]} &\Rightarrow \sigma_{rr_b}^{[1]} - \sigma_{rr_b}^{[2]} = 0 \\ \sigma_{r\theta_b}^{[1]} = \sigma_{r\theta_b}^{[2]} &\Rightarrow \sigma_{r\theta_b}^{[1]} - \sigma_{r\theta_b}^{[2]} = 0 \\ u_{r\theta_b}^{[1]} = u_{r\theta_b}^{[2]} &\Rightarrow u_{r\theta_b}^{[1]} - u_{r\theta_b}^{[2]} = 0 \\ u_{rr_b}^{[1]} = u_{rr_b}^{[2]} &\Rightarrow u_{rr_b}^{[1]} - u_{rr_b}^{[2]} = 0 \end{aligned} \quad (2.33)$$

2.4.3 Cas général

La résolution d'un problème à $N + 1$ couches (N anneaux + espace semi-infini) s'effectue de la même manière que précédemment en considérant les conditions aux différents

¹¹. Les déplacements et les contraintes à l'intérieur de l'anneau seront par la suite défini par l'exposant [1] et par l'exposant [2] pour le milieu semi-infini

interfaces. Dans ce cas, il existe $N + 1$ interfaces, et donc $4N + 2$ relations existent aux interfaces (une condition de contraintes nulles et N conditions de continuité des contraintes et des déplacements).

Il existe différentes méthodes permettant d'obtenir numériquement les courbes de dispersion pour un milieu multi-couches à partir des conditions aux interfaces. Celles-ci seront abordées dans la section suivante.

2.5 Méthode de résolution matricielle de la propagation des ondes dans un système multi-couches concave

Deux méthodes matricielles ont été considérées pour résoudre le problème direct dans le cas d'un système multicouche concave, une méthode appelée Transfert Matrix Method et une autre dénommée Global Matrix Method. Ces deux méthodes seront décrites dans les deux parties suivantes en considérant leurs avantages et inconvénients respectifs.

2.5.1 Transfert Matrix Method

Cette méthode a été la première imaginée pour résoudre la propagation des ondes dans un système multicouches. Les principes de cette méthode ont été proposés par Thompson [Thompson, 1950] puis repris ensuite par Haskell [Haskell, 1953]. Celui-ci corrigea une erreur dans la formulation décrite par Thompson et établit les fondements généraux de cette méthode, notamment son application pour la recherche des solutions modales des ondes de surface en milieu plan. Cette méthode est souvent décrite dans la littérature sous le nom de formulation de Thompson-Haskell.

2.5.1.1 Principe

Le principe de cette méthode est de condenser le milieu à $N + 1$ couches en quatre équations reliant les conditions au premier interface et au dernier interface.

2.5.1.2 Cas N=1: Milieu bicouche

En partant de la formulation matricielle des déplacements et des contraintes en fonction de l'amplitude des ondes, et considérant les constantes, caractéristiques des ondes partielles convergentes et divergentes, connues à l'intérieur de la couche 1 (anneau). La relation suivante est obtenue en $r = a$ (c'est à dire à l'interface entre la cavité cylindrique et l'anneau élastique):

$$\begin{pmatrix} u_{rr} \\ u_{r\theta} \\ \sigma_{r\theta} \\ \sigma_{rr} \end{pmatrix}_a = [M_{a,1}] \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{pmatrix}_{[1]} \quad (2.34)$$

En inversant la matrice $[M_{a,[1]}]$:

$$\begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{pmatrix}_{[1]} = [M_{a,[1]}]^{-1} \begin{pmatrix} u_{rr} \\ u_{r\theta} \\ \sigma_{r\theta} \\ \sigma_{rr} \end{pmatrix}_{a,[1]} \quad (2.35)$$

Sachant que la valeur des constantes A , B , C et D ne change pas à l'intérieur d'une couche homogène:

$$\begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{pmatrix}_{[1]} = [M_{a,[1]}]^{-1} \begin{pmatrix} u_{rr} \\ u_{r\theta} \\ \sigma_{r\theta} \\ \sigma_{rr} \end{pmatrix}_{a,[1]} = [M_{b,1}]^{-1} \begin{pmatrix} u_{rr} \\ u_{r\theta} \\ \sigma_{r\theta} \\ \sigma_{rr} \end{pmatrix}_{b,[1]} \quad (2.36)$$

La relation (2.36) relie les contraintes et les déplacements aux extrémités de la couche 1 (interface a et interface b). En introduisant la notion de "Layer Matrix" $[L_1]$, la relation (2.36) prend alors la forme:

$$\begin{pmatrix} u_{rr} \\ u_{r\theta} \\ \sigma_{r\theta} \\ \sigma_{rr} \end{pmatrix}_{a,[1]} = [L_1] \begin{pmatrix} u_{rr} \\ u_{r\theta} \\ \sigma_{r\theta} \\ \sigma_{rr} \end{pmatrix}_{b,[1]} \quad \text{avec} \quad [L_1] = [M_{a,[1}}][M_{b,[1]}]^{-1} \quad (2.37)$$

En considérant le contact entre l'anneau et le milieu semi-infini parfait, les contraintes et les déplacements sont continus à l'interface b , l'égalité suivante est ainsi obtenue:

$$\begin{pmatrix} u_{rr} \\ u_{r\theta} \\ \sigma_{r\theta} \\ \sigma_{rr} \end{pmatrix}_{b,[1]} = \begin{pmatrix} u_{rr} \\ u_{r\theta} \\ \sigma_{r\theta} \\ \sigma_{rr} \end{pmatrix}_{b,[2]} = [M_{b,2}] \begin{pmatrix} 0 \\ E \\ 0 \\ F \end{pmatrix}_{[2]} \quad (2.38)$$

En remplaçant (2.38) dans (2.37), une relation entre les contraintes et les déplacements en $r = a$ et les constantes existantes dans le milieu 2 en $r = b$ est obtenue. En considérant les contraintes nulles à la surface libre:

$$\begin{pmatrix} u_{rr} \\ u_{r\theta} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}_{a,[1]} = \underbrace{[L_1][M_{b,[2]}]}_T \begin{pmatrix} 0 \\ E \\ 0 \\ F \end{pmatrix}_{[2]} \quad (2.39)$$

En représentant T , la matrice de transfert développée, deux égalités sont retrouvées:

$$\begin{pmatrix} u_{rr} \\ u_{r\theta} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}_{a,[1]} = \underbrace{\begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} & T_{13} & T_{14} \\ T_{21} & T_{22} & T_{23} & T_{24} \\ T_{31} & T_{32} & T_{33} & T_{34} \\ T_{41} & T_{42} & T_{43} & T_{44} \end{pmatrix}}_T \begin{pmatrix} 0 \\ E \\ 0 \\ F \end{pmatrix}_{[2]} \quad (2.40)$$

$$\begin{cases} E T_{32} + F T_{34} = 0 \\ E T_{42} + F T_{44} = 0 \end{cases} \Rightarrow \underbrace{\begin{pmatrix} T_{32} & T_{34} \\ T_{42} & T_{44} \end{pmatrix}}_S \begin{pmatrix} E \\ F \end{pmatrix} = 0$$

La solution du problème est obtenue de façon numérique en itérant les valeurs de trois facteurs, la vitesse de phase linéaire de l'onde circumférentielle $C(a) = \frac{\omega}{k_1(a)}$, la fréquence f et l'atténuation k_2 jusqu'à obtenir:

$$\text{Det } [T] = 0 \quad (2.41)$$

2.5.1.3 Cas général

La recherche de la solution dans un milieu à $N + 1$ couches s'effectue de la même manière. Tout d'abord la matrice T est déterminée:

$$T = \left[\prod_{n=1}^N L_n \right] [M_{N+1}] \quad (2.42)$$

Puis les valeurs recherchées sont itérées jusqu'à ce que la relation (2.41) soit respectée.

2.5.1.4 Limite de cette méthode

Certaines limites de cette méthode ont été mises en avant par de nombreux auteurs au cours de la seconde moitié du vingtième siècle, [Schwab et Knopoff, 1970] [Dunkin, 1965] [Knopoff, 1964]. La méthode "transfert matrix" souffre, en effet, de faiblesses numériques sous certaines conditions. La matrice L apparaît ainsi mal conditionnée dans certains cas. Ce mauvais conditionnement de la matrice est lié à la présence à l'intérieur de la matrice L de très grandes valeurs et très petites valeurs, dont la somme ou la différence va entraîner inévitablement une instabilité numérique. Celle-ci est surtout présente pour les hautes fréquences et des épaisseurs de couches importantes [Lowe, 1992]. Cette instabilité est principalement liée à la nécessité d'exprimer le déplacement et les contraintes d'une interface au suivant et ainsi de suite.

Cette méthode, bien qu'intuitive et rapide, apparaît mal adaptée à notre problème. Il semble nécessaire de trouver une méthode considérant le milieu dans sa globalité afin de prévenir et d'éviter les instabilités numériques décrites précédemment.

2.5.2 Global Matrix Method

La première description de cette méthode a été faite par Knopoff [Knopoff, 1964] qui voulait éliminer le problème d'instabilité numérique existant avec la formulation de Thompson-Haskell. Cette méthode fut ensuite reprise et améliorée par de nombreux auteurs dont Lowe [Lowe, 1992] qui l'utilisa pour résoudre le problème pour des ondes guidées dans des plaques.

Cette approche consiste à caractériser le système multicouche par une seule matrice regroupant les conditions à chaque interface. Pour $N + 1$ couches, N interfaces existent dont sont extraits pour chacun:

- Deux égalités pour la surface libre d'après (2.32)
- Quatres égalités pour les autres interfaces d'après (2.33)

Soit pour un milieu à $N + 1$ couches, $4N + 2$ équations égales à 0.

2.5.2.1 Cas où $N = 1$: Milieu bicouche

Dans un tel système, il existe deux interfaces, la surface libre en $r = a$ et le contact entre l'anneau et le milieu semi-infini en $r = b$.

2.5.2.2 Condition à la surface libre en $r = a$

En $r = a$, la relation suivante est obtenue:

$$\begin{pmatrix} u_{rr} \\ u_{r\theta} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}_a = [M_{a,[1]}] \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{pmatrix}_{[1]} \quad (2.43)$$

En développant $[M_{a,[1]}]$:

$$\begin{pmatrix} M_{31_{a,[1]}} & M_{32_{a,[1]}} & M_{33_{a,[1]}} & M_{34_{a,[1]}} \\ M_{41_{a,[1]}} & M_{42_{a,[1]}} & M_{43_{a,[1]}} & M_{44_{a,[1]}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{pmatrix}_{[1]} = 0 \quad (2.44)$$

2.5.2.3 Condition à l'interface en $r = b$

En respectant la condition de continuité des déplacements et des contraintes à l'interface:

$$\begin{pmatrix} u_{rr} \\ u_{r\theta} \\ \sigma_{r\theta} \\ \sigma_{rr} \end{pmatrix}_{b,[1]} = \begin{pmatrix} u_{rr} \\ u_{r\theta} \\ \sigma_{r\theta} \\ \sigma_{rr} \end{pmatrix}_{b,[2]} = [M_{b,[1]}] \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{pmatrix}_{[1]} = [M_{b,[2]}] \begin{pmatrix} 0 \\ E \\ 0 \\ F \end{pmatrix}_{[2]} \quad (2.45)$$

En exprimant ensuite cette relation dans une seule matrice, la relation suivante est obtenue:

$$([M_{b,[1]}] \quad -[M_{b,[2]}]) \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \\ E \\ F \end{pmatrix} = 0 \quad (2.46)$$

En développant (2.46):

$$\begin{pmatrix} M_{11b,[1]} & M_{12b,[1]} & M_{13b,[1]} & M_{14b,[1]} & -M_{12b,[2]} & -M_{14b,[2]} \\ M_{21b,[1]} & M_{22b,[1]} & M_{23b,[1]} & M_{24b,[1]} & -M_{22b,[2]} & -M_{24b,[2]} \\ M_{31b,[1]} & M_{32b,[1]} & M_{33b,[1]} & M_{34b,[1]} & -M_{32b,[2]} & -M_{34b,[2]} \\ M_{41b,[1]} & M_{42b,[1]} & M_{43b,[1]} & M_{44b,[1]} & -M_{42b,[2]} & -M_{44b,[2]} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \\ E \\ F \end{pmatrix} = 0 \quad (2.47)$$

2.5.2.4 Matrice globale

En regroupant les relations (2.44) et (2.47) en une seule matrice, la matrice globale L peut ainsi être décrite:

$$\underbrace{\begin{pmatrix} M_{31a,[1]} & M_{32a,[1]} & M_{33a,[1]} & M_{34a,[1]} & 0 & 0 \\ M_{41a,[1]} & M_{42a,[1]} & M_{43a,[1]} & M_{44a,[1]} & 0 & 0 \\ M_{11b,[1]} & M_{12b,[1]} & M_{13b,[1]} & M_{14b,[1]} & -M_{12b,[2]} & -M_{14b,[2]} \\ M_{21b,[1]} & M_{22b,[1]} & M_{23b,[1]} & M_{24b,[1]} & -M_{22b,[2]} & -M_{24b,[2]} \\ M_{31b,[1]} & M_{32b,[1]} & M_{33b,[1]} & M_{34b,[1]} & -M_{32b,[2]} & -M_{34b,[2]} \\ M_{41b,[1]} & M_{42b,[1]} & M_{43b,[1]} & M_{44b,[1]} & -M_{42b,[2]} & -M_{44b,[2]} \end{pmatrix}}_L \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \\ E \\ F \end{pmatrix} = 0 \quad (2.48)$$

La solution du système est obtenue de la même manière que pour la formulation de la Transfert Matrix Method c'est à dire à faire varier les valeurs de la vitesse de phase linéaire de l'onde circonférentielle $C(a)$, la fréquence f et l'atténuation k_2 jusqu'à obtenir:

$$\text{Det } [L] = 0 \quad (2.49)$$

2.5.2.5 Limite de cette méthode

Cette méthode est la plus robuste des deux techniques étudiées lors de ce chapitre et sera utilisée pour effectuer les modélisations numériques présentées dans la section suivante. Elle ne présente, en effet, pas d'instabilité numérique par son caractère global.

Cependant, il faut noter que la prise en compte de tous les interfaces implique une augmentation rapide de la taille de la matrice lorsque le nombre de couches croît. Le temps de calcul du déterminant peut ainsi devenir très important. En effet, une matrice comportant, par exemple, 5 couches aura une taille de 22×22 .

2.6 Conclusions

Ce chapitre propose une approche analytique pour l'obtention d'une relation de dispersion dans une géométrie concave. Elle consiste à exprimer sous la forme d'une équation caractéristique les déplacements et les contraintes aux différents interfaces du milieu puis à rechercher numériquement les couples vitesses de phase-fréquences satisfaisant cette équation. Cette approche analytique classiquement utilisée pour le calcul de la vitesse de phase en milieu plan, est, par la nature de la géométrie, dans le cas présent beaucoup plus complexe.

L'onde de surface en milieu concave semi-infini se propage en effet avec atténuation. Cette «fuite» de l'énergie dans le milieu ne peut pas être négligée et complique fortement la résolution de la relation de dispersion. Ainsi, au lieu de rechercher numériquement un couple vitesse-fréquence satisfaisant la relation, trois termes sont recherchés en milieu concave.

La courbure influe également sur la vitesse de phase. Une dispersion dite «géométrique» existe en milieu concave homogène. Cette dispersion se matérialise par une sous-estimation de la vitesse de phase de l'onde de surface pour les grandes longueurs d'ondes (basse fréquence).

Connaissant désormais le formalisme de la relation de dispersion, l'implémentation de cette dernière est nécessaire pour le calcul de courbe de vitesse de phase et d'atténuation. La méthodologie et les problèmes rencontrés lors de l'implémentation de la relation de dispersion seront exposés dans le chapitre 3.

Chapitre 3

Implémentation des relations de dispersion obtenues dans une géométrie concave

Ce chapitre présente l'implémentation de la théorie présentée dans le chapitre 2 permettant le calcul des courbes de dispersion d'une onde de surface circonferentielle dans un système concave. Les différentes étapes du calcul ainsi que les techniques d'optimisation permettant de diminuer le temps de calcul tout en préservant la précision des résultats seront présentées. Le choix des algorithmes permettant le calcul de certaines fonctions indispensables au problème direct sera finalement abordé.

La procédure permettant le calcul de courbe de dispersion de manière semi-analytique se décompose en trois étapes importantes:

- Recherche grossière
- Recherche raffinée
- Extrapolation en utilisant un algorithme de traçage de courbe

Ces trois étapes sont détaillées dans les trois prochaines sections.

3.1 Recherche grossière des solutions de la relation de dispersion

Cette étape se déroule de la manière suivante:

- Déclaration des différents paramètres mécaniques caractérisant le milieu, c'est à dire des vitesses de propagation des ondes transverses et longitudinales, de la densité et des épaisseurs des différentes couches.
- Pour une fréquence, la solution de la relation de dispersion¹ est calculée pour un tableau comprenant p valeurs de vitesse de phase $C(a) = \frac{\omega}{k_1(a)}$ et m valeurs

1. Celle-ci correspond à $\text{Det}[L]=0$

d'atténuation k_2 . Un tableau de résultats, sous la forme d'une matrice nommée \mathbf{G} , est ainsi obtenu. Une recherche est alors effectuée afin de retrouver les minima de G correspondant aux valeurs de $C(a)$ et k_2 associées aux différents modes de propagation.

3.1.1 Choix des valeurs de k_2 et $C(a)$ pour la recherche grossière

Les p valeurs de $C(a)$ oscillent entre des valeurs directement reliées aux vitesses de propagation des ondes transverses. Le choix des valeurs limites est lié aux résultats obtenus par Viktorov [Viktorov, 1967] et Epstein [Epstein, 1975] qui démontrèrent que pour :

$f \rightarrow \infty \Rightarrow C(a) \rightarrow$ équivalent à la vitesse de propagation des ondes de Rayleigh C_R en milieu plan homogène ayant les caractéristiques de la couche la plus lente (généralement la couche superficielle)

Les p vitesses sont donc comprises entre $C(a)_{min} = 0.75C_R$ (couche la plus lente) et $C(a) = C_T$ (couche la plus rapide).

Par contre, les m valeurs de k_2 , oscillent entre 0 pour les hautes fréquences, en se basant sur les résultats de Viktorov qui décrit que $k_2 \rightarrow 0$ quand $k_1 a$ tend vers l'infini², et une borne supérieure, dépendante du rayon de courbure, qui n'a pour l'instant été déterminée que numériquement³. Viktorov, propose une formule approximative reliant k_2 aux caractéristiques mécaniques du milieu homogène, élastique et isotrope, mais celle-ci n'est applicable que pour $n > 100$, ce qui n'est pas le cas dans la majorité des problèmes traités ici.

La figure 3.2 est un diagramme des valeurs de la matrice G obtenu à une fréquence de 900 Hz pour un tableau de 200 valeurs de $C(a)$, oscillant entre 700 et 1100 m.s⁻¹ et de 200 valeurs de k_2 comprises entre 0 et 0.5. Le modèle est schématiquement représenté par la figure 3.1 et les paramètres employés sont définis dans le tableau 3.1.

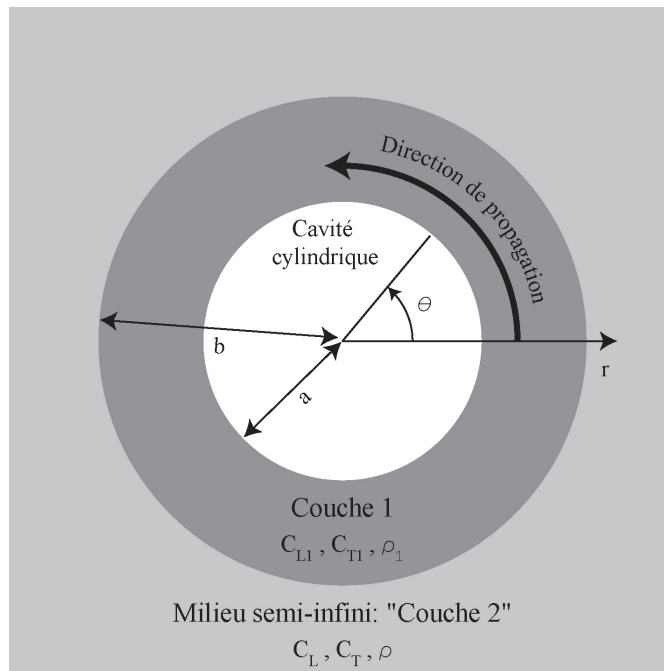
Paramètres	Couche 1	Espace semi-infini
C_L	$C_{L1}=1500 \text{ m.s}^{-1}$	$C_L=2600 \text{ m.s}^{-1}$
C_T	$C_{T1}=900 \text{ m.s}^{-1}$	$C_T=1560 \text{ m.s}^{-1}$
ρ	$\rho_1=2000 \text{ kg.m}^{-3}$	$\rho_1=200 \text{ kg.m}^{-3}$
Rayon	$a=2.5 \text{ m}$	$b=3.7 \text{ m}$

TAB. 3.1 – Valeur des paramètres du modèle

L'observation de la figure 3.2 indique la présence de trois minima (zones claires). L'un pour $C(a) \approx 740 \text{ m.s}^{-1}$ et $k_2 = 0$, le deuxième pour $C(a) \approx 840 \text{ m.s}^{-1}$ et $k_2 \approx 0.09$ et le dernier pour $C(a) \approx 1030 \text{ m.s}^{-1}$ et $k_2 \approx 0.31$. Le premier minimum correspond au mode

2. C'est à dire pour $f \rightarrow \infty$

3. D'autres études nécessitent d'être menées afin de pouvoir évaluer l'atténuation k_2 en fonction de la fréquence

FIG. 3.1 – *Modèle bicouche concave utilisée pour le calcul*

fondamental de propagation et les deux suivants caractérisent respectivement le premier et le deuxième mode de propagation.

3.1.2 Choix de la fréquence de départ

Le choix de la fréquence de départ est très important. En effet, choisir une fréquence de départ trop basse ne permettrait pas l'observation du mode fondamental et le choix d'une fréquence trop haute pourrait rendre difficile la distinction entre les différents modes de propagation. Des études numériques ont été menées afin de déterminer une relation permettant de définir, à partir du modèle, la fréquence initiale, notée $f(q)$ par la suite.

En milieu homogène concave, la fréquence initiale a été déterminée en se basant sur les résultats normalisés du chapitre 4. Celle-ci est équivalente à :

$$f(q)_{\text{homogène}} = \frac{35 C_R}{2\pi a} \quad (3.1)$$

La détermination de cette même fréquence en milieu bicouche est par contre beaucoup plus difficile du fait de la complexité à normaliser les courbes de dispersion. Des recherches effectuées dans un anneau [Liu et Qu, 1998] ont permis d'aboutir à une représentation normalisée de la vitesse de phase en fonction du nombre d'onde normalisée par l'épaisseur de l'anneau et le rayon de la cavité cylindrique. Ces résultats ont permis d'aboutir à une

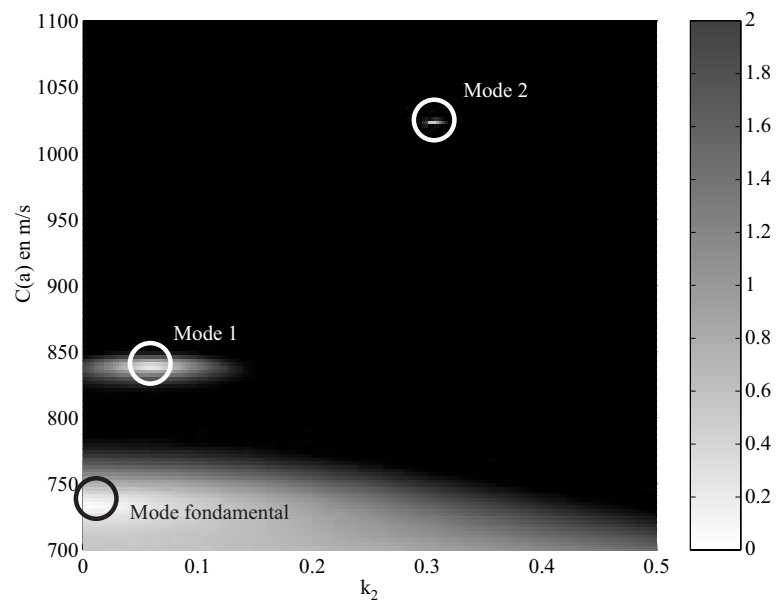


FIG. 3.2 – Valeurs de la matrice G calculées pour $f = 900$ Hz représentées dans un diagramme $(C(a), k_2)$

quasi-normalisation en milieu bicouche et de définir numériquement une fréquence initiale optimale:

$$f(q)_{\text{bicouche}} = \frac{4aC_R}{2\pi(b-a)} \quad (3.2)$$

3.2 Recherche raffinée des valeurs propres

Pour chacune des fréquences, une recherche raffinée est effectuée afin d'améliorer la précision des résultats. La stratégie utilisée est basée sur le principe de la «golden section search» [Lowe, 1992]. Cette recherche raffinée s'effectue de manière dichotomique, mode par mode et fréquence par fréquence

La recherche des solutions s'effectue par une succession de cycles de deux dichotomies. La première s'effectue suivant $C(a)$ jusqu'à ce que la valeur de la vitesse associée au deux derniers minima ne dépasse pas une valeur de 0.01 m.s^{-1} . La seconde dichotomie est réalisée suivant k_2 jusqu'à ce que la variation de l'atténuation k_2 entre les deux derniers minima ne dépasse pas une valeur de 0.00001 (valeur définie numériquement suite à différentes expérimentations). Les valeurs finales de $C(a)$ et k_2 sont obtenues lorsque, d'un cycle à l'autre, les variations sont simultanément inférieures aux deux valeurs limites définies préalablement.

Il est important de noter que la solution de la relation de dispersion varie de façon significative à travers l'espace des solutions, il n'est donc pas conseillé de décider si un minimum est solution simplement en comparant la valeur du déterminant avec une tolérance choisie arbitrairement. Cela pourrait entraîner de grosses variations de la précision des résultats à travers l'espace des solutions.

3.3 Algorithme de traçage de courbe

La tâche de l'algorithme de traçage de courbe est de générer une courbe de dispersion en recherchant une séquence de solutions pour un mode donné. La figure 3.3 présente le principe général de la méthode.

La recherche des valeurs $C(a)$ et k_2 est effectuée pour cinq fréquences consécutives espacées d'un pas constant Δf en utilisant la recherche grossière puis en raffinant. Ces solutions constituent la séquence de base de l'algorithme pour la génération des points suivants, c'est à dire, en partant des valeurs $C(a)$ et k_2 à la fréquence initiale $f(q)$ et aux cinq valeurs de fréquences précédentes, les valeurs $C(a)$ et k_2 en $f(q-6)$ sont obtenues par la relation:

$$C(a)(f(q-6)) = C(a)(f(q)) + 3C(a)(f(q-4)) - 3C(a)(f(q-2)) \quad (3.3)$$

$$k_2(f(q-6)) = k_2(f(q)) + 3k_2(f(q-4)) - 3k_2(f(q-2)) \quad (3.4)$$

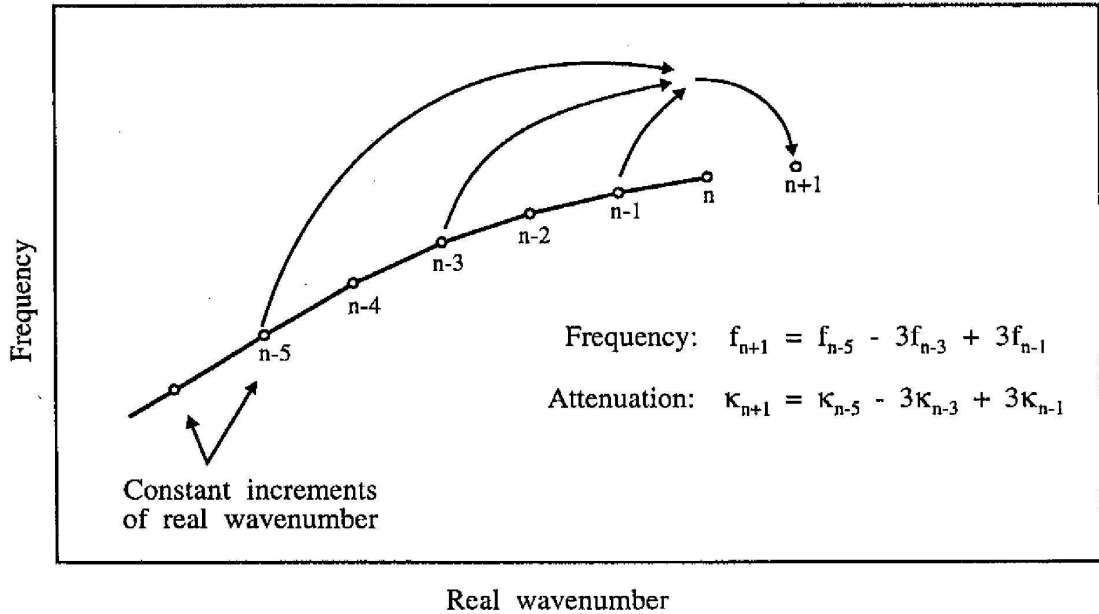


FIG. 3.3 – Schéma général de l'extrapolation [Lowe, 1992]

Une recherche raffinée est ensuite effectuée en partant de ces deux valeurs. A partir de ce point, un nouveau point peut ensuite être extrapolé et ainsi de suite, tout d'abord dans le sens des fréquences décroissantes puis ensuite dans le sens des fréquences croissantes. Cette technique permet de diminuer très nettement le temps de calcul, en réduisant de façon drastique le nombre d'opérations induites par la recherche grossière.

3.4 Récapitulatif

La figure 3.4 est un schéma simplifié de la procédure générale

Soit f la fréquence avec $f = \underbrace{f(1)}_{\text{Freq. min.}}, f(2), \dots, \underbrace{f(q)}_{\text{Freq. initiale}}, \dots, \underbrace{f(n)}_{\text{Freq. max.}}$

Détermination des valeurs pour: ① $f = f(q)$ à $f = f(q - 5)$

- Recherche grossière des valeurs propres $C(a)(f)$ et $k_2(f)$ en évaluant la relation de dispersion pour un tableau de valeurs de vitesses et d'atténuations
- Identification des différents modes existants à cette fréquence et dans ce domaine de vitesse
- Recherche raffinée pour chaque mode de $C(a)(f)$ et $k_2(f)$, à partir des minima de la recherche grossière

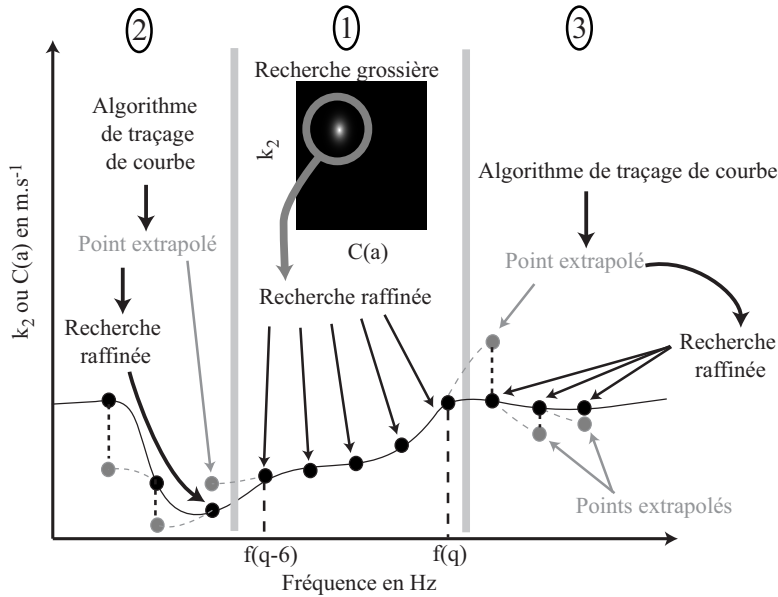


FIG. 3.4 – Schéma général simplifié de la procédure du calcul des courbes de dispersion

Détermination des valeurs pour: ② $f = f(q - 6)$ à $f = f(1)$ et ③ $f = f(q + 1)$ à $f = f(n)$

- Extrapolation de $C(a)(f)$ et $k_2(f)$ avec l'algorithme de tracage de courbe pour chacun des modes
- Recherche raffinée pour chaque mode de $C(a)(f)$ et $k_2(f)$, à partir des minima de la recherche grossière, en utilisant une méthode de bisection 2D.

3.5 Evaluation numérique des fonctions de Bessel d'ordre complexe

Très peu de références traitent du cas des fonctions de Bessel d'ordre complexe et de leurs évaluations [Paknys, 1992] [Thompson et Barnett, 1986] [Sastry, 1993]. Les différents algorithmes, issus de bibliothèques de programme, permettant le calcul de ces fonctions sont référencés dans [Lozier et Olver, 1994] et [Lozier, 1996]. Ceux-ci au nombre de trois reposent sur des stratégies d'évaluation différentes:

- la subroutine FORTRAN CBESSLJ, écrite par Andrew H. Van Tuyl et Alfred H. Morris, est issue de la bibliothèque de programme du Naval Surface Warfare Center (NSWC). La procédure de résolution employée utilise l'approximation de Debye (Cf. [9.3.7] [Abramowitz et Stegun, 1965]) comme point de départ d'un processus

de récurrence ascendant et descendant basé sur les séries de Mc-Laurin. Cet algorithme permet uniquement de calculer les fonctions de Bessel de première espèce $J_\nu(z)$. Les fonctions de Hankel (Bessel de troisième espèce) $H_\nu^{(1)}(z)$ sont obtenues de la manière suivante:

$$H_\nu^{(1)}(z) = J_\nu(z) + iY_\nu(z) \quad \text{avec} \quad Y_\nu(z) = \frac{J_\nu(z)\cos(\nu\pi) - J_{-\nu}(z)}{\sin(\nu\pi)} \quad (3.5)$$

- Les expansions asymptotiques des fonctions de Bessel, dont la formulation varie en fonction des valeurs de l'ordre et de l'argument, sont employées par les fonctions MATHEMATICA et MAPLE. Les expansions asymptotiques utilisées dans cet algorithme sont décrites dans (Cf. [9.2] et [9.3] [Abramowitz et Stegun, 1965]). Ces algorithmes permettent le calcul de toutes les espèces de fonctions de Bessel.
- La subroutine FORTRAN CCLBES développée par Thompson et Barnett utilise l'expression des fonctions de Bessel en terme de fonction de Coulomb (Cf. [14.6.6] [Abramowitz et Stegun, 1965]) d'ordre complexe qui sont calculées de manière récurrente en suivant le cheminement décrit dans [Thompson et Barnett, 1986]. Cet algorithme permet également le calcul de toutes les espèces de fonction de Bessel.

Ces différentes subroutines ainsi qu'un autre algorithme développé par Pascal Rembert utilisant la relation en séries ascendantes (Cf. [9.1.10] [Abramowitz et Stegun, 1965]), ont été testées.

La méthode de calcul des fonctions de Bessel d'ordre complexe utilisée par le programme s'effectue en utilisant l'algorithme basé sur les méthodes récursives de la bibliothèque de programme de NSWC. Les résultats obtenus à partir des différentes techniques sont similaires à basse fréquence mais une instabilité de certains de ces algorithmes est observable lorsque la fréquence augmente, c'est à dire lorsque l'ordre et l'argument croissent. La figure 3.5 présente la comparaison des courbes de dispersion normalisée en terme de vitesse et d'atténuation obtenues à partir de deux méthodes de calculs des fonctions de Bessel, celle employée pour la suite de l'étude et l'autre issue de la bibliothèque de programme CERNLIB. Ces courbes de dispersion sont obtenues pour un milieu homogène.

L'observation de cette figure montre nettement un problème de stabilité du programme CCLBES issu de la bibliothèque CERNLIB lorsque l'ordre n (nombre d'onde angulaire) est supérieur à 12. Ce problème est visible tant au niveau des vitesses de phase (à gauche) qu'en terme d'atténuation (à droite). Cette instabilité à partir de $\text{Re}(n) = 12$ ne permet pas l'utilisation de l'algorithme CCLBES de Thompson et Barnett (bibliothèque CERNLIB) pour le calcul des fonctions de Bessel d'ordre complexe et dénote la complexité liée au calcul de ces dernières.

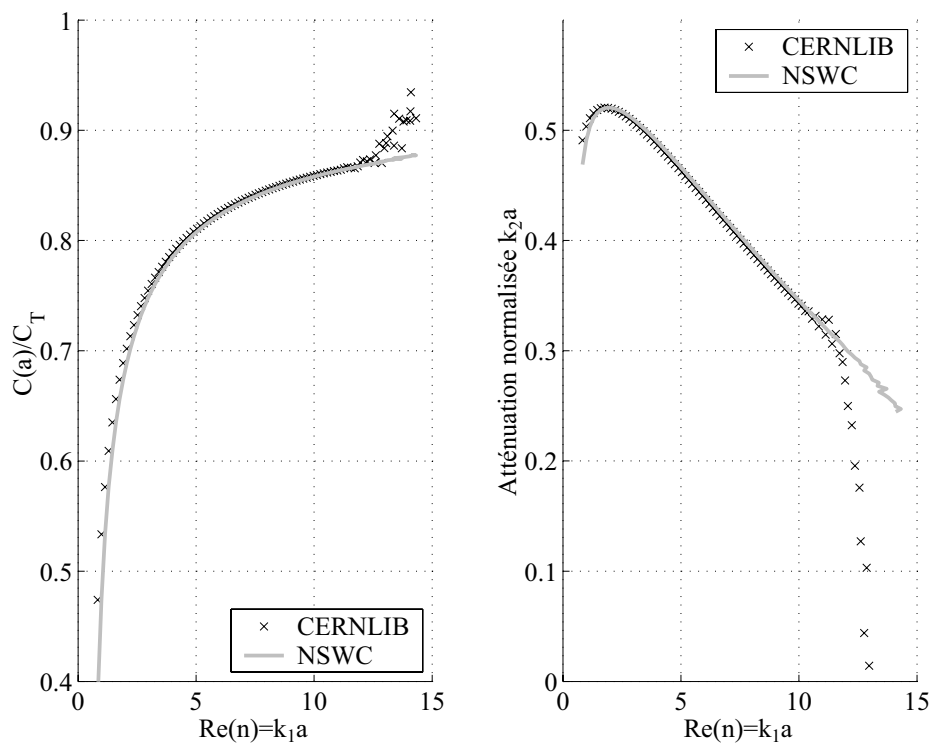


FIG. 3.5 – Comparaison des courbes de dispersion obtenues en utilisant les bibliothèques NSWC et CERNLIB. **A gauche:** Vitesse de phase normalisée. **A droite:** Atténuation normalisée

3.6 Calcul du déterminant

L'approche idéale pour calculer le déterminant de la matrice globale L est d'utiliser l'expansion de Laplace. Cette dernière prend la forme suivante:

$$\text{Soit } L = \begin{pmatrix} l_{11} & l_{12} & l_{13} & \cdots & l_{1k} \\ l_{21} & l_{22} & l_{23} & \cdots & l_{2k} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ l_{k1} & l_{k2} & l_{k3} & \cdots & l_{kk} \end{pmatrix}$$

$$|L| = \sum_{i=1}^k (-1)^{i+j} l_{ij} M_{ij} \quad (3.6)$$

M_{ij} dans l'équation (3.6) correspond à une réduction de la matrice L formée en éliminant la ligne i et la colonne j de G . Cette méthode, qui n'utilise que des additions, soustractions et multiplications, est défini comme étant la plus robuste. Le problème principal est qu'une telle technique peut rapidement s'avérer très coûteuse en temps de calcul, particulièrement lorsque la taille des matrices devient large. Différents tests ont montrés qu'il n'était pas nécessaire de prendre autant de précaution [Lowe, 1992]. Deux algorithmes de calcul des déterminants, issus de la bibliothèque de programme IMSL, ont ainsi été testés. Ces derniers présentent des résultats similaires à ceux obtenus par les expansions de Laplace. Des variations en terme de vitesses et d'atténuations ont néanmoins été observées lors de l'utilisation de ces méthodes pour le calcul des courbes de dispersion, cependant ces variations étaient inférieures aux seuils de tolérance définis dans la section 3.2.

Le premier algorithme est basé sur une forme complexe de la réduction Gaussienne, appelée décomposition LU , consistant à réduire systématiquement la matrice initiale M par un produit de deux matrices de forme triangulaire supérieure (U) et inférieure (L). Le déterminant d'une matrice triangulaire est obtenu en effectuant le produit de la diagonale. Connaissant, ensuite, la propriété de multiplicativité du déterminant, le déterminant de la matrice est obtenu en effectuant le produit des deux déterminants.

La deuxième méthode consiste à décomposer la matrice globale en deux matrices, l'une orthogonale et l'autre triangulaire supérieure. Ce type de décomposition s'appelle décomposition QR . Le calcul du déterminant de la matrice correspond à celui de la matrice triangulaire, le déterminant d'une matrice orthogonale étant égal à 1.

Le calcul du déterminant par décomposition QR a été choisi pour le programme.

3.7 Conclusions

Au cours de ce chapitre, les différents aspects de l'implémentation de la relation de dispersion ont été abordés. Le programme comporte ainsi deux grandes phases distinctes: une recherche grossière des valeurs propres de la relation de dispersion, puis une recherche raffinée permettant d'améliorer la précision des résultats. L'apport d'un algorithme de

traçage de courbe permet, par la suite, une diminution importante du temps de calcul par une réduction importante du nombre d'opérations à effectuer.

Les méthodes permettant le calcul des différentes fonctions de la relation de dispersion sont également exposées. Le calcul du déterminant est bien documenté dans la littérature et de nombreuses techniques existent permettant un calcul rapide sans perte de résolution gênante pour le problème.

Cette importante documentation n'existe, par contre, pas pour les fonctions de Hankel d'ordre complexe pour lesquelles, seuls quelques algorithmes, faiblement, voir aucunement détaillés dans la littérature, ont été développés. Cette faiblesse de la documentation est problématique, car il n'existe aucun document permettant de définir le degré de précision des résultats obtenus avec ces différents algorithmes dans le domaine de notre étude.

L'algorithme le plus stable a été utilisé, mais une vaste étude paramétrique semblerait nécessaire afin d'établir précisément le domaine d'utilisation de ce dernier.

Chapitre 4

Résultats numériques de la dispersion des ondes de surface circonférentielles en milieu homogène et dans un anneau

Ce chapitre présente les courbes de dispersion de vitesses de phase obtenues, en utilisant les relations de dispersion décrites dans le chapitre 2, pour des ondes se propageant circonférentiellement à la surface d'une cavité cylindrique, tout d'abord dans un milieu homogène, puis dans un anneau.

La première partie de ce chapitre est consacrée à une étude paramétrique effectuée afin d'établir la relation existant entre la vitesse de phase de l'onde de surface circonférentielle en milieu homogène concave et les vitesses de propagation des ondes de volume (C_T et C_L). Le but étant de déterminer si, comme en milieu plan, la vitesse de phase est étroitement reliée à C_T , ce qui permettrait par la suite de limiter le nombre de paramètres à inverser lors de l'interprétation.

La deuxième partie de ce chapitre se focalise sur le calcul de courbes de dispersion dans un anneau car il constitue une transition, parfaitement documentée dans la littérature, entre le milieu homogène et le milieu «bicouche». Une étude paramétrique et des modélisations éléments-finis ont été effectuées afin d'évaluer principalement l'influence du deuxième interface sur l'allure des courbes de dispersion. L'objectif de cette section est de pouvoir mieux appréhender les résultats qui seront obtenus par la suite en milieux «bicouches» concaves par l'étude de la propagation des ondes de surface circonférentielles dans un anneau.

4.1 Résultats numériques de la dispersion des ondes de surface circonférentielles en milieu homogène

Une étude paramétrique est présentée afin d'évaluer l'influence des différents paramètres présents dans la relation de dispersion sur l'allure des courbes de dispersion de vitesse de phase. Il est important de noter que seules les vitesses de phases sont présentées dans cette section étant donné l'incertitude numérique sur les valeurs de l'atténuation k_2 calculées. Une étude paramétrique similaire sur l'atténuation k_2 est, néanmoins, présentée dans l'annexe.

Le modèle utilisé pour obtenir les courbes de dispersion est de forme identique à la figure 2.1. Ce dernier présente, sauf indications contraires, les caractéristiques décrites dans le tableau 4.1.

Paramètres	Milieu
C_L	2500 m.s ⁻¹
C_T	1250 m.s ⁻¹
ρ	2000 kg.m ⁻³
ν (C. de Poisson)	0.33
Rayon a	3.5 m

TAB. 4.1 – Valeur des paramètres du modèle

Toutes les modélisations semi-analytiques présentées dans cette section, ont été obtenues en régime stationnaire et ne tiennent pas compte du terme de source.

La limite basse fréquence du domaine d'étude $n_{min} = 5$, définie dans la section 2.2.4, sera indiquée sur chacune des figures de cette section. Cette valeur équivaut à une longueur d'onde normalisée par le rayon λ/a égale à 1.25 m.

4.1.1 Etude paramétrique sur les différents paramètres de la relation de dispersion

Différents paramètres peuvent être identifiés dans la relation de dispersion (2.11). Ces différents paramètres peuvent être classés en trois catégories :

- **Paramètres élastiques du milieu** : C_L et C_T
- **Paramètres relatif à la géométrie du milieu** : le rayon a
- **Paramètres recherchés** : C et k_2 en fonction de la fréquence f

L'influence de la courbure et de k_2 sur la vitesse de phase a déjà été présentée dans la section 2.2.5 : la courbure entraîne une sous évaluation de la vitesse de phase à basse fréquence (grandes longueurs d'ondes) et l'atténuation k_2 a un léger impact sur la détermination de la vitesse de phase à basse fréquence (La vitesse de phase est sous évaluée d'environ 16% à la limite du domaine n_{min} et de 3% quand $n = 10$ si k_2 est négligé dans la relation de dispersion).

Une étude est menée afin d'évaluer la dépendance de la vitesse de phase à des variations des vitesses de propagation des ondes de volume. Cette étude vise à établir que, comme en milieu plan, la vitesse de phase est étroitement reliée à la vitesse de propagation des ondes transverses C_T et peu sensible à des variations de C_L . Si cette hypothèse est vérifiée, l'inversion des ondes de surface circonférentielles pourra être calquée sur les schémas d'inversion existants en milieu plan.

4.1.1.1 Influence de la vitesse de propagation des ondes longitudinales C_L

Afin de déterminer l'influence d'une variation de C_L sur la vitesse de phase, différentes courbes de dispersion ont été calculées en faisant varier uniquement le paramètre C_L . Sept modèles ont été calculés :

- un modèle de référence utilisant les paramètres décrits dans le tableau 4.1. Par la suite, la vitesse de propagation des ondes longitudinales et la vitesse de phase du modèle de référence seront décrits par les termes $C_L(\text{ref})$ et $C(\text{ref})$.
- Trois modèles pour lesquels $C_L > C_L(\text{ref})$.
- Trois modèles pour lesquels $C_L < C_L(\text{ref})$

La variation du seul terme C_L se traduit par une modification du coefficient de Poisson ν du milieu. Lorsque C_L augmente, ν augmente et inversement.

La figure 4.1 présente le rapport entre la vitesse de phase calculée pour chacun des modèles et $C(\text{ref})$ en fonction de la longueur d'onde normalisée par le rayon de la cavité a . L'observation de cette figure indique tout d'abord qu'une diminution de C_L entraîne une diminution de C et inversement. Ensuite la variation de la vitesse de phase C occasionnée par une perturbation de C_L n'est pas constante mais elle augmente lorsque $C_L > C_L(\text{ref})$ ou diminue lorsque $C_L < C_L(\text{ref})$ avec la longueur d'onde. Enfin les variations occasionnées sur la vitesse de phase, à la longueur d'onde normalisée maximale ($\lambda/a=1.26$ et $n_{\min} = 5$), apparaissent très faibles et variables suivant l'amplitude de la perturbation de C_L . En effet, une augmentation de C_L de 15%, n'entraîne qu'une augmentation de C d'environ 1% et une diminution de C_L du même ordre, la diminution de C atteint environ 2%.

La conclusion de cette étude est que l'interaction entre C_L et C est minime. Cette première conclusion conforte l'hypothèse recherchée dans cette section, c'est à dire une relation étroite entre C_T et C et faible influence de C_L sur C .

4.1.1.2 Influence de la vitesse de propagation des ondes transverses C_T

De la même manière que précédemment, différentes courbes de dispersion de vitesses de phase ont été calculées en faisant varier uniquement le paramètre C_T . Sept modèles, similaires à ceux décrits dans la section précédente, ont été calculés.

La variation du seul terme C_T se traduit par une modification du coefficient de Poisson ν du milieu. Une augmentation de C_T entraîne une diminution de ν et inversement.

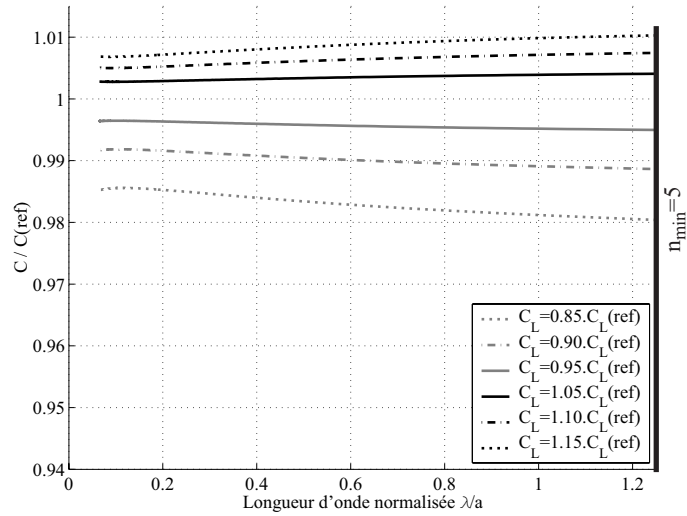


FIG. 4.1 – Influence d'une variation de C_L sur la vitesse de phase C normalisée par $C(\text{ref})$

La figure 4.2 est l'équivalent de la figure 4.1 pour une variation de C_T . Quelques différences existent entre ces deux figures. Tout d'abord, la variation de C n'augmente pas, comme précédemment, mais diminue avec la longueur d'onde normalisée. Ensuite, la variation de C à une longueur d'onde normalisée donnée est premièrement beaucoup plus importante et dans un deuxième temps la variation de C est reliée de façon quasi-linéaire à l'amplitude de la perturbation de C_T . Ainsi, pour $C_T=1.15 C_T(\text{ref})$, l'augmentation maximale de C est d'environ 13-14 %, et pour $C_T=0.85 C_T(\text{ref})$, la diminution maximale de C est d'environ 13-14 %.

Ces observations confortent l'hypothèse de départ d'une forte interaction entre C_T et C identique à celle observée en milieu plan [Russell, 1987].

4.1.1.3 Comparaison croisée de l'influence de C_T et C_L sur la vitesse de phase

La figure 4.3 présente une comparaison des variations moyennes de C occasionnées en fonction de la perturbation des vitesses de propagation des ondes de volume C_L et C_T . Cette figure montre, tout d'abord, très explicitement la sensibilité beaucoup plus importante de C à C_T . Ensuite la quasi linéarité entre les variations de C_T et de C est particulièrement visible.

Finalement, cette étude confirme les résultats en milieu plan de [Russell, 1987] qui montrait la forte interaction entre C_T et C et l'influence minimale de C_L sur C . Ces résultats sont intéressants car ils vont permettre la simplification de l'inversion des données

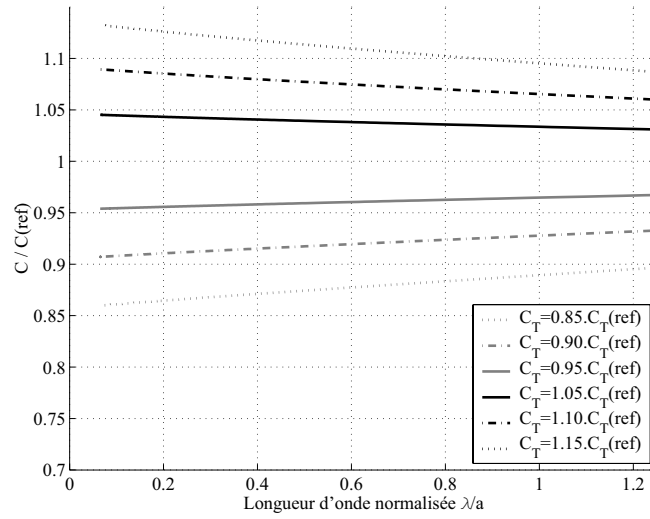


FIG. 4.2 – Influence d’une variation de C_T sur la vitesse de phase C normalisée par $C(\text{ref})$

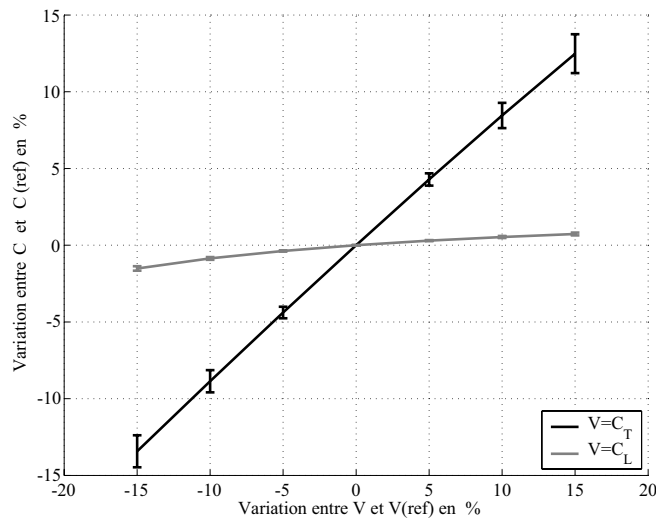


FIG. 4.3 – Variation moyenne de C occasionnée par une perturbation des ondes de volume. Les barres d’erreurs représentent l’écart-type des données.

en ondes de surface circonférentielles en utilisant la stratégie¹ déjà employée en milieu plan.

4.1.2 Conclusions

Une étude portant sur l'impact des différents termes de la relation de dispersion a été menée lors de ce chapitre.

Cette étude consistait à comparer la sensibilité de la vitesse de phase à de légères variations des vitesses de propagation des ondes de volume. Le premier objectif de cette étude était de déterminer que, comme en milieu plan, la vitesse de phase est étroitement reliée à la vitesse de propagation des ondes transverses C_T , ce qui permettrait de faciliter, par la suite, l'inversion des données. Les différentes modélisations effectuées ont confirmé cette hypothèse et ont également permis de vérifier le comportement de la vitesse de phase qui est non-linéaire en fonction de C_L et quasi linéaire en fonction de C_T .

4.2 Modélisation numérique de la dispersion des ondes de surface circonférentielles dans un anneau

Bien que ce type de géométrie ne constitue pas l'objet de cette étude, des modélisations numériques dans l'anneau ont néanmoins été effectuées. Les causes de cet intérêt pour l'anneau sont multiples. Tout d'abord, la modélisation semi-analytique de la vitesse de phase dans ce type de structures est parfaitement documentée contrairement aux deux autres cas (milieux homogène et bicouche concaves). Dans un deuxième temps, cette structure constitue une transition entre le milieu homogène et le milieu bicouche avec l'apparition d'une deuxième interface dont l'impact sur la vitesse de phase va être étudié. Ensuite, le milieu étant fini, l'atténuation par rayonnement radial est nulle dans un anneau ($k_2=0$). Finalement, la compréhension de l'évolution de la vitesse de phase dans un anneau permettra de mieux comprendre la propagation des ondes de surfaces dans un milieu «bicouche» concave.

Dans un premier temps, les notions de vitesses angulaires et vitesses linéaires, présentées dans le chapitre 2, sont rappelées. Dans un deuxième temps, la relation de dispersion développée dans le chapitre 2 est comparée avec d'autres relations de dispersion décrites dans la littérature. Ensuite, l'influence de la deuxième interface sur l'allure de la dispersion est évaluée en effectuant une étude paramétrique sur l'épaisseur de l'anneau. Enfin, les résultats obtenus par la méthode semi-analytique sont comparés avec ceux obtenus par la méthode des Eléments Finis pour montrer les différences observables entre la vitesse de phase effective obtenue avec les Eléments-Finis et les vitesses de phase modales semi-analytiques.

1. L'inversion s'effectue uniquement en faisant varier C_T et en posant le coefficient de Poisson ν constant. La valeur de C_L étant recalculée à chaque itération à partir de la nouvelle valeur de C_T et de ν .

Le modèle utilisé pour obtenir les courbes de dispersion présentées dans cette section est de forme identique à la figure 2.9. Ce dernier présente, sauf indications contraires, les caractéristiques décrites dans le tableau 4.2 :

Paramètres	Anneau
C_L	2500 m.s ⁻¹
C_T	1250 m.s ⁻¹
ρ	2000 kg.m ⁻³
ν (Coef. de Poisson)	0.33
Rayon intérieur	$a=3.5$ m
Rayon extérieur	$b=4.5$ m

TAB. 4.2 – Valeur des paramètres de l’anneau

4.2.1 Vitesse angulaire-Vitesse linéaire

Dans le chapitre 2, les notions de vitesses angulaires et linéaires ont été exposées. Ces notions impliquent qu’en milieu homogène, la vitesse linéaire à une distance $r = a$ du centre de l’anneau est différente de celle en $r = b$. La figure 4.4 est une représentation schématique des vitesses linéaires $C(r)$ associées à différents r et de la vitesse angulaire α qui est constante quelque soit r . Cette figure montre clairement que pour une vitesse angulaire donnée, la vitesse linéaire augmente lorsque r augmente.

Il est important de noter que la vitesse de phase de l’onde de surface circonférentielle se propageant dans un anneau est multimodale car, pour une fréquence donnée, plusieurs valeurs de vitesses de phase peuvent être solution de la relation de dispersion (Cf. Chapitre 1 section 1.3.3). Pour la suite de cette étude, l’indice (q) désignera la vitesse de phase ou le nombre d’onde angulaire du q ème mode. Ainsi $C(a)^{(1)}$ désigne la vitesse de phase modale linéaire du mode fondamental en $r = a$.

Les courbes de dispersion de vitesses de phase en $r = a$ et en $r = b$ sont calculées, en utilisant la relation de dispersion (2.31) et en posant dans la matrice (2.30) dont le déterminant est recherché :

$$\begin{aligned}
 n^{(q)} &= \frac{\omega}{C(a)^{(q)}} a \quad \text{Pour la vitesse de phase modale linéaire en } r = a \\
 n^{(q)} &= \frac{\omega}{C(b)^{(q)}} b \quad \text{Pour la vitesse de phase modale linéaire en } r = b
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

Les courbes en traits pleins représentées sur la figure 4.5 correspondent aux vitesses de phase linéaires des modes fondamentaux calculées en $r = a$ et $r = b$, respectivement notées $C(a)^{(1)}$ et $C(b)^{(1)}$, normalisées par la vitesse de propagation de l’onde transverse C_T . L’observation de ces deux courbes montre clairement, dans un premier temps, que $C(b)^{(1)}$ est plus importante que $C(a)^{(1)}$.

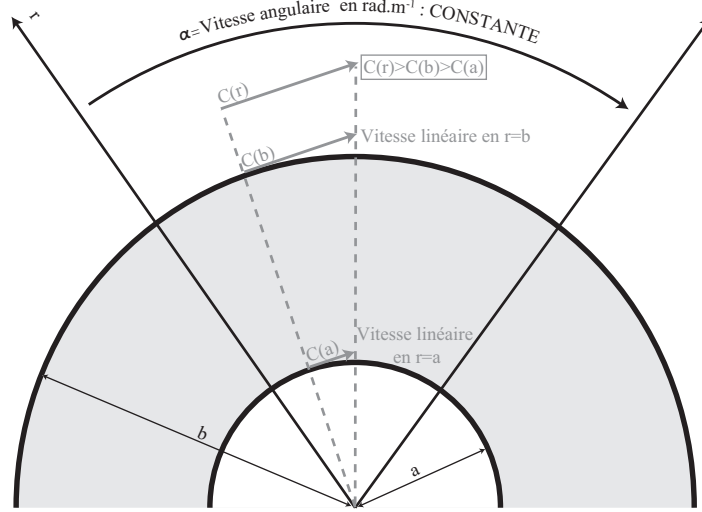


FIG. 4.4 – Schéma représentatif des vitesses linéaires et angulaire dans un anneau

La vitesse angulaire α correspond à la vitesse de rotation d'une ligne radiale et s'exprime en rad.m^{-1} . En reprenant la notation décrite dans l'équation (4.1), cette dernière prend la forme suivante :

$$n^{(q)} = \frac{\omega}{\alpha^{(q)}} \quad \text{et donc} \quad \alpha^{(q)} = \frac{C(a)^{(q)}}{a} = \frac{C(b)^{(q)}}{b} \quad (4.2)$$

Le fait que la vitesse angulaire reste constante quel que soit r est vérifié et représenté sur la figure 4.5. Les vitesses de phase angulaires du mode fondamental $\alpha^{(1)}$, associées à chacune des deux vitesses de phase linéaires $C(a)^{(1)}$ et $C(b)^{(1)}$, sont calculées à partir de la relation (4.2). Les deux courbes ainsi obtenues apparaissent parfaitement confondues.

La vitesse de phase linéaire à n'importe quelle distance du rayon r peut donc être obtenue par une relation simple. Ainsi, connaissant la vitesse de phase linéaire $C(\bar{r})^{(q)}$ en \bar{r} :

$$C(r)^{(q)} = \frac{r}{\bar{r}} C(\bar{r})^{(q)} \quad (4.3)$$

4.2.2 Comparaison des résultats avec ceux de la littérature

De nombreux auteurs ont abordés la propagation des ondes de surface circonférentielles guidées dans un anneau [Liu et Qu, 1998], [Valle *et al.*, 1999], [Towfighi *et al.*, 2002], [Gridin *et al.*, 2003], [Fong *et al.*, 2003]. Parmi ces nombreux articles, deux ont été retenus, afin vérifier la relation de dispersion décrite dans cette thèse, pour leur qualité

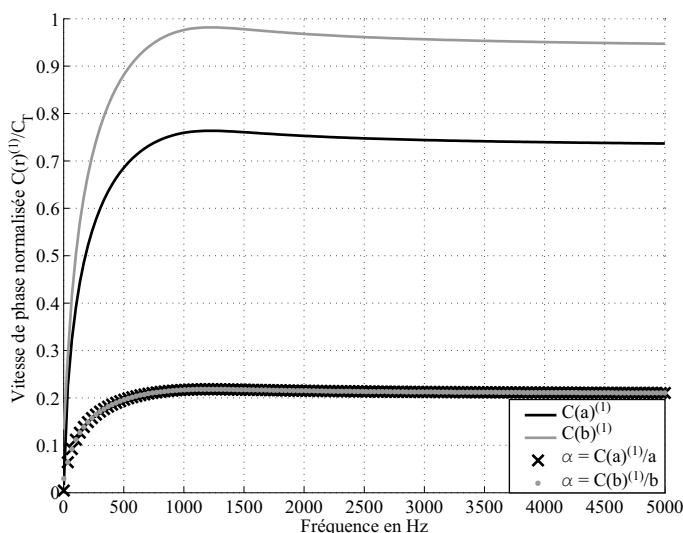


FIG. 4.5 – Courbes de dispersion des vitesses de phase linéaires calculées en $r = a$ et $r = b$, et leurs vitesses angulaires associées pour le mode fondamental

didactique, [Liu et Qu, 1998] et [Gridin *et al.*, 2003]. Les premiers ont identifié l’aspect dispersif de l’onde guidée se propageant dans la direction circonférentielle de l’anneau et développé de façon analytique la relation de dispersion à l’équilibre pour une onde harmonique. Plus tard, [Gridin *et al.*, 2003] développèrent également le calcul de courbes de dispersion théoriques par l’utilisation couplée d’une relation de dispersion exacte et de techniques asymptotiques permettant des simplifications en fonction du domaine d’application.

4.2.2.1 Relation de dispersion de [Liu et Qu, 1998]

La relation de dispersion proposée par [Liu et Qu, 1998], présentée en annexe, permet de calculer les courbes de dispersion de vitesse de phase linéaire situées en $r = b$. La comparaison de la relation de dispersion qu’ils proposent et l’équation (2.31) peut s’effectuer en posant dans cette dernière :

$$n = \frac{\omega}{C(b)}b \tag{4.4}$$

La figure 4.6 présente la comparaison entre les vitesses de phase linéaires modales, normalisées par la vitesse des ondes transverses C_T , calculées à partir de la relation de dispersion de [Liu et Qu, 1998] et de l’équation (2.31). Ces courbes ont été obtenues en utilisant les paramètres décrits par le tableau 4.2. Les différentes courbes de cette figure représentent les vitesses de phase linéaires des cinq premiers modes de propagation

$C(b)^{(q)}$ avec $q = 1, 2, \dots, 5$. L'observation de cette figure montre clairement que les courbes de dispersion obtenues par chacune des deux méthodes sont confondues.

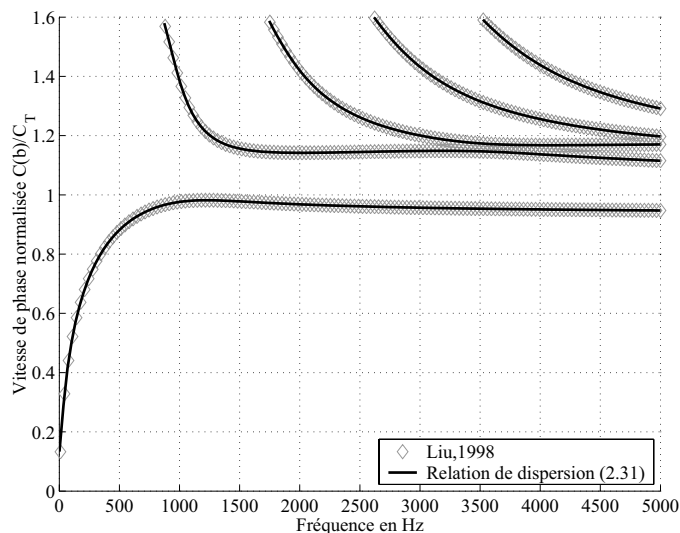


FIG. 4.6 – Comparaison des courbes de dispersion de vitesse de phase linéaires modales obtenues par [Liu et Qu, 1998] et par la relation (2.31) pour les cinq premiers modes

4.2.2.2 Relations de dispersion de [Gridin *et al.*, 2003]

Dans cet article, [Gridin *et al.*, 2003] développent une relation de dispersion exacte, qui est présentée en annexe, et proposent des développements asymptotiques permettant d'optimiser le calcul des courbes de dispersion de vitesse de phase linéaires modales à hautes fréquences. Dans un premier temps, leur relation de dispersion exacte est comparée avec (2.31), enfin leurs développements asymptotiques sont utilisés pour évaluer le comportement des courbes de dispersion à haute fréquence.

Relation de dispersion exacte La relation de dispersion proposée par [Gridin *et al.*, 2003] permet de calculer la dispersion du nombre d'onde angulaire n . Le nombre d'onde angulaire est directement relié à la vitesse angulaire de l'onde de surface circonférentielle qui est constante quelque soit r . Cette relation de dispersion est comparée avec (2.31) en minimisant cette dernière suivant le terme n .

La figure 4.7 présente les résultats de la modélisation numérique effectuées en utilisant la relation de dispersion proposée par [Gridin *et al.*, 2003] et celle décrite dans le chapitre 2.

L'observation de cette figure montre, comme précédemment, que les vitesses obtenues par les deux relations de dispersion ont des valeurs similaires.

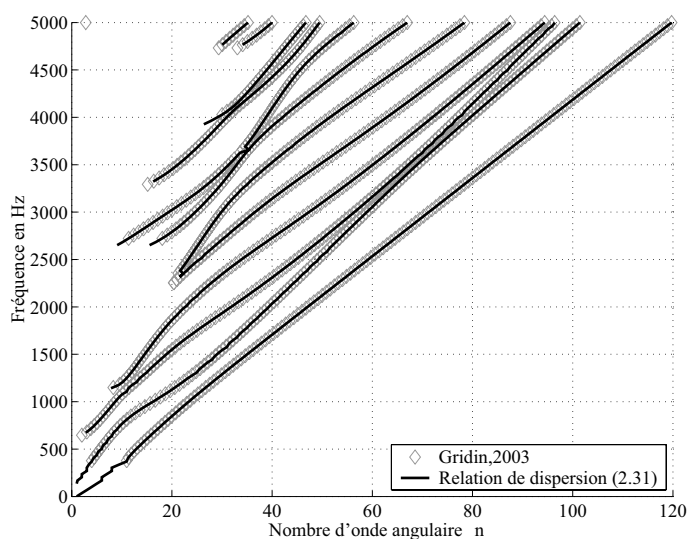


FIG. 4.7 – Comparaison des courbes de dispersion du nombre d’onde angulaire n obtenues par [Gridin et al., 2003] et par la relation (2.31) (12 modes)

Approche asymptotique à haute fréquence Dans leur article, [Gridin et al., 2003] décrivent des techniques asymptotiques visant à simplifier la relation de dispersion exacte à haute fréquence. Ces techniques ne peuvent être utilisées que si le rapport des rayons interne et externe est supérieur au rapport des vitesses de propagation de l’onde transverse et de l’onde longitudinale et si la longueur d’onde de l’onde longitudinale est très inférieure au rayon interne de l’anneau a , c’est à dire en d’autres termes :

$$\frac{C_T}{C_L} < \frac{a}{b} \text{ et } k_L a = \frac{\omega}{C_L} a = \frac{2\pi f}{C_L} a \gg 1 \tag{4.5}$$

Dans le cas d’une onde guidée de type Lamb se propageant circonférentiellement, Gridin évalue neuf expressions simplifiées correspondant à neuf régions possibles des valeurs de n . Ces neuf régions sont définies dans le tableau 4.3 avec $k_L = \omega/C_L$ et $k_T = \omega/C_T$.

Région I : $n < k_L a$	Région II : $n \approx k_L a$	Région III : $k_L a < n < k_L b$
Région IV : $n \approx k_L b$	Région V : $k_L b < n < k_T a$	Région VI : $n \approx k_T a$
Région VII : $k_T a < n < k_T b$	Région VIII : $n \approx k_T b$	Région IX : $k_T b < n$

TAB. 4.3 – Neuf régions possibles à l’intérieur desquelles le nombre d’onde angulaire n peut se situer

L'utilisation de ces expressions simplifiées nécessite trois étapes préalables. Tout d'abord, vérifier si le rapport des rayons a par b est inférieur au rapport des vitesses de propagation des ondes de volumes (Cf. eq. (4.5)). Ensuite, le domaine fréquentiel, permettant l'emploi de ces expressions, doit être préalablement défini en utilisant la deuxième condition de (4.5). Enfin, le développement asymptotique utilisé doit être défini en évaluant la région dans laquelle se situe la valeur de n .

La première condition de (4.5) est facilement vérifiable en utilisant les paramètres définis dans le tableau 4.2. Le rapport des rayons $a/b = 0.78$ est supérieur à $C_T/C_L = 0.5$.

Le domaine fréquentiel d'utilisation est beaucoup plus difficile à déterminer car [Gridin *et al.*, 2003] ne le définissent pas explicitement. la fréquence minimale d'utilisation de ces expressions simplifiées f_{min} est choisie comme étant égale à 5000 Hz, le produit $k_L a$ de (4.5) devient :

$$k_L a = \frac{2\pi f_{min}}{C_L} a = 44 \gg 1 \quad (4.6)$$

L'observation de la valeur de n du mode fondamental à f_{min} sur la figure 4.7 va donner une indication concernant l'expression simplifiée à employer dans ce cas précis. A 5000 Hz, la valeur de n du mode fondamental est égale à 120 et se situe dans la région IX et les deux premiers modes supérieurs se situent dans la région VII.

L'expression simplifiée définie par [Gridin *et al.*, 2003] dans la région IX prend la forme suivante :

$$\begin{aligned} & \overbrace{\left\{ (2n^2 - k_T^2 b^2)^2 - 4n^2 \sqrt{n^2 - k_L^2 b^2} \sqrt{n^2 - k_T^2 b^2} \right\}}^{\textcircled{1}} \\ \times & \underbrace{\left\{ (2n^2 - k_T^2 a^2)^2 - 4n^2 \sqrt{n^2 - k_L^2 a^2} \sqrt{n^2 - k_T^2 a^2} \right\}}_{\textcircled{2}} = 0 \quad (4.7) \end{aligned}$$

Les deux termes de la relation (4.7) $\textcircled{1}$ et $\textcircled{2}$ présentent de fortes similitudes avec l'équation de Rayleigh (1.9) définie dans le chapitre 1. Le terme $\textcircled{1}$ de (4.7) peut être obtenu à partir de (1.9) en multipliant cette dernière par $(\frac{\omega}{C(b)}b)^4$ et $\textcircled{2}$ en multipliant (1.9) par $(\frac{\omega}{C(a)}a)^4$. L'expression $\textcircled{1}$ de (4.7) sera donc caractérisée par le terme de équation de Rayleigh en $r = b$, et $\textcircled{2}$ par équation de Rayleigh en $r = a$.

Il est important de noter que si la racine n de l'équation de Rayleigh en $r = b$ est toujours présente dans la région IX celle de l'équation de Rayleigh en $r = a$ n'existe dans cette région que si $a/b > C(a)/C_T$, ce qui n'est pas le cas ici ($a/b = 0.78$ et . Le mode fondamental de propagation est donc obtenu en résolvant uniquement l'équation de Rayleigh en $r = b$.

L'expression simplifiée définie par [Gridin *et al.*, 2003] dans la région VII prend la forme suivante :

$$\underbrace{\left\{ (2n^2 - k_T^2 a^2)^2 - 4n^2 \sqrt{n^2 - k_L^2 a^2} \sqrt{n^2 - k_T^2 a^2} \right\}}_{\textcircled{2}} \times \underbrace{\left\{ (2n^2 - k_T^2 b^2)^2 \cos \alpha_4 + 4n^2 \sqrt{n^2 - k_L^2 b^2} \sqrt{k_T^2 b^2 - n^2} \sin \alpha_4 \right\}}_{\textcircled{3}} = 0$$

Avec : $\alpha_4 = \sqrt{k_T^2 b^2 - n^2} \cos^{-1} \left(\frac{n}{k_T b} \right) - \frac{\pi}{4}$ (4.8)

L'équation de Rayleigh en $r = a$ observée dans (4.7) est également présente dans (4.8). A noter que l'autre terme de (4.8), $\textcircled{3}$, est totalement découplé du rayon interne de l'anneau a . Cette expression est définie par [Gridin *et al.*, 2003] comme étant «la relation de dispersion asymptotique pour un cylindre élastique».

La figure 4.8 de gauche représente la comparaison entre les courbes de dispersion obtenue par la relation de dispersion exacte et les résultats obtenue par l'approche asymptotique (4.7). La fréquence f est représentée en fonction du nombre d'onde angulaire n sur cette figure. Les différentes régions définies par [Gridin *et al.*, 2003] sont délimitées par des traits pleins gris.

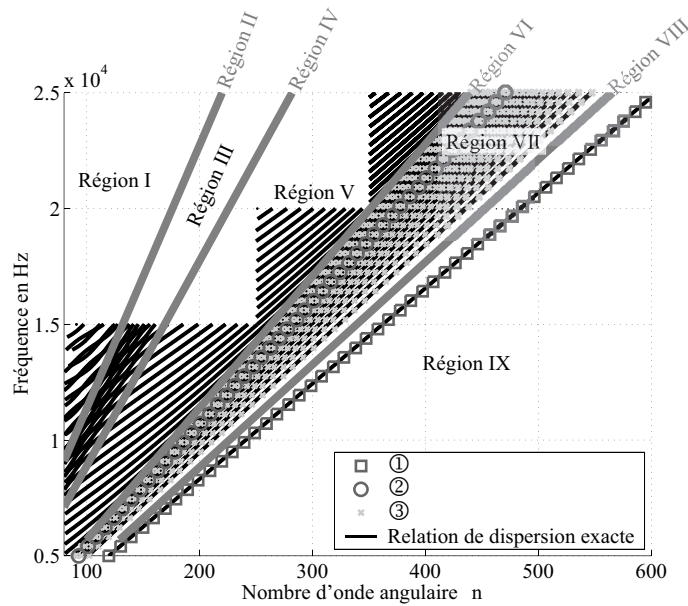


FIG. 4.8 – Comparaison des courbes de dispersion obtenues par la relation de dispersion exacte et par l'approche asymptotique (4.7) [Gridin *et al.*, 2003]: Représentation fréquence=f(Nombre d'onde angulaire). Les 9 régions sont définies dans le tableau 4.3

Cette figure montre que le mode fondamental de propagation circonférentielle d'une onde de surface dans un anneau à haute fréquence est confondue avec la courbe correspondant à la solution de l'équation de Rayleigh en $r = b$. La corrélation de ces deux courbes semble donc indiquer que le mode fondamental de l'onde de surface circonférentielle dans un anneau se propage au niveau de l'interface externe de l'anneau (en $r = b$).

La figure 4.9 est une représentation dans le domaine $f - C(a)$ de la figure 4.8 permettant une observation plus précise des premiers modes de propagation dans la région VII.

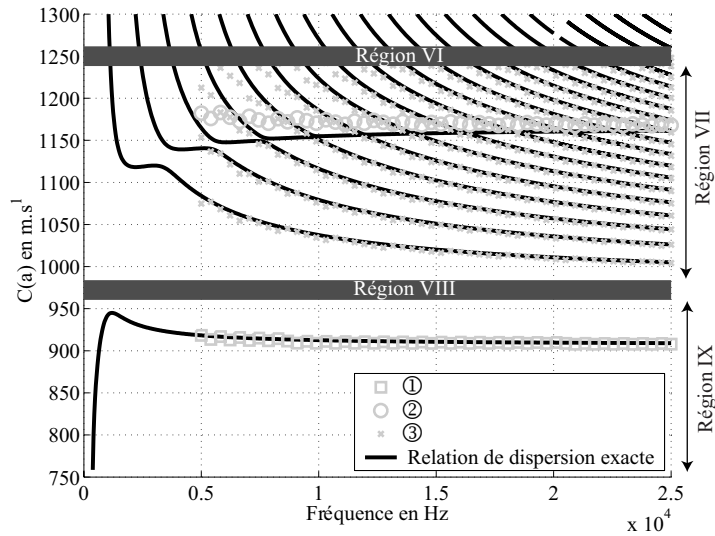


FIG. 4.9 – Comparaison des courbes de dispersion obtenues par la relation de dispersion exacte et par l'approche asymptotique: Représentation Vitesse linéaire $C(a)=f(\text{fréquence})$

Tous les modes supérieurs, calculés en utilisant la relation de dispersion exacte, présentent un comportement similaire, c'est à dire deux phases de décroissance séparées par une stagnation des vitesses de phase. Les deux phases de décroissance des vitesses de phase modales coïncident bien avec les vitesses de phases calculées en utilisant la relation de dispersion asymptotique dans un cylindre élastique (③).

La stagnation des vitesses de phase passe d'un mode à l'autre au fur et à mesure que la fréquence augmente et semble tendre vers la courbe obtenue en résolvant l'équation de Rayleigh en $r = a$. Les modes supérieurs de l'onde de surface circonférentielle dans un anneau semble donc, à tour de rôle, se propager au niveau de la surface interne de l'anneau (en $r = a$).

Ces deux observations conduisent à poursuivre les investigations en comparant les vitesses de phase modales calculées dans un anneau d'épaisseur variable, avec celles calculées pour un milieu homogène respectivement concave et convexe.

4.2.3 Comparaison des courbes de dispersion en milieux homogènes et dans un anneau

Cette section se propose de comparer les courbes de dispersion de vitesse de phase modales linéaires des ondes de surface circonférentielles obtenues dans un anneau avec celles calculées pour des milieux semi-infinis présentant les mêmes caractéristiques mécaniques (Cf. tableau 4.2). La figure 4.10 représente les différents types de milieux pour lesquels des courbes de dispersion de vitesses de phase linéaires ont été calculées. Trois géométries différentes sont étudiées, un anneau, un milieu dit «concave homogène» et un milieu dit «convexe homogène». Il est important de rappeler que les courbes de dispersion dans un anneau sont multimodales, du fait de la présence de deux interfaces, ce qui n'est pas le cas dans les deux autres milieux (un seul interface). La relation de dispersion pour calculer des vitesses de phase en milieu «convexe homogène» est décrite par [Viktorov, 1967].

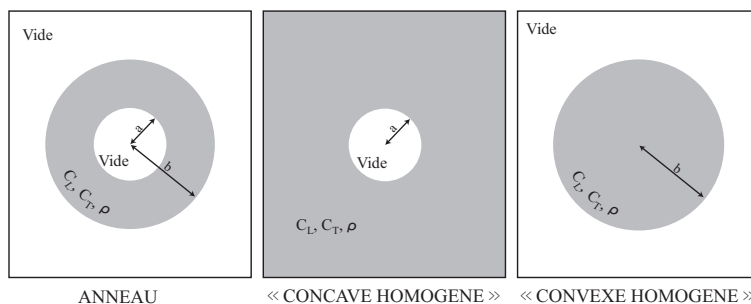


FIG. 4.10 – Schéma représentatif des différentes géométries pour lesquelles des courbes de dispersion ont été calculées

Une étude paramétrique a été effectuée afin d'évaluer l'influence du rapport $\gamma = a/b$ sur les courbes de dispersion de vitesses de phase modales linéaires dans un anneau. Cette étude est réalisée en faisant varier le rayon b tout en gardant a constant. Les vitesses de phase modales linéaires en $r = a$ et $r = b$, nommées respectivement $C(a)^{(q)}$ et $C(b)^{(q)}$, avec (q) le mode de propagation, ont donc été calculées pour différentes valeurs de γ et comparées aux courbes de dispersion obtenues pour les milieux concave et convexe homogènes. Ainsi au fur et à mesure que γ diminue, l'influence d'une interface sur l'autre devient de plus en plus négligeable. En d'autres termes, plus γ est faible, plus la vitesse de phase effective linéaire² en $r = a$ et en $r = b$ devrait, physiquement, tendre vers les vitesses de phase de l'onde de surface en milieu respectivement concave et convexe homogène. L'objectif est donc d'évaluer quelle(s) vitesses de phases modales $C(a)^{(q)}$ et $C(b)^{(q)}$ peuvent être assimilées aux vitesses de phase effectives respectivement «mesurées» en $r = a$ et $r = b$.

2. Cette vitesse correspond à la vitesse de phase mesurée, contrairement aux vitesses de phase modales

4.2.3.1 Rapport des rayons $\gamma=0.9$ ($b=3.8889$ m)

Les courbes de dispersion en gris sur la figure 4.11 correspondent aux vitesses de phase modales linéaires $C(a)^{(q)}$ (gris foncé) et $C(b)^{(q)}$ (gris clair) des cinq premiers modes de propagation ($q = 1, 2, \dots, 5$) normalisés par la vitesse de propagation des ondes transverses C_T . Ces différents modes de propagation sont présentés en fonction du nombre d'onde angulaire n et sont calculées pour un anneau ayant une épaisseur $h = b - a = 0.3889$ soit un rapport γ égal à 0.9. La comparaison de ces dernières avec les vitesses de phase calculées pour les deux milieux homogènes, représentées en noir sur la figure 4.11 (Traits pleins pour le milieu concave, pointillés pour le milieu convexe), conduit à deux observations.

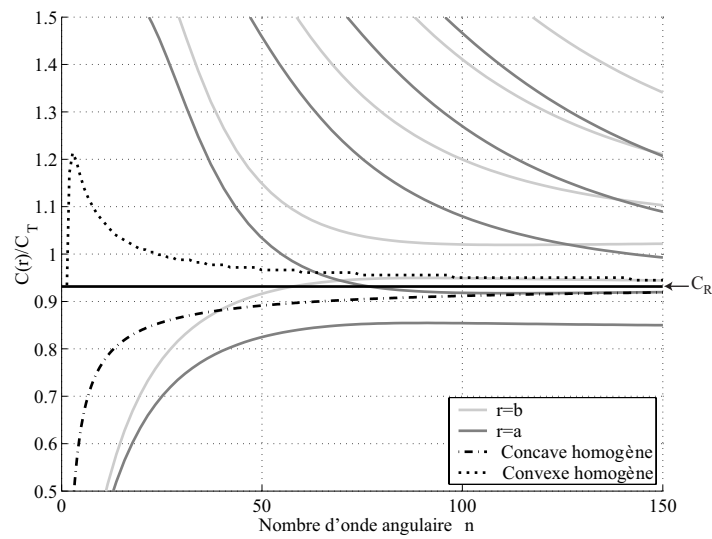


FIG. 4.11 – Courbes de dispersion de vitesse de phase linéaire pour $\gamma=0.9$

La première concerne $C(b)^{(1)}$ (mode fondamental) qui tend vers la courbe de vitesse de phase obtenue pour un milieu homogène convexe lorsque le nombre d'onde angulaire n est supérieur à 100. En terme de longueur d'onde, les deux courbes apparaissent confondues dès que le rapport longueur d'onde λ par le rayon associé à la vitesse de phase modale linéaire (dans ce cas b) est inférieure au quart de l'épaisseur de l'anneau.

La seconde concerne $C(a)^{(2)}$ (premier mode) qui tend vers la courbe de vitesse de phase obtenue pour un milieu homogène concave dans les mêmes conditions. Les conclusions en termes de longueur d'ondes sont identiques à celles décrites dans la première observation.

Ces premières observations conduisent à dire que $C(b)^1$ à haute fréquence est relié à la vitesse de phase effective en $r = b$, et la vitesse de phase effective en $r = a$ à haute fréquence serait reliée à $C(a)^2$. Il apparaît désormais nécessaire de réaliser d'autres études afin d'évaluer l'évolution de ces premières observations lorsque l'épaisseur de l'anneau augmente

4.2.3.2 Rapport des rayons $\gamma=0.78$ ($b=4.5$ m)

De la même manière que précédemment, les courbes de dispersion en gris sur la figure 4.12 correspondent aux vitesses de phase modales linéaires $C(a)^{(a)}$ et $C(b)^{(a)}$ normalisées par la vitesse des ondes transverses C_T et représentées en fonction du nombre d'onde angulaire n . Ces vitesses sont calculées pour un anneau ayant une épaisseur $b - a = 1$ m soit un rapport γ égal à 0.78. La comparaison de ces dernières avec les vitesses calculées pour les deux milieux homogènes, renforce davantage les premières observations effectuées dans la section précédente.

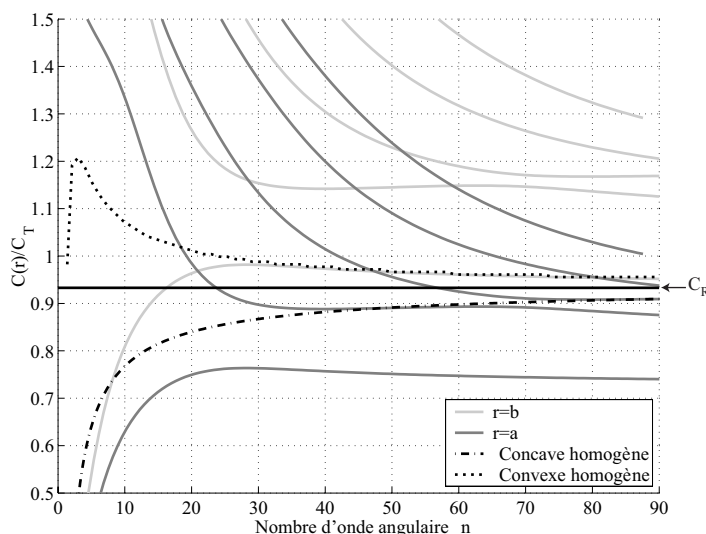


FIG. 4.12 – Courbes de dispersion de vitesse de phase linéaire pour $\gamma=0.78$

La première hypothèse concernant la superposition à haute fréquence (grand n) de $C(b)^{(1)}$ et de la vitesse de phase calculée pour un milieu homogène convexe, se vérifie à nouveau sur cette figure dès lors que n est supérieur à 40. Cette superposition intervient pour un n plus faible que précédemment du fait de l'augmentation de l'épaisseur de l'anneau. Les conclusions en termes de longueur d'ondes sont, quant à elles, identiques à celles décrites précédemment.

L'information la plus importante qu'apporte cette figure est obtenue en comparant $C(a)^{(2)}$ et $C(a)^{(3)}$ avec la vitesse de phase calculée pour un milieu homogène concave. Dans la section précédente, une corrélation entre le premier mode et la vitesse de phase du milieu homogène concave était déjà visible lorsque n était supérieur à 100. Cette corrélation est toujours observable dans ce cas, mais elle est limitée à un intervalle de valeurs de n situé entre 40 et 60, avant $C(a)^{(2)}$ ne commence à décroître. Par contre, dès lors que n est supérieur à 70, $C(a)^{(3)}$ tend vers la vitesse de phase du milieu homogène concave.

Cette dernière observation indiquerait que la vitesse de phase effective en $r = a$ correspondrait tout d'abord à $C(a)^{(2)}$ puis à $C(a)^{(3)}$. La vitesse de phase effective en $r = a$ ne serait donc pas liée à un seul mode mais à une combinaison de plusieurs modes au fur et mesure que n augmente.

4.2.3.3 Rapport des rayons $\gamma=0.5$ ($b=7$ m)

Comme dans les deux premiers cas, une modélisation de la dispersion dans un anneau pour un rapport des rayons γ égal à 0.5 est effectuée. Les vitesses de phases modales linéaires $C(a)^{(q)}$ et $C(b)^{(q)}$, ainsi que celles calculées pour les deux types de milieux homogènes, sont représentées sur la figure 4.13.

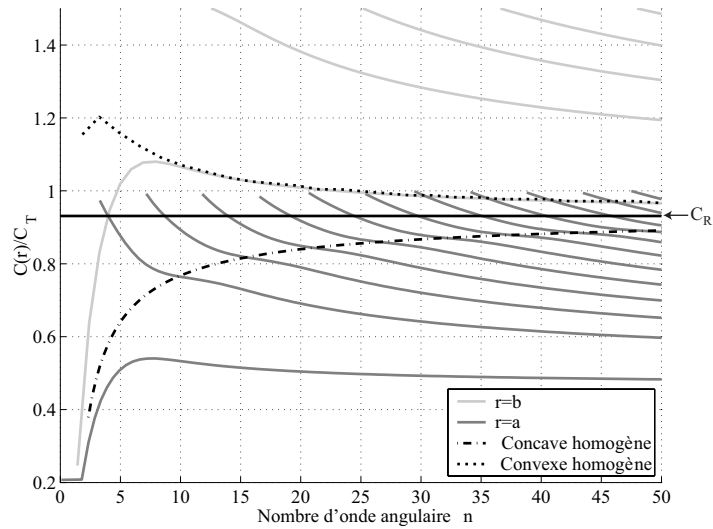


FIG. 4.13 – Courbes de dispersion de vitesse de phase linéaire pour $\gamma=0.5$

Les observations décrites précédemment sont également observables sur cette figure. Tout d'abord, la corrélation entre la vitesse du mode fondamental de $C(b)$ et celle du milieu homogène convexe intervient encore à plus basse fréquence ($n=10$), soit des conclusions en terme de longueurs d'ondes identiques à celles décrites précédemment ($\lambda/b < 0.25(b - a)$). Enfin, une inflexion de $C(a)^{(q)}$ est visible au niveau de l'intersection de ces derniers avec la courbe de vitesse de phase calculée pour le milieu homogène concave.

Les hypothèses générales émises de cette étude sur l'épaisseur de l'anneau sont :

- La vitesse de phase effective en $r = b$ serait directement liée à $C(b)^{(1)}$
- La vitesse de phase effective en $r = a$ ne peut pas être relié qu'à un seul mode de propagation mais correspondrait à une combinaison de $C(b)^{(q)}$ avec $q = 2, 3, \dots, \text{inf}$

au fur et à mesure que n augmente.

Ces deux hypothèses renforcent celles émises lors de l'étude asymptotiques hautes fréquences présentées dans la section 4.4.2. La validation de ces hypothèses nécessitent dorénavant l'obtention de vitesses de phase effectives. Une modélisation par les Eléments-Finis a donc été effectuée dans ce sens.

4.2.4 Modélisation Eléments-Finis

La méthode des éléments finis (MEF) a été utilisée afin d'obtenir une simulation réaliste des conditions d'applications de la méthode MASW dans un anneau. Cette méthode permet en effet de modéliser le champ total de la propagation d'onde en deux dimensions. Ces modélisations ont été effectuées en utilisant le module DYNi du progiciel CESAR-LCPC. Ce module permet le calcul, par intégration directe, de la réponse d'une structure soumise à une sollicitation dynamique [Humbert *et al.*, 2005].

Le but de cette section est de calculer les vitesses de phase effectives linéaires par la MEF pour différents dispositifs et de comparer ces dernières avec les vitesses de phases modales linéaires obtenues par la méthode matricielle afin de valider les hypothèses émises dans la section précédente.

4.2.5 Description du modèle

Afin d'utiliser correctement la MEF, il est nécessaire d'effectuer une étude préliminaire afin de dimensionner correctement le modèle. Sa taille et sa discrétisation sont dépendantes des capacités de l'ordinateur utilisé pour le calcul, les dimensions du modèle sont optimisées afin d'être de tailles raisonnables tout en limitant l'erreur numérique occasionnée par la discrétisation numérique. Les dimensions du modèle ont donc été choisies en fonction des paramètres mécaniques souhaités et en respectant les critères optimaux définis par Chammas [Chammas, 2002].

Tout ces critères sont reliés à la longueur d'onde dominante λ_d , associée à la fréquence centrale du signal source f_c . Le pas de temps Δt et la discrétisation spatiale du modèle Δx sont donc déterminés à partir des paramètres élastiques du milieu et de la fréquence centrale du signal source.

Le tableau 4.4 présente les paramètres élastiques utilisés pour la modélisation :

Paramètres	Modèle EF
C_L	3360 m.s ⁻¹
C_T	2012 m.s ⁻¹
ρ	2400 kg.m ⁻³
ν (C. de Poisson)	$\nu=0.22$
Rayon int.	$a=0.5$ m
Rayon ext.	$b=0.6$ m

TAB. 4.4 – Valeur des paramètres élastique du modèle E.F.

Le signal source est une gaussienne possédant une fréquence centrale $f_c=30000$ Hz. Un signal de type gaussien est similaire à un déplacement occasionné par une chute de poids. La discrétisation temporelle dt du signal est déterminée à partir de la fréquence centrale de la source. Elle équivaut à $\Delta t = 1/83 f_c = 4e^{-7}$ s

La longueur d'onde dominante λ_d est calculée à partir de la vitesse des ondes de Rayleigh dans le milieu et de la fréquence centrale du signal source. La vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh C_R est obtenue à partir de celle des ondes de volume en utilisant la relation 1.9. Cette dernière est égale à 1841 m.s^{-1} .

$$\lambda_d = \frac{C_R}{f_c} = \frac{1841}{30000} = 0.06113 \text{ m} \quad (4.9)$$

Une étude paramétrique de [Chammas, 2002] a établi que l'espacement entre les noeuds du maillage Δx doit être inférieur à $\lambda_d/20$ pour éviter une dispersion numérique. Ainsi, $\Delta x = \lambda_d/20 = 0.003068$ m, soit 525 éléments sur la surface en $r = a$ et 629 sur la surface en $r = b$.

Deux types de dispositifs sont présentés ici :

- Source et «capteurs» sur la surface extérieure ($r = b$)
- Source et «capteurs» sur la surface intérieure ($r = a$)

Dans chacun des cas, une fois la source appliquée, les déplacements verticaux et horizontaux sont combinés afin d'obtenir le déplacement perpendiculaire à la surface de la cavité cylindrique en chaque point d'enregistrement («capteurs» répartis tous les quatre noeuds en $r = a$ ou en $r = b$ selon le dispositif). Enfin, la dérivée seconde de chacun de ces signaux est calculée afin d'obtenir l'accélération particulière.

La figure 4.14 est une représentation du modèle axisymétrique utilisé par la MEF. Les deux grossissements effectués permettent, tout d'abord, de visualiser le maillage, puis les éléments employés (triangles à 6 noeuds). Les positions des sources et des capteurs sont également schématiquement représentées pour chacun des deux dispositifs.

4.2.6 Dispositif en $r = b$

La figure 4.15 présente un sismogramme synthétique normalisé, calculé en utilisant un dispositif en $r = b$. 130 traces espacées de 12 mm sont présentées ici. Seuls les signaux situés dans la partie en blanc sur la figure sont utilisés pour le calcul de la dispersion par la transformée $p - \omega$. L'offset minimal des signaux utilisés est situé à 2λ de la source pour éviter les effets de champ proche et l'offset maximal à 11.5λ (signaux tronqués au delà car le temps d'enregistrement est trop court et la dispersion numérique augmente)

La figure 4.16 en haut est une représentation dans le domaine spectral des sismogrammes présentés précédemment et du signal source. La figure 4.16 en bas est une comparaison entre la courbe de vitesses de phase effectives calculée à partir des sismogrammes synthétiques et les courbes de vitesses de phase modales calculées $C(b)^{(q)}$ en

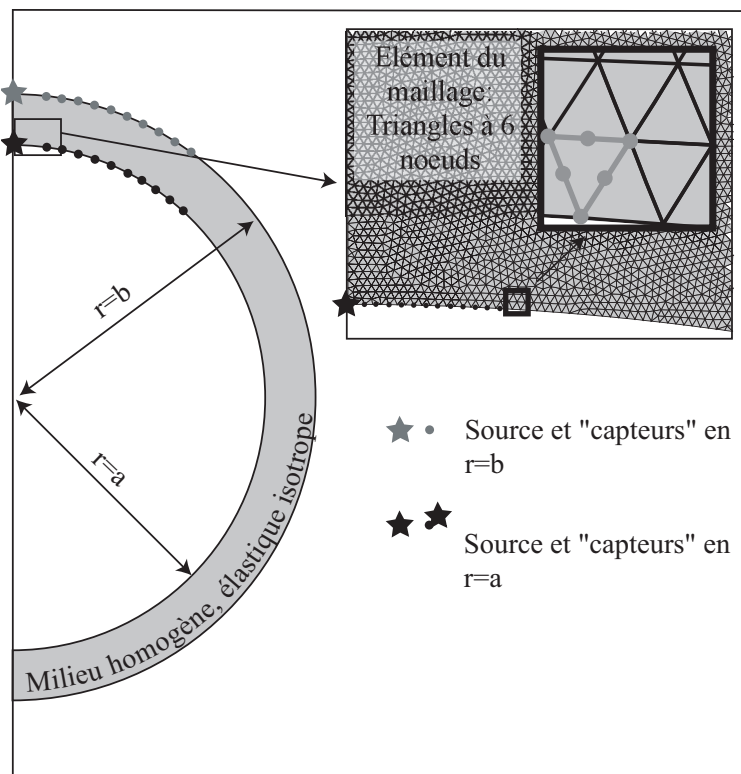


FIG. 4.14 – Représentation du modèle en déformation plane employé pour la MEF

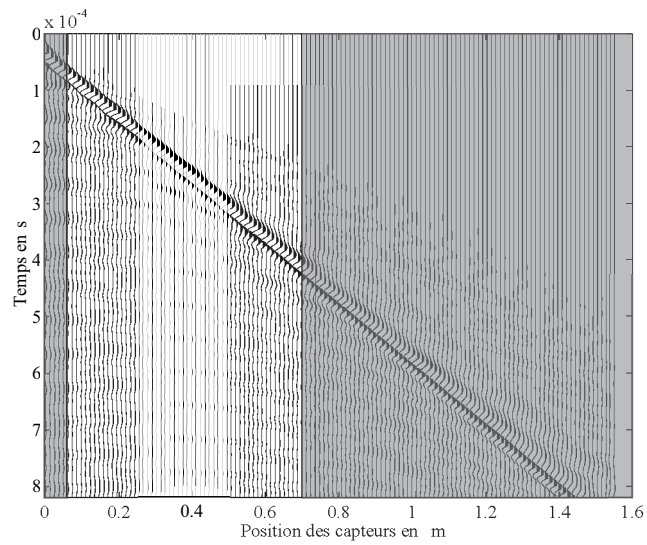


FIG. 4.15 – *Sismogrammes synthétiques normalisés obtenus à partir d'un dispositif situé à l'extérieur de l'anneau (source et «capteurs» en $r = b$)*

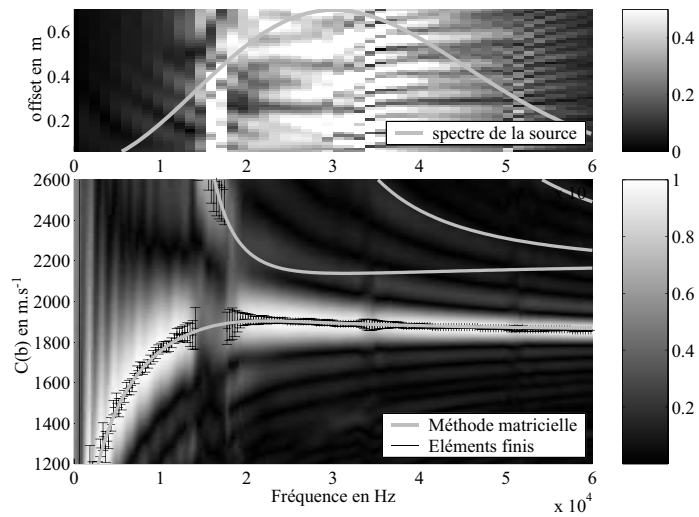


FIG. 4.16 – **En haut** : Spectres du sismogramme 4.15 et de la source. **En bas** : Courbes de dispersion de vitesse de phase $C(b)$ obtenues par les éléments finis et par la méthode matricielle

utilisant la méthode matricielle en $r = b$. Hormis une faible discontinuité de la courbe de vitesse de phase effective observable entre 14000 et environ 18000 Hz qui est un artefact correspondant à la fréquence de résonance de l'épaisseur de l'anneau [Gibson et Popovics, 2005], la vitesse de phase effective est identique à la vitesse de phase du mode fondamental.

L'hypothèse émise dans la section précédente disant que la vitesse de phase effective en $r = b$ est directement reliée à la vitesse de phase modale du mode fondamental $C(b)^{(1)}$ est confirmée par l'observation des courbes de dispersion de cette figure.

4.2.7 Dispositif en $r = a$

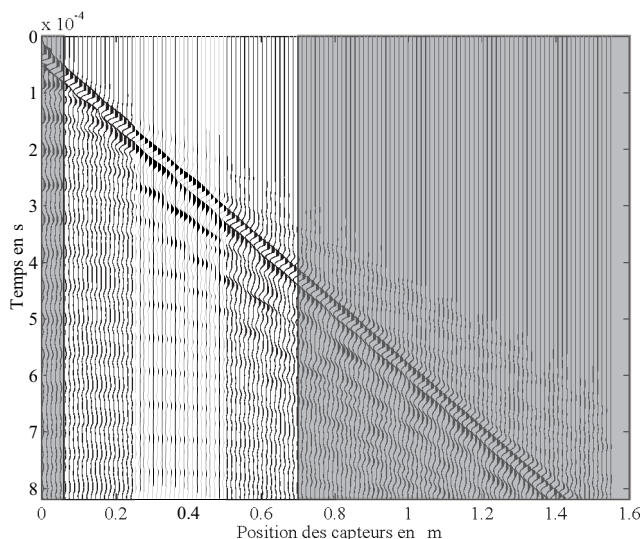


FIG. 4.17 – Sismogramme synthétique normalisé obtenu à partir d'un dispositif situé à l'intérieur de l'anneau (source et « capteurs » en $r = a$)

Les figures 4.17 et 4.18 sont les équivalents pour le dispositif en $r = a$ des figures 4.15 et 4.16.

La figure 4.18 en bas représente ainsi la comparaison entre la courbe de vitesses de phase effectives calculées à partir des sismogrammes synthétiques et les courbes de vitesses de phase modales obtenues en utilisant la méthode matricielle en $r = a$. L'observation de ces deux courbes en fonction de la fréquence indique, tout d'abord qu'entre 3000 et 12000 Hz, la vitesse de phase effective est identique à la vitesse de phase modale du mode fondamental. Puis entre 15000 et 60000 Hz la courbe de vitesse de phase effective est confondue avec celle du second mode de propagation.

Cette observation confirme l'aspect multimodal de la vitesse de phase effective en

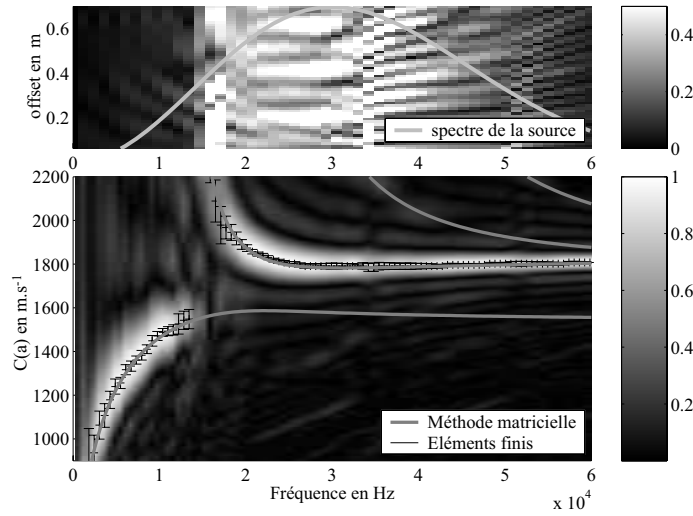


FIG. 4.18 – **En haut** : Spectres du sismogramme 4.17 et de la source. **En bas** : Courbes de dispersion de vitesse de phase $C(a)$ obtenues par les éléments finis et par la méthode matricielle

$r = a$ observé dans la section précédente. Cette dernière n'est donc pas uniquement reliée à $C(a)^{(1)}$. Elle dépend également de la vitesse de phase des modes supérieurs de propagation.

4.2.8 Conclusions

Au cours de ce chapitre, les différents aspects de la propagation circonférentielle des ondes de surface ont été abordés par l'intermédiaire de la modélisation semi-analytique et les Eléments-Finis. Les diverses modélisations présentées dans ce chapitre ont permis de justifier les notions de vitesses angulaires et de vitesses linéaires. Une étude paramétrique approfondie a, ensuite, permis de constater deux propriétés intéressantes permettant de relier les notions de vitesses de phase modales et effectives, puis de les valider par la M.E.F :

- La vitesse de phase effective d'une onde de surface circonférentielle mesurés au niveau de la surface extérieure de l'anneau (en $r = b$) correspond à la vitesse de phase modale linéaire du mode fondamental de l'onde de surface circonférentielle en $r = b$.
- La vitesse de phase effective d'une onde de surface circonférentielle mesurés au niveau de la surface intérieur de l'anneau (en $r = a$) est reliée à la vitesse de phase du mode fondamental à basse fréquence puis à celles des modes supérieurs lorsque

la fréquence augmente. La vitesse de phase effective «mesurée» en $r = a$ est dite multimodale.

Le fait que la vitesse de phase effective en $r = a$ soit multimodale complique fortement l'interprétation des données car cela ne permet pas l'utilisation des techniques classiques d'inversion en milieux plans. Ces dernières considèrent, en effet, généralement comme identique la vitesse de phase effective et la vitesse de phase du mode fondamental.

Chapitre 5

Modélisation numérique de la dispersion des ondes de surface circonférentielles dans un milieu dit «bicouche»

Ce chapitre présente les courbes de dispersion de vitesses de phase obtenues par la modélisation numérique d'un milieu dit «bicouche» caractérisé par une cavité cylindrique de hauteur infinie entourée par un anneau élastique et homogène, le tout englobé dans un espace semi-infini également élastique et homogène. Le modèle employé est décrit schématiquement par la figure 5.1.

Dans un premier temps, les courbes de dispersion de vitesses de phase modales calculées en utilisant la relation de dispersion décrite dans le chapitre 3 sont présentées.

Une première «vérification» de la relation de dispersion est proposée en se basant sur les résultats obtenus en milieu homogène concave. Une étude paramétrique est ensuite effectuée, en faisant varier différents paramètres du modèle, afin d'évaluer le comportement des courbes de dispersion de vitesse de phase modales. Ces différentes courbes sont comparées à celles calculées pour un milieu homogène concave en prenant comme paramètres mécaniques, sauf indications contraires, les caractéristiques de l'anneau.

Enfin la vitesse de phase effective obtenue par une modélisation par la méthode des éléments-finis sera étudiée. Cette courbe de dispersion de vitesse de phase effective sera comparée avec les vitesses de phase modales dérivées précédemment. Cette étape a pour but d'évaluer les différences existantes entre vitesses de phase effectives et modales afin de mieux préparer le problème inverse.

Il est au préalable important de noter que l'apparition d'une deuxième couche rend difficile toute normalisation des vitesses de phase dans ce type milieu. Les vitesses de phase seront donc présentées en fonction de la fréquence contrairement à la normalisation effectuée en milieu homogène concave et dans un anneau (normalisation par le nombre d'onde angulaire ou le rapport longueur d'onde par la rayon de la cavité a).

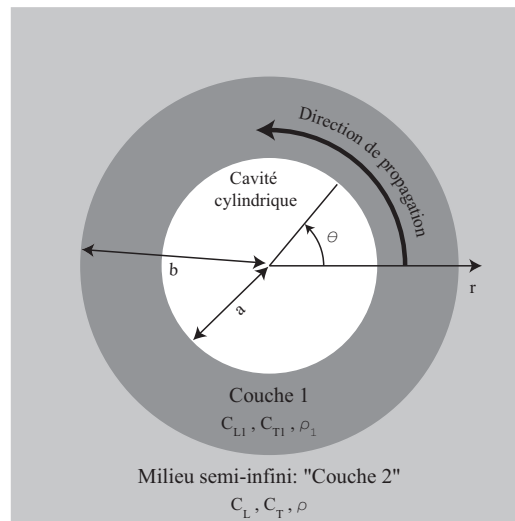


FIG. 5.1 – Représentation schématique du modèle utilisé pour le calcul des courbes de dispersion en milieu «bicouche»

5.1 Modélisation semi-analytique de la dispersion en milieu «bicouche»

L'influence de nombreux paramètres a été abordée au cours des sections précédentes, notamment l'influence de la vitesse de propagation des ondes longitudinales et transverses et du rayon de courbure, ces derniers ne seront donc que partiellement étudiés dans cette section.

L'étude paramétrique imaginée se focalise sur deux paramètres principaux. L'influence du rapport des rayons interne et externe γ , c'est à dire a/b , sur la dispersion sera abordée. Ce paramètre, dont le rôle majeur dans le comportement de la dispersion dans un anneau a été largement détaillé dans le chapitre 4, fait l'objet d'une étude dans ce chapitre, afin d'établir si les conclusions décrites pour un anneau, c'est à dire principalement l'aspect multimodal de la vitesse de phase effective en $r = a$ restent valables pour un milieu «bicouche».

Enfin, l'apparition d'une «deuxième couche» présentant des caractéristiques mécaniques différentes, fait intervenir deux nouveaux paramètres non pris en compte dans la relation de dispersion auparavant, celui du contraste de vitesse de propagation des ondes de volume entre les couches et du contraste de leur densité ρ .

5.1.1 Premier contrôle de la relation de dispersion

L'exactitude de la relation de dispersion dérivée de façon analytique dans le chapitre 3, peut être contrôlée en posant dans chacune des couches du modèle «bicouche» des

caractéristiques mécaniques identiques puis en comparant les résultats obtenus avec ceux calculés pour un modèle semi-infini homogène concave.

Trois modèles «bicouches» concaves ont été calculés en posant $a = 2.5$ m, le rayon de la cavité cylindrique et en faisant varier la valeur du rayon externe b ($b = 3$ m, $b = 3.3$ m et $b = 3.7$ m). Les paramètres mécaniques, communs à l'anneau et à l'espace semi-infini, sont:

- $C_{L1} = C_L = 1500 \text{ m.s}^{-1}$
- $C_{T1} = C_T = 900 \text{ m.s}^{-1}$
- $\rho_1 = \rho = 2000 \text{ kg.m}^{-3}$

Ces trois courbes de dispersion sont comparées à celle calculée pour un modèle semi-infini homogène concave en reprenant des caractéristiques similaires. Les quatre courbes obtenues sont présentées sur la figure 5.2. Elles sont parfaitement confondues et apportent une première «validation» de la relation de dispersion (les variations entre les trois courbes de vitesses de phase calculées en utilisant un modèle «bicouche» concave et celle obtenue pour un modèle homogène concave n'excèdent pas 0.01 m.s^{-1} . Cette variation est inférieure à la valeur limite utilisée dans le problème direct pour la recherche raffinée de la vitesse de phase, Cf. section 3.2).

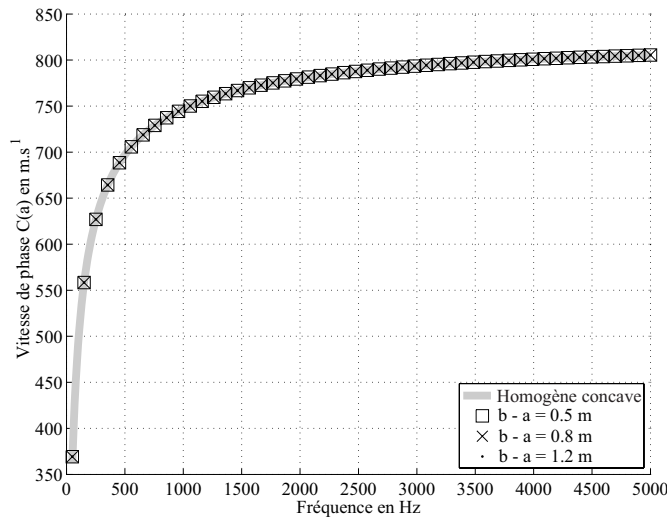


FIG. 5.2 – Comparaison entre les courbes de dispersion de vitesse de phase calculées pour un milieu «bicouche», dont les deux «couches» ont les mêmes caractéristiques, et celle calculée pour un espace semi-infini

5.1.2 Influence du rapport des rayons $\gamma = a/b$ sur le mode fondamental de propagation

Une étude concernant l'influence de l'épaisseur de la couche a été menée, afin d'évaluer l'impact de ce dernier sur la dispersion. Pour cela, les vitesses de phase pour quatre modèles ont été calculées et comparées avec les résultats de deux modèles homogènes concaves présentant respectivement les caractéristiques mécaniques de l'anneau et de l'espace semi-infini. Le tableau 5.1 décrit les caractéristiques communes aux quatre modèles en reprenant les notations décrites dans la figure 3.1 du chapitre 3.

Paramètres	Modèles «bicouches»
C_L	2600 m.s ⁻¹
C_T	1560 m.s ⁻¹
ρ	2000 kg.m ⁻³
ν (C. de Poisson)	$\nu=0.218$
C_{L1}	1500 m.s ⁻¹
C_{T1}	900 m.s ⁻¹
ρ_1	2000 kg.m ⁻³
ν_1 (C. de Poisson)	$\nu_1=0.218$
Rayon Interne	$a=2.5$ m

TAB. 5.1 – Valeur des paramètres communs aux quatre modèles

Les variations d'épaisseur s'effectuent en modifiant la valeur du rayon externe b . Le tableau 5.2 présente le rayon b et le rapport des rayons γ associé pour chacun des quatre modèles calculés.

Rapport γ	0.8925	0.8333	0.7142	0.6250
Rayon externe b	2.8 m	3 m	3.5 m	4 m

TAB. 5.2 – Valeurs de b utilisées pour le calcul et rapports γ associés

Les résultats de ces modélisations, en terme de vitesses de phase du mode fondamental, sont représentés sur la figure 5.3. Les courbes calculées pour un milieu «bicouche», représentées en noir sur cette figure, sont comparées aux courbes calculées pour une cavité cylindrique de rayon a dans un milieu semi-infini homogène concave ayant les caractéristiques de l'anneau (en gris clair) et de l'espace semi-infini (en gris foncé). Deux comportements sont clairement discernables, un comportement à basse fréquence et un comportement haute fréquence.

- **Comportement basse fréquence:** A basse fréquence, l'ensemble des courbes, calculées pour un modèle «bicouche», suivent la tendance de celle calculée pour un milieu homogène présentant les caractéristiques de l'espace semi-infini. Il est important de noter que plus le rapport des rayons γ est fort, plus le domaine fréquentiel à l'intérieur duquel les courbes sont confondues est important. Plus l'épaisseur de

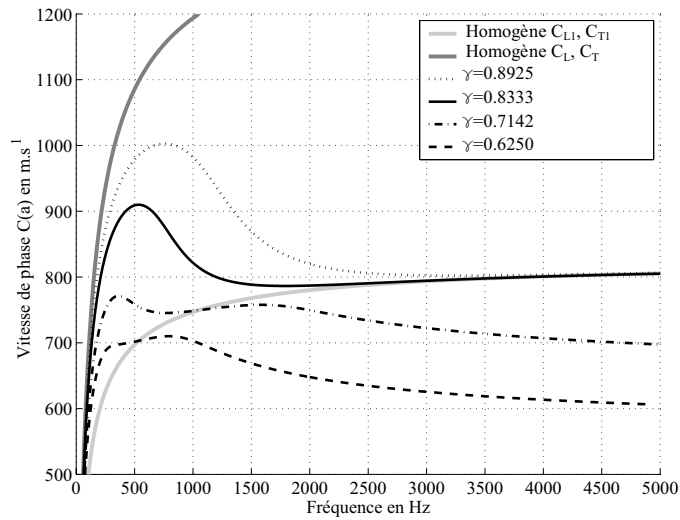


FIG. 5.3 – Comparaison des courbes de dispersion de la vitesse de phase du mode fondamental obtenues pour différents γ

l'anneau est faible, plus l'influence de l'espace semi-infini intervient aux hautes fréquences.

- **Comportement haute fréquence** : Deux comportements distincts sont observables à hautes fréquences. Ceux-ci dépendent de l'épaisseur de l'anneau. Ainsi, lorsque cette dernière est faible, c'est à dire pour $\gamma=0.8925$ et 0.8333 , les deux courbes de vitesse de phase atteignent leur maximum à respectivement 750 et 500 Hz, puis décroissent avant d'avoir un comportement similaire à la vitesse de phase calculée pour un milieu homogène ayant les caractéristiques de l'anneau. Par contre, lorsque l'épaisseur augmente, c'est à dire pour $\gamma=0.7142$ et 0.6250 , les deux courbes de vitesses de phase atteignent de la même manière que précédemment un maximum avant de décroître. Au voisinage la courbe en gris clair (milieu homogène concave ayant les caractéristiques de l'anneau), une inflexion des deux courbes est visible. Cette légère augmentation est observable entre 500 et 750 Hz pour $\gamma = 0.6250$ et entre 900 et 1500 Hz pour $\gamma = 0.7142$. Une nouvelle décroissance monotone intervient alors rappelant celle décrite dans un anneau (Cf chapitre 4).

L'observation sur la figure 5.3 des courbes de dispersion de vitesse de phase du mode fondamental calculées pour des γ faibles (c'est à dire pour des grandes épaisseurs de l'anneau) a montré qu'elles avaient un comportement apparemment similaire aux courbes de dispersion obtenues dans un anneau présentées dans le chapitre 4. Ces fortes similitudes se caractérisent par le fait que le mode fondamental ne tend pas à hautes fréquences

vers la vitesse de phase de l'onde de surface dans un milieu homogène concave ayant les caractéristiques de l'anneau. Il apparaît, de ce fait, intéressant d'évaluer, comme dans le chapitre 4, si la vitesse de phase effective, telle qu'elle est obtenue par l'expérience, résulte d'une combinaison des vitesses de phase associées aux différents modes de propagation.

5.1.3 Les modes supérieurs de propagation en milieu «bicouche»

La figure 5.4 présente les courbes de dispersion de vitesses de phase modales des quatre premiers modes de propagation calculées pour un milieu «bicouche» comportant les caractéristiques décrites dans le tableau 5.1, en prenant $\gamma=0.7142$, c'est à dire une épaisseur de l'anneau de 1 m. Ces dernières sont ici comparées à celles calculées pour un anneau et à la vitesse de phase dans un milieu homogène semi-infini concave, ayant tout deux comme caractéristiques mécaniques C_{L1} , C_{T1} et ρ_1 .

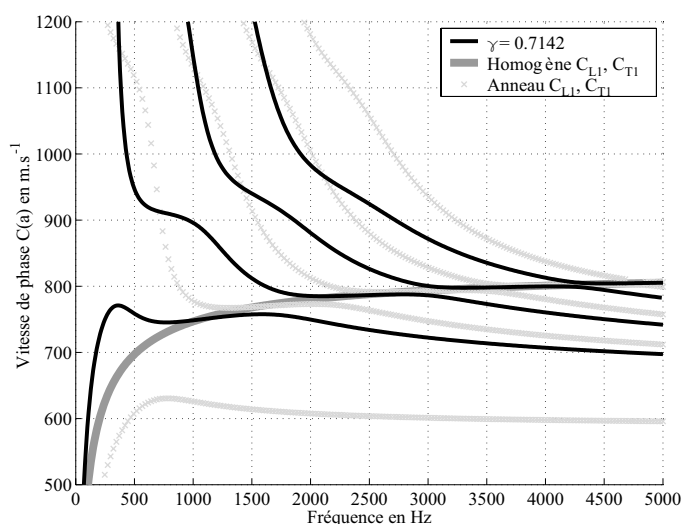


FIG. 5.4 – Courbes de dispersion de vitesses de phase modales en milieu bicouche, dans un anneau et en milieu semi-infini homogène

Cette figure montre que les modes calculés pour l'anneau et le milieu «bicouche» sont décalés mais présentent un comportement similaire. L'observation de ces courbes avec celle calculée pour un milieu semi-infini homogène concave montre qu'au fur et à mesure que la fréquence augmente, les différents modes de propagation suivent, à tour de rôle, la courbe de vitesse de phase calculée pour un milieu semi-infini homogène concave. Pour le milieu «bicouche», cette tendance est à peu près visible entre 800 et 1400 Hz pour le mode fondamental, puis entre 2000 et 3000 Hz pour le mode 1, entre 3100 et 4200 Hz pour le mode 2 et enfin à partir de 4300 Hz pour le mode 3. Ces observations, similaires à celles effectuées dans le chapitre 4, conduisent donc à penser que la vitesse de phase

effective, obtenue en utilisant un dispositif à l'intérieur d'une cavité cylindrique, ne sera pas uniquement liée à la vitesse de phase modale du mode fondamental de propagation mais dérivera d'une combinaison des vitesses des modes supérieurs de propagation.

5.1.4 Influence du contraste de vitesse sur la dispersion en fonction de l'épaisseur de l'anneau

Afin d'évaluer l'influence du contraste des vitesses de propagation des ondes de volume existant entre les deux couches sur le comportement de la vitesse de phase du mode fondamental, une étude paramétrique a été menée en faisant varier les vitesses de propagation des ondes de volume C_L et C_T dans l'espace semi-infini, tout en conservant le coefficient de Poisson constant. Trois modèles ont ainsi été calculés en reprenant les paramètres décrits dans le tableau 5.1 et en faisant varier C_L et C_T . Ces variations de C_L et C_T ainsi que le rapport des vitesses δ , qui correspond à C_{T1}/C_T , sont décrits dans le tableau 5.3. Deux types de résultats seront présentés dans cette section. Les premiers sont obtenus en posant $b=3$ m soit une épaisseur de l'anneau égale à 50 cm et $\gamma = 0.8333$ et les seconds pour une épaisseur de 1 m ($b=3.5$ m et $\gamma = 0.7142$).

Rapport δ	0.7	0.57	0.3
C_L	2143 m.s ⁻¹	2600 m.s ⁻¹	5000 m.s ⁻¹
C_T	1286 m.s ⁻¹	1560 m.s ⁻¹	3000 m.s ⁻¹

TAB. 5.3 – Valeurs de C_L et C_T utilisées pour le calcul et rapports δ associés

5.1.4.1 Epaisseur de l'anneau $b - a=50$ cm ($\gamma = 0.8333$)

La figure 5.5 présente les résultats obtenus en terme de vitesse de phase, comparés à ceux calculés dans un anneau et pour un espace semi-infini homogène concave en utilisant C_{L1} , C_{T1} et ρ_1 comme paramètres. A haute fréquence, c'est à dire lorsque f est supérieur à 2000 Hz, toutes les courbes ont un comportement identique et sont confondues avec celle calculée pour le milieu homogène concave. Cette observation peut s'expliquer par le fait qu'à haute fréquence, c'est à dire pour des petites longueurs d'ondes, la propagation s'effectue presque exclusivement dans l'anneau, dont les caractéristiques sont identiques pour chacun des modèles. Par contre, dès que la fréquence est inférieure à 2000 Hz, de fortes différences entre les courbes apparaissent, traduisant la propagation dans l'espace semi-infini. Ces différences sont maximales au niveau du maximum de chacune des courbes.

Le rapport κ entre le maximum de vitesse de phase et la vitesse de propagation de l'onde transverse dans l'espace semi-infini est ensuite calculé. Ce rapport est différent pour chacune des courbes ($\kappa=0.6384$ pour $\delta=0.7$, $\kappa=0.5833$ pour $\delta=0.57$, $\kappa=0.4685$ pour $\delta=0.3$), ainsi plus le contraste de vitesse entre les couches est important plus κ est faible. Une deuxième observation peut être effectuée en observant la fréquence du maximum de la vitesse de phase. Cette fréquence, comme le rapport κ , varie en fonction de δ , et plus

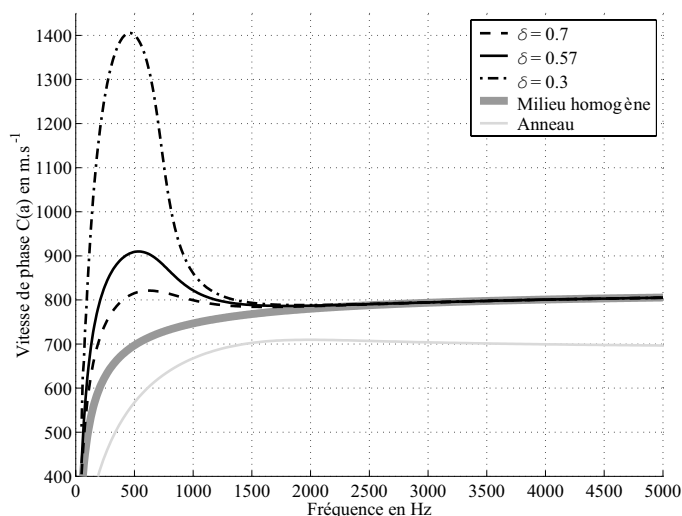


FIG. 5.5 – Courbes de dispersion de vitesses de phase du mode fondamental calculées pour différents contraste de vitesse δ avec $b - a = 50$ cm (soit $\gamma = a/b = 0.8333$)

le contraste de vitesse entre les couches est important plus la fréquence du maximum de vitesse de phase est basse ($f = 625$ Hz pour $\delta = 0.7$, $f = 536$ Hz pour $\delta = 0.57$, $f = 457$ Hz pour $\delta = 0.3$). Ces deux observations soulignent l'impossibilité de normaliser les courbes de dispersion en milieu bicouche.

5.1.4.2 Épaisseur de l'anneau $b - a = 1$ m ($\gamma = 0.7142$)

La figure 5.6 présente les courbes de dispersion de vitesse de phase lorsque l'anneau présente une épaisseur de 1 m. La différence principale existante entre cette figure et la figure 5.5 est que la vitesse de phase du mode fondamental calculée pour chacun des modèles ne tend pas vers la vitesse de phase du modèle homogène concave ayant les caractéristiques mécaniques de l'anneau. Hormis cette différence, les conclusions émises précédemment sont identiques à haute fréquence (les différentes courbes apparaissent pratiquement confondues) et à basse fréquence (la différence entre les vitesses de phase résulte des variations des caractéristiques mécaniques de l'espace semi-infini d'un modèle à l'autre).

5.1.4.3 Allure de la dispersion lorsque le contraste de vitesse entre les couches est faible ($\delta > 0.7$)

Des études paramétriques plus approfondies ont mis en évidence une modification de l'allure des courbes de dispersion lorsque le contraste de vitesse entre les couches devient

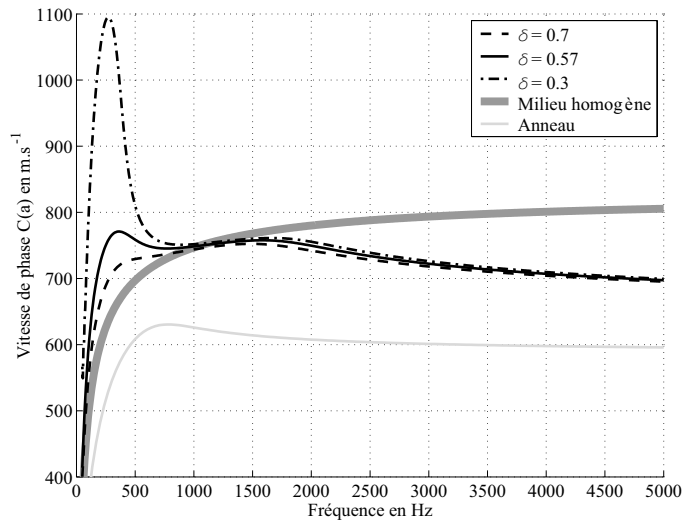


FIG. 5.6 – Courbes de dispersion de vitesses de phase du mode fondamental calculées pour différents contrastes de vitesses δ avec $b - a = 1$ m (soit $\gamma = a/b = 0.7142$)

faible.

La figure 5.7 présente les courbes de dispersion modales calculées pour $\delta = 0.70$ (à gauche) et $\delta = 0.90$ (à droite). Des différences très nettes apparaissent entre les deux figures. Les quatre modes, clairement discernables lorsque le contraste entre les couches est important ($\delta = 0.70$), sont difficilement dissociables pour un contraste faible ($\delta = 0.90$). L'observation de la figure de droite semblent ainsi présenter trois «modes» sécants d'un quatrième, ce dernier étant pratiquement confondu avec la courbe de dispersion calculée pour un milieu homogène concave ayant les caractéristiques de l'anneau.

Il apparaît désormais intéressant d'évaluer comment cette modification de l'allure de la dispersion intervient en calculant les courbes de dispersion pour des contrastes de vitesse intermédiaires compris entre 0.70 et 0.90.

La figure 5.8 présente les courbes de dispersion modales calculées pour six contrastes de vitesse δ (de $\delta = 0.77$ à $\delta = 0.82$). Cette figure permet d'évaluer le comportement de chacun des modes au fur et à mesure que δ augmente (c'est à dire lorsque le contraste de vitesse entre les couches augmente) et les valeurs ont été choisies afin d'observer le plus précisément possible le passage de modes clairement discernables ($\delta = 0.77$) à des modes qualifiés de «sécants» ($\delta = 0.82$).

Au fur et à mesure que δ augmente les différents modes semblent de plus en plus proches les uns des autres. Pour $\delta = 0.78$, le mode 3 est confondu avec le mode 2 aux alentours de 3500 Hz (c'est à dire à l'intersection du mode 3 avec la courbe de dispersion

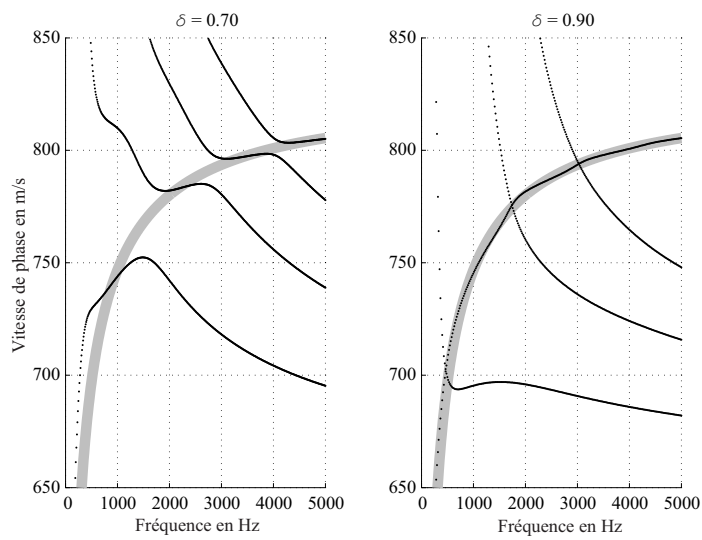


FIG. 5.7 – Courbes de dispersion de vitesses de phase modales avec une épaisseur d’anneau $b - a = 1$ m calculées pour: **A gauche:** $\delta = 0.7$, **A droite:** $\delta = 0.9$ (en gris sur chacune des figures, la courbe calculée pour un milieu homogène concave ayant les caractéristiques mécaniques de l’anneau)

calculée pour un milieu homogène concave ayant les caractéristiques de l'anneau). A $\delta = 0.79$, le mode 2 intersecte le mode 1 vers 2250 Hz tandis que ce dernier semble se rapprocher du mode fondamental. L'intersection entre le mode fondamental et le mode 1 intervient pour $\delta = 0.81$ vers 1000 Hz.

Lorsque le contraste des vitesses de propagation entre les couches devient faible, les modes apparaissent sécants d'un dernier mode pratiquement confondu avec la courbe de dispersion obtenue pour un milieu homogène concave ayant les caractéristiques de l'anneau. En réalité, l'extrême proximité entre les modes au niveau de l'intersection de ces derniers avec la courbe de dispersion calculée pour le milieu homogène concave ne permet pas une identification précise des différents modes de propagation.

Il apparaît désormais intéressant de savoir pourquoi le programme décrit dans le chapitre 3 ne permet pas la dissociation des différents modes lorsque le contraste devient faible.

La figure 5.9 propose pour $\delta = 0.7$ et $\delta = 0.9$ de visualiser le résultat de la recherche grossière (Cf Chapitre 3 section 3.1) représentée sous la forme d'un diagramme de l'atténuation k_2 en fonction de la vitesse de phase. Cette recherche est effectuée pour 5 fréquences ($f=500, 1000, 1500, 2000$ et 2500 Hz). Les cinq diagrammes du haut correspondent aux recherches grossières effectuées pour $\delta = 0.7$ et ceux du bas à celles réalisées pour $\delta = 0.9$.

Les différents minima¹ de chacun de ces diagrammes correspondent à des modes de propagation (① pour le mode fondamental, ② pour le mode 1, ③ pour le mode 2 et ④ pour le mode 3). Pour $\delta = 0.7$, chacun des modes est facilement discernable et une gradation de l'atténuation k_2 d'un mode à l'autre est visible. Ainsi le mode 1 présente une atténuation k_2 plus faible que celle du mode 2, elle même inférieure à celle du mode 3 et ainsi de suite quelle que soit la fréquence. Cet «ordre» n'existe pas pour $\delta = 0.9$. A 1500 Hz, l'atténuation du mode 1 est supérieure à celle du mode 2 et inférieure à celle du mode 3, puis à partir de 2000 Hz, l'atténuation du mode 3 devient inférieure à celle du mode 2. Ainsi en observant cette figure, ainsi que la figure 5.7, chacun des modes apparaît faiblement affecté par l'atténuation par rayonnement radial lorsqu'il converge vers la courbe calculée pour le milieu homogène concave (c'est le cas pour le mode 1 qui présente une atténuation par rayonnement radial plus faible entre 500 et 1500 Hz et pour le mode 3 à partir de 2000 Hz), l'atténuation augmente de façon importante dès lors qu'ils s'en éloignent. Cette absence «d'ordre» (courbe d'atténuation sécantes) ajoutée à l'extrême proximité des modes souligne la difficulté à distinguer les différents modes de façon automatisée par le programme.

5.1.5 Influence de la densité

Le terme de densité n'apparaissait pas dans les relations de dispersion dans un anneau et en milieu semi-infini, par contre ce dernier apparaît dans celle dérivée pour un milieu

1. A noter que lorsque la fréquence devient importante ($f > 1500$ Hz) le minimum correspondant au mode 1 n'est plus visible du fait de la discrétisation trop lâche de la recherche grossière

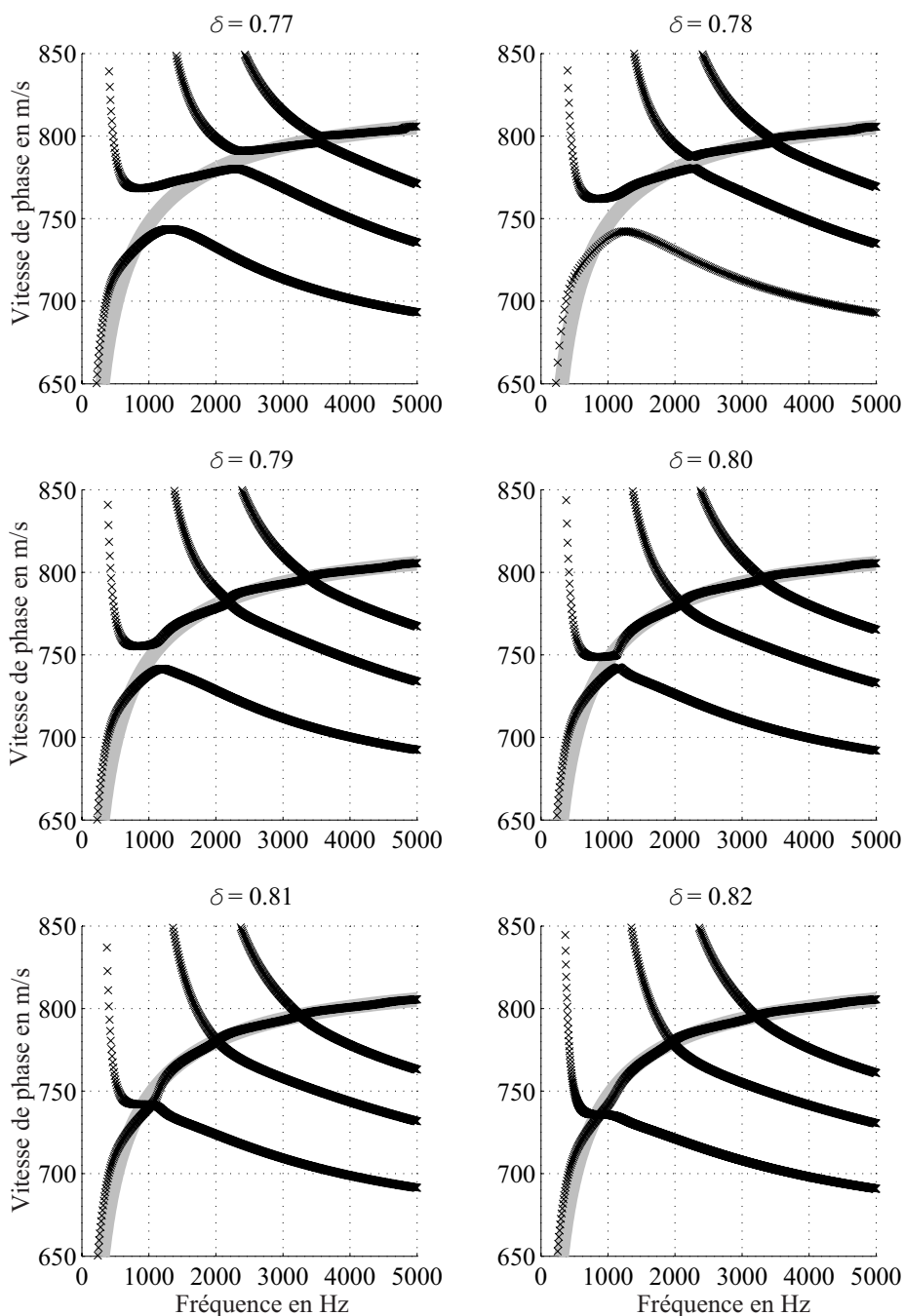


FIG. 5.8 – Courbes de dispersion de vitesses de phase modales calculées pour différents modèles ayant un contraste de vitesse entre les couches δ compris entre 0.77 et 0.82 et une épaisseur d'anneau $b - a = 1$ m (en gris sur chacune des figures, la courbe calculée pour un milieu homogène concave ayant les caractéristiques mécaniques de l'anneau)

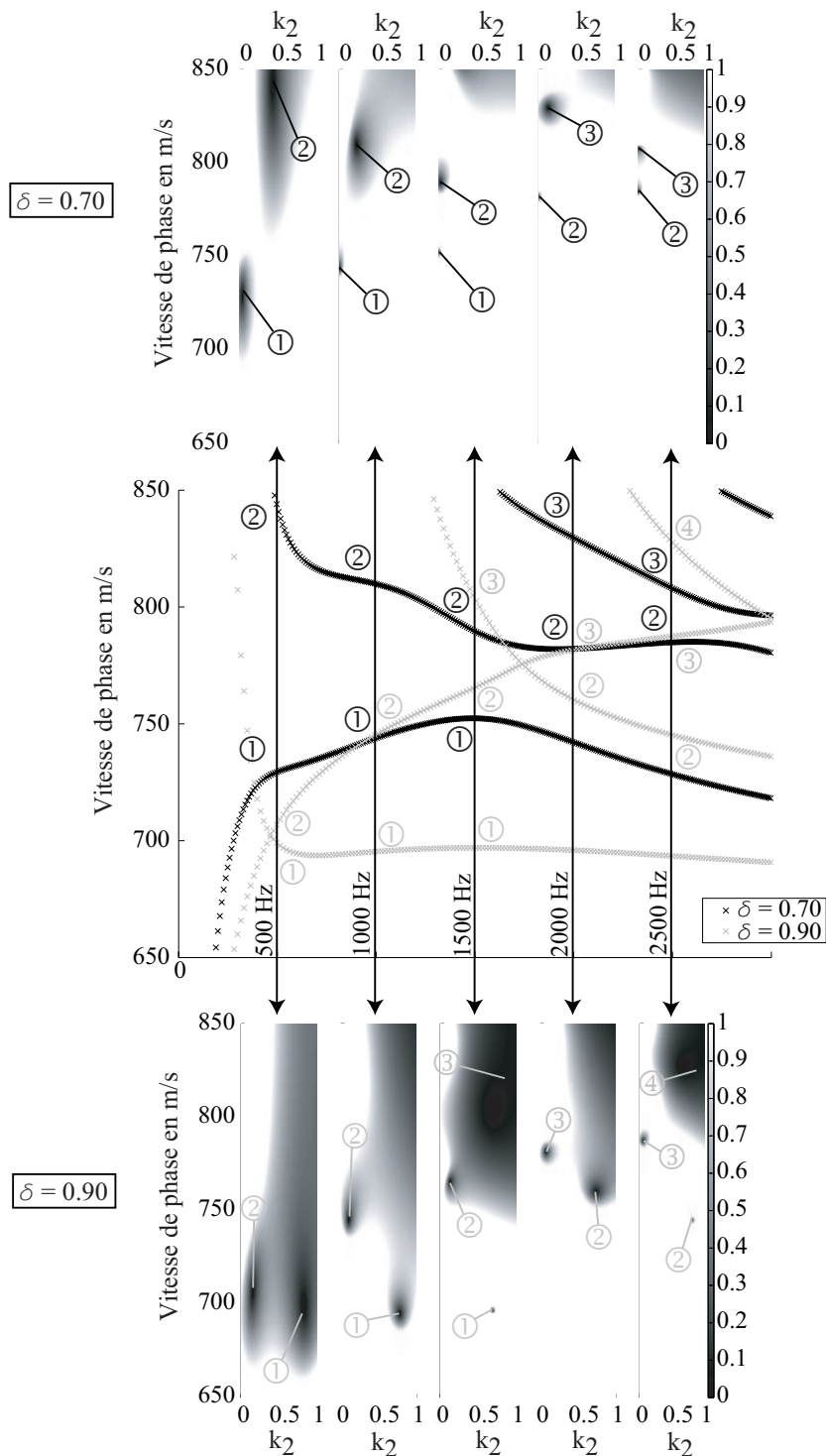


FIG. 5.9 – Comparaison des diagrammes de la vitesse de phase en fonction de l'atténuation par rayonnement radial calculées par une recherche grossière effectuée pour 5 fréquences pour $\delta = 0.7$ et $\delta = 0.9$. Les différents modes pointés sont indiqués par ①, ②, ③, ④ en noir pour $\delta = 0.7$ et en gris pour $\delta = 0.9$

«bicouche».

Il est donc nécessaire d'évaluer l'impact de variations de ce paramètre sur le comportement de la dispersion. Différents modèles ont été calculés en reprenant les paramètres décrits dans le tableau 5.1, en posant $b=3$ m et en faisant varier les densités suivant le tableau 5.4.

Rapport des densités $\xi = \rho/\rho_1$	1	0.25	1	0.4	0.25	1
ρ_1	0.5	0.5	2	2	2	8
ρ	0.5	2	2	5	8	8

TAB. 5.4 – Tableau des densités en $g.cm^{-3}$ utilisées pour la modélisation

En milieu plan, l'influence du terme de densité sur la dispersion est directement reliée au contraste de densité existant entre les différentes couches du milieu. Ainsi plus le contraste est important, plus l'impact de ce paramètre sur la dispersion est élevé. Ce dernier point peut néanmoins être tempéré par le fait que le contraste de densité entre les matériaux en sub-surface dépasse rarement quelques % [O'Neill, 2003] rendant l'influence de la densité sur la dispersion minimale.

La figure 5.10 présente les courbes de dispersion de vitesse de phase du mode fondamental calculées à partir de ces modèles. Comme en milieu plan, les courbes calculées en utilisant un rapport de densité ξ sont confondues.

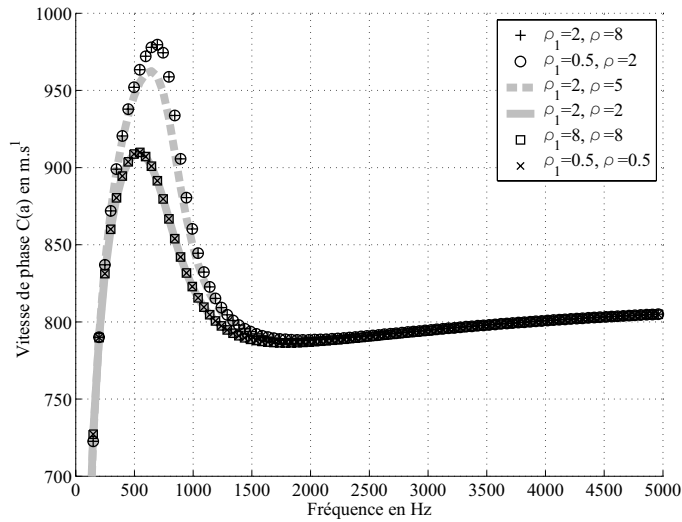


FIG. 5.10 – Courbes de dispersion de vitesses de phase du mode fondamental calculées pour différents contrastes de densité ξ

Par contre, dès que le contraste de densité entre les couches varie, une modification

de l'allure de la dispersion apparaît. Ainsi plus ξ diminue, plus la vitesse de phase est surévaluée par rapport à celle calculée pour $\xi=1$. Cette surévaluation n'intervient que, très localement, dans un domaine fréquentiel situé entre 300 et 1400 Hz, au delà toutes les courbes apparaissent confondues.

L'amplitude maximale de la variation pour le contraste de densité le plus élevé, c'est à dire ξ égale à 0.25, est inférieure à 10%. Cette valeur est négligeable en comparaison des variations de la vitesse de phase occasionnées par une perturbation de la vitesse des ondes transverses C_T (Cf. Chapitre 4 section 4.1), de plus un tel contraste de densité existe rarement dans la nature. Le terme de densité peut, comme en milieu plan, ne pas être pris en compte lors de l'inversion des données.

5.2 Résultats de la modélisation éléments-finis (MEF)

Le but de cette section est, comme dans la section 4.2.4 du chapitre précédent de calculer les vitesses de phase effectives linéaires par la MEF en milieu «bicouche» concave et de comparer ces dernières avec les vitesses de phase modales obtenues par la méthode matricielle afin de valider les hypothèses émises dans la section précédente.

La modélisation de ce type de milieu est beaucoup plus difficile car le milieu n'est pas fini comme l'anneau mais semi-infini. La difficulté réside donc dans la recherche d'un compromis entre la taille du modèle qui ne doit pas être trop faible et la discrétisation spatiale qui est limitée par les capacités de calcul de l'ordinateur.

La discrétisation spatiale et temporelle du modèle sont déterminées comme dans la section 4.2.4, à partir de la longueur d'onde dominante λ_d . Cette dernière est obtenue à partir de la vitesse de l'onde de Rayleigh dans la couche «endommagée» $C_R = 1842$ m.s⁻¹ et de la fréquence centrale $f_c = 30000$ Hz du signal source. λ_d est ici égale à $C_R/f_c = 0.06113$ m.

Les dimensions du modèle, présentées sur la figure 5.11, ont été déterminées afin de limiter les réflexions sur les bords du modèle.

Les limites informatiques ne permettant pas une discrétisation spatiale à $\lambda/20$ de l'ensemble du modèle, comme celle définie dans la section 4.2.4, 6 zones de maillage, dégradées suivant l'éloignement de la cavité cylindrique, ont été choisies. L'espacement entre les noeuds (géométrie des noeuds identique à celle de la section 4.2.4, Cf. Fig 4.14 $\lambda_d/5$) en fonction de la longueur d'onde est indiqué sur la figure 5.11. Au final, le modèle comporte 658 956 noeuds et 329 905 éléments.

La figure 5.12 est les accélérogrammes résultant de l'enregistrement tout les cinq noeuds (Espacement entre les «capteurs» $\Delta x = 0.012$ m) de l'«accélération particulaire²» perpendiculaire à la surface de la cavité induite par le signal source (Source identique à celle utilisée dans la section 4.2.4).

Le contenu fréquentiel des signaux est ensuite calculé et représenté par le spectrogramme de la figure 5.13. La majeure partie de l'énergie est localisée entre 10000 et 60000 Hz. Une zone de «faible énergie» est également observable entre 20000 et 30000 Hz pour

2. Cf. section 4.2.4

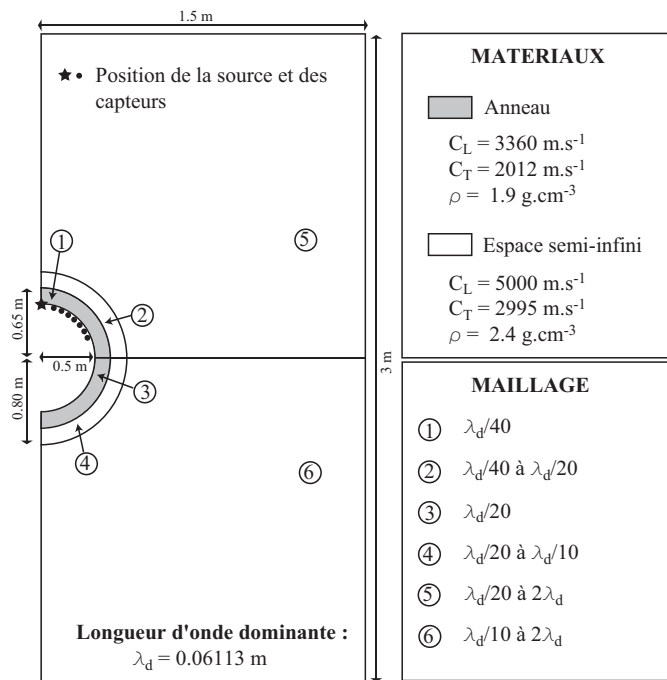


FIG. 5.11 – Description du modèle E.F. bicouche

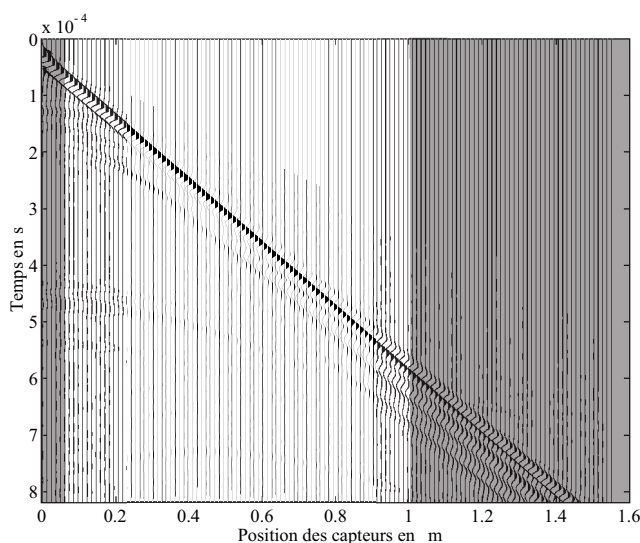


FIG. 5.12 – Accélérogrammes synthétiques obtenus à partir du modèle (Fig.5.11) (les parties grisées schématisent les signaux non utilisés pour le calcul de la dispersion)

les offsets grands. Cette dernière proche de la fréquence de l'amplitude maximale du signal source semble a priori due à une interférence dans le signal³ de l'onde directe avec celle réfléchiée à l'interface des deux milieux conduisant à une diminution de l'amplitude du spectre dans ce domaine fréquentiel.

La dispersion des ondes de surface est enfin extraite par la méthode $p-\omega$ (Cf. chapitre 1). Afin d'éviter les effets de champ proche pouvant entraîner à basse fréquence une sous-détermination de la vitesse de phase, seules les traces situées à une distance supérieure à deux λ_d de la source ont été prises en compte.

Cette courbe de dispersion expérimentale est représentée sur la figure 5.13 en bas et comparée à celle calculée en utilisant la méthode matricielle.

La vitesse de phase effective, issue de la MEF, est discontinue et deux segments sont clairement identifiables. Le premier, situé entre 10000 et 28000 Hz, est confondu jusqu'à 20000 Hz avec la vitesse de phase du mode fondamental obtenue par la relation de dispersion. Il s'en écarte ensuite, devenant inférieur à ce dernier jusqu'à 28000 Hz. Cette divergence entre les deux courbes est difficilement explicable et semble liée à la zone de faible énergie, observée précédemment sur le spectrogramme. Le deuxième segment, situé entre 28000 Hz et 60000 Hz est confondu avec le mode 1 jusqu'à environ 52000 Hz puis avec le mode 2 ensuite.

Cette modélisation par les éléments-finis a permis de vérifier le caractère multimo-

3. Une analyse temps-fréquence a conforté cette hypothèse, d'autres études semblent néanmoins nécessaires afin de mieux comprendre les causes exactes de ce phénomène et d'évaluer ses répercussions sur l'allure de la dispersion

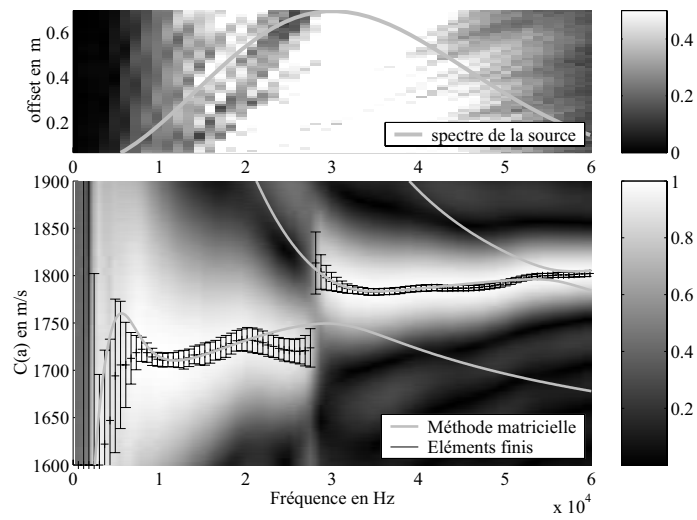


FIG. 5.13 – *En haut*: Spectrogramme des accélérogrammes 5.12 et contenu fréquentiel de la source (courbe grise) *En bas*: Comparaison entre la courbe de dispersion de vitesse de phase normalisée obtenue par la méthode des éléments-finis et celle calculée par la méthode matricielle en milieu «bicouche» concave ($\delta=0.67$, $\gamma=0.77$)

dale de la vitesse de phase effective. L'utilisation des méthodes classiques d'inversion, consistant à relier la vitesse de phase effective à la vitesse de phase modale du mode fondamental, est inappropriée en milieu stratifié concave.

5.3 Conclusions

Dans cette section, différentes études ont été menées afin de mieux comprendre le comportement des courbes de dispersion de vitesses de phase linéaires, calculées semi-analytiquement en milieu «bicouche» concave. Ces études avaient pour but de cibler l'influence de certains paramètres sur la dispersion.

Une première étude paramétrique sur l'épaisseur de l'anneau a permis de définir le comportement général du mode fondamental de l'onde de surface se propageant circumférentiellement en milieu «bicouche». La vitesse de phase du mode fondamental évolue en fonction de la fréquence de la manière suivante:

- Les courbes de dispersion de vitesses de phase calculées pour un milieu «bicouche» concave suivent celle calculée pour un espace semi-infini, concave, homogène ayant les caractéristiques de l'espace semi-infini, avant d'atteindre un maximum.
- Elles décroissent ensuite, avant de suivre la courbe de dispersion calculée pour un espace semi-infini, concave, homogène ayant les caractéristiques de l'anneau.
- Une nouvelle décroissance intervient enfin à haute fréquence (la valeur de la fréquence à partir de laquelle la vitesse du mode fondamental décroît est directement reliée à l'épaisseur de l'anneau).

Ce comportement à haute fréquence est très proche de celui observé dans la section précédente concernant l'anneau.

L'étude des modes supérieurs a montré que ces derniers semblaient, à tour de rôle, suivre la courbe calculée pour un espace semi-infini concave ayant les caractéristiques de l'anneau avant de décroître par la suite. Ces premières observations appuient l'hypothèse du caractère multimodal de la vitesse de phase effective.

Cet aspect de la propagation est également souligné par une étude paramétrique sur le contraste de la vitesse de propagation des ondes de volume entre l'anneau et l'espace semi-infini. Cette étude a, en effet, montré la réelle difficulté à discerner les différents modes de propagation qui apparaissent très proches lorsque le contraste des vitesses de propagation des ondes de volume entre chacune des couches devient faible.

Une dernière étude a enfin été menée sur l'influence de la densité ρ , paramètre qui n'intervenait dans les relations de dispersion précédentes (milieu homogène concave et anneau). Cette dernière a permis de vérifier que l'influence de la densité sur la dispersion est, comme en milieu plan, restreinte et peut ne pas être prise en compte dans l'inversion.

Enfin, la modélisation par la méthode des Éléments-finis a permis de vérifier le caractère multimodale de la vitesse de phase effective. Ce caractère rend l'interprétation des résultats obtenus en milieu concave complexe. En effet, un premier travail d'identification des différents segments de la vitesse de phase effective sera nécessaire et le programme

d'inversion devra prendre en compte les modes supérieurs qui sont rarement utilisés dans les programmes classiques.

Chapitre 6

Modèle physique contrôlé

Le principe d'un modèle physique contrôlé est d'acquérir des données expérimentales pour un milieu parfaitement connu. Dans notre cas, ce modèle réduit doit permettre la réalisation d'expérimentations MASW à la fois en milieu homogène et en milieu bicouche concave. Les données expérimentales, ainsi obtenues, permettront de valider la méthode de résolution matricielle dans chacun de ces deux milieux et constitueront un premier contact avec des données expérimentales.

L'idée de base pour la conception de ce modèle réduit était tout d'abord de le construire en employant des matériaux du génie civil, ensuite de le dimensionner de manière à ce qu'il soit représentatif de la réalité, tout en limitant sa taille et donc le coût du projet, et enfin de pouvoir utiliser le matériel de mesure disponible.

La première partie de ce chapitre décrit donc les différentes étapes ayant permis la conception puis la réalisation du modèle physique contrôlé.

La deuxième partie présente une comparaison entre les résultats expérimentaux obtenus pour différentes configurations et les résultats numériques calculés à partir des relations de dispersion présentées dans les chapitres précédents.

6.1 Description du modèle physique contrôlé souhaité

Le modèle physique contrôlé souhaité est composé de deux cavités cylindriques de rayons différents disposées dans une fosse en béton. Dans un deuxième temps, une couche «endommagée» sera simulée en coulant, dans la cavité présentant le rayon le plus important, un anneau d'un deuxième matériau. Au final, les deux cavités cylindriques devront présenter le même rayon. Entre chacune des deux étapes de construction, des mesures MASW seront effectuées dans différentes configurations, c'est à dire suivant la directrice et suivant la circonférence de chacune des cavités cylindriques. Les mesures MASW suivant la directrice permettront d'avoir une idée précise concernant la vitesse de propa-

gation de l'onde transverse¹ de la cavité cylindrique et constituera l'information *a priori* pour l'inversion des courbes de dispersion obtenues suivant la circonférence. La figure 6.1 est une représentation schématique du modèle réduit retenu.

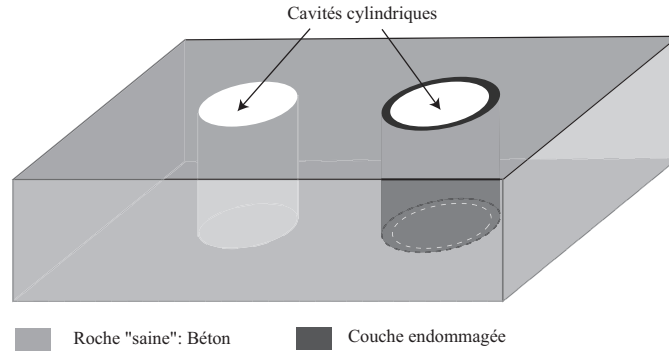


FIG. 6.1 – Représentation schématique du modèle physique contrôlé souhaité

Il est nécessaire de procéder à un dimensionnement du modèle physique contrôlé tel que celui-ci soit le plus proche possible de la réalité. Cette approche comporte deux étapes, le dimensionnement du modèle réduit (cavités cylindrique et fosse) et le choix du matériau de la zone endommagée. Ces deux caractéristiques vont dépendre du contenu fréquentiel des sources disponibles et de la gamme de fréquence des récepteurs.

Deux contraintes importantes doivent être respectées :

- Le modèle réduit doit être construit à une échelle convenable afin de reproduire le plus fidèlement possible la réalité. Un dimensionnement précis du modèle dérivé des lois de similitude est donc nécessaire.
- Le modèle doit être suffisamment grand pour s'affranchir des effets de bords (diffraction, réflexion sur les bords de la fosse,...) mais pas trop grand pour limiter les coûts de fabrication.

6.1.1 Echelle du modèle

Le modèle réduit doit respecter la règle de similitude géométrique. Deux systèmes sont ainsi géométriquement semblables si les longueurs des objets homologues ont un rapport constant.

Soit L_m une longueur du modèle et L_r une longueur du cas réel:

1. Seule la vitesse de phase en surface (petite longueur d'onde ou haute fréquence) peut être exploitée car les grandes longueurs d'ondes sont soumises à un effet 3D dû à la concavité de la structure qui entraîne une mauvaise estimation de la vitesse de phase. Cet effet 3D sera discuté dans la section 6.4.1

$$\delta = \frac{L_m}{L_r} \quad (6.1)$$

Dans l'équation (6.1), le terme δ désigne le rapport constant entre les différentes longueurs du modèle et de la réalité, il est généralement appelé échelle géométrique.

Soit r_m le rayon de la cavité cylindrique la plus petite. Ce dernier est fixé à 0.5 m afin de disposer de place pour effectuer les expérimentations. Le rayon d'un tunnel, d'un puits ou tout autre structure souterraine cylindrique, noté r_r , est estimé, à partir de différentes observations (Cf. Chapitre 1 et 7), égal à 3 m.

L'échelle géométrique δ peut donc être calculée:

$$\delta = \frac{r_m}{r_r} = 0.16667 \quad (6.2)$$

Cette échelle géométrique sera employée par la suite pour estimer si les différentes longueurs du modèle sont représentatives de la réalité.

6.1.2 Sources disponibles

Des billes métalliques de différents diamètres soudées à des tiges ont été testées sur une dalle de béton d'une épaisseur de 60 cm présentant une composition proche de celle qui sera utilisée pour le modèle [Hevin, 1998]. Le contenu fréquentiel des signaux produits par des billes métalliques de diamètres différents est déterminé en calculant le spectre du signal temporel enregistré par un accéléromètre (Brüel & Kjaer n°4393, Cf section 6.3) situé à 5 cm du point d'impact de la source. Les spectres pour quatre diamètres de bille sont représentés sur la figure 6.2. Les mêmes essais ont également été effectués en utilisant un marteau de 200 g dont le contenu fréquentiel a été évalué entre 5000 et 10000 Hz.

L'observation de cette figure montre que le contenu fréquentiel de ces sources est compris entre 5 et 20 kHz. Pour la suite du dimensionnement, la fréquence centrale du signal source sera égale à 12500 Hz. Pour les expérimentations, seules deux sources, la bille d'un diamètre de 12.5 mm pour la sismique réfraction et le marteau de 200 g pour la MASW, seront utilisés.

6.1.3 Détermination de l'épaisseur de la zone «endommagée»

Connaissant la fréquence centrale du signal source et en supposant la vitesse de propagation des ondes de Rayleigh² dans le béton approximativement égale à $C_m = C_R = 2200 \text{ m.s}^{-1}$, la longueur d'onde dominante λ_m (béton) de l'onde de Rayleigh dans le béton peut être, dans un premier temps, calculée.

2. Le terme d'onde de Rayleigh est préféré ici au terme d'onde de surface car le milieu est supposé plan et homogène et donc la vitesse est constante

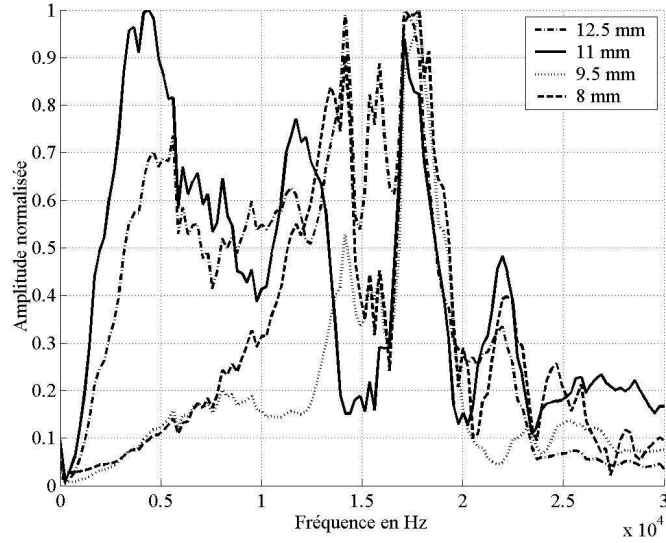


FIG. 6.2 – Spectre des signaux produits par quatre billes de diamètres différents et enregistrés par un accéléromètre situé à 5 cm de distance du point source

$$\lambda_m(\text{béton}) = \frac{2200}{12500} = 0.176m \quad (6.3)$$

La vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh dans la zone «endommagée» est ensuite estimée supérieure à 1700 m.s^{-1} . la longueur d'onde dominante de l'onde de Rayleigh dans la zone «endommagée» $\lambda_m(\text{zone endommagée})$ peut être obtenue:

$$\lambda_m(\text{zone endommagée}) = \frac{1700}{12500} = 0.136m \quad (6.4)$$

En considérant ensuite que le maximum d'énergie de l'onde de Rayleigh se propage à une profondeur approximativement égale à $\lambda_m/3$ (Foti, 2000), l'épaisseur de la zone «endommagée» optimale e_m doit être comprise entre:

$$\frac{\lambda_m(\text{zone endommagée})}{3} < e_m < \frac{\lambda_m(\text{béton})}{3} \\ 0.045m < e_m < 0.053m \quad (6.5)$$

L'épaisseur de la zone «endommagée» optimale e_m utilisée pour le modèle réduit est de 5 cm. Cette dernière correspond, en suivant l'échelle définie par (6.2) à une zone «endommagée» dans la réalité d'une épaisseur e_r d'environ 30 cm. Cette valeur est cohérente

avec l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la zone «endommagée» donnée dans le chapitre 1 (Cf section 1.6). Le rayon de la cavité cylindrique de droite sur la figure 6.1 sera donc de 0.55 m avant le coulage de la couche «endommagée» pour atteindre 0.5 m après le coulage.

6.1.4 Dimensionnement de la fosse

Connaissant désormais le rayon des deux cavités, il est désormais nécessaire de définir convenablement les dimensions de la fosse afin de s'affranchir des problèmes de réflexion sur les bords du modèle. Trois types d'ondes sont générées par un impact ponctuel sur un milieu élastique, les ondes longitudinales, transverses et de surface.

Les deux premiers types d'ondes ont des amplitudes négligeables par rapport à celles des ondes de surface, et n'ont qu'un très faible impact sur le calcul de la dispersion. Le dimensionnement de la fosse s'effectue donc uniquement en évaluant la profondeur maximale de propagation des ondes de surface. La profondeur maximale à laquelle C_T peut être calculée, en utilisant la MASW, est voisine de 0.5 fois la longueur d'onde maximale λ_{max} [Bodet, 2005]. En considérant la fréquence minimale des sources $f_{min} = 5000$ Hz (définie dans la section 6.1.2) et la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh dans le béton $C_R = 2200$ m.s⁻¹:

$$\lambda_{max} = \frac{2200}{5000} = 0.44 \text{ m} \quad (6.6)$$

Connaissant λ_{max} , la profondeur maximale d'investigation peut être déterminée. Cette dernière voisine de la moitié de λ_{max} , c'est à dire environ 22 cm, est largement suffisante pour ausculter la couche «endommagée» d'une épaisseur de 5 cm.

La distance entre la cavité cylindrique et les bords de la fosse doit donc être supérieure à λ_{max} pour éviter une perturbation des résultats par les bords du modèle .

Une distance constante de 1 m a été choisie entre les cavités cylindriques et les bords du modèle afin d'éviter une perturbation des résultats. Cette distance de 1 m équivaut à 2.27 λ_{max} . Pour des raisons de coûts, la distance maximale entre le dispositif suivant la circonférence et le toit ou le mur de la fosse bétonnée n'est que de 60 cm. Cette profondeur est néanmoins suffisante pour permettre le déploiement d'un dispositif suffisamment long pour ausculter la zone «endommagée» (Profondeur de la cavité cylindrique supérieure à λ_{max}).

6.1.5 Matériaux composant le modèle réduit

Le choix des deux matériaux utilisés pour le modèle est prépondérant, ceux-ci doivent respecter certaines propriétés importantes :

- Les matériaux doivent être élastiques avec une viscosité négligeable
- Les vitesses de propagation des ondes dans les deux matériaux doivent être différentes.

Les deux matériaux choisis pour la réalisation du modèle réduit sont:

- Le milieu «sain» représenté en gris clair sur la figure 6.1: Béton fluide composé d'adjuvants spécialement formulés pour permettre un bétonnage en grande masse et éviter une ségrégation des granulats. Ce béton est, de plus, enrichi en fibre synthétiques afin de limiter la fissuration. Le tableau 6.1 dresse un descriptif des différents matériaux et adjuvants composant le béton
- Le milieu «endommagé» représenté en gris foncé sur la figure 6.1: Mortier à la chaux enrichi d'un adjuvant adhésif de marque Sikalatex® afin de garantir l'étanchéité du matériau ainsi qu'une bonne adhésion au béton préalablement coulé.

Nom	Description	Quantité
0/2 Pontreaux	Sable de diamètre compris entre 0 et 2 mm	180 kg
0/4 Cheviré	Sable de diamètre compris entre 0 et 4 mm	1000 kg
6/10 Maraichères	Gravillons de diamètre compris entre 6 et 10 mm	300 kg
Ac Betocarb P2 Erbray	Addition de carbonate de calcium permettant de réduire la ségrégation des grains et d'augmenter la plasticité du béton	50 kg
Micro Air 104	Adjuvant permettant d'améliorer la rhéologie du béton (limitation de la fissuration du béton)	0.08 % CC-CA
Glénium 27	Adjuvant superplastifiant (permet d'améliorer l'ouvrabilité du béton)	0.7 % CC-CA
Eau	Eau normale	180 l

TAB. 6.1 – Composition pour 1 m³ de béton utilisé pour remplir la fosse (Le terme CC-CA désigne le volume total de ciment et d'additif carbonaté)

6.1.6 Description du modèle physique contrôlé final

La figure 6.3 présente des photographies des différentes étapes de l'élaboration du modèle physique contrôlé avant le coulage de la couche «endommagée» en mortier et la figure 6.4 est une représentation à l'échelle du modèle physique contrôlé final.

Deux phases de mesures seront effectuées. Une première phase s'effectuera avant le coulage du mortier, à l'intérieur des deux cavités cylindriques, en utilisant deux dispositifs différents, le premier suivant la directrice de la cavité et le second suivant la circonférence. La deuxième phase de mesure sera effectuée après le coulage de la couche «endommagée» en utilisant les mêmes dispositifs. La figure 6.5 est une représentation schématique des dispositifs effectuée dans chaque cavité avant et après le coulage de la couche «endommagée».



FIG. 6.3 – Photographies du modèle physique contrôlé: ① Fosse avec les moules des cavités cylindriques avant le coulage du béton. ② Mise en place du béton dans la fosse. ③ Modèle physique contrôlée après le retrait des moules et avant la mise en place de la couche «endommagée» (mortier)

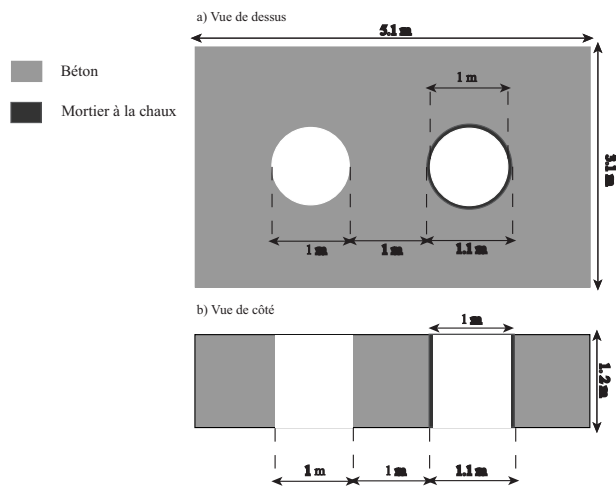


FIG. 6.4 – Schéma représentatif du modèle physique contrôlé. **En haut:** Vue de dessus
En bas: Vue de côté

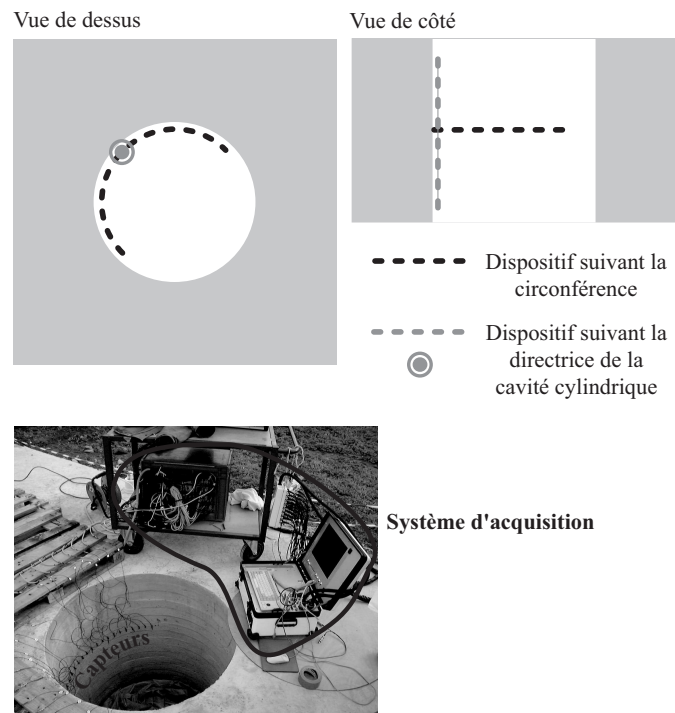


FIG. 6.5 – Représentation schématique des dispositifs effectués dans chaque cavité avant et après le coulage de la couche «endommagée»

6.2 Description générale du dispositif d'acquisition

Cette section décrit les capteurs employés et les différents paramètres pris en compte pour optimiser l'acquisition.

6.2.0.1 Capteurs

Le dispositif de mesure est constitué d'accéléromètres de marque Brüel & Kjaer n°4393. Ces derniers présentent les caractéristiques constructeurs suivantes :

- Gamme de fréquence de 0.1 à 16500 Hz
- Sensibilité 3.1 pC/g

6.2.0.2 Longueur des dispositifs

Il est très important de bien dimensionner le dispositif afin d'optimiser l'acquisition [Park *et al.*, 1999], [Bodet, 2005]. Il est, tout d'abord, nécessaire de déterminer la longueur maximale du dispositif L_{max} afin d'évaluer la profondeur maximale d'investigation.

Pour le dispositif suivant la circonférence, L_{max} est tel que la distance entre la source et le dernier capteur est inférieure au demi périmètre du cylindre afin d'enregistrer uniquement la propagation de l'onde de surface circonférentielle suivant une seule direction.

$$L_{max} \leq \pi \cdot r_m = 0.5 \cdot \pi = 1.57 \text{ m} \quad (6.7)$$

Les traces situées à une distance supérieure à 1.20 m (soit deux fois la distance entre le dispositif et le bord du modèle le plus proche) ne seront pas conservées pour le calcul de la dispersion afin de s'affranchir de tout risque de réflexion sur les bords du modèle. Ces traces éliminées seront représentées en gris par la suite sur les sismogrammes. Pour le dispositif suivant la directrice, L_{max} équivaut à la profondeur de la cavité cylindrique soit 1m20. La profondeur maximale d'investigation est directement reliée à longueur du dispositif (Cf. Section 1.4.3 [O'Neill, 2003], [Bodet, 2005]). Ainsi, pour $L_{max}=1.2$ m, la profondeur maximale d'investigation est égale à 25% de L_{max} , soit 30 cm, ce qui est largement suffisant pour ausculter la zone endommagée de 5 cm d'épaisseur autour de la cavité

6.2.0.3 Espacement entre les capteurs

Ensuite afin d'éviter les phénomènes d'aliasing spatial, l'écart entre les capteurs Δx doit être inférieur à la moitié de la longueur d'onde minimale λ_{min} , c'est à dire dans ce cas:

$$\Delta x \leq \frac{\lambda_{min}}{2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{2200}{20000} \leq 5.5 \text{ cm} \quad (6.8)$$

Chacun des dispositifs employés présentera une distance inter-capteur inférieure à Δx (5 cm pour les dispositifs suivant la circonférence)

6.2.0.4 Effet d'offsets proches

Afin de garantir la condition d'approximation en ondes planes nécessaire à la transformée $p - \omega$ (Cf chapitre 1), l'éloignement entre la source et le premier capteur doit être supérieure à la demi longueur d'onde maximale λ_{max} pour que l'onde de surface puisse être considérée comme plane. Selon [Park *et al.*, 1999], λ_{max} équivaut à 40% de la longueur totale du dispositif L . La distance minimale d_{min} entre la source et le premier capteur est donc égale à

$$d_{min} = 0.2 L \quad (6.9)$$

Les traces se situant à une distance inférieure à d_{min} de la source seront écartées lors du traitement des sismogrammes. Ces traces éliminées seront par la suite représentées en gris sur les sismogrammes.

6.3 Détermination expérimentale de la vitesse de propagation de l'onde longitudinale C_L dans les matériaux

Cette section présente les mesures effectuées pour caractériser les matériaux utilisés pour le modèle physique contrôlé. Cette caractérisation s'effectue en déterminant la vitesse de propagation des ondes longitudinales dans les deux matériaux.

6.3.1 C_L du béton

Afin de déterminer la vitesse de propagation des ondes longitudinale C_L dans le béton utilisé pour la conception du modèle physique contrôlé, un dispositif composé de 18 accéléromètres (Cf section 8.3 pour la description des accéléromètres) a été mis en place suivant la ligne directrice des deux cylindres (en gris sur la figure 6.5) avec un pas d'échantillonnage Δx égal à 5 cm. A partir des données obtenues, un pointé sismique des premières arrivées sur les sismogrammes issus de tirs normaux et inverses a été effectué.

30 pointés sismiques de ce type ont ainsi été réalisés et ont permis de déterminer, par régression linéaire, une vitesse moyenne de propagation de l'onde longitudinale égale à 3980 m.s^{-1} avec un écart-type de 319 m.s^{-1} . La figure 6.6 représente un pointé sismique classique effectué sur des données acquises par l'intermédiaire d'une bille d'un diamètre de 12 mm. Deux types d'ondes sont observables sur cette figure : les ondes de surface, situées dans la partie grisée, sont saturées pour permettre l'observation de l'onde L, d'amplitude beaucoup plus faible. Les pointés des premières arrivées sont matérialisés par des croix noires. La droite grise correspond à l'hodochrone obtenue par régression linéaire, sa pente équivaut à l'inverse de la vitesse de propagation des ondes longitudinales.

La densité du béton, établie à partir des données du fournisseur, est comprise entre 2300 et 2400 kg.m^{-3}

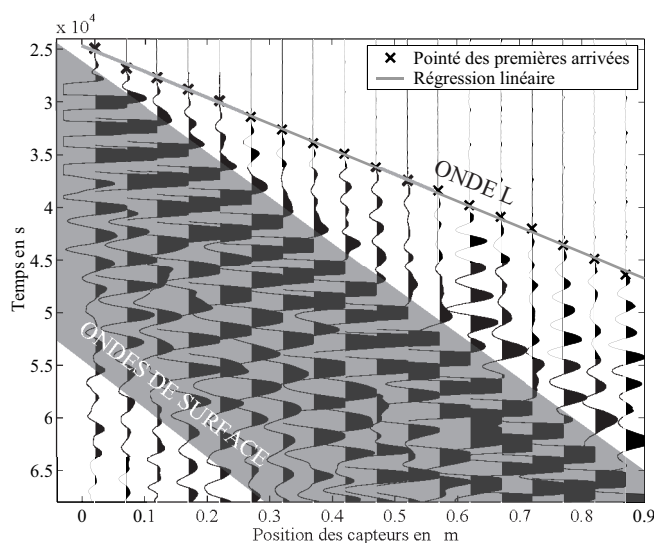


FIG. 6.6 – Représentation typique du pointé des première arrivées sur le sismogramme obtenu par le dispositif suivant la directrice

6.3.2 C_L du mortier

Différents essais préliminaires ont été effectués afin de déterminer la composition du mortier utilisé pour la conception de la zone endommagée du modèle physique contrôlée. Trois éprouvettes de mortiers commerciaux différents ont été réalisées en utilisant à chaque fois un mélange de 5 kg de mortier sec et de 1 litre d'eau. Les différents mortiers utilisés sont:

- Mortier à la chaux
- Mortier de montage
- Mortier bâtard

Des mesures de la vitesse de propagation de l'onde longitudinale C_L dans chacun des échantillons ont ensuite été effectuées. Le dispositif employé est composé de deux capteurs et d'une source (bille métallique de diamètre 4.8 mm surmontant une tige) et C_L est obtenue en effectuant le rapport de la distance entre les deux capteurs par le délai existant entre les premières arrivées des signaux enregistrés par ces deux capteurs.

Le mortier à la chaux a été choisi car il présentait la vitesse C_L la plus faible ($C_L = 2800 \text{ m.s}^{-1}$ pour ce dernier contre $C_L = 3250 \text{ m.s}^{-1}$ pour le mortier de montage et $C_L = 2950 \text{ m.s}^{-1}$ pour le mortier bâtard).

Lors de la mise en place de la couche de mortier, un échantillon a de nouveau été prélevé. Dans un premier temps, une mesure de la densité a été effectuée ($\rho=1900 \text{ kg.m}^{-3}$),

puis des mesures de C_L ont de nouveau été réalisées sur l'échantillon en respectant le protocole décrit précédemment. Ces nouvelles mesures sont justifiées par le fait qu'une partie de l'eau rentrant dans la composition du mortier (25 %) a été substituée par un adjuvant (Sikalatex[®]) qui améliore l'étanchéité et l'adhérence du matériau. La valeur moyenne de la vitesse de propagation de l'onde longitudinale, obtenue suite à ces deuxièmes mesures, est égale à 3362 m.s^{-1} avec un écart-type de 100 m.s^{-1} .

Des mesures en sismiques réfraction ont ensuite été réalisées après le coulage du mortier en employant un dispositif similaire à celui décrit dans la section 6.3.1. Le pointé de l'onde L réfractée dans le béton est difficile et n'a pas permis une détermination précise de C_L dans le béton, par contre l'onde L direct a pu être pointée assez précisément sur les six premières traces (la distance entre chacune de ces traces et la source est inférieure à la distance critique³ x_c à partir de laquelle l'onde réfractée arrive avant l'onde direct). Les vitesses C_L obtenues par regression linéaire de ces pointés sont cohérentes avec celles obtenues par l'intermédiaire de l'échantillon mais diffèrent suivant l'orientation du dispositif. Ainsi pour un tir normal (tir au toit de la cavité cylindrique), la vitesse de propagation de l'onde longitudinale est en moyenne de 3277 m.s^{-1} avec un écart-type de 63 m.s^{-1} , alors qu'elle atteint 3560 m.s^{-1} avec un écart-type de 92.6 m.s^{-1} pour un tir inverse (tir au fond de la cavité cylindrique). Cette différence implique une ségrégation des granulats du mortier qui n'était pas observable pour le béton (Tirs normaux et inverses fournissant des résultats similaires).

6.4 Première phase de mesure: avant le coulage de la couche «endommagée»

Les résultats présentés dans cette section sont issus de deux mesures effectuées en utilisant un dispositif suivant la directrice, puis suivant la circonférence, de la cavité cylindrique de droite (rayon $a=0.55\text{m}$) (En haut à droite sur la figure 6.4).

6.4.1 Mesures MASW suivant la directrice dans le béton

Une première phase de mesure en onde de surface a été réalisée afin d'évaluer la vitesse de propagation de l'onde transverse dans le béton mais également pour identifier l'éventuel impact sur l'allure de la dispersion obtenue en utilisant un dispositif plan sur une surface non plane (Possible effet 3D due à la concavité de la structure). Le dispositif décrit pour la sismique réfraction a été réutilisé afin d'acquérir des données interprétables en ondes de surface.

3. La distance critique x_c est ici calculée en utilisant les vitesses de propagation de l'onde L dans le béton et dans le mortier déterminées précédemment et l'épaisseur de mortier $e = 0.05 \text{ m}$.

$$x_c = 2e \sqrt{\frac{C_L(\text{beton}) + C_L(\text{mortier})}{C_L(\text{beton}) - C_L(\text{mortier})}} \approx 0.375\text{m} \quad (6.10)$$

6.4.1.1 Sismogrammes

La figure 6.7 présente un des sismogrammes normalisés obtenus par les mesures effectuées suivant la directrice de la cavité cylindrique (en gris sur la figure 6.5). Ce sismogramme est composée de 18 traces espacées de 5 cm pour une longueur totale du dispositif $L=0.9$ m. Le train d'ondes de surface est clairement visible sur cette figure, alors que l'onde L d'amplitude trop faible n'apparaît pas clairement. La longueur d'onde maximale mesurable λ_{max} associée à un tel dispositif est $\lambda_{max} = 0.4 L = 0.36$ m [O'Neill, 2003]. Cette valeur permet de définir la fréquence minimale à partir de laquelle l'interprétation de la courbe de dispersion est possible.

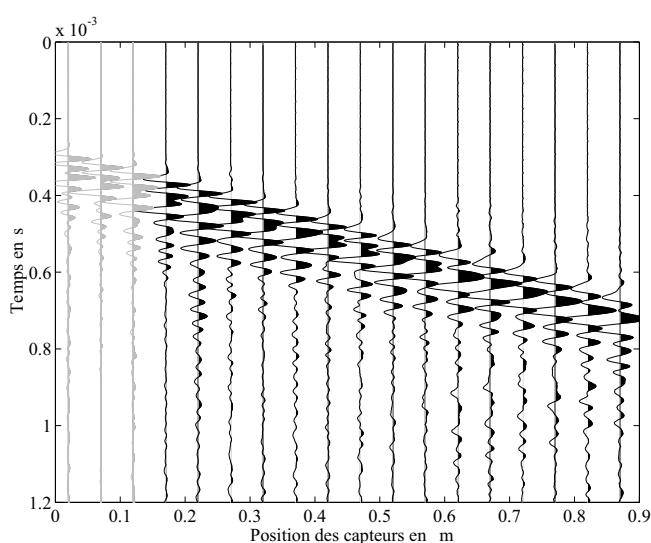


FIG. 6.7 – Sismogrammes obtenus pour le dispositif suivant la directrice de la cavité cylindrique de rayon $a=0.55$ (traces en gris non utilisées pour le calcul de la dispersion)

6.4.1.2 Contenu fréquentiel des signaux et calcul de la dispersion

A partir de cette représentation spatio-temporelle, une première transformée du signal est réalisée afin d'évaluer le contenu spectral de chacune des traces. La figure 6.8 en haut est ainsi une représentation dans le domaine $x - f$ du sismogramme de la figure 6.7. Ce spectrogramme permet, dans un premier temps, de localiser la répartition de l'énergie de l'onde de surface en fonction de la fréquence, puis de définir le domaine fréquentiel à l'intérieur duquel la vitesse de phase peut être interprétée.

Connaissant désormais le contenu spectral du signal, la transformée $p - \omega$ (Fig. 6.8 en bas) est effectuée en éliminant les trois premières traces afin d'éviter les effets de champ

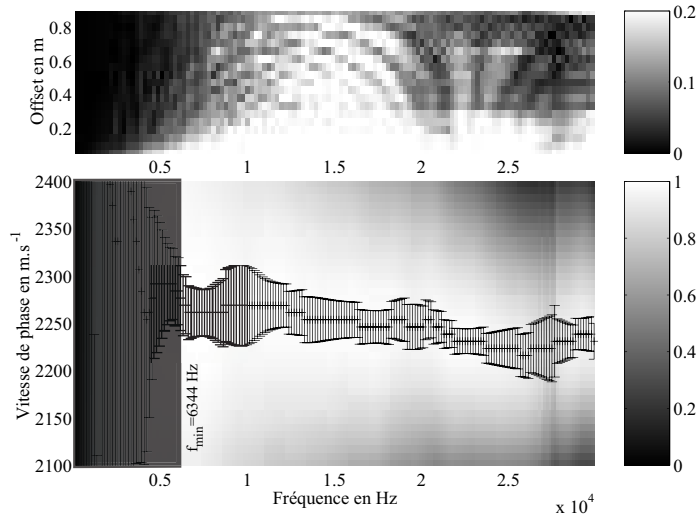


FIG. 6.8 – Spectre et diagramme de dispersion calculée à partir des sismogrammes représentés par la figure 6.7 pour le dispositif suivant la directrice de la cavité cylindrique de rayon $a=0.55$

proche (Cf. section 6.3). Cette représentation est un diagramme de dispersion normalisée sur lequel le pointé des maxima a été effectué. La vitesse de phase de l'onde de surface en fonction de la fréquence est représentée avec sa barre d'erreur.

Dans le domaine fréquentiel compris entre 5000 et 20000 Hz, l'énergie de l'onde de surface est importante et la courbe de vitesse de phase apparaît interprétable, par contre lorsque la fréquence est inférieure à 5000 Hz, l'énergie de l'onde de surface est faible et l'amplitude des barres d'erreur de la courbe de vitesse de phase devient très importante car le dispositif n'est pas assez long. La fréquence minimale f_{min} à partir de laquelle la courbe de dispersion est interprétable est évaluée à partir de λ_{max} et est égale à 6344 Hz.

La première observation pouvant être effectuée concernant l'allure de la courbe de dispersion est qu'elle n'est pas constante quelle que soit la fréquence. La vitesse de phase diminue, en effet, avec la fréquence, de 2268 m.s^{-1} à 6344 Hz à 2240 m.s^{-1} à 30000 Hz. Deux hypothèses peuvent expliquer cette faible variation (de l'ordre de 1 à 2%).

La première implique que le milieu n'est pas parfaitement homogène et que la vitesse de phase semble plus faible à proximité immédiate de la cavité cylindrique. Une inhomogénéité locale du béton peut être causée par une ségrégation des granulats, la formation d'une couche de laitance⁴ autour de la cavité cylindrique ou encore lors du retrait du moule des cavités (possible endommagement en surface).

La seconde hypothèse consiste à attribuer cette variation à un effet 3D lié à la conca-

4. Couche blanchâtre et pulvérulente qui se forme parfois à la surface du béton.

vité de la structure. Différentes études ont été menées afin d'évaluer numériquement la dispersion d'une onde de surface se propageant suivant la directrice d'une cavité cylindrique en milieu homogène et élastique [Biot, 1952], [Cheng, 1997] et [Kalinski, 1998]. [Cheng, 1997] observa par des modélisations éléments-finis en milieu parfaitement homogène et élastique, une dispersion de la vitesse de phase en fonction de la longueur d'onde normalisée par le rayon de la cavité cylindrique. Cette dernière se caractérise par une augmentation de la vitesse de phase plus le rapport de la longueur d'onde par le rayon de la cavité devient important. Des modélisations semi-analytiques, présentées dans l'annexe B, permettent de calculer la dispersion occasionnée par la concavité de la structure.

6.4.1.3 Interprétation de courbe de dispersion expérimentale en négligeant l'effet 3D

La figure 6.9 présente une comparaison entre la courbe de vitesse de phase expérimentale et celle calculée en utilisant un modèle à deux couches plan, dont les paramètres sont définis dans le tableau 6.2. Ces paramètres résultent de l'inversion par essai-erreur de la courbe expérimentale.

Paramètres	Couche 1	Espace semi-infini (S-I)
C_L	3980 m.s ⁻¹	4158 m.s ⁻¹
C_T	2384 m.s ⁻¹	2491 m.s ⁻¹
ρ	2400 kg.m ⁻³	2400 kg.m ⁻³
Epaisseur	2.5 cm	∞

TAB. 6.2 – Valeur des paramètres du modèle à deux couches plan utilisé pour l'interprétation des résultats du modèle physique contrôlé obtenus suivant la directrice en milieu homogène

Les deux courbes apparaissent confondues. L'interprétation de la courbe de dispersion expérimentale en négligeant l'effet 3D met en évidence une zone de faibles vitesses d'une épaisseur de 2.5 cm autour de la cavité cylindrique.

Le contraste existant entre les vitesses étant faible (<5%) le milieu peut être considéré comme quasi-homogène avec une vitesse C_L comprise entre 3980 m.s⁻¹ et 4160 m.s⁻¹. en adéquation avec les premiers résultats de la sismique réfraction.

6.4.1.4 Interprétation de courbe de dispersion expérimentale en considérant l'effet 3D

La figure 6.10 présente une comparaison entre la courbe de vitesse de phase expérimentale et celles calculées pour $C_L = 3800$ m.s⁻¹, $C_L = 3980$ m.s⁻¹, $C_L = 4070$ m.s⁻¹ et $C_L = 4160$ m.s⁻¹ (avec $\nu=0.22$ et $\rho=2400$ kg.m⁻³) en considérant l'effet 3D liée à la courbure.

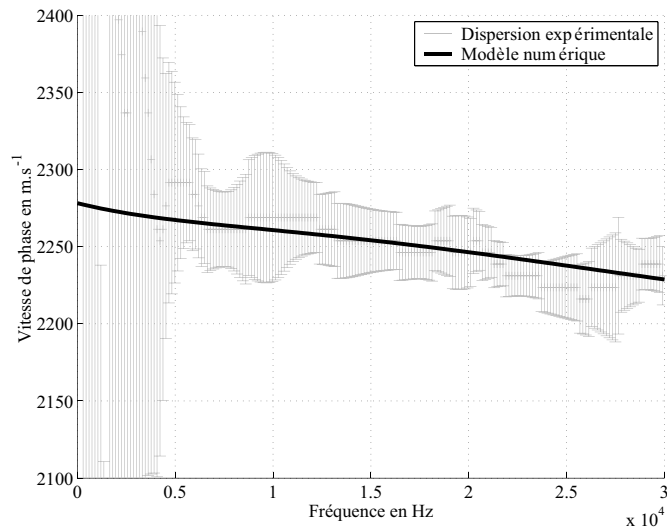


FIG. 6.9 – Comparaison de la courbe de dispersion calculée pour le dispositif suivant la directrice de la cavité cylindrique de la cavité cylindrique de rayon $a=0.55$ et celle obtenue numériquement en utilisant le modèle décrit dans le tableau 6.2

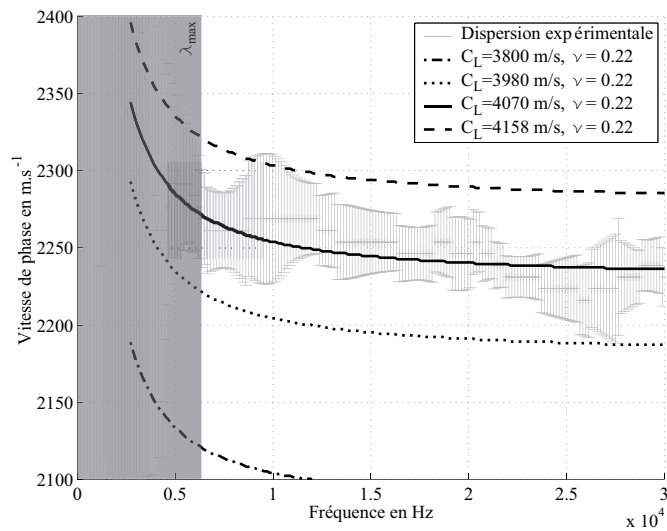


FIG. 6.10 – Comparaison de la courbe de dispersion calculée pour le dispositif suivant la directrice de la cavité cylindrique de la cavité cylindrique de rayon $a=0.55$ et celles obtenues numériquement en considérant l'effet 3D liée à la courbure de la cavité

L'observation de cette figure montre que les courbes numériques, calculées en reprenant les valeurs de vitesses déterminées précédemment (c'est à dire $C_L = 3980 \text{ m.s}^{-1}$ et $C_L = 4160 \text{ m.s}^{-1}$), encadre la courbe expérimentale. La courbe calculée pour $C_L = 4070 \text{ m.s}^{-1}$ coïncide très bien avec la courbe expérimentale et semble confirmer que la légère dispersion de la courbe expérimentale n'est pas liée à une inhomogénéité locale du béton mais à la courbure de la cavité cylindrique.

6.4.2 Mesures MASW suivant la circonférence dans le béton

De la même manière que dans la section précédente, des mesures ont été effectuées suivant la circonférence des cavités cylindriques de rayon $a = 0.55 \text{ m}$ et $a = 0.5 \text{ m}$, dont la ligne d'acquisition est représentée en noir sur la figure 6.4. De tels dispositifs ont pour but de montrer les variations liées à la courbure sur la dispersion et de vérifier la relation de dispersion en milieu homogène concave.

Dans chacun des cas, le dispositif d'acquisition est composé de 23 accéléromètres espacés de 5 cm et la source employée est un marteau de 200 g avec un offset de 20 cm par rapport au premier capteur. La longueur totale du dispositif est de 1.3 m.

Les courbes de dispersion obtenues dans la cavité de rayon $a = 0.55 \text{ m}$ sont présentées avant d'être comparées à celles obtenues dans la cavité de rayon $a = 0.5 \text{ m}$.

6.4.2.1 Cavité cylindrique de rayon $a = 0.55 \text{ m}$

Deux types de résultats sont présentés dans cette section. Tout d'abord, la dispersion est extraite des sismogrammes sans traitement préalable constituant les résultats dit «bruts» et enfin un fenêtrage temporel est effectuée pour ne conserver que l'information utile du signal.

Résultats «bruts» Un sismogramme normalisé, obtenu à partir du dispositif décrit plus haut, est représenté sur la figure 6.11. Comme pour la figure 6.7, le train d'onde de surface est ici bien visible ce qui n'est pas le cas de l'onde L d'amplitude trop faible. Le rapport signal/bruit est bon pour l'ensemble des traces.

Le spectre des 23 traces représentées sur la figure 6.12 en haut apporte une indication sur la répartition fréquentielle de l'énergie de l'onde de surface. Différentes observations peuvent ainsi être effectuées. Tout d'abord, l'énergie semble se répartir entre deux domaines fréquentiels, l'un basse fréquence situé entre 2500 et 15000 Hz et l'autre haute fréquence entre 18000 et 30000 Hz. Enfin, deux lacunes d'énergie peuvent être discernées, la première est située aux alentours de 17500 Hz et la dernière à 22000 Hz.

La dispersion est ensuite extraite à partir du sismogramme représenté sur la figure 6.11. Le diagramme de dispersion calculé est représenté ainsi que le pointé des maxima correspondant à la vitesse de phase effective dans le milieu. L'observation du pointé montre clairement que la vitesse de phase décroît au fur et à mesure que la fréquence diminue. Cette décroissance non-visible pour le dispositif réparti suivant la directrice de la cavité cylindrique confirme expérimentalement l'effet de la courbure sur l'allure de la dispersion décrite dans les chapitres précédents.

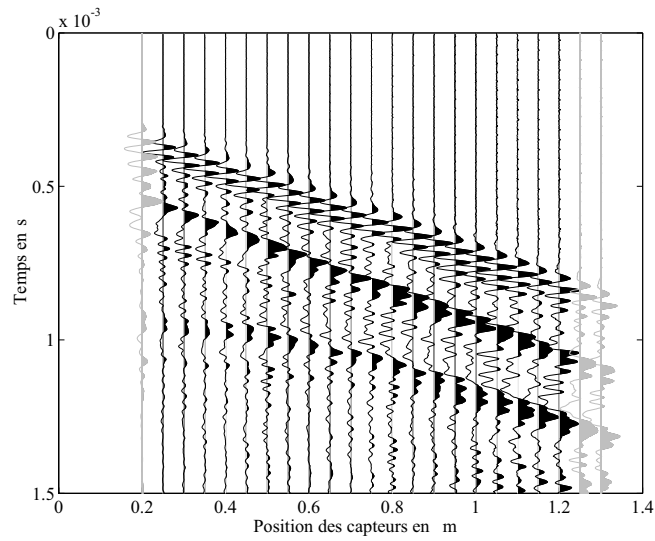


FIG. 6.11 – Sismogrammes obtenus pour le dispositif suivant la circonférence de la cavité cylindrique de rayon $a=0.55$ (traces en gris non utilisées pour le calcul de la dispersion).

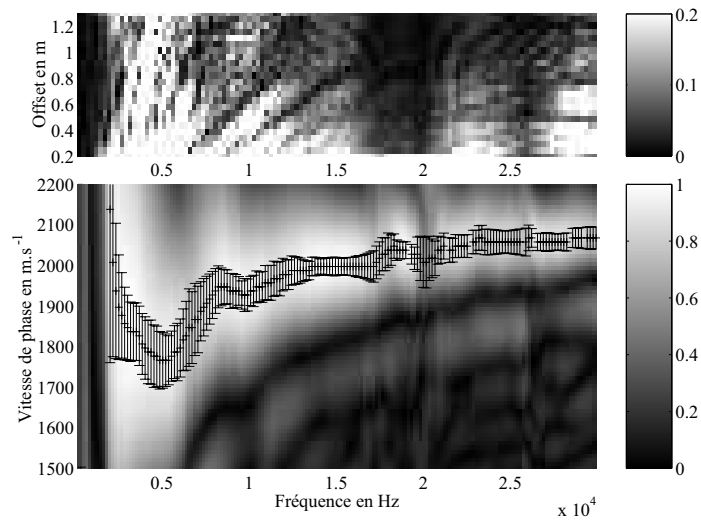


FIG. 6.12 – Spectrogramme et diagramme de dispersion calculée à partir des sismogrammes de la figure 6.11 pour le dispositif suivant la circonférence de la cavité cylindrique de rayon $a=0.55$

Les deux discontinuités de la courbe de dispersion coïncident avec les deux lacunes d'énergies décrites précédemment. Ensuite des artefacts apparaissent sur ce diagramme sous la forme de lobes secondaires s'étalant de façon périodique de chaque côté du lobe principal [Bodet, 2005].

Afin d'améliorer la résolution de la courbe de dispersion, un pré-traitement du signal est effectué par l'intermédiaire d'un fenêtrage temporel.

Résultats avec fenêtrage Un fenêtrage temporel est effectué afin de séparer l'information utile au calcul de la dispersion. Une fenêtre de Tukey, w , est employée avec:

$$w(k+1) = \begin{cases} 1, & 0 \leq |k| \leq \frac{N}{2}(1+\alpha) \\ 0.5 \left[1 + \cos \left[\pi \frac{k - \frac{N}{2}(1+\alpha)}{N(1-\alpha)} \right] \right], & \frac{N}{2}(1+\alpha) \leq |k| \leq N \end{cases} \quad (6.11)$$

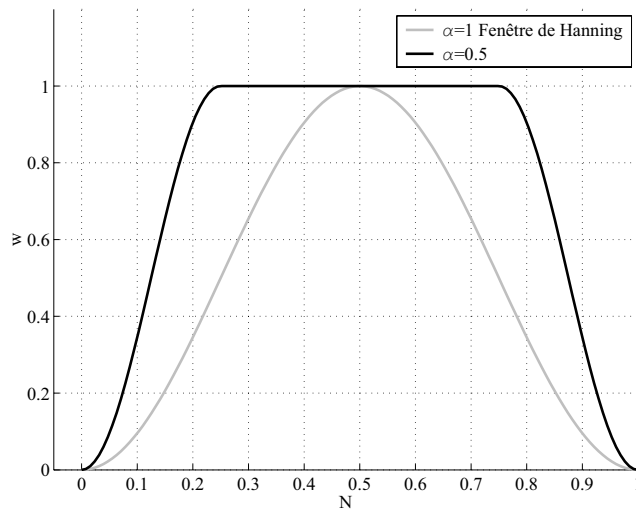


FIG. 6.13 – Représentation des fenêtres de Tukey calculées pour deux rapports α

Dans l'équation (6.11), N définit la taille de la fenêtre en nombre de points et α correspond à une constante. Si cette dernière est supérieure ou égale à 1, la fenêtre calculée est une fenêtre de Hanning, par contre si elle est inférieure ou égale à zéro, une fenêtre rectangulaire est obtenue. La figure 6.13 représente l'allure des fenêtres obtenues pour deux rapports α . Le terme $\alpha=0.5$ sera utilisé pour le fenêtrage ultérieur des signaux.

La figure 6.14 est une représentation schématique du fenêtrage effectué sur les signaux. La zone en blanc correspond au signal conservé pour le calcul de la dispersion, alors

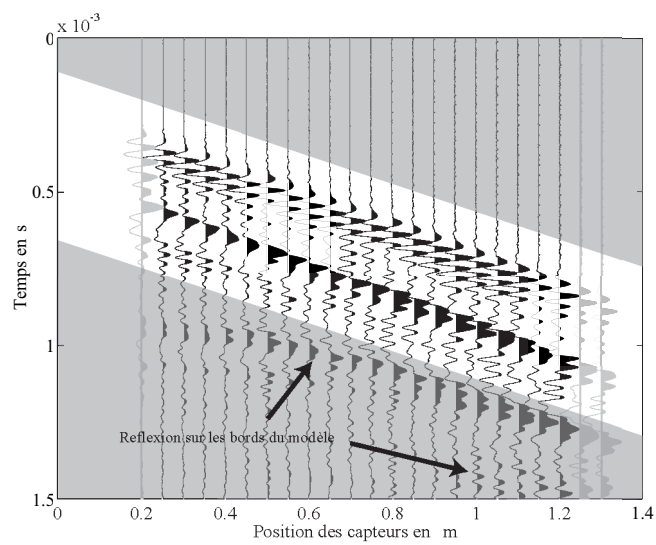


FIG. 6.14 – Représentation schématique du fenêtrage effectué sur les sismogrammes obtenus pour le dispositif suivant la circonférence de la cavité cylindrique de rayon $a=0.55$. La zone en blanc représente les signaux utilisés pour le calcul de la dispersion (les traces en gris ne sont pas utilisées pour le calcul de la dispersion).

que la partie grisée correspond au signal annulé par le fenêtrage. Ce fenêtrage permet principalement d'éliminer une réflexion sur les bords du modèle, matérialisée sur cette figure, qui peut perturber l'allure de la courbe de dispersion finale.

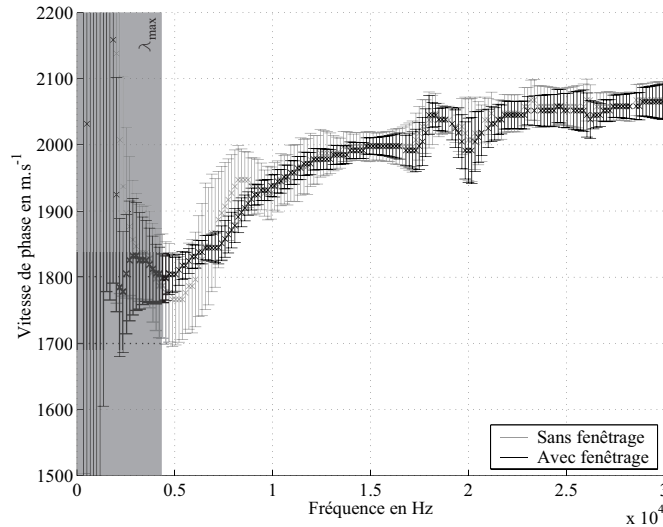


FIG. 6.15 – Comparaison des courbes de dispersion calculées pour le dispositif suivant la circonférence de la cavité cylindrique de rayon $a=0.55$, avant et après le fenêtrage

La courbe de dispersion obtenue à partir du simogramme fenêtré est comparée à la courbe de dispersion «brute» sur la figure 6.15. La partie grisée sur cette figure schématise le domaine fréquentiel où la courbe de dispersion ne peut pas être interprétée ($\lambda > \lambda_{max}$ avec $\lambda_{max} = 0.52m$ et $f_{min} = 4300Hz$ Cf. section 6.4.1) Les deux courbes diffèrent peu à haute fréquence ($f > 18000$ Hz) et aucune amélioration de la continuité par le fenêtrage n'est clairement visible, par contre ce dernier permet une diminution assez importante des barres d'erreurs à basses fréquences améliorant ainsi la précision des résultats.

Comparaison des résultats expérimentaux avec les courbes de dispersion numériques Une inversion par essai-erreur est réalisée afin de remonter à un profil des paramètres élastiques du milieu. Cette inversion par essai-erreur est effectuée en se basant sur l'information a priori disponible, c'est à dire en utilisant les résultats de la sismique réfraction et de la MASW suivant la directrice. Une comparaison visuelle entre la courbe de dispersion expérimentale et celles obtenues numériquement est ensuite effectuée pour déterminer le profil des caractéristiques mécaniques du milieu.

La figure 6.16 présente ainsi une comparaison entre la courbe de dispersion expérimentale fenêtrée et quatre courbes de dispersion numériques calculés à partir des paramètres utilisés pour interpréter la dispersion liée à l'effet 3D suivant la directrice.

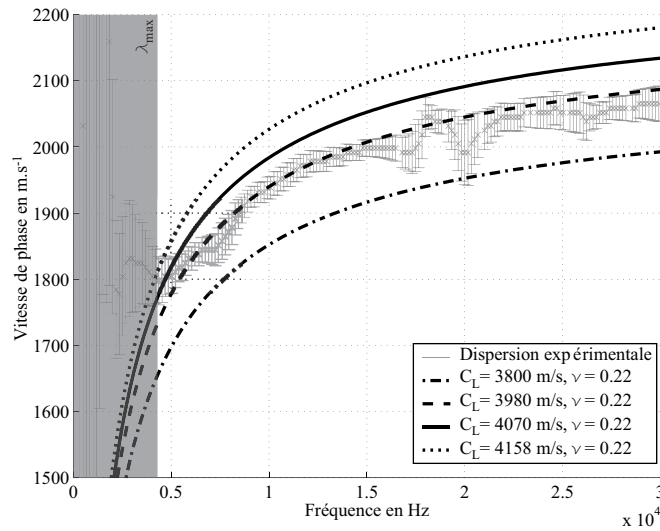


FIG. 6.16 – Comparaison de la courbe de dispersion calculée pour le dispositif suivant la circonférence de la cavité cylindrique de rayon $a=0.55$ m, avant et après le fenêtrage et celles obtenues numériquement en tenant compte de l'effet

La courbes de dispersion expérimentale tend vers la courbe de dispersion numérique calculée pour $C_L = 3980$ m.s⁻¹. L'interprétation des résultats suivant la circonférence diffèrent légèrement de ceux obtenus suivant la directrice (La vitesse de propagation des ondes longitudinales dérivée de l'interprétation de la courbe de dispersion suivant la directrice est de 4070 m.s⁻¹ soit une différence d'environ 2 %). Cette différence peut s'expliquer par le fait que les deux dispositifs auscultent des zones différentes du milieu et que les caractéristiques du béton dans ces différentes zones peut varier.

Même si de faibles variations existent entre les résultats de l'interprétation MASW suivant la directrice et suivant la circonférence (variation inférieure à 2%), les résultats obtenus sont globalement cohérents avec ceux de la sismique réfraction.

6.4.2.2 Cavité cylindrique de rayon $a=0.5$ m

La figure 6.17 présente une comparaison entre les courbes de dispersion numérique, calculée pour deux rayons de cavités ($a=0.5$ m puis $a=0.55$ m) en prenant $C_L = 3980$ m.s⁻¹ et $\nu = 0.22$. L'observation de cette figure souligne la faible différence de vitesse existant entre les deux courbes et que la vitesse de phase calculée pour $a=0.55$ m est, quelle que soit la fréquence, supérieure à celle calculée pour un rayon de 0.5 m (l'effet de la courbure est moins important lorsque $a=0.55$ m).

Les mesures ont été effectuées dans la cavité de rayon $a=0.5$ m en utilisant un dispositif est identique à celui utilisé dans la cavité de rayon $a=0.55$ m. Un fenêtrage

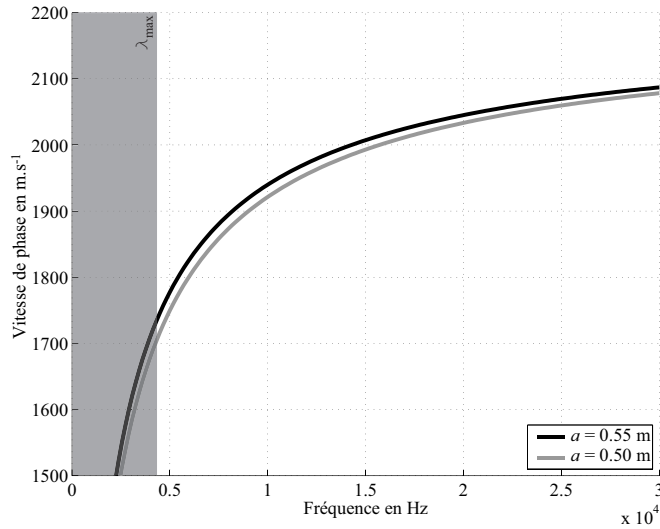


FIG. 6.17 – Comparaison des courbes de dispersion numériques calculées pour deux rayons $a=0.55\text{ m}$ et $a=0.5\text{ m}$ avec $C_L=3980\text{ m.s}^{-1}$ et $\nu=0.22$

temporel des signaux a également été effectué afin d'améliorer la résolution de la courbe de dispersion à basse fréquence.

La figure 6.18 présente le sismogramme normalisé sur lequel est représenté schématiquement le fenêtrage effectué pour le calcul de la dispersion (le signal situé dans les parties grisées est annulé).

Le spectre et le diagramme de dispersion sont représentés sur la figure 6.19 respectivement en haut et en bas. Comme dans les cas précédents, les lacunes d'énergies coïncident avec des discontinuités de la courbe de dispersion (vers 15000 Hz et 24000 Hz) et le domaine d'interprétation, estimé à partir du contenu fréquentiel du signal (figure 6.19 en haut) est situé entre 3000 et 30000 Hz. A première vue, l'allure de la courbe de dispersion semble très proche de celle obtenue dans la cavité cylindrique de rayon $a=0.55\text{ m}$.

Les courbes expérimentales obtenues suite aux mesures dans chacune des cavités sont comparées sur la figure 6.20 de droite. Comme précédemment la partie grisée désigne le domaine fréquentiel où l'interprétation de la dispersion n'est plus possible ($\lambda > \lambda_{max}$ avec $\lambda_{max} = 0.52\text{ m}$ et $f_{min} = 4300\text{ Hz}$). La proximité entre les deux courbes observée numériquement sur la figure 6.17 se vérifie ici expérimentalement. Contrairement à ce qui avait été observé sur la figure 6.17, la vitesse de phase mesurée en $a=0.50\text{ m}$ est légèrement supérieure à celle mesurée en $a=0.55\text{ m}$. L'inversion des vitesses de phase dans chacune des cavités va donc fournir une vitesse de propagation des ondes transverses différentes.

L'interprétation de cette courbe de dispersion s'effectue ensuite de la même manière en reprenant un protocole identique à celui employé pour interpréter les résultats obtenus suivant la directrice (en considérant l'effet 3D) et suivant la circonférence de la cavité

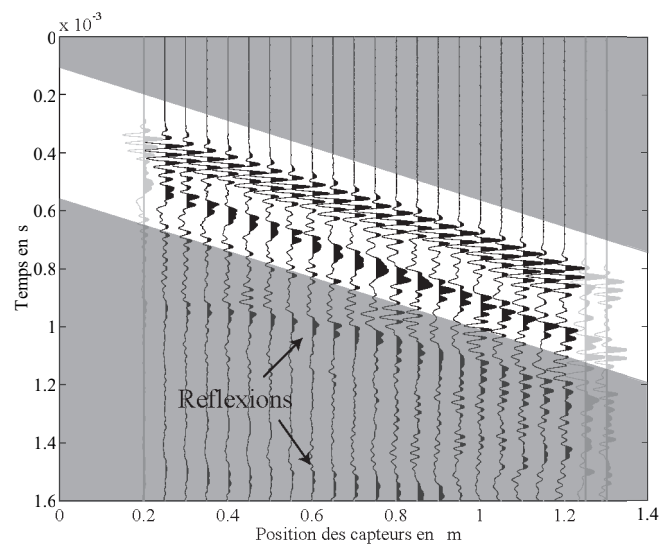


FIG. 6.18 – Représentation schématique du fenêtrage effectué sur le sismogramme obtenu pour le dispositif suivant la circonférence de la cavité cylindrique de rayon $a=0.50$. La zone en blanc représente les signaux utilisés pour le calcul de la dispersion (traces en gris non utilisées pour le calcul de la dispersion).

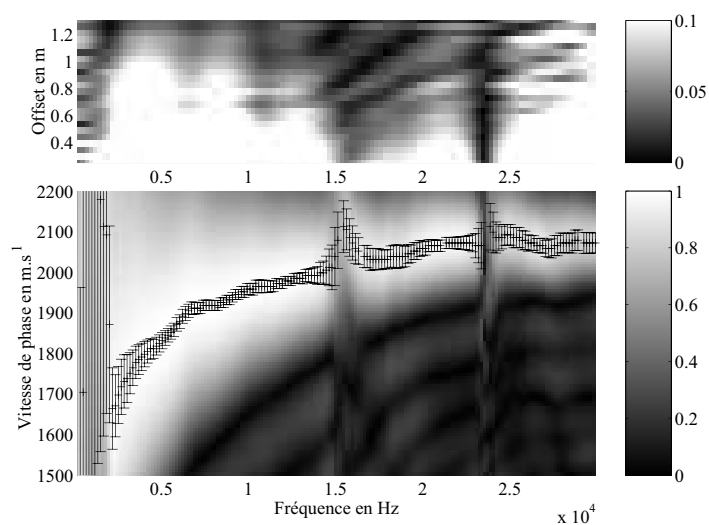


FIG. 6.19 – Spectre et diagramme de dispersion calculée à partir du sismogramme fenêtré (Fig.6.18) pour le dispositif suivant la circonférence de la cavité cylindrique de rayon $a=0.50$

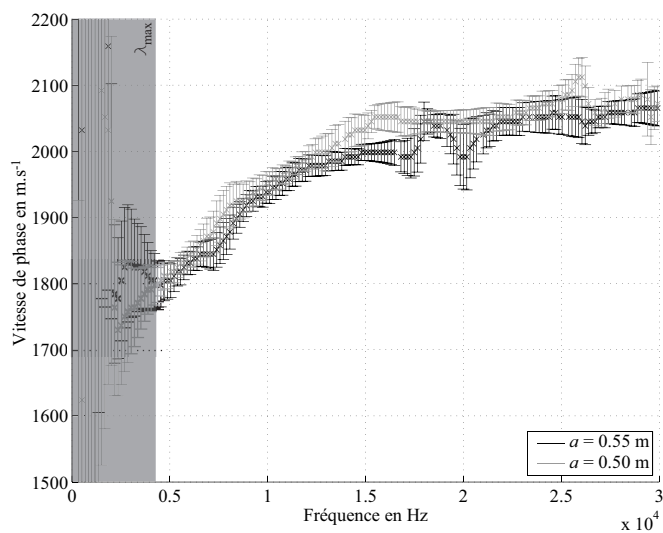


FIG. 6.20 – Comparaison des courbes de dispersion expérimentales obtenues dans chacune des cavités

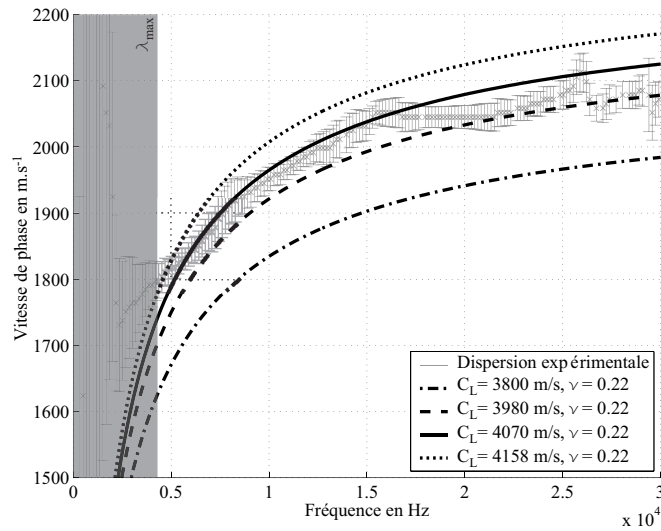


FIG. 6.21 – Comparaison entre la courbe de dispersion expérimentale obtenue dans la cavité de rayon $a=0.5$ m et quatre courbes de dispersion numériques calculées en considérant l'effet 3D

cylindrique de rayon $a=0.55$ m.

La figure 6.21 présente une comparaison entre la courbe de dispersion expérimentale et quatre courbes de vitesses de phase numériques calculées en reprenant les paramètres utilisés précédemment et $a=0.5$ m. L'observation de cette figure indique que la vitesse de phase expérimentale tend à basse fréquence vers la courbe de dispersion calculée pour $C_L = 4070$ m.s⁻¹ puis à partir de 20000 Hz, elle est confondue avec la courbe de dispersion calculée pour $C_L = 3980$ m.s⁻¹. La vitesse de propagation de l'onde L est donc comprise entre 3980 et 4070 m.s⁻¹ ce qui est cohérent avec les mesures MASW et sismique réfraction effectuées précédemment.

6.5 Deuxième phase de mesure: après le coulage de la couche «endommagée» (mortier)

La deuxième phase de mesure s'effectue dans la cavité cylindrique de droite (Cf Fig. 6.4) après le coulage du béton. La géométrie des deux dispositifs est identique à celle de la section précédente. La position des deux dispositifs est présentée schématiquement sur la figure 6.5.

6.5.1 Mesures MASW suivant la directrice en milieu «bicouche»

Après le coulage du mortier, caractérisant la couche dite «endommagée», des mesures suivant la directrice de la cavité cylindrique de droite (Cf Fig. 6.4) ont été réalisées. L'objectif est d'évaluer la vitesse de propagation de l'onde transverse dans le béton et dans le mortier.

La figure 6.22 présente les sismogrammes enregistrés. Les traces présentées ici correspondent à la réponse de la structure, enregistrées par 23 accéléromètres échantillonnés spatialement avec $\Delta x=4$ cm, soumis à un ébranlement mécanique effectué à l'aide d'un marteau de 200 g à une distance de 10 cm du premier capteur. De la même manière que dans les sections précédentes, un premier calcul est effectué afin de localiser le domaine fréquentiel dans lequel la courbe de dispersion est interprétable. Cette fréquence minimale f_{min} est déterminée en se basant sur la longueur totale du dispositif (Cf section 6.4.1). Dans le cas présent, $f_{min}=5400$ Hz.

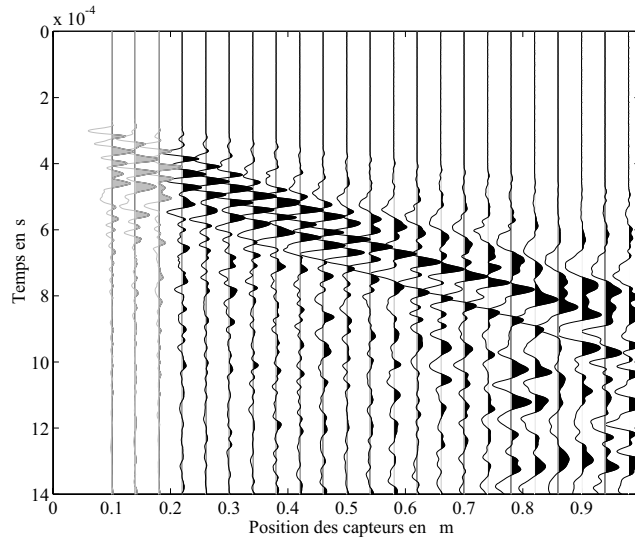


FIG. 6.22 – Sismogramme obtenu pour le dispositif suivant la directrice de la cavité cylindrique de rayon $a=0.50$ m, après le coulage du mortier (les traces en gris ne sont pas utilisées pour le calcul de la dispersion).

La figure 6.23 correspond au spectre du sismogramme, représenté sur la figure 6.22. L'énergie est ici majoritairement localisée entre 20000 et 27500 Hz, mais également, de façon plus éparse, entre 2500 et 20000 Hz et découpée par plusieurs discontinuités (zones foncées). Une première discontinuité est ainsi visible vers 5000 Hz, une autre vers 10000 Hz et la dernière vers 14000 Hz.

La courbe de dispersion de vitesse de phase est représentée sur la figure 6.23. L'observation du pointé des maxima de ce diagramme montre que la continuité de la courbe de

dispersion, qui est de bonne qualité, est perturbée au niveau des lacunes d'énergies mises en évidence précédemment. L'allure de la dispersion apparaît également particulièrement perturbée pour des fréquences inférieures à 5000 Hz (c'est à dire pour des fréquences inférieures à f_{min}). Cette perturbation est liée au fait que le dispositif est trop court et que la courbe de dispersion ne peut pas être correctement déterminée lorsque $f < f_{min}$. La courbe de dispersion ainsi obtenue ne sera donc «inversée» qu'entre f_{min} et 30000 Hz.

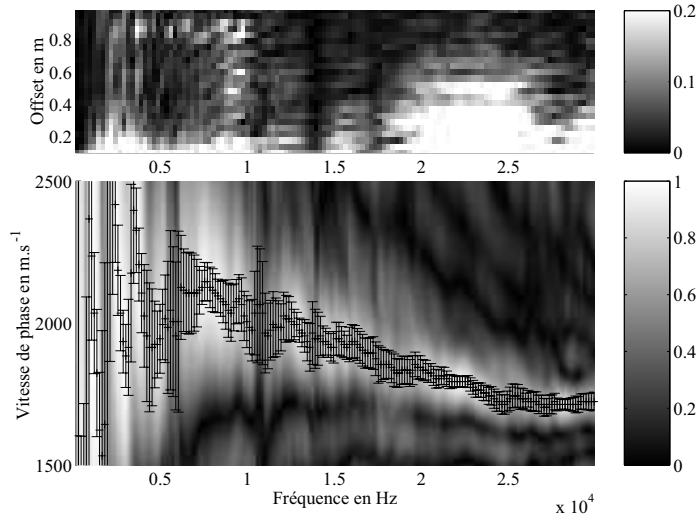


FIG. 6.23 – Spectre et diagramme de dispersion calculés à partir du sismogramme représenté par la figure 6.22 pour le dispositif suivant la directrice de la cavité cylindrique de rayon $a=0.50$

6.5.1.1 Comparaison des résultats expérimentaux avec les courbes de dispersion numériques

Cette inversion s'effectue comme précédemment par essai-erreur. Les paramètres *a priori* utilisés sont les vitesses de propagation des ondes de volume dans le béton obtenues par la MASW (Cf. section 6.3.1) et par la sismique réfraction (Cf. section 6.4.1) en milieu homogène, l'épaisseur de la couche «endommagée» et la vitesse de propagation des ondes longitudinales mesurée dans le mortier (Cf. section 6.3.2). Dans ce cas, seules les vitesses de propagation des ondes transverses dans le béton et le mortier sont recherchées en posant l'épaisseur de la couche de mortier constante et le coefficient de Poisson des deux matériaux constant. N'ayant aucune indication concernant celui du mortier, un coefficient de Poisson de 0.22, identique à celui du béton, a été choisi.

La figure 6.24 présente la courbe de dispersion expérimentale issue du sismogramme 6.22 et la courbe de dispersion numérique la plus proche obtenue. Cette dernière est

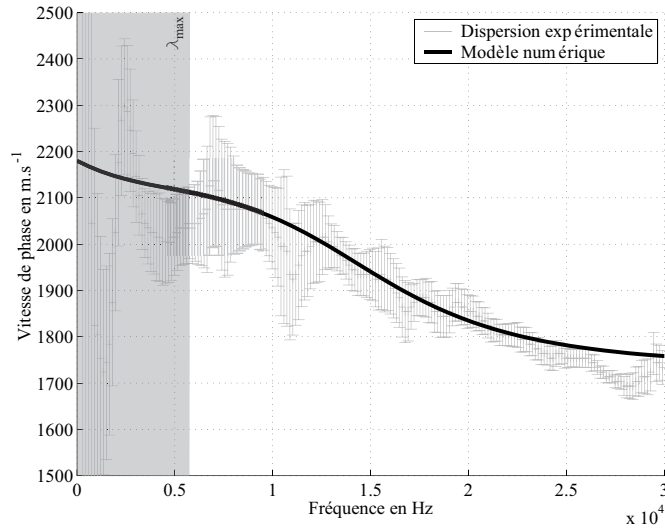


FIG. 6.24 – Comparaison de la courbe de dispersion calculée pour le dispositif suivant la directrice de la cavité cylindrique de rayon $a=0.50$, et celle obtenue numériquement (tableau 6.3)

calculée en utilisant les caractéristiques décrites dans le tableau 6.3.

Paramètres	Espace semi-infini	Couche «endommagée»
C_L	$C_L = 3980 \text{ m.s}^{-1}$	$C_L = 3180 \text{ m.s}^{-1}$
C_T	$C_T = 2384 \text{ m.s}^{-1}$	$C_T = 1900 \text{ m.s}^{-1}$
ρ	$\rho = 2400 \text{ kg.m}^{-3}$	$\rho = 1900 \text{ kg.m}^{-3}$
Rayon	Externe $b = 0.55 \text{ m}$	Interne $a = 0.5 \text{ m}$

TAB. 6.3 – Valeur des paramètres du modèle utilisé pour l’interprétation des résultats obtenus suivant la directrice en milieu bicouche

Les vitesses de propagation des ondes de volume dans le béton coïncident bien avec celles obtenues par la sismique réfraction et par la MASW dans le béton. Par contre une différence est notable entre les vitesses de propagation des ondes longitudinales C_L mesurées sur l’échantillon de mortier et celles définies ici. Cette différence, de l’ordre de 2 à 8 %, s’explique par le fait que le coefficient de Poisson du mortier a été choisi empiriquement et que l’inversion est effectuée en faisant varier uniquement les vitesses de propagation des ondes transverses.

La dispersion occasionnée par la concavité de la cavité est beaucoup plus difficile à déterminer qu’en milieu homogène car elle dépend de nombreux paramètres (contre un seul paramètre en milieu homogène, le coefficient de Poisson ν du milieu) : Le coefficient de Poisson dans chacune des couches et le contraste de vitesse de propagation des ondes

de volume. Seule une interprétation négligeant cet effet 3D est donc proposée.

L'apport des résultats obtenus en milieux homogènes permettent néanmoins d'appréhender cet effet 3D. La vitesse de phase serait sous-estimée à basse fréquence (environ 2.5 % pour $f = f_{min}$) alors qu'elle ne varierait plus à haute fréquence.

6.5.2 Mesures MASW suivant la circonférence en milieu «bicouche»

Des expérimentations suivant la circonférence ont ensuite été menées en reprenant un dispositif identique à celui décrit dans la section 7.5. Seuls les résultats «fenêtrés» sont présentés dans cette section, afin d'améliorer la résolution à basse fréquence de la courbe de dispersion.

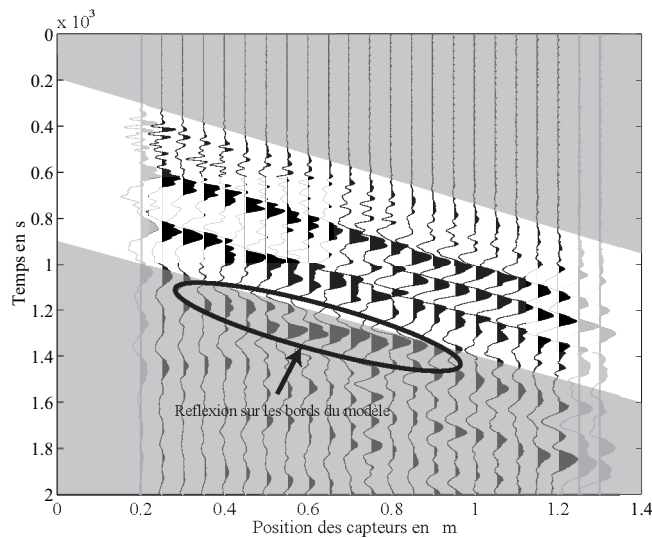


FIG. 6.25 – Représentation schématique du fenêtrage effectué sur le sismogramme obtenu pour le dispositif suivant la circonférence de la cavité cylindrique de rayon $a = 0.50$. La zone en blanc caractérise les signaux conservés pour le calcul de la dispersion (traces en gris non utilisées pour le calcul de la dispersion).

La figure 6.25 est une représentation schématique du fenêtrage effectué sur le sismogramme. Le signal situé dans la zone grisée sur cette figure est annulé afin de s'affranchir de différents éléments pouvant perturber la dispersion notamment une réflexion sur les bords du modèle matérialisée sur cette figure. Par contre, le signal situé dans la zone blanche est conservé pour le calcul du spectre et de la dispersion.

Le spectre du sismogramme «fenêtré» est représenté sur la figure 6.27 en haut. L'observation de cette figure indique clairement que la majeure partie de l'énergie est concentrée à basse fréquence entre 3000 et 12000 Hz. Contrairement aux cas précédents, l'énergie de l'onde de surface à haute fréquence est très réduite. Une hypothèse pouvant expliquer

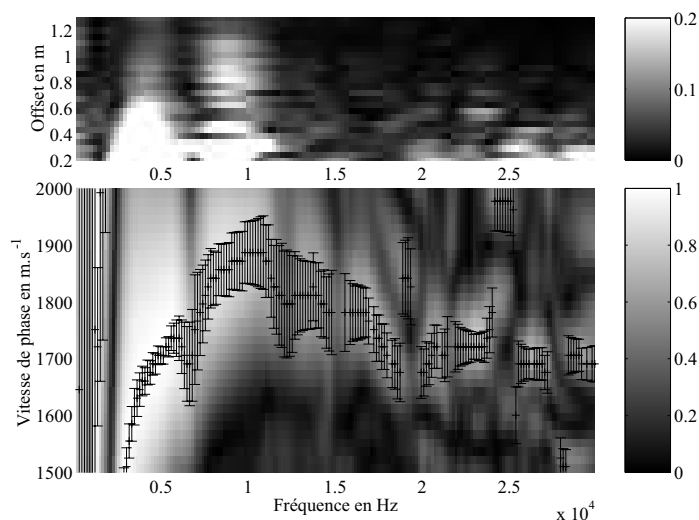


FIG. 6.26 – Spectre et diagramme de dispersion calculée à partir du sismogramme représenté par la figure 6.25 pour le dispositif suivant la circonférence de la cavité cylindrique de rayon $a=0.50$

cette faible énergie est que le mortier semble être beaucoup plus absorbant que le béton.

Le diagramme et la courbe de dispersion pointée sont ensuite représentés sur la figure 6.26 en bas. La courbe de dispersion est continue dans le domaine fréquentiel de forte énergie (entre 3000 et 12000 Hz) puis elle apparaît beaucoup plus hachée dès que l'énergie diminue (lorsque la fréquence est supérieure à 15000 Hz). L'inversion de cette courbe s'effectuera donc principalement entre 3000 et 15000 Hz.

6.5.2.1 Comparaison des résultats expérimentaux avec les courbes de dispersion numériques

La courbe de dispersion obtenue expérimentalement est comparée, sur la figure 6.27, avec la courbe de dispersion numérique calculée en reprenant les paramètres définis suite aux expérimentations suivant la directrice et déclarés dans le tableau 6.3.

La courbe de dispersion numérique représentée sur cette figure en noir est bien corrélée avec la courbe expérimentale. Les résultats suivant la directrice et suivant la circonférence fournissent donc une interprétation similaire du milieu et surtout cohérente avec les résultats obtenus lors des expérimentations précédentes (Sismique réfraction suivant la directrice et MASW suivant la directrice et la circonférence des deux cavités). Ces résultats confortent la validité de la relation de dispersion déterminée dans le chapitre 3. La différence très nette entre les vitesses de phases obtenues en milieu plan et en milieu concave souligne que l'effet de la courbure ne peut en aucun cas être négligé et nécessite

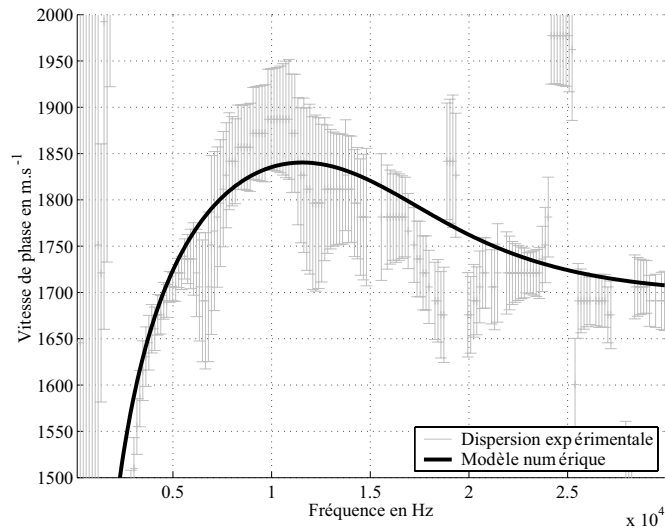


FIG. 6.27 – Comparaison de la courbe de dispersion calculée pour le dispositif suivant la circonférence de la cavité cylindrique de rayon $a=0.50$, et celle obtenue numériquement

dans chacun des cas l’algorithme de calcul des courbes de dispersion numériques.

6.6 Conclusions

Le but de cette section était de valider expérimentalement les relations de dispersion déterminées dans le chapitre 2 et leurs implémentations décrites dans le chapitre 3. Dans cette optique, un modèle physique contrôlé respectant les lois de similitude géométrique a été conçu et ce dernier a été réalisé en utilisant des matériaux dont les propriétés mécaniques étaient connues.

Deux phases de mesures ont été réalisées. La première en milieu homogène et la deuxième en milieu bicouche. Chacune des phases de mesure comportaient deux séries d’expérimentations l’une avec un profil suivant la directrice et l’autre suivant la circonférence de la cavité cylindrique. Les profils suivant la directrice permettent d’obtenir, sous réserve d’un possible effet 3D lié à la concavité de la surface, la vitesse de propagation de l’onde transverse dans le milieu, qui apporte une information importante pour l’inversion des courbes de dispersion suivant la circonférence.

La comparaison des résultats des différentes expérimentations menées sur le modèle physique contrôlé et de courbes de dispersion numériques a permis, tout d’abord, d’observer expérimentalement l’effet de la courbure sur la dispersion et ensuite de valider les différentes relations de dispersion développées dans le chapitre 2 et implémentées dans le chapitre 3.

Chapitre 7

Expérimentations *in situ*

Ce chapitre présente les résultats issus de plusieurs campagnes de mesures effectuées en puits et galeries. Deux sites ont été investigués. Une première phase de mesure en tunnel a été effectuée dans le laboratoire de recherche souterrain (Underground Research Laboratory URL) du Mont Terri en Suisse puis une seconde phase d'expérimentation en puits et en galeries a été menée dans l'URL de l'ANDRA de Meuse-Haute Marne situé à Bure (France). Dans chacun des cas, différentes géométries de dispositifs ont été testés afin d'évaluer au mieux la faisabilité de la méthode MASW en milieu confiné. Dans un premier temps les résultats issus de mesures effectuées au Mont Terri seront présentés, puis ceux d'une deuxième campagne d'investigations en puits et dans les galeries de l'URL de Meuse-Haute-Marne seront exposés.

7.1 Description du matériel

Le matériel employé pour effectuer les mesures MASW est commun aux deux phases d'expérimentations. Les spécificités des sources, capteurs et matériels d'acquisition, utilisés lors des deux campagnes de mesures, sont présentées dans cette section.

7.1.1 Sources

Les mesures ont été effectuées en utilisant une sollicitation mécanique simple de types marteau en frappe directe sur la paroi à même la roche ou sur le béton projeté.

- Un marteau instrumenté
- Une massette métallique
- Une masse de 5 kg

7.1.2 Capteurs

Les capteurs utilisés sont des accéléromètres n°4381V de Bruel & Kjaer. Ces accéléromètres ont une sensibilité de 98 pC/g (80 mV/g) et l'accélération maximale à laquelle ils peuvent être soumis est de 2000 g.

Leur bande passante de 0.1 à 4.8 kHz à 10% (0.2 à 3.5 kHz à 5%), est parfaitement adaptée au domaine fréquentiel de l'étude.

7.1.3 Enregistreur

Les mesures ont été effectuées avec un système d'acquisition de transitoires 32 voies différentielles synchrones ayant une fréquence d'échantillonnage de 1.2 MHz chacune. Ce système est muni de filtre anti-repliement avec une fréquence de coupure de 200 kHz. Il comporte également un étage de conditionnement de 32 voies (-12 dB à +42 dB). La résolution du système est de 16 bits théoriques (12 bits réels). Ce système possède aussi 4 voies de génération analogique. L'ensemble est piloté par un logiciel sous LABVIEW permettant :

- la gestion de l'ensemble des paramètres d'acquisition
- Le réglage des paramètres des voies
- La visualisation des signaux en temps et/ou en fréquence
- Le pointé des signaux sismiques
- L'enregistrement des signaux au format standard SEG2

7.1.4 Déclenchement

Le déclenchement de l'acquisition s'effectue de façon analogique par l'intermédiaire d'un capteur placé sur ou à proximité de chacune des sources et dont le signal est enregistré sur une trace.

Trois types de capteurs ont été utilisés :

- Capteur intégré au marteau instrumenté
- Capteur accélérométrique n°4381 Bruel&Kjaer
- Capteur piézoélectrique «Shock Sensor» Murata

L'estimation d'une courbe de dispersion des vitesses de phases employée pour la détermination de la zone endommagée par la méthode MASW, ne nécessite pas, contrairement à la sismique réfraction, une connaissance précise du temps zéro. Le pointé de celui-ci sur le signal délivré par le capteur fixé sur la masse ou le marteau montre une précision de l'ordre de 5 à 10 μ s.

7.2 Mesures effectuées sur le site du laboratoire de recherche souterrain du Mont Terri (Suisse)

L'URL du Mont Terri est une extension d'un tunnel de reconnaissance conçue à l'origine pour évaluer la géologie et les propriétés mécaniques des roches. Les différentes expérimentations effectuées dans cette galerie de reconnaissance, située dans une formation argileuse, avait comme finalité la construction d'un tunnel autoroutier. A l'ouverture

de ce dernier en 1998, la galerie de reconnaissance fut conservée afin de servir de galerie d'évacuation. Parallèlement à cela, l'excavation de plusieurs niches fut décidée afin de mener un programme de recherche visant à mieux comprendre les propriétés hydrogéologiques, mécaniques et chimiques de formations argileuses et évaluer comment ces dernières évoluent lors de l'excavation. L'ensemble des résultats ont pour but d'apporter des informations importantes sur la faisabilité d'un confinement de déchets radioactifs dans ce type de formation.

Les différentes expérimentations effectuées dans deux galeries de l'URL nommées EH et EZ-A ont pour but principal de caractériser la zone endommagée par le creusement en utilisant la méthode MASW (Multiple Acquisition of Surface Waves) et d'évaluer le potentiel de cette méthode pour différentes configurations (Dispositif plan sur le béton et dispositif en voûte sur la roche).

7.2.1 Dispositif plan sur le béton projeté dans la galerie EH

Une première phase de mesure consistait à effectuer des mesures sur le béton projeté recouvrant la galerie excavée. Ce type d'expérimentation a pour but d'évaluer la faisabilité de la méthode pour la détection de la zone endommagée par le creusement derrière une couche de béton projeté. Le dispositif employé est plan en paroi de la galerie et suivant la directrice de cette dernière. La figure 7.1 présente une photographie de la disposition des capteurs en paroi de la galerie.

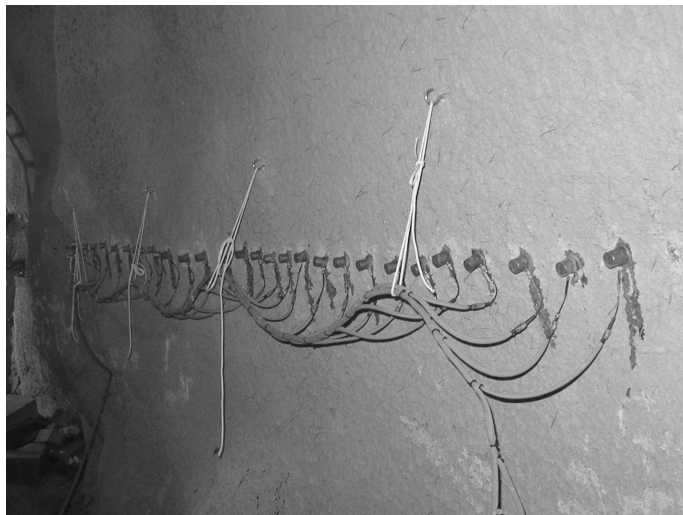


FIG. 7.1 – Photographie de la disposition des capteurs utilisés pour l'inspection de la paroi de la galerie bétonnée EH

7.2.1.1 Caractéristiques du dispositif

- Nombre de capteurs : 30
- Longueur totale : 2.90 m
- Intertrace moyen : 9.6 cm

6 points de tir ont été effectués : 2 tir à 2.90 m d'offset de chaque côté du profil, 2 tir à 1m d'offset, 2 tirs en bout

7.2.1.2 Qualité des enregistrements effectués

La surface sur laquelle sont répartis les accéléromètres est de bonne qualité avec de faibles variations topographiques. Les signaux, enregistrés suite à une frappe avec la massette métallique à 2.90 m du premier capteur, sont présentés figure 7.2. Ces derniers apparaissent de très bonne qualité et ne semblent pas, en apparence, présenter de fortes perturbations si ce n'est un rapport signal sur bruit assez faible, visible sur la dernière trace.

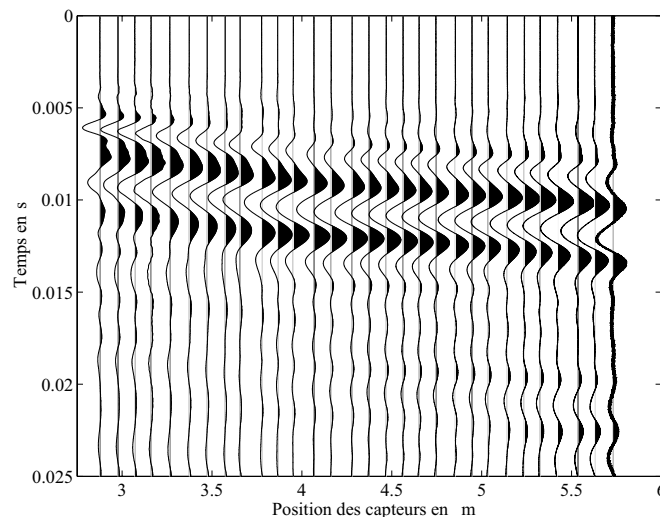


FIG. 7.2 – Sismogramme normalisé pour le dispositif horizontal sur le béton projeté

Le spectre des différentes traces, représentées sur la figure 7.2, est ensuite calculé afin d'évaluer la plage énergétique à l'intérieur de laquelle une interprétation des résultats est envisageable. La figure 7.2 indique clairement un maximum d'énergie située approximativement entre 200 Hz et 400 Hz, une lacune intervient ensuite aux alentours de 450 Hz avant de retrouver de nouveau une plage énergétique plus éparse et d'amplitude moindre entre 500 et 1000 Hz.

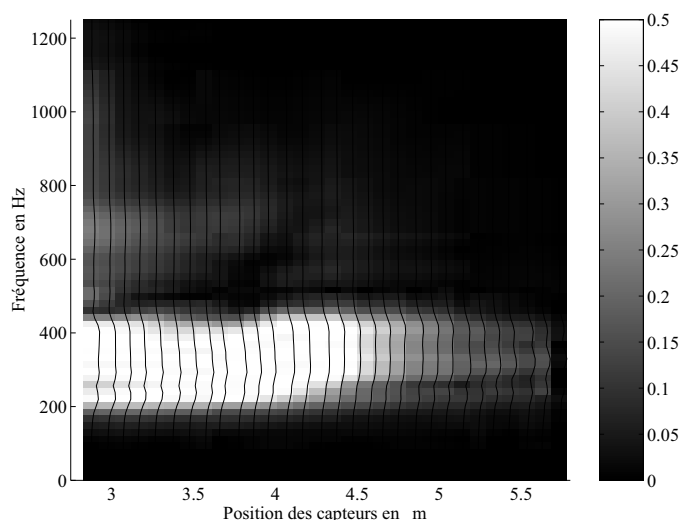


FIG. 7.3 – Spectrogramme normalisé pour le dispositif horizontal sur le béton projeté

7.2.1.3 Traitement du signal: obtention des courbes de dispersion

La dispersion est ensuite extraite des sismogrammes pour permettre l'inversion des données. Cette dernière est représentée sous la forme d'un diagramme de dispersion normalisé sur la figure 7.4. L'observation du pointé des maxima de ce diagramme indique trois zones séparées par deux discontinuités coïncidant avec des lacunes d'énergies décelables sur la figure 7.3. Une première, indiquant une vitesse décroissante de 1200 à 800 m.s^{-1} , est située entre 200 et 450 Hz. La seconde est tout d'abord décroissante entre 500 et 600 Hz puis croissante jusqu'à 750 Hz. Enfin, la dernière zone semble plus ou moins homogène autour de 1100 m.s^{-1} .

7.2.1.4 Interprétation et discussions

L'interprétation de cette courbe en terme de vitesse de propagation et d'épaisseur s'effectue ensuite par une inversion essai-erreur. Il est important d'avoir un maximum d'information *a priori* afin de contraindre au mieux le modèle et ainsi de converger plus rapidement vers le minimum global. Dans cette optique, des mesures destructives ont été réalisées en divers points du profil afin d'évaluer l'épaisseur de béton projeté sous-jacente. La figure 7.5 présente cette dernière mesurées en différents offsets.

Le fait que l'épaisseur de béton ne soit pas constante mais varie latéralement constitue une difficulté supplémentaire car l'inversion classique en onde de surface ne permet d'obtenir qu'une interprétation 1D du milieu sans comprendre les variations latérales du milieu. Différentes études ont été menées pour évaluer l'influence d'un pendage sur l'allure de la dispersion. Ainsi, [Bodet, 2005] étudia ce phénomène par le biais de modèles

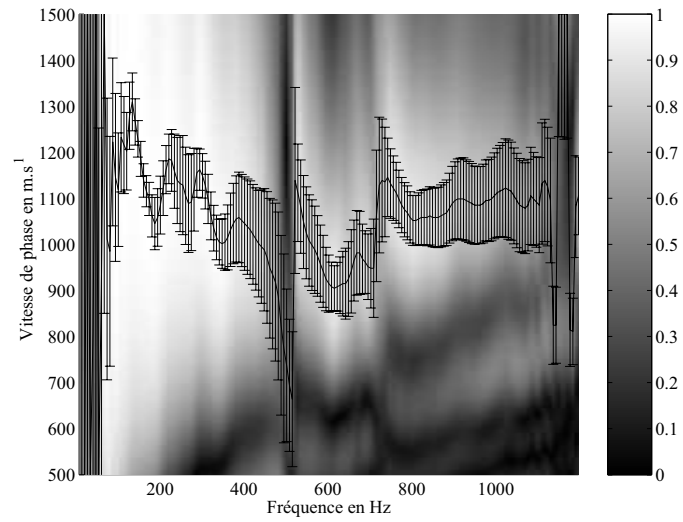


FIG. 7.4 – Diagramme de dispersion normalisé pour le dispositif horizontal sur le béton projeté

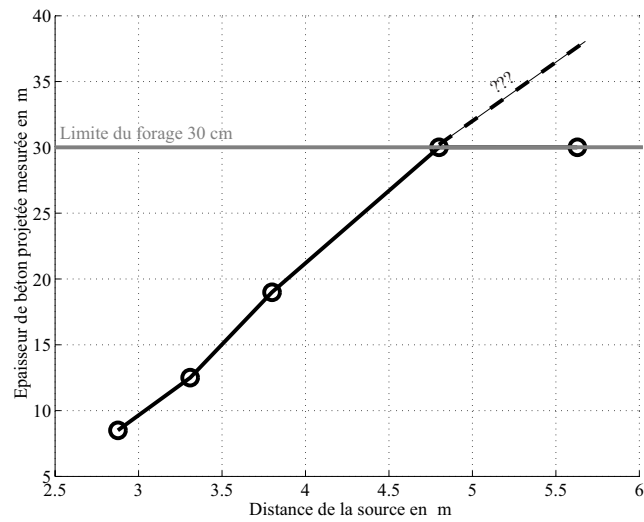


FIG. 7.5 – Épaisseur de béton mesurée en différent point du profil

réduits et numériques, et conclut que la courbe de dispersion expérimentale correspondant à un milieu penté est approximativement équivalente à celle calculée par un modèle 1D en utilisant l'épaisseur moyenne de la couche pentée située sous le profil. Reprenant ces conclusions, l'épaisseur de la couche de béton projeté moyenne, qui sera utilisée pour le modèle, a été estimée à 0.2 m.

Deux autres paramètres sont également connus. Tout d'abord la vitesse des ondes longitudinales dans le béton qui a été estimée à 4100 m.s^{-1} et le coefficient de Poisson ν qui, pour un béton classique, est égal à 0.22.

Des données pétrophysiques et hydrauliques mesurées sur des carottages des argilites du Mont Terri effectuées en différents endroits du tunnel, indiquent des vitesses moyennes des ondes L situées entre 2220 et 3000 m.s^{-1} et un rapport C_T/C_L à peu près égal à 0.5, c'est à dire un coefficient de Poisson moyen ν de 0.33. A partir de ces résultats, divers modèles numériques ont été calculés en faisant varier l'épaisseur et les caractéristiques mécaniques de la couche endommagée tout en fixant les caractéristiques mécaniques de l'encaissant (espace semi-infini) égales aux données pétrophysiques connues.

L'apport de ces données permet de mieux contraindre le problème inverse en se focalisant principalement sur la recherche de deux paramètres: la vitesse de propagation de l'onde transverse C_T et l'épaisseur de la couche endommagée

Ensuite des mesures des vitesses de propagation des ondes de volume effectuées en laboratoire sur des échantillons prélevés en divers endroits du site, ont permis d'identifier une vitesse des ondes longitudinales moyenne de l'encaissant C_L égale à 2700 m.s^{-1} .

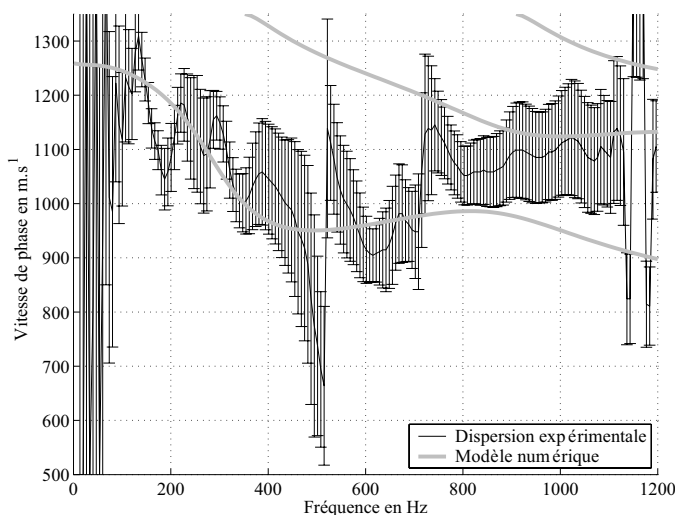


FIG. 7.6 – Comparaison entre la courbe de dispersion expérimentale et celle calculée pour le modèle 7.1

L'inversion débute alors en faisant varier les deux paramètres subsistants, jusqu'à ce

qu'une cohérence avec la courbe expérimentale soit obtenue. Les méthodes d'inversion classique, qui ne s'effectuent qu'en utilisant le mode fondamental du modèle numérique, ne peuvent pas être appliquées ici. Le milieu étant inversement dispersif, la vitesse de phase effective ne correspond plus uniquement à la vitesse de phase du mode fondamental mais, lorsque la fréquence augmente, à celles des modes supérieurs (Cf section 1.4.4).

La cohérence est obtenue pour un modèle 1D dont les caractéristiques sont décrites dans le tableau 7.1. la comparaison entre la courbe expérimentale et le «meilleur» résultat numérique est représentée sur la figure 7.6. L'observation de cette figure montre clairement que la courbe expérimentale coïncide avec le mode fondamental à basse fréquence (jusqu'à 700 Hz) puis avec le mode 1 lorsque la fréquence augmente (à partir de 900 Hz) soulignant l'aspect multimodal de la vitesse de phase expérimentale lorsque le milieu est inversement dispersif (Couche en surface plus «rapide» que les couches plus profondes).

Paramètres	Couche de béton	Couche «endommagée»	Roche saine
C_L en m.s^{-1}	4200	1600	2700
C_T en m.s^{-1}	2516	800	1350
ρ en kg.m^{-3}	2400	2400	2400
Épaisseur	0.2	0.85	∞

TAB. 7.1 – Valeur des paramètres du «meilleur» modèle, obtenu par l'inversion par essai-erreur, pour l'interprétation des résultats expérimentaux obtenus à partir du profil sur le béton

7.2.1.5 Conclusions

Les résultats obtenus et présentés au cours de cette section sont satisfaisants et très encourageants. Tout d'abord, l'interprétation de la courbe de dispersion montre une bonne cohérence avec l'information *a priori* mise à disposition. Enfin, la présence d'une couche plus rapide en surface (béton), qui est un facteur limitant l'utilisation de nombreuses méthodes géophysiques, n'est pas une contrainte dans ce cas précis. Ce dernier point fait de la méthode MASW, une technique potentielle d'auscultation permettant une localisation préalable des zones pour lesquelles une auscultation destructive pourra être menée. Ce type de couplage permettrait ainsi de limiter le nombre de forages à effectuer et de diminuer les coûts.

7.2.2 Dispositif en voûte, en saignée, dans la galerie EZ-A

Une deuxième phase de mesure a été réalisée dans une galerie parallèle à la précédente afin d'évaluer l'épaisseur de l'EDZ en voûte. Pour cela, une saignée, d'une largeur de 20 cm sur une longueur totale d'environ 9 m, a été effectuée dans le béton projeté afin pouvoir disposer les accéléromètres directement sur la roche. La figure 7.7 est une photographie présentant à la fois la saignée en voûte de la galerie EZ-A (à gauche) et la répartition des capteurs sur la roche (à droite).

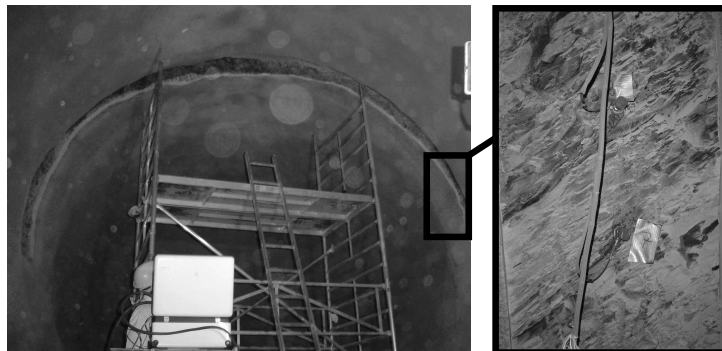


FIG. 7.7 – Photographie présentant la saignée en voûte de la galerie ED-Z (à gauche) et la position des capteurs sur la roche (à droite)

7.2.2.1 Caractéristiques du dispositif

- Nombre de capteurs : 30
- Longueur totale : 7.4 m
- Intertrace moyen : 0.25 cm
- 4 points de tirs ont été effectués : 2 à 1.5m d'offset et 2 en bouts.

La figure 7.8 est une représentation schématique en coupe de la répartition des accéléromètres et des points sources en voûte de la galerie. Cette dernière a été effectuée à partir du pointé topographique des capteurs et des sources. Cette connaissance de la position précise des capteurs et des sources a permis le calcul du rayon moyen de la voûte qui est approximativement égal à 2.5 m

7.2.2.2 Qualité des signaux enregistrés

Les enregistrements obtenus sont, en général, de bonne qualité. La surface, sur laquelle étaient répartis les accéléromètres, ne présentait que peu d'irrégularités topographiques. La roche, présentant une schistosité forte apparente, ne semblait visuellement que peu voire pas fracturée. La figure 7.9 présente un sismogramme normalisé pour un tir en bout effectué au niveau du capteur 1. La trace 15 (Offset 4 m) présente un dysfonctionnement, le signal observé est en fait un bruit numérique de très faibles amplitudes. La géométrie du dispositif (concave) entraîne une forte fuite d'énergie dans le milieu, celle-ci est observable au niveau des traces des derniers accéléromètres où le rapport signal/bruit diminue fortement.

Cette fuite d'énergie est encore plus visible sur le spectre des signaux temporels. Celui-ci est représenté de façon normalisé sur la figure 7.10 sous la forme d'un diagramme où les zones en blanc indiquent des fortes amplitudes du spectre. L'observation de cette figure montre clairement, par opposition avec la figure 7.3, que l'amplitude du spectre des traces diminue fortement au fur et à mesure de l'éloignement de la source. Le domaine fréquentiel

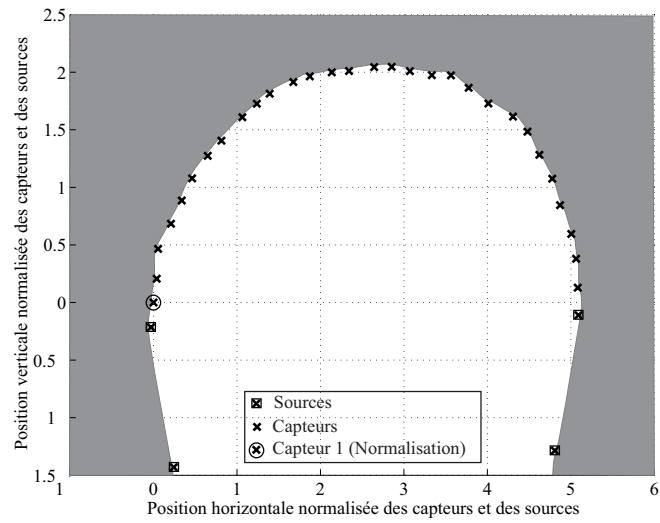


FIG. 7.8 – Représentation schématique de la position des capteurs et des points sources normalisée par rapport à la position du capteur 1 pour le dispositif en voûte

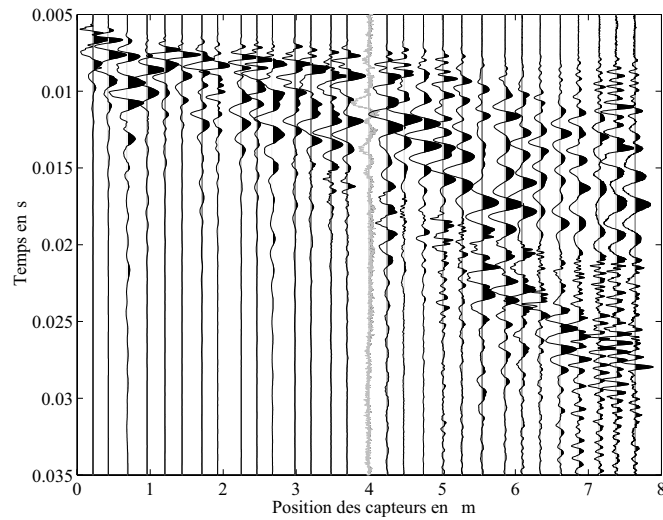


FIG. 7.9 – Sismogramme normalisé pour le dispositif en voûte. La trace grisée (trace 16) est éliminée pour le calcul de la dispersion

à l'intérieur duquel l'énergie est présente est par conséquent uniquement identifiable au niveau des premiers capteurs, c'est à dire jusqu'à environ 3 m de la source. Ainsi entre 0 et 3 m de la source, L'énergie est visible de façon éparse dans une plage fréquentielle située entre 300 et 1500 Hz

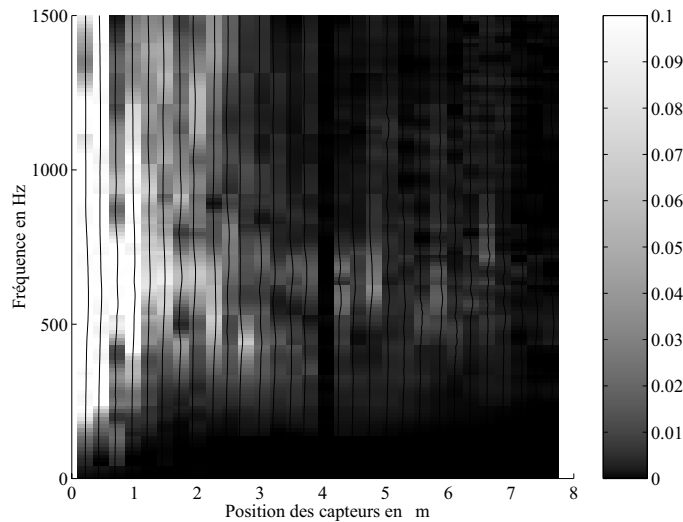


FIG. 7.10 – Spectrogramme normalisé pour le dispositif en voûte

7.2.2.3 Traitement du signal: obtention des courbes de dispersion

Le diagramme présenté figure 7.11 a été calculé à partir du sismogramme de la figure 7.9. La courbe de dispersion, pointée à partir de ce diagramme, est continue dans un intervalle de fréquence compris entre 300 et 600 Hz avec des valeurs de vitesses de phase comprises entre 600 et 800 m.s^{-1} , puis de nouveau entre 800 et 1200 Hz avec cette fois des vitesses de phase plus importantes comprises entre 800 et 1000 m.s^{-1} .

Si la première zone peut être identifiée comme correspondant au mode fondamental de l'onde de surface, l'identification de la deuxième zone est beaucoup plus complexe. Cette difficulté est liée au contraste de vitesse existant entre les deux zones, indiquant que la courbe continue haute fréquence correspond, soit au pointé d'un lobe secondaire de la transformée $p - \omega$, et dans ce cas l'information ne doit pas être prise en compte, ou soit au pointé d'un mode supérieur dont l'information peut contribuer à l'interprétation. Dans le doute, seule l'analyse de la continuité basse fréquence sera effectuée.

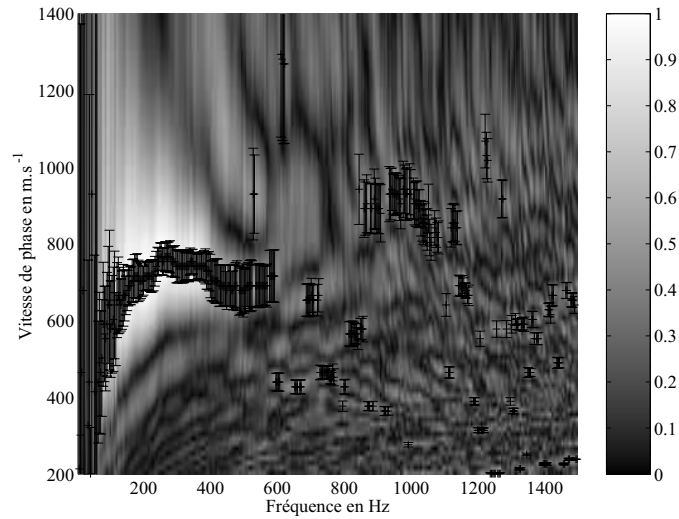


FIG. 7.11 – Diagramme de dispersion normalisé pour le dispositif en voûte

7.2.2.4 Interprétation et discussions

Les conclusions de mesures effectuées en sismique réfraction présentant un profil 2D à trois couches qui n'est pas présenté dans ce manuscrit, n'ont pas permis à cause, du nombre de couches trop important et de variations latérales des vitesses, l'utilisation de celui-ci comme point de départ de l'inversion.

Seules les données pétrophysiques et hydrauliques décrites dans la section précédente (section 7.2.1) sont utilisées comme l'information *a priori* définissant les caractéristiques de l'espace semi-infini. Une inversion par essai-erreur est ensuite effectuée afin d'évaluer le profil 1D en terme de vitesses de propagation des ondes transverses dans le milieu.

La figure 7.12 présente la comparaison entre le «meilleur» modèle numérique et la courbe de dispersion expérimentale. Les courbes numériques en gris ont été calculées en utilisant les paramètres décrits dans le tableau 7.2. Le mode fondamental apparaît clairement cohérent avec la première continuité basse fréquence. Le premier et le second mode ont également été représentés afin d'évaluer si la deuxième continuité entre 800 et 1200 peut être assimilée au pointé d'un mode supérieur. Cette continuité est située dans une zone où le premier et le second mode sont très proches et une cohérence existe avec le premier mode entre 800 et 900 Hz et entre 1000 et 1200 Hz, et avec le second mode entre 900 et 1000 Hz. Ces observations permettent d'émettre l'hypothèse que cette continuité correspond bien à un mode supérieur.

Paramètres	Couche «endommagée»	Roche saine
C_L en m.s^{-1}	1600	2900
C_T en m.s^{-1}	800	1450
ρ en kg.m^{-3}	2400	2400
Rayon	2.5	3.45

TAB. 7.2 – Valeur des paramètres du «meilleur» modèle pour l'interprétation des résultats expérimentaux obtenus à partir du profil en voûte

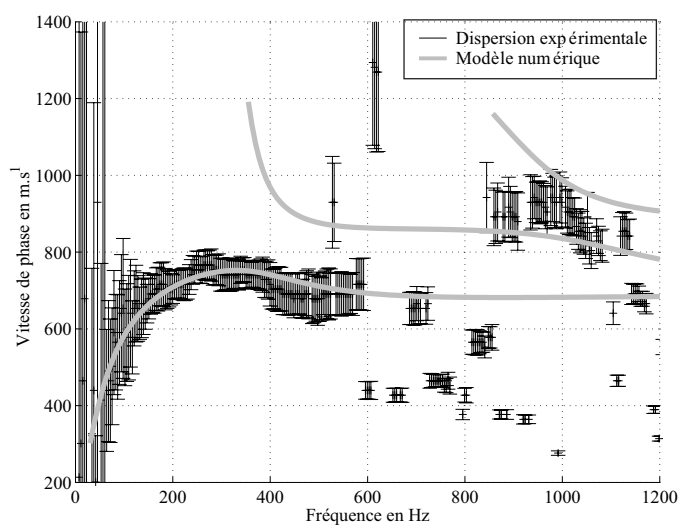


FIG. 7.12 – Comparaison entre la courbe de dispersion expérimentale et celle calculée pour le modèle 7.2

7.2.2.5 Conclusions

Ces premiers résultats obtenus dans une géométrie concave sont très encourageants. Les résultats expérimentaux ont pu être interprétés de manière cohérente en utilisant le modèle numérique développé dans ce manuscrit et ainsi confirmer la possibilité d'utiliser la méthode dans des géométries concaves.

7.3 Mesures sur le site du laboratoire de recherche souterrain de Meuse-Haute-Marne de l'ANDRA

Deux phases de mesure ont été effectuées sur le site de l'URL de Meuse-Haute-Marne. La première phase avec dispositif suivant la circonférence du puits d'accès au laboratoire et la seconde en utilisant un dispositif plan en radier de l'une des galeries du laboratoire. Dans chacune de ces phases, des mesures en sismique réfraction très haute résolution ont également été réalisées. Les différents profils issus de ces mesures ont été effectués par Olivier Magnin (Terraseis).

7.3.1 Dispositif circonférentiel dans le puits d'accès au laboratoire

Les premières expérimentations ont été réalisées dans le puits d'accès au laboratoire en utilisant un dispositif directement implanté sur la roche et suivant la circonférence. A la fin des mesures, un pointé topographique précis de la position de chacun des points sources et des capteurs a été effectué.

7.3.1.1 Caractéristiques du dispositif

- Nombre de capteurs : 25
- Longueur totale : 5.35 m
- Intertrace moyen : 22.2 cm

6 points de tir ont été effectués : 2 tirs à 2 m d'offset de chaque côté du profil, 2 tirs à 1 m d'offset, 2 tirs en bout

Une représentation en 3 dimensions du dispositif est matérialisée sur la figure 7.13 à gauche (courbe en noire). La courbe grisée, perpendiculaire à la courbe noire sur cette même figure, caractérise un dispositif de sismique réfraction. Les résultats de ces mesures de sismique réfraction sont présentés sous la forme d'un profil de vitesse de propagation des ondes longitudinales (Fig. 7.13 à droite).

La figure 7.14 est une représentation de la position des capteurs normalisée par le premier capteur dans le plan $x-y$ (C'est à dire le plan perpendiculaire à la ligne directrice du puits). Connaissant la position des capteurs et des points sources, le rayon moyen du puits a pu être calculé : $r_{moyen} = 3.84$ m. La flèche en noir schématise l'intersection du dispositif avec le profil de sismique refraction (en gris sur la figure 7.13)

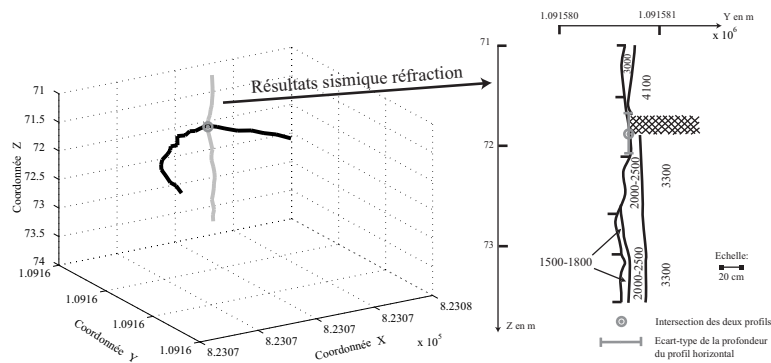


FIG. 7.13 – **A gauche** Plan de position en trois dimensions des profils effectués dans le puits d'accès **A droite** Profil de vitesses de propagation des ondes longitudinales issu de l'interprétation des mesures de sismique réfraction obtenues pour le dispositif vertical

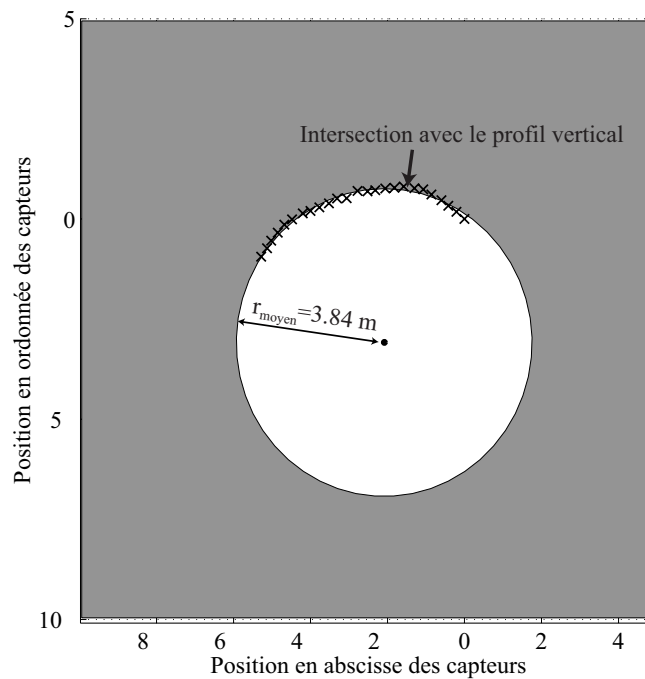


FIG. 7.14 – Représentation schématique de la position des capteurs normalisée par rapport à la position du capteur 1 pour le dispositif horizontal suivant la circonférence

7.3.1.2 Qualité des signaux enregistrés

Les enregistrements obtenus sont en général de bonne qualité. La surface, sur laquelle étaient répartis les accéléromètres, ne présentait que peu d'irrégularités topographiques. La roche ne semblait visuellement que peu voire pas fracturée. La figure 7.15 présente un sismogramme normalisé pour un tir à un 1 m du premier capteur. Sur cette figure, les amplitudes sont normalisées pour une meilleure représentation. Le rapport signal sur bruit est très bon, cependant les signaux enregistrés au niveau des voies 9, 17, 23, 24 et 25 présentent un aspect «sinusoïdal». Par prudence, ces signaux seront ignorés lors du calcul de la dispersion.

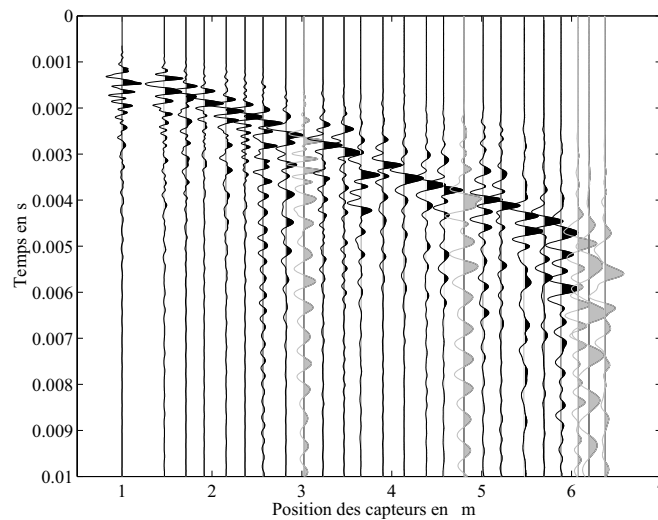


FIG. 7.15 – Sismogramme normalisé pour le dispositif suivant la circonférence du puits d'accès. Les traces grisées sont éliminées pour le calcul de la dispersion

Le spectre de ces signaux temporels est représenté sur la figure 7.16. La fuite d'énergie, du fait de la concavité de la structure, est encore observable dans ce cas (Cf. section 1.2.2 Fig. 7.10). L'amplitude du spectre diminue, en effet, rapidement au fur et à mesure de l'éloignement de la source. L'observation de cette figure montre également que l'énergie de l'onde de surface est présente sur une large bande fréquentielle comprise entre 1000 et 5000 Hz.

7.3.1.3 Traitement du signal: obtention des courbes de dispersion

La figure 7.17 représente le diagramme de dispersion calculé à partir du sismogramme représenté sur la figure 7.15. Le pointé des maxima est particulièrement net jusqu'à 2000 Hz. Passée cette fréquence, la distinction entre le lobe principal et les lobes secondaires est plus complexe entraînant une discontinuité de la courbe de dispersion.

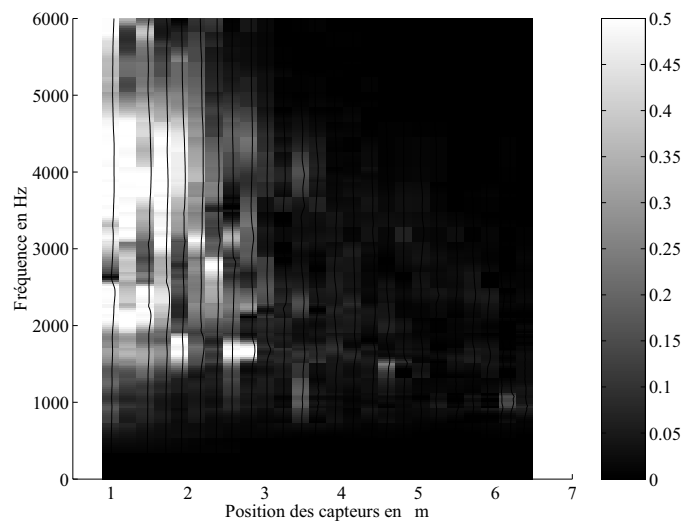


FIG. 7.16 – Spectrogramme normalisé pour le dispositif suivant la circonférence du puits d'accès

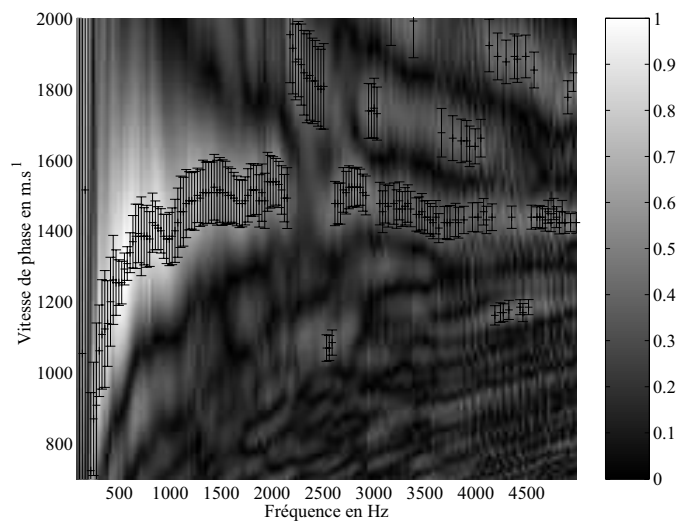


FIG. 7.17 – Diagramme de dispersion normalisé pour le dispositif suivant la circonférence du puits d'accès

Hormis les pointés de vitesses inférieures à 1250 m.s^{-1} qui correspondent à des artefacts numériques, deux segments de courbes sont discernables en plus de la courbe qui semble caractéristique du mode fondamental. Le premier est compris entre 2000 et 4000 Hz pour des vitesses décroissantes allant d'environ 2000 à 1650 m.s^{-1} et le second intervient à partir de 3000 jusqu'à 5000 Hz pour des vitesses s'échelonnant entre 2000 et 1800 m.s^{-1} .

En observant ces différents segments, il est très difficile de savoir si ces derniers correspondent à des modes supérieurs ou si ceux-ci sont des artefacts numériques caractéristiques de minima intermédiaires se répartissant de façon périodique autour du lobe principal.

7.3.1.4 Interprétation et discussions

Étant donnée la difficulté à déterminer l'existence ou non de mode supérieur sur le diagramme de dispersion, seul le mode fondamental sera inversé au cours de cette section. L'inversion s'effectue, comme dans les sections précédentes, par essai-erreur en s'appuyant, dans ce cas, sur le profil de la sismique réfraction présenté sur la figure 7.13 à droite. La difficulté réside, dans le fait, que le profil MASW est sécant avec le profil de sismique réfraction à un endroit où la vitesse de propagation des ondes longitudinales n'a pas pu clairement être identifiée. Une étude a donc été menée en prenant, tout d'abord, chaque valeurs limites du profil de vitesse:

- **C_L couche «endommagée»** comprise entre 2000 et 3000 m.s^{-1}
- **Épaisseur couche «endommagée»** comprise entre 5 et 20 cm
- **C_L roche saine** comprise entre 3300 et 4100 m.s^{-1}

Puis des courbes de dispersion numériques sont calculées en faisant varier les différents paramètres (C_L en conservant un coefficient de Poisson constant et l'épaisseur de la couche endommagée) jusqu'à minimisation de l'erreur entre ces dernières et la courbe de dispersion expérimentale.

La figure 7.18 présente une comparaison entre la courbe de dispersion expérimentale (en noir) et le meilleur résultat numérique obtenu (en gris). Le mode fondamental de cette courbe de dispersion numérique, calculée en utilisant les paramètres décrits dans le tableau 7.3, semble particulièrement cohérente avec la courbe de dispersion expérimentale pour des fréquences supérieures à 750 Hz ¹. Le premier mode de la courbe de dispersion numérique a été représenté afin d'évaluer si ce dernier coïncide avec l'un des deux segments décrits précédemment. La proximité en terme de vitesse ainsi que «l'allure» ressemblante entre le premier mode numérique et le premier segment pointé laisse présager que ce dernier pourrait bien correspondre au premier mode expérimentale.

1. L'énergie de l'onde de surface est négligeable pour les fréquences inférieures à 750 Hz , la courbe expérimentale n'est plus interprétable dans ce domaine car elle peut comporter des erreurs trop importantes

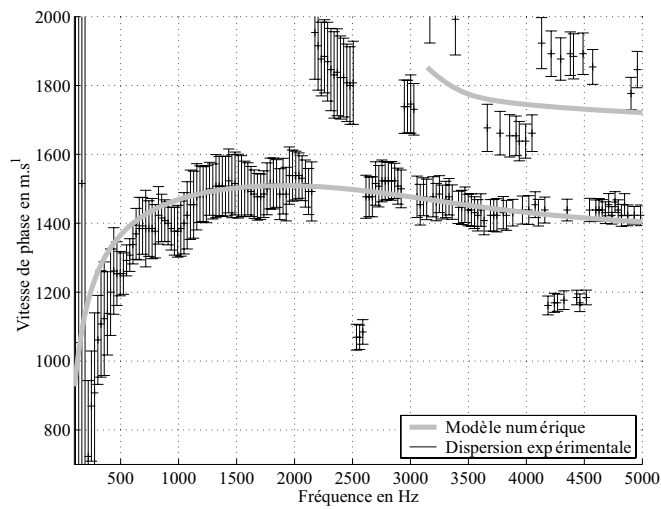


FIG. 7.18 – Comparaison entre la courbe de dispersion expérimentale et celle calculée pour le modèle décrit dans le tableau 7.3

Paramètres	Couche «endommagée»	Roche saine
C_L en $m.s^{-1}$	3000	3700
C_T en $m.s^{-1}$	1500	1850
ρ en $kg.m^{-3}$	2400	2400
Rayon	3.84	4.00

TAB. 7.3 – Valeur des paramètres du «meilleur» modèle pour l'interprétation des résultats expérimentaux obtenus à partir du profil suivant la circonférence dans le puits d'accès de l'URL Meuse-Haute-Marne

7.3.1.5 Conclusions

Les résultats obtenus de l'interprétation MASW sont cohérents avec le profil de vitesse établi suite aux mesures de sismique réfraction. Cette cohérence confirme encore plus la validité du problème direct détaillé dans les chapitres précédents.

7.3.2 Dispositif dans des saignées en radier dans la galerie KEY

La figure 7.19 présente le positionnement des deux dispositifs, en gris clair sur la figure, effectués en radier de la galerie KEY de l'URL de Meuse-Haute-Marne. Pour chacun des deux dispositifs, des mesures MASW et de sismiques réfraction ont été effectuées. Les premières mesures ont été effectuées entre les cintres de soutien métallique, rectangles hachurés sur la figure, 26 et 27 et les secondes entre les cintres 18 et 19.

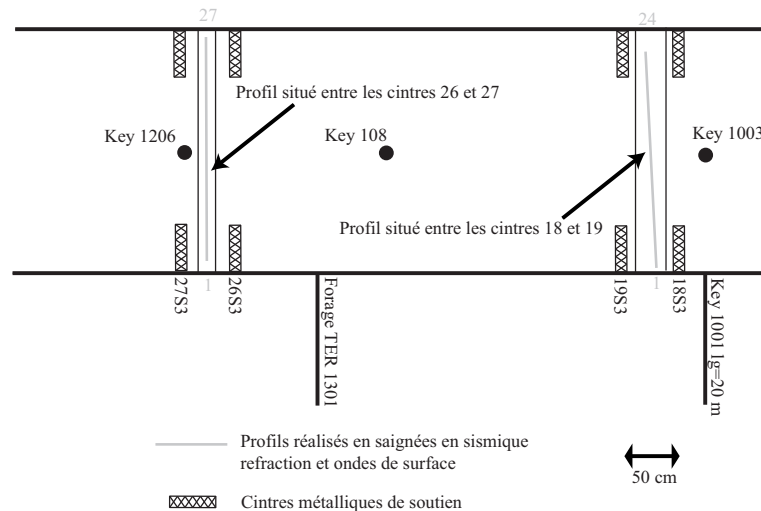


FIG. 7.19 – Plan de position des profils effectués dans les saignées en radier

La figure 7.20 présente les profils en terme de vitesses de propagation des ondes longitudinales issus de l'interprétation des mesures de sismique réfraction. L'observation de ces deux profils permet de distinguer l'existence d'une variation latérale significative de l'épaisseur de la couche endommagée pour le profil situé entre les cintres 18 et 19 (cette variation est par contre négligeable pour le profil situé entre les cintres 26 et 27). Cette dernière se caractérise par une diminution de l'épaisseur des deux premières couches entre les capteurs 7 et 21. Une telle variation peut complexifier l'interprétation des données MASW par les méthodes classiquement employées en milieu plan.

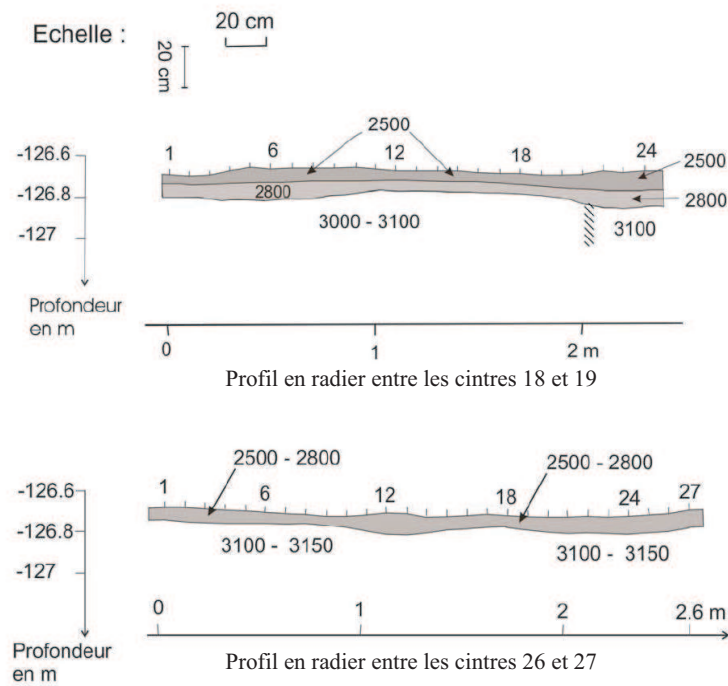


FIG. 7.20 – Profil en terme de vitesses de propagation des ondes longitudinales. **En haut:** Profil entre les cintres 18 et 19. **En bas:** Profil entre les cintres 26 et 27

7.3.2.1 Description du dispositif d'acquisition

Les mesures sismique réfraction et MASW ont été effectuées directement sur le rocher dans deux fenêtres découpées dans la dalle béton du radier. A l'intérieur des deux saignées, environ 10 cm de rocher très délité et décollé ont dû être enlevés afin de permettre la mise en place des accéléromètres sur un terrain suffisamment cohérent pour permettre l'enregistrement d'un signal sismique de bonne qualité. La flûte microdot se connectant directement aux conditionneurs de signaux, l'ensemble du système d'acquisition a été installé à proximité des profils. La figure 7.21 est une photographie présentant le système d'acquisition ainsi que les capteurs installés dans la saignée située entre les cintres 18-19.

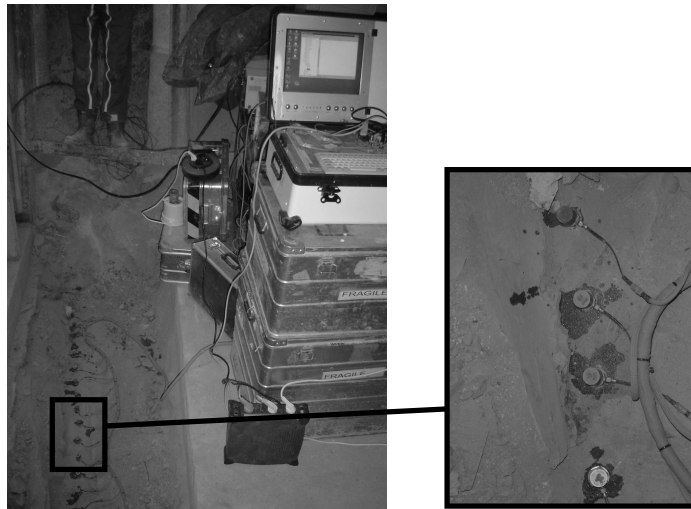


FIG. 7.21 – Photographie du dispositif effectué en radier dans la saignée située entre les cintres 18 et 19

7.3.2.2 Qualité des signaux enregistrés

Les figures 7.22 et 7.23 présentent les sismogrammes normalisés obtenus en utilisant la massette métallique pour les dispositifs en radier respectivement situés entre les cintres 18-19 et 26-27.

Si les signaux sont de bonne qualité pour le profil situé entre les cintres 26-27 (Fig. 7.23), les enregistrements du profil 18-19 (Fig. 7.22) apparaissent beaucoup plus perturbés. L'observation de la figure 7.22 montre ainsi des décalages enregistrés notamment au niveau des capteurs 6 et 7 (0.6 et 0.7 m de la source) et, 21 et 22 (2.1 et 2.2 m de la source). Ces décalages temporels entre les signaux peuvent être mis en parallèle avec les variations latérales d'épaisseurs des deux premières couches mises en évidence par la sismique réfraction (Cf figure 7.20). La baisse de la qualité au niveau de ces capteurs

peut également être liée à différents facteurs comme par exemple un mauvais couplage entre l'accéléromètre et la roche ou alors la fixation du capteur sur un fragment de roche déconsolidé du socle.

Afin d'améliorer le calcul ultérieur de la dispersion, différents traitements préliminaires sur les sismogrammes ont été réalisés. Tout d'abord, un fenêtrage temporel a été effectué pour délimiter la composante onde de surface. Le type de fenêtre employé dans ce cas est une fenêtre de Tuckey, précédemment décrite dans le chapitre 6. Ce fenêtrage est représenté schématiquement sur les figures 7.22 et 7.23, la partie non-grisée correspondant au signal utilisé pour le calcul de la dispersion. Enfin, les traces de « faibles qualités », pouvant perturber le calcul du diagramme de dispersion, ne seront pas utilisées pour le calcul de la dispersion. Les traces 6, 7, 18, 20, 21, 22 et 23 ont ainsi été éliminées sur la figure 7.22 et seule la trace 12 n'est pas conservée sur la figure 7.23.

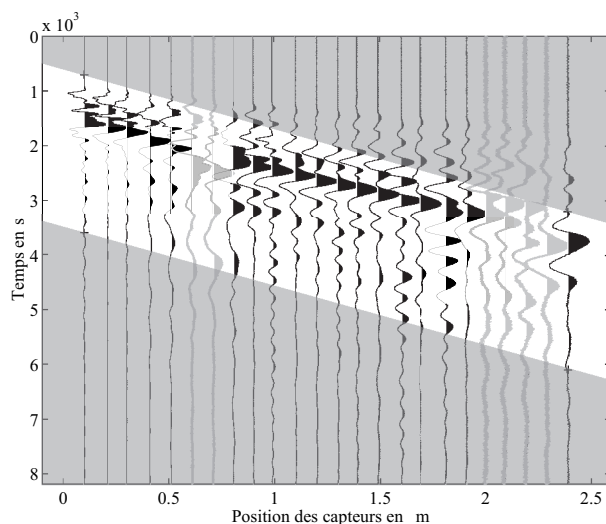


FIG. 7.22 – Sismogramme normalisée obtenue pour le dispositif en radier dans la saignée située entre les cintres 18 et 19. Les parties grisées désignent schématiquement le fenêtrage effectué sur les signaux et les traces grisées sont éliminées pour le calcul de la dispersion

Le contenu fréquentiel des deux sismogrammes fenêtrés, présentés figure 7.22 et 7.23, est représenté sur les figures 7.24 et 7.25. Pour le profil 18-19 (Fig. 7.24), deux lobes de fortes amplitudes sont observables, l'un pour des fréquences comprises entre 500 et 1500 Hz et l'autre entre 2500 et 3500 Hz. L'énergie maximale est concentrée en un seul lobe dense localisé entre les fréquences 500 Hz et 3000 Hz pour le profil 26-27 (Fig. 7.25).

7.3.2.3 Traitement du signal: obtention des courbes de dispersion

Les figures 7.26 et 7.27 correspondent respectivement aux diagrammes de dispersion calculés à partir des sismogrammes fenêtrés des profils 18-19 et 26-27. Deux courbes de

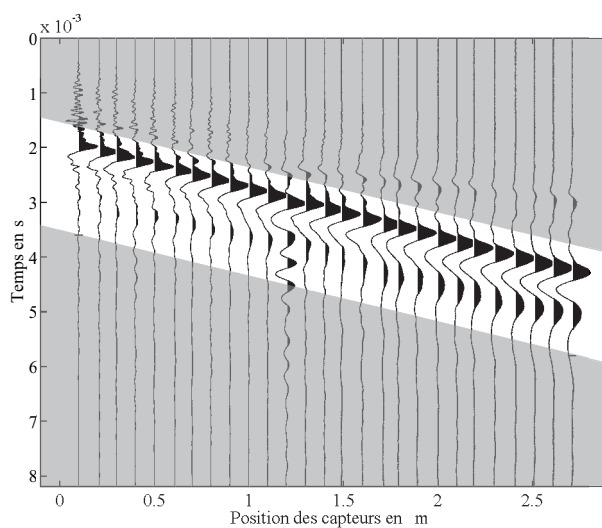


FIG. 7.23 – Sismogramme normalisée obtenu pour le dispositif en radier dans la saignée située entre les cintres 26 et 27. Les parties grisées désignent schématiquement le fenêtrage effectué sur les signaux

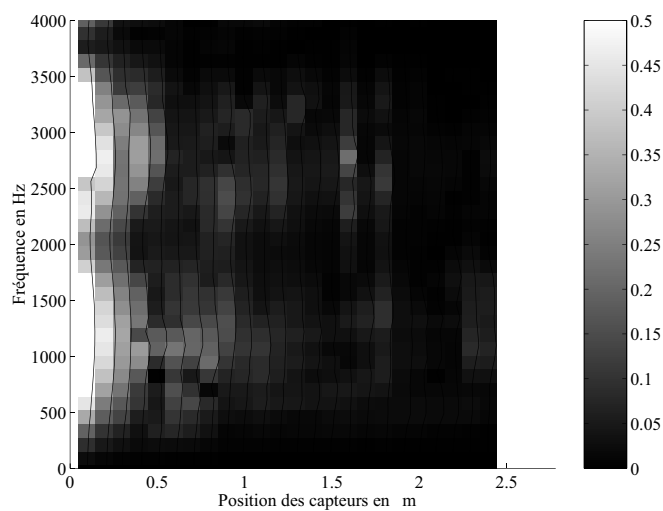


FIG. 7.24 – Spectre normalisé calculé à partir du sismogramme fenêtré représenté sur la figure 7.22 pour le dispositif en radier dans la saignée située entre les cintres 18 et 19

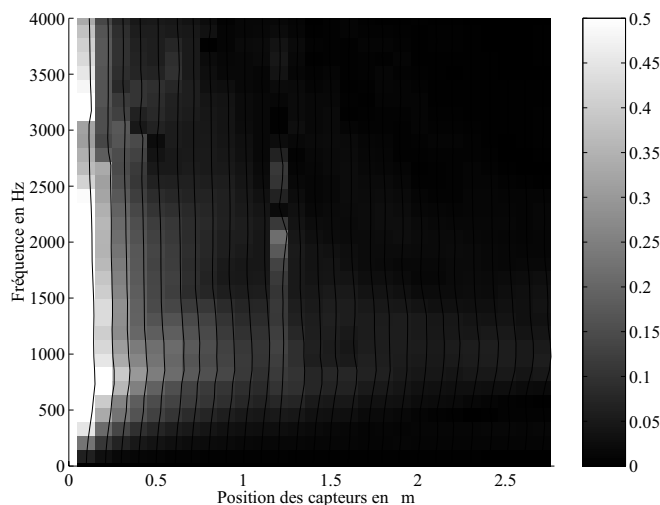


FIG. 7.25 – Spectre normalisé calculé à partir du sismogramme fenêtré représenté sur la figure 7.23 pour le dispositif en radier dans la saignée située entre les cintres 26 et 27

vitesse de phase sont visibles sur chacune des figures. Les plus claires correspondent aux courbes de dispersion calculées sans aucun traitement sur les sismogrammes, alors que les plus sombres sont celles dérivées des sismogrammes fenêtrés. Il apparaît que le traitement préliminaire du signal a permis une amélioration de la résolution se caractérisant par une diminution de l'amplitude des barres d'erreurs.

La comparaison de ces deux figures dans leur domaine fréquentiel énergétique respectif, c'est à dire pour les fréquences supérieures à 500 Hz, indique une plus faible résolution du diagramme pour le profil 18-19. Elle est vraisemblablement liée à la qualité moindre des signaux enregistrés. Les maxima sont, en effet, moins bien localisés avec une erreur plus grande, et des oscillations de la courbe de dispersion plus importantes. Dans les deux cas, les variations observées en deçà de 500 Hz ne seront pas interprétées. En effet, les signaux dans cette partie spectrale ne sont que très faiblement énergétiques et ils correspondent, de plus, à des longueurs d'onde pluri-métriques dont le comportement interfère vraisemblablement avec les dimensions latérales de la galerie. L'observation de ces deux figures (au delà de 500 Hz) montre, à première vue, dans les deux cas, une diminution de la vitesse de propagation avec la fréquence jusqu'à un minimum puis une augmentation lente et continue. De telles représentations sont typiques d'un milieu inversement dispersif (présence en profondeur d'une couche dotée des vitesses de propagation plus faibles que son environnement).

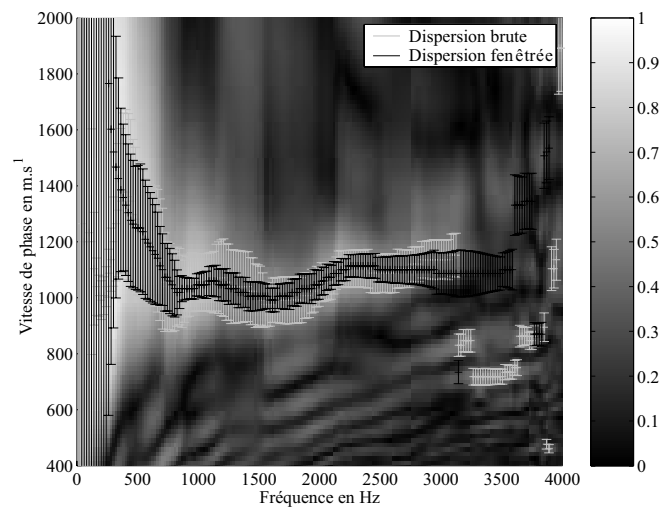


FIG. 7.26 – Diagramme de dispersion normalisée calculé à partir du sismogramme fenêtré représenté sur la figure 7.22 pour le dispositif en radier dans la saignée située entre les cintres 18 et 19. La courbe en gris clair désigne le pointé des maxima effectué sur le diagramme de dispersion des signaux bruts, alors que la courbe noire correspond à celui effectué pour les signaux fenêtrés

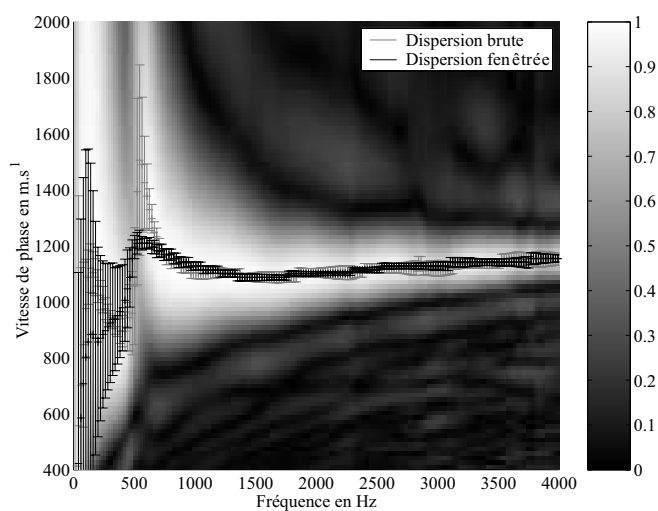


FIG. 7.27 – Diagramme de dispersion normalisée calculé à partir du sismogramme fenêtré représenté sur la figure 7.23 pour le dispositif en radier dans la saignée située entre les cintres 26 et 27. La courbe en gris clair désigne le pointé des maxima effectué sur le diagramme de dispersion des signaux bruts, alors que la courbe noire correspond à celui effectués pour les signaux fenêtrés

7.3.2.4 Inversion du profil 26-27

L'objectif est de pouvoir, à partir des données de dispersion, caractériser en profondeur le milieu en terme de valeur de vitesse de propagation d'onde de cisaillement. Une technique d'inversion linéarisée itérative par moindres carrées pondérées, développée par Herrmann [Herrmann, 2002a], est employée.

Le modèle initial utilisé pour cette inversion est un modèle à 7 couches d'épaisseurs égales, basé sur les valeurs de vitesses de propagation en onde L obtenue par la sismique réfraction et en prenant un coefficient de Poisson égale à 0.33.

Les résultats sont présentés sur la figure 7.28. La figure en haut à gauche décrit le profil 1D avec en pointillé le modèle initial décrit ci-dessus et en trait plein le modèle obtenu en fin d'inversion. Celle en haut à droite présente la courbe de dispersion expérimentale avec ses barres d'erreur et la courbe de dispersion calculée à partir du modèle final. Les autres figures représentent l'erreur résiduelle, les perturbations du modèle à chaque itération, les profils et les courbes de dispersion numériques issus des modèles intermédiaires.

La matrice de résolution \mathbf{R} est représentée figure 7.28 en bas à droite. Cette dernière est définie telle que:

$$p = \mathbf{R}p_s \quad (7.1)$$

Dans l'équation (7.1) p_s représente le modèle estimé et p le véritable modèle. Ainsi plus \mathbf{R} est proche de la matrice identité, meilleure est la solution du problème. Une représentation normalisée des valeurs de cette matrice permet donc d'évaluer la résolution de chaque valeur de vitesse estimée.

L'observation de la matrice de résolution indique une bonne résolution du problème. Le profil obtenu par l'inversion montre ainsi caractéristiquement quatre zones :

- Première couche en surface d'une épaisseur de 9 cm et une vitesse d'onde de cisaillement C_T égale à 1150 m.s⁻¹
- Deuxième couche d'une épaisseur de 9 cm et une vitesse C_T égale à 1400 m.s⁻¹
- Une zone décomprimée avec des vitesses plus faibles C_T oscillant entre 900 et 1150 m.s⁻¹ sur une épaisseur de à peu près 35 cm
- Le milieu semi-infini présentant une vitesse 1550 m.s⁻¹

Les résultats obtenus en terme de vitesse de propagation et d'épaisseur pour les deux premières couches et en terme de vitesse de propagation dans l'espace semi-infini sont en adéquation avec les résultats obtenus en sismique réfraction (Cf. figure 7.20 en bas). Par contre, une zone décomprimée sur une épaisseur assez importante est mise en évidence par l'intermédiaire de l'étude de la dispersion. Cette zone décomprimée présentant des vitesses plus faibles par rapport aux couches sur et sous jacentes ne peut pas être identifiée par l'utilisation unique de la sismique réfraction.

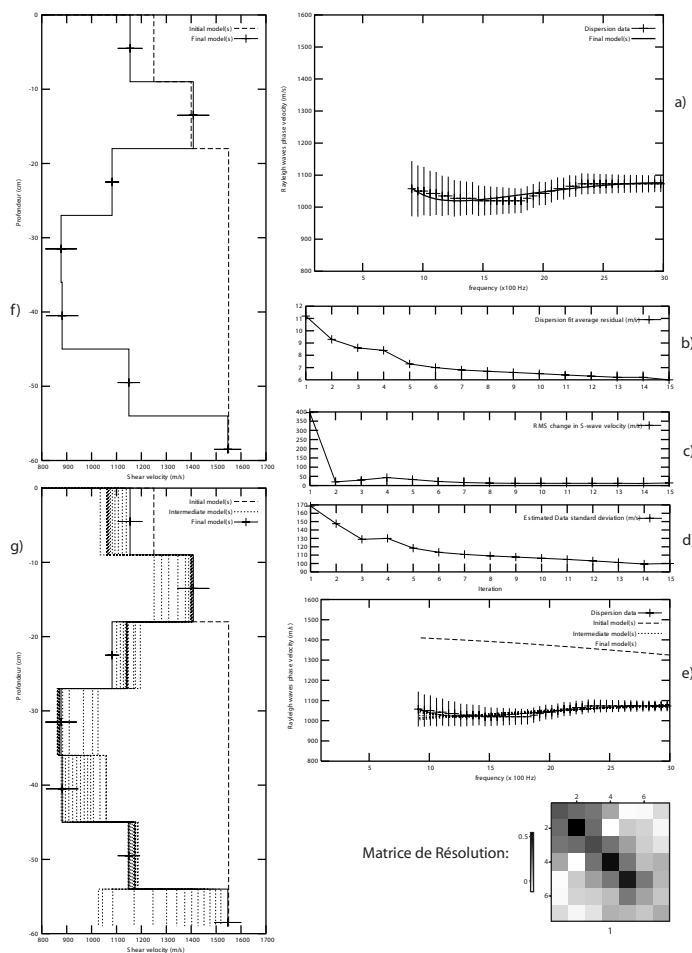


FIG. 7.28 – Résultat de l'inversion linéarisée du profil effectué dans la saignée située entre les cintres 26-27. **a)** Comparaison de la vitesse de phase expérimentale et ses barres d'erreurs avec la vitesse de phase modale numérique du modèle final. **b)** Evolution de l'erreur résiduelle moyenne à chaque itération. **c)** Evolution des perturbations moyenne à chaque itération. **d)** Evolution de l'écart-type moyen à chaque itération. **d)** Comparaison de la vitesse de phase expérimentale et ses barres d'erreurs avec la vitesse de phase modale numérique du modèle final. **e)** Comparaison de la vitesse de phase expérimentale et ses barres d'erreurs avec les vitesses de phase modales numériques des différents modèles calculés. **f)** Profil de la vitesse de propagation des ondes transverses en fonction de la profondeur des modèles initiaux et finaux **g)** Profil de la vitesse de propagation des ondes transverses en fonction de la profondeur de tout les modèles calculés

7.3.2.5 Inversion du profil 18-19

De la même manière que pour le profil 26-27, la technique d'inversion linéarisée itérative par moindres carrées pondérées d'Herrmann a été employée. L'emploi de cette technique n'a, malheureusement, pas permis d'aboutir à un résultat cohérent étant donné l'aspect multimodal de la vitesse de phase obtenue expérimentalement (les raisons de l'échec de cette technique seront expliquées plus précisément par la suite). Une inversion par essai-erreur a donc été effectuée en se basant à la fois sur les résultats de la sismique réfraction (Vitesse de propagation des ondes longitudinales connues sur les premières épaisseurs Cf. Fig. 7.20 en haut) et sur ceux de la MASW effectuées entre les cintres 26 et 27 (présence d'une zone décomprimée Cf. Fig 7.28).

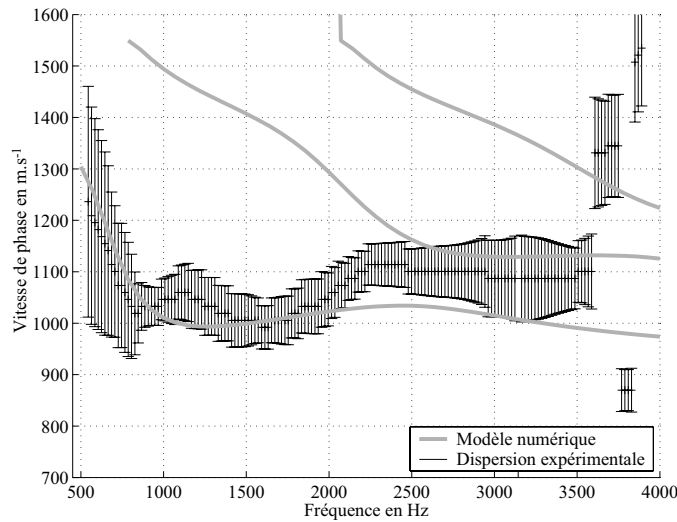


FIG. 7.29 – Comparaison entre la courbe de dispersion expérimentale et celle calculée pour le modèle représentée par la figure 7.30

La figure 7.18 présente une comparaison entre la courbe de dispersion expérimentale (en noir) et le meilleur résultat numérique obtenu (en gris). Ce résultat numérique est obtenu en utilisant le profil décrit par la figure 7.30.

Le mode fondamental de cette courbe de dispersion numérique, calculée en utilisant le profil de vitesse définis par la figure 7.30, semble, tout d'abord, coïncider avec la courbe de dispersion expérimentale entre 500 et 1900 Hz avant de diverger. Le premier mode de la courbe de dispersion numérique est ensuite cohérent avec la courbe expérimentale entre 2500 et 3500 Hz. Entre 1900 et 2500 Hz, aucun de ces deux modes ne coïncide avec la courbe expérimentale. L'observation du spectre, représenté sur la figure 7.24, a caractérisé une lacune d'énergie localisée précisément dans ce domaine fréquentiel.

Ce type de saut mode est caractéristique d'un milieu inversement dispersif, la vitesse

de phase effective ne dépendant plus uniquement de la vitesse du mode fondamental mais également de celles des modes supérieurs. L'aspect multimodale de cette vitesse de phase effective explique pourquoi l'inversion linéarisée de Herrmann n'a pas pu aboutir. Cette dernière part du principe que la vitesse de phase effective ne dépend que de la vitesse du mode fondamental de mode de propagation.

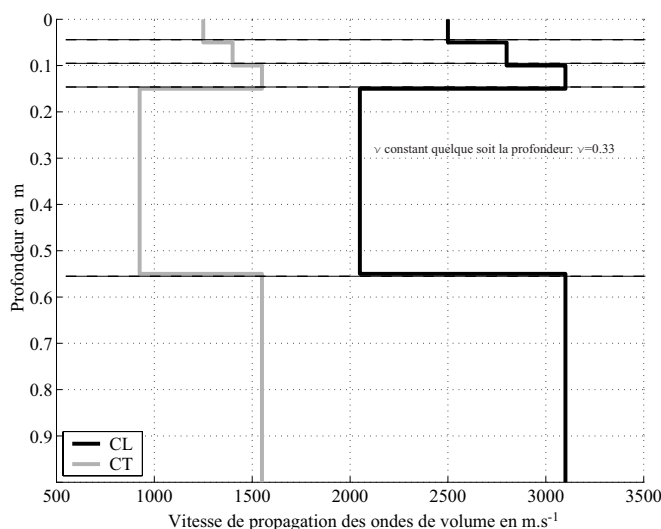


FIG. 7.30 – Représentation schématique du «meilleur» modèle déterminé par l'inversion par essai-erreur pour le profil situé entre les cintres 18-19

En observant la figure 7.30, des similitudes sont observables entre ce profil et celui obtenu par le biais du dispositif 26-27. En effet, sur les premiers centimètres (15 cm), une augmentation des vitesses avec la profondeur est observable, avant l'apparition d'une zone décomprimée présentant des vitesses plus faible sur 40 cm. Enfin le socle rocheux sain est visible à partir d'une profondeur équivalente à 55 cm. De plus ces résultats sont particulièrement cohérents avec ceux de la sismique réfraction (Fig. 7.20 en haut).

7.4 Conclusions

Les différentes expérimentations présentées dans cette section propose un aperçu assez vaste des différentes configurations d'utilisation de la méthode MASW pour la détermination de zone endommagée par le creusement d'ouvrage souterrain.

Cette technique couplée avec de la sismique réfraction (qui utilise le même dispositif) a fourni une bonne interprétation des différents milieux auscultés en terme de vitesse de propagation des ondes transverses qui est un paramètre difficile et surtout coûteux à déterminer. Le couplage avec la sismique réfraction est important car cette méthode

apporte une information importante permettant de restreindre le nombre de paramètres pour la résolution du problème inverse de la MASW et la MASW fournit des données dans certains cas où la sismique réfraction n'est plus efficace (Milieu inversement dispersif Cf. sections 7.2.1 et 7.3.2).

Dans chacun des cas traités dans cette section, les résultats entre sismique réfraction et MASW sont cohérents même pour les dispositifs suivant la circonférence.

Chapitre 8

Conclusion

La majeure partie de l'électricité produite en France est issue des centrales nucléaires. Ce mode de production engendre une production de déchets hautement radioactifs dont le traitement posent de gros problèmes aux pouvoirs publics. En effet, la radioactivité de ces déchets, dits à vie longue, s'étend sur des périodes très importantes allant jusqu'à plusieurs millions d'années.

L'axe 2 de la loi Bataille prévoit l'étude de la faisabilité du stockage de déchets radioactifs en formation profonde. L'objectif étant, par des recherches scientifiques variées, d'évaluer la possibilité d'un confinement à long terme de déchets à vie longue et d'évaluer l'éventuel impact de cet enfouissement sur l'environnement à long terme.

Une partie de ces recherche visent à évaluer l'endommagement subi par la roche hôte suite au creusement du site d'enfouissement en formation profonde. Cette endommagement généralement qualifié d'EDZ (Excavated Disturbed ou Damaged Zone) se caractérise par une fracturation interconnectée facilitant une circulation d'eau souterraine et pouvant engendrer une dispersion des radionucléides dans la roche hôte et ainsi une pollution environnementale.

Un axe de recherche pour estimer l'extension et l'ampleur de l'EDZ est l'utilisation des méthodes géophysiques et en particulier des méthodes sismiques [Cabrera *et al.*, 1999], [Schuster *et al.*, 2001]. L'EDZ est, dans ce dernier cas, estimée en évaluant la variation de la vitesse de propagation des ondes sismiques se propageant dans le matériau à proximité immédiate de la galerie de stockage par rapport à celle de la roche hôte.

8.1 Rappel de la problématique

La méthode proposée dans cette thèse consiste à estimer l'épaisseur et l'ampleur de l'endommagement en analysant la dispersion des ondes de surface. Cette technique appelée MASW (Multichannel Acquisition of Surface Waves), totalement non destructive,

permet d'obtenir un profil 1D des vitesses de propagation des ondes transverses dans le milieu [Park *et al.*, 1999]. Le dispositif d'acquisition étant similaire à celui employé en sismique réfraction très haute résolution, des profils des vitesses de propagation des ondes longitudinales peuvent également être obtenus apportant une information supplémentaire sur la nature du milieu.

Le travail principal de la thèse a été de transposer la méthode MASW à un environnement confiné de type tunnel ou galerie présentant une géométrie complexe composée d'angle et de surface concave. Cette étude s'est focalisée sur l'étude des ondes de surface se propageant suivant la circonférence d'une surface concave afin de pouvoir interpréter les données issues, par exemple, d'un dispositif situé en voûte d'une galerie.

Classiquement la MASW est employée en milieu plan tabulaire, la réponse du sol à un ébranlement mécanique est enregistrée par des capteurs répartis suivant un profil. Les signaux temporels sont ensuite traités afin d'extraire une représentation de la vitesse de phase de l'onde de surface en fonction de la fréquence.

Cette courbe de dispersion reflète l'inhomogénéité en profondeur du matériau, les basses fréquences (grandes longueurs d'ondes) de l'onde de surface se propage dans la roche hôte non altérée par le creusement avec une vitesse supérieure aux hautes fréquences (petites longueurs d'ondes) se propageant superficiellement dans l'EDZ.

Un profil 1D des vitesses de propagation des ondes transverses est obtenu par inversion de la courbe de dispersion expérimentale. Schématiquement l'inversion consiste à minimiser une fonction erreur entre la courbe de dispersion expérimentale et celles calculées pour divers profils 1D des vitesses de propagation des ondes transverses [Dorman et Ewing, 1962].

Ce type d'inversion n'est pas applicable en milieu concave car il n'existe pas d'algorithme permettant de calculer des courbes de dispersion numérique dans ce type de géométrie. Un des apports majeurs de la thèse a consisté à établir une relation de dispersion pour un milieu «bicouche» concave en se basant sur les travaux effectués par [Viktorov, 1967] et [Liu et Qu, 1998] respectivement dans un espace semi-infini concave et dans un anneau et en s'inspirant des approches employées en milieu tabulaire par [Haskell, 1953] et [Lowe, 1992].

8.2 Résultats obtenus pendant la thèse

Les premières modélisations de la dispersion des ondes de surface se propageant circonférentiellement ont été effectuées dans un espace semi-infini concave afin d'évaluer l'effet de la courbure sur la dispersion. En milieu plan, la vitesse de phase est constante et directement reliée à la vitesse de propagation des ondes transverses. L'effet de la courbure se matérialise par une importante sous évaluation de la vitesse de phase à basse fréquence. Ce phénomène est du au fait que les grandes longueurs d'ondes de l'onde de surface circonférentielle parcourt, du fait de la courbure, une distance beaucoup plus

importante en profondeur que les petites longueurs d'onde se propageant à proximité immédiate de la cavité cylindrique (en milieu plan, cette distance reste constante quelque soit la longueur d'onde de l'onde de surface).

Ces modélisations ont permis également d'observer une atténuation qui n'existe pas en milieu plan. Cette dernière est due au rayonnement radial de l'énergie de l'onde de surface dans le milieu et n'est pas négligeable (elle est largement supérieure à l'atténuation intrinsèque à basse fréquence). Ce nouveau paramètre complique la résolution de la relation de dispersion, la vitesse de phase devenant, du fait de l'atténuation par rayonnement radial, complexe. La vitesse de phase de l'onde de surface circonférentielle est obtenue en recherchant un triplet vitesse de phase-atténuation-fréquence satisfaisant la relation de dispersion.

Des modélisations d'une onde de surface circonférentielle se propageant dans un espace semi infini concave ont aussi été réalisées afin de vérifier si certaines observations effectuées en milieu plan étaient toujours valables en milieu concave. La forte dépendance entre la vitesse de phase et la vitesse des ondes transverses est ainsi également observée en milieu homogène concave, tout comme la faible influence de la vitesse de propagation des ondes longitudinales et de la densité. Cette observation permettra de faciliter l'inversion des résultats de la MASW acquis dans une géométrie concave en limitant le nombre de paramètres à reconstruire.

Des courbes de dispersion ont ensuite été calculées pour une onde de surface circonférentielle se propageant dans un anneau. Cette étude a été menée afin d'évaluer le comportement de la dispersion à l'apparition d'une nouvelle interface et ainsi de mieux préparer le passage à un système concave à deux couches. L'étude de la propagation d'une onde de surface circonférentielle dans un anneau présente de plus deux avantages : Premièrement, l'onde de surface n'est pas soumise à l'atténuation par rayonnement radial. L'énergie de l'onde reste piégée dans l'anneau ce qui facilite la résolution de la relation de dispersion. Deuxièmement, la relation de dispersion permettant le calcul de la vitesse de phase numérique est largement détaillée dans la littérature.

La principale différence existant entre les courbes de dispersion calculées dans un espace semi-infini et celles obtenues dans un anneau est qu'elles sont multimodales. En effet l'apparition d'une deuxième interface implique qu'il n'existe plus, à une fréquence donnée, une seule valeur de vitesse de phase satisfaisant la relation de dispersion, mais plusieurs correspondant chacune à un mode de propagation. Expérimentalement, les différents modes de propagation ne sont pas toujours visibles et dépendent de l'agencement des couches du milieu et de la nature de la source. En milieu plan tabulaire, la vitesse de phase expérimentale, souvent appelée vitesse de phase effective, correspond généralement au mode fondamental. Cependant, dans certains cas, par exemple en présence d'une couche plus rapide en surface qu'en profondeur (milieu dit inversement dispersif), la vitesse de phase effective correspond à une combinaison des différents modes de propagation.

Différentes modélisations effectuées dans un anneau ont souligné l'aspect multimodal de la vitesse de phase effective de l'onde de surface circonférentielle. La vitesse de phase effective dans un anneau n'est plus uniquement reliée au mode fondamental mais dépend, au fur et à mesure que la fréquence augmente, des modes supérieurs. Cet aspect, tout d'abord supposé en comparant les hautes fréquences des courbes de dispersion calculées dans un espace semi-infini concave et dans un anneau, a ensuite été vérifié par des modélisations éléments-finis. Ce type de modélisation permet, moyennant un temps de calcul assez long, d'obtenir directement la courbe de dispersion effective telle qu'elle serait obtenue expérimentalement. La comparaison des courbes de dispersion modales et effective montre que cette dernière correspond bien à une combinaison du mode fondamental et des modes supérieurs.

Une dernière étude numérique a été menée pour évaluer le comportement de la dispersion d'une onde de surface circonférentielle se propageant dans un milieu «bicouche» concave. Cette dénomination caractérise un anneau élastique et homogène entouré d'un espace semi-infini élastique et homogène présentant des caractéristiques mécaniques différentes. Une difficulté rencontrée a été l'absence de publication traitant de ce cas et il a donc été difficile de pouvoir vérifier la validité de la relation de dispersion développée dans cette thèse. Une première vérification a été effectuée en posant des caractéristiques mécaniques communes à l'anneau et à l'espace semi-infini et en comparant la courbe de dispersion ainsi calculée avec celle obtenue pour un espace semi-infini concave. Les deux courbes de dispersion sont parfaitement confondues apportant une première validation de la relation de dispersion pour un milieu «bicouche» concave.

Une étude paramétrique a ensuite été réalisée afin d'observer le comportement de la dispersion des vitesses de phase modales soumis à des variations des caractéristiques mécaniques des deux couches. Une première partie de cette étude menée sur le contraste des vitesses de propagation des ondes de volume entre les couches a souligné un problème de discernement des modes dès lors que le contraste entre les couches devient faible (rapport des vitesses de propagation des ondes de volume dans l'anneau par celles de l'espace semi infini $\delta > 0.7$). Ce problème résulte de l'extrême proximité des différents modes de propagation à certaines fréquences et se traduit par des modes en apparence «sécants». La deuxième partie menée sur le contraste de densité a souligné, tout comme pour les milieux plans tabulaires, son influence minimale sur les courbes de dispersion étant donné sa faible variabilité dans les milieux naturels.

L'aspect multimodal de la vitesse de phase effective est également observé en milieu «bicouche» concave. Il a été illustré comme pour l'anneau par des modélisations éléments-finis.

Une première vérification ayant été apportée numériquement, les résultats numériques ont été confrontés avec des données expérimentales recueillies pour un milieu parfaitement connu. Le dimensionnement du modèle physique contrôlé s'est effectué en se basant sur les lois de similitudes afin d'avoir un modèle proche de la réalité. Il prend également en compte le matériel à disposition (sources et capteurs) afin d'optimiser au mieux la gamme de fréquence utile à l'interprétation des courbes de dispersion, et d'affiner le di-

mensionnement final du modèle réduit.

Le dimensionnement ainsi obtenu, la réalisation du modèle physique et les mesures se sont déroulées en deux temps.

La première étape de la conception a consisté à couler du béton autour de deux cavités cylindriques de diamètres différents afin de simuler un milieu homogène concave. Suite à cela des mesures ont été réalisées suivant la circonférence et la directrice de chacune des cavités. Ces mesures permettent l'observation expérimentale de l'effet de la courbure sur la vitesse de phase et la validation de la relation de dispersion.

Les premières mesures suivant la circonférence ont confirmé la pertinence de la relation de dispersion, mais ne permettent pas d'observer une variation de la dispersion entre les données acquises dans les deux cavités cylindriques. Cette absence de variation est due à la faible différence existant entre les diamètres. Les mesures suivant la directrice ont mis en avant un effet 3D due à la courbure de la cavité cylindrique entraînant une sur-estimation de la vitesse de phase à basse fréquence. Le développement de la relation de dispersion associée à ce type de géométrie, en se basant sur les travaux de [Biot, 1952], [Cheng, 1997] et [Kalinski, 1998], a permis de vérifier et de quantifier cette observation.

L'étape finale de la réalisation du modèle physique contrôlé a nécessité le coulage d'une couche de mortier dans la cavité cylindrique présentant le diamètre le plus important afin de simuler un milieu «bicouche» concave. De la même manière que précédemment, des mesures ont été réalisées suivant la directrice et suivant la circonférence de cette cavité. Les mesures suivant la circonférence ont permis de valider la relation de dispersion. Celles suivant la directrice ont mis en évidence une sur-estimation de la vitesse de phase à basse fréquence.

Ces deux phases de mesures ont permis une vérification satisfaisante des relations de dispersion développées dans cette thèse et souligné les effets non négligeables de la courbure sur la dispersion.

Le dernier chapitre présente enfin différentes expérimentations effectuées *in situ* en tunnel ou galerie. Deux sites ont été investigués: les laboratoires souterrains du Mont Terri (Suisse) et de Meuse-Haute Marne. L'objectif de cette étude était l'étude de la faisabilité d'une méthode combinant ondes de surface et sismique réfraction très haute résolution pour caractériser la zone endommagée par le creusement d'une structure souterraine. Différents dispositifs ont été testés et présentés. Ainsi des dispositifs en voûte, en paroi avec ou sans béton projeté, et sur le sol de la galerie ont été déployés. Pour les dispositifs sur une surface plane (en paroi et sur le sol), une relation de dispersion classique de type Thompson-Haskell a été utilisée pour l'inversion alors que pour ceux en voûtes, la relation de dispersion développée dans cette thèse a été utilisée pour l'inversion en se limitant à un modèle à deux couches (couche endommagée et roche saine).

Les différents résultats obtenus sont cohérents et soulignent la bonne complémentarité entre les deux méthodes. La sismique réfraction apporte une information *a priori* importante permettant de mieux contraindre l'inversion de la dispersion alors que la MASW permet une interprétation du milieu dans certains cas, comme pour les milieux inversement dispersifs (par exemple une couche de béton projeté en surface de la galerie), où la sismique réfraction est inefficace.

8.3 Perspectives

Les perspectives sont multiples pour améliorer la méthode dans une géométrie concave. Ces améliorations passent, avant tout, par le développement de la méthode à l'étude de système multicouche concave et l'automatisation du processus d'inversion.

Le développement de la relation de dispersion pour le calcul des courbes de dispersion des ondes de surface circonférentielles se propageant dans des systèmes multicouches concaves nécessitent prioritairement la poursuite des recherches concernant le calcul des fonctions de Bessel d'ordre complexe. Les différentes études menées lors de cette thèse n'ont, en effet, pas permis une validation précise des méthodes permettant le calcul de ces fonctions et ont souligné la présence de problèmes de précision concernant la partie complexe du résultat, qui est directement reliée à l'atténuation par rayonnement radial. Une fois ce problème de précision résolu et le domaine de validité de ces fonctions clairement déterminés, une relation de dispersion pourra être déterminée en utilisant la méthode décrite dans le chapitre 2, section 2.4, quelque soit le nombre et l'agencement des couches.

La seconde étape de l'amélioration de la méthode implique la mise au point d'une inversion automatisée des courbes de dispersion des vitesses de phase effectives. Les méthodes classiques utilisées en milieux tabulaires, de type [Dorman et Ewing, 1962] ne peuvent pas être utilisés dans ce cas précis étant donné l'aspect multimodal de la vitesse de phase effective. Depuis peu de temps, les schéma d'inversion multimodale se sont généralisés. Ainsi [Xia *et al.*, 2003] propose une inversion utilisant le mode fondamental et les modes supérieurs de propagation. Ce schéma d'inversion reste toutefois difficile à transposer au cas concave car il nécessite une identification et une séparation des modes souvent difficile à déterminer dans ce cas.

La méthode d'inversion la plus appropriée à l'étude de la dispersion d'onde de surface circonférentielle dans des systèmes multicouches concave semble celle de [Forbriger, 2003b]. Cette méthode consiste en une inversion non pas de la vitesse de phase effective mais directement du diagramme de dispersion issu de la transformée $p - \omega$. Ce type d'inversion ne nécessitant pas une reconnaissance préalable des différents modes, le risque d'erreur est minimisé.

Une autre voie pour inverser ces courbes de dispersion peut également être imaginé en

se basant sur les travaux de [Foti, 2000]. Ce dernier propose, en effet, des développements mathématiques¹ permettant de déterminer numériquement la vitesse de phase effective à partir des vitesses de phase modales et de la position des sources et des capteurs. Un schéma d'inversion similaire à celui de [Dorman et Ewing, 1962] pourrait alors être employé en utilisant cette vitesse de phase effective numérique à la place de celle du mode fondamental.

Enfin une dernière voie plus complexe consisterait à une inversion simultanée de l'atténuation par rayonnement radial et de la vitesse de phase effective. Ce type d'inversion simultanée a été imaginé par [Lai *et al.*, 2002] en milieu tabulaire. Ce dernier présente une inversion de l'atténuation intrinsèque (facteur de qualité Q) et de la vitesse de phase. Un tel procédé nécessiterait une recherche en amont pour différencier l'atténuation par rayonnement radial de l'atténuation intrinsèque mais permettrait une interprétation plus précise du milieu. Il apparaît important de poursuivre les recherches afin de mieux comprendre le comportement de l'atténuation par rayonnement radial. Une meilleure compréhension de ce terme permettrait une identification plus efficace des modes de propagation et une évaluation plus précise de la vitesse de phase effective en identifiant notamment l'implication de chacun des modes.

En conclusion, la méthode combinant onde de surface et sismique réfraction très haute résolution a fourni des résultats encourageants, elle constitue à l'heure actuelle une méthode plus quantitative que qualitative. Facile à mettre en place et peu coûteuse, elle fournit une indication rapide sur la nature du milieu (profil 1D) et permet de cibler les zones nécessitant une auscultation plus précise (par le biais de méthodes destructives plus coûteuse). Cependant le développement actuel des moyens informatiques accélérant toujours plus l'interprétation de la vitesse de phase combiné à l'utilisation de dispositifs d'acquisition glissant, similaire à ceux employés, en sismique réflexion et une multiplicité des tirs et des sources permettrait une interprétation 2D plus précise du milieu. L'optimisation de la méthode pouvant, à terme, limiter l'emploi de méthodes destructives.

1. Il est important de noter que ces développements ont été obtenus à partir d'un dispositif plan de type SASW (dispositif à deux capteurs). D'autres recherches seront donc nécessaires à la transposition à un dispositif multicapteur de type MASW

Bibliographie

- [Abramowitz et Stegun, 1965] M. Abramowitz et I.A Stegun. *Handbook of mathematical functions*. Dover publications, 1965.
- [Achenbach, 1973] J.D Achenbach. *Wave propagation in elastic solids*. North Holland publishing company, 1973.
- [Aki et Richards, 1980] K. Aki et P.G Richards. *Quantitative seismology: Theory and methods*. W.H. Freeman and Company, 1980.
- [Aldrin, 2001] J.C Aldrin. *Models and Classification Procedures for ultrasonic inspection of holes for fatigue cracks*. PhD thesis, North Western University, 2001.
- [Biot, 1952] M.A. Biot. Propagation of elastic waves in a cylindrical bore containing a fluid. *Journal of applied physics*, 23(9):997–1005, 1952.
- [Blümling *et al.*, 2007] P. Blümling, F. Bernier, P. Lebon, et C.D. Martin. The excavation damaged zone in clay formations time-dependant behaviour and influence on performance assessment. *Physics and chemistry of the earth*, 32:588–599, 2007.
- [Bodet, 2005] L. Bodet. *Limites théoriques et expérimentales de l'inversion de la dispersion des ondes de Rayleigh: apport de la modélisation numérique et physique*. PhD thesis, Ecole centrale de Nantes, 2005.
- [Bossart *et al.*, 2002] P. Bossart, P.M. Meier, A. Moeri, T. Trick, et J.C. Mayor. Geological and hydraulic characterisation of the excavation disturbed zone in the opalinus clay of the mont terri rock laboratory. *Engineering Geology*, 66:19–38, 2002.
- [Cabrera *et al.*, 1999] J. Cabrera, P. Volant, C. Baker, W. Pettitt, et R.P. Young. Structural and geophysical investigations of the edz (excavation disturbed zone) in indurated argillaceous media: The tunnel and the galleries of the ipsn tournemire site. In *37th US Rock mechanic Symposium*, éditeurs Scott Amadei, Kranz et Smealie Ed., 1999.
- [Caprioli, 1991] P. Caprioli. *Auscultation structurale des sols et des chaussées routières à partir de la propagation d'ondes mécaniques totalement et partiellement guidées*. PhD thesis, Université de Strasbourg I, 1991.
- [Chammas, 2002] R. Chammas. *Caractérisation mécanique de sols hétérogènes par ondes de surface*. PhD thesis, Ecole centrale et université de Nantes, 2002.
- [Cheng, 1997] D.S. Cheng. *Nondestructive testing of multilayered cylindrical structures*. PhD thesis, University of Texas, 1997.

- [Cuéllar, 1997] V. Cuéllar. Geotechnical applications of the spectral analysis of surface waves. In *Modern geophysics in engineering geology*, pages 53–62. Geological society engineering geology special publications, 1997.
- [Dahlen et Tromp, 1998] F.A Dahlen et J. Tromp. *Theoretical Global Seismology*. Princeton University Press, 1998.
- [Dorman et Ewing, 1962] J. Dorman et M. Ewing. Numerical inversion of seismic surface wave dispersion data and crust-mantle structure in the new york-pennsylvania area. *Journal of Geophysical research*, 67(13):5227–5241, 1962.
- [Dunkin, 1965] J.W Dunkin. Computation of modal solution in layered elastic media at high frequencies. *Bulletion of the Seismological Society of America*, 55:335–358, 1965.
- [Epstein, 1975] H.I. Epstein. Effect of curvature on stoneley waves. *Journal of Sound and Vibrations*, 46(1):59–66, 1975.
- [Epstein, 1976] H.I. Epstein. Circumferential waves in a composite circular cylinder. *J. Sound and Vibration*, 48:57, 1976.
- [Fong et al., 2003] J. Fong, M.J.S Lowe, D. Gridin, et R.V. Craster. Fast techniques for calculating dispersion relations of circumferential waves in annular structures. *Review of quantitative nondestructive evaluation*, 22:213–220, 2003.
- [Forbriger, 2003a] T. Forbriger. Inversion of shallow-seismic wavefield transforms: 1. wavefield transformation. *Geophys. J. Int*, 153:719–734, 2003.
- [Forbriger, 2003b] T. Forbriger. Inversion of shallow seismic wavefields: 2. inferring subsurface properties from wavefield transforms. *Geophys. J. Int*, 153:735–752, 2003.
- [Foti, 2000] S. Foti. *Multistation Methods for geotechnical characterization using surface waves*. PhD thesis, Politecnico di Torino, 2000.
- [Foti, 2003] S. Foti. Seminar on mechanical properties of soils from geophysical tests. *Universitat politecnica de Catalunya*, pages 1–64, 2003.
- [Gabriels et al., 1987] P. Gabriels, R. Snieder, et G. Nolet. In situ measurements of shear wave velocity in sediments with higher mode rayleigh waves. *Geophysical Prospecting*, 35:187–196, 1987.
- [Gama et Torres, 2002] C. Dinis Da Gama et V. Navarro Torres. Predictive of edz (excavation damaged zone) from explosive detonation in underground openings. In *International Symposium on Rock engineering for mountainous - Eurorock 2002 Funchal*, 2002.
- [Gazis, 1959] D.C. Gazis. Three dimensional investigation of the propagation of waves in hollow circular cylinders: 1 analytical foundation. *Journal of acoustical society of America*, 31(5):568–573, 1959.
- [Gibson et Popovics, 2005] A. Gibson et J.S. Popovics. Lamb wave basis for impact echo method analysis. *Journal of Engineering Mechanics*, 131(4):438–443, 2005.
- [Goodman, 1968] Vibreur Goodman. Utilisation du vibreur goodman en auscultation des chaussées. Rapport technique, Bulletin de liaison des laboratoires routiers - spécial J, LCPC, 1968.
- [Graff, 1975] K.F. Graff. *Wave motion in elastic solid*. OSU Press, 1975.

- [Gridin *et al.*, 2003] D. Gridin, R.V Craster, J. Fong, M.J.S Lowe, et M.Beard. The high frequency asymptotic analysis of guided waves in a circular elastic annulus. *Wave motion*, 38:67–90, 2003.
- [Harris, 2002] J.G Harris. Rayleigh wave propagation in curved waveguides. *Wave Motion*, (1100):1–17, 2002.
- [Haskell, 1953] N.A Haskell. The dispersion of surface waves in layered media. *Bulletin of the seismological society of america*, 43:17–34, 1953.
- [Hassan et Nagy, 1998] W. Hassan et P.B Nagy. On the anomalously low attenuation of the leaky rayleigh wave in a fluid filled cylindrical cavity. *J. Acoust Soc. Am*, 104(3):1246–1255, 1998.
- [Herrmann, 2002a] R.B Herrmann. *Computer programs in seismology*. St Louis university, 2002.
- [Herrmann, 2002b] R.B. Herrmann. *Computer programs in seismology, v3.20*. St Louis University, 2002.
- [Hevin, 1998] G. Hevin. *Utilisation des ondes de surface pour l’auscultation de structure en génie civil: Application à la caractérisation des fissures de surface*. PhD thesis, Université de Grenoble I, 1998.
- [Humbert *et al.*, 2005] P. Humbert, A. Dubouchet, G. Fezans, et D. Remaud. Cesar-lpc, un progiciel de calcul dédié au génie civil. *Bulletin des Laboratoires des Ponts et Chaussées*, Spécial «Méthodes numériques»(256-257), 2005.
- [Kalinski, 1998] M.E. Kalinski. *Determination of in-situ material properties using surface wave measurements in cased and uncased holes*. PhD thesis, University of Texas, Austin, 1998.
- [Knopoff, 1964] L. Knopoff. A matrix method for elastic wave problem. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 54:431–438, 1964.
- [Lagarde, 2002] J. Lagarde. Caractérisation, par la méthode des éléments finis, de l’effet de la courbure sur les courbes de dispersion des ondes de surface. Master’s thesis, Université de Rennes 1, 2002.
- [Lai *et al.*, 2002] C.G. Lai, G.J. Rix, S. Foti, et V. Roma. Simultaneous measurement and inversion of surface wave dispersion and attenuation curves. *Soil dynamic and earthquake egineering*, 22:923–930, 2002.
- [Lai et Rix, 1998] C.G Lai et G.J Rix. Simultaneous inversion of rayleigh wave phase velocity and attenuation for near surface site characterization. Rapport technique, Georgia Institute of Technology, School of civil and Environmental Engineering, 1998.
- [Lavergne, 1986] M. Lavergne. *Méthodes sismiques*. Editions Technip, 1986.
- [Liu et Qu, 1998] G. Liu et J. Qu. Guided circumferential waves in circular annulus. *Trans ASME*, 65:424, 1998.
- [Lowe, 1992] M.J.S Lowe. *Plate waves for the NDT of diffusion bonded Titanium*. PhD thesis, Imperial College of Science, University of London, 1992.
- [Lozier et Olver, 1994] D. Lozier et F. Olver. Numerical evaluation of special functions. In *AMS proceedings of symposia in applied mechanics*, éditeur W. Gautschi, pages 79–125, 1994.

- [Lozier, 1996] D. Lozier. Software needs in special functions. *Journal of computational and applied mathematics*, 66:345–358, 1996.
- [Martino et Chandler, 2004] J.B. Martino et N.A. Chandler. Excavation damaged zone studies at the underground research laboratory. *International Journal of Rock mechanics and mining science*, 41:1413–1426, 2004.
- [Mc-Mechlan et Yedlin, 1981] G.A. Mc-Mechlan et M.J. Yedlin. Analysis of dispersive waves by wavefield transformation. *Geophysics*, 46:869–874, 1981.
- [Miller *et al.*, 2000] R.D. Miller, C.B. Park, J.M. Ivanov, J. Xia, D.R. Laffen, et C. Gratton. Masw to investigate anomalous near surface materials at the indian refinery in lawrenceville, illinois. Rapport technique, Kansas geological survey, 2000.
- [Mokthar *et al.*, 1988] T.A. Mokthar, R.B. Herrmann, et D.R. Russel. Seismic velocity and q model for the shallow structure of the arabian shield from short-period rayleigh waves. *Geophysics*, 45(1):66–85, 1988.
- [Nazarian et Stokoe, 1985] S. Nazarian et K.H. Stokoe. In situ détermination of elastic moduli of pavements systems by spectral analysis of surface waves method : theoretical aspect. Rapport technique, Center for Transportation Research, University of Texas at Austin, 1985.
- [O’Neill, 2003] A. O’Neill. *Full-waveform Reflectivity for Modelling, Inversion and Appraisal of Seismic Surface Wave Dispersion in Shallow Site Investigations*. PhD thesis, University of Western Australia, 2003.
- [Paknys, 1992] R. Paknys. Evaluation of hankel functions with complex order argument and complex order. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 40:569–578, 1992.
- [Park *et al.*, 1999] C.B. Park, R.D. Miller, et J. Xia. Multichannel analysis of surface waves. *Geophysics*, 64(3):800–807, 1999.
- [Pavlakovic, 1998] B.N. Pavlakovic. *Leaky Guided Ultrasonic Waves in NDT*. PhD thesis, Imperial College of Science, University of London, 1998.
- [Rayleigh, 1887] L. Rayleigh. On waves propagated along the plane surface of an elastic solid. *Proc. London Math. Soc.*, 17, 1887.
- [Richart *et al.*, 1970] F.E. Richart, R.D. Woods, et J.R. Hall-Jr. *Vibrations of soils and foundations*. Prentice hall, Inc, 1970.
- [Rix *et al.*, 1991] G.J. Rix, K.H. Stokoe, et J. M. Roesset. Experimental study of factors affecting the spectral analysis of surface waves method. Rapport technique, Center for transportation research, University of Texas, 1991.
- [Russell, 1987] D.R. Russell. *Multi-channel processing of dispersed surface waves*. PhD thesis, Saint Louis University, 1987.
- [Ryden et Lowe, 2004] N. Ryden et M.J.S. Lowe. Guided wave propagation in three layer structure. *Journal of acoustical society of America*, 116(5):2902–2913, 2004.
- [Ryden et Park, 2004] N. Ryden et C.B. Park. Surface waves in inversely dispersive media. *Near surface geophysics*, 2:187–197, 2004.
- [Sastry, 1993] V. Sastry. Algorithms for computation of hankel function of complex order. *Numerical algorithms*, 5:621–628, 1993.

- [Schuster *et al.*, 2001] K. Schuster, H.J. Alheid, et D. Böddener. Seismic investigation of the excavation damaged zone in opalinus clay. *Engineering geology*, 61:189–197, 2001.
- [Schuster et Alheid, 2005] K. Schuster et H.J. Alheid. Results gained from seismic *in-situ* measurements in the opalinus clay at the mont terri rock laboratory. In *Clays in natural and engineered barriers for radioactive waste confinement-Tours*, 2005.
- [Schwab et Knopoff, 1970] F. Schwab et L. Knopoff. Surface wave dispersion computations. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 60:321–344, 1970.
- [Sesawa, 1927] K. Sesawa. Dispersion of elastic waves propagated on the the surface of stratified bodies and on curved surface. *Bulletin earthquake research institute (Tokyo)*, 3:1–18, 1927.
- [Sheriff et Geldart, 1982] R.E Sheriff et L.P Geldart. *Exploration Seismology*. Cambridge University Press, 1982.
- [Snieder et Trampert, 1999] R. Snieder et J. Trampert. Inverse problems in geophysics. In *Wavefield Inversion*, éditeur A. Wirgin, pages 119–190. Springer Verlag, 1999.
- [Socco et Strobbia, 2004] L.V. Socco et C. Strobbia. Surface-wave method for near surface characterization: a tutorial. *Near Surface Geophysics*, 2(4):165–183, 2004.
- [Thompson et Barnett, 1986] I.J. Thompson et A.R. Barnett. Coulomb and bessel function of complex arguments and order. *Journal of Computational physics*, 64:490–509, 1986.
- [Thompson, 1950] W.T Thompson. Transmission of elastic wave through a stratified solid. *Journal of applied physics*, 21:89–93, 1950.
- [Tokimatsu *et al.*, 1999] K. Tokimatsu, S. Tamura, et H. Kojima. Effect of multiple mode on rayleigh wave dispersion. *Journal of geotechnical engineering*, 118(10):1529–1543, 1999.
- [Towfighi *et al.*, 2002] S. Towfighi, T. Kundu, et M. Ehsani. Elastic wave propagation in circumferential direction in anisotropic curved plates. *Journal of applied Mechanics*, 69:283–291, 2002.
- [Valle *et al.*, 1999] C. Valle, J. Qu, et L.J Jacobs. Guided circumferential waves in layered cylinders. *Int. J. Eng. Sci.*, 37:1369–1387, 1999.
- [Viktorov, 1967] I.A. Viktorov. *Rayleigh and Lamb waves: Physical theory and applications*. Plenum Press, 1967.
- [Xia *et al.*, 2003] J. Xia, R.D. Miller, C.B. Park, et G. Tian. Inversion of high frequency surface waves with fundamental and higher modes. *Journal of applied geophysics*, 52:45–57, 2003.
- [Yilmaz, 1987] O. Yilmaz. *Seismic data processing*. Society of exploration geophysicist, 1987.

Annexe A

Courbes de dispersion d'atténuation en milieu homogène et «bicouche» concave

Cette annexe présente une étude paramétrique des courbes de dispersion d'atténuation k_2 calculées en utilisant les relations de dispersion déterminées dans le chapitre 2 pour des milieux homogène et «bicouche» concave. Ces études paramétriques sont similaires à celles menées pour les vitesses de phases dans les chapitres 4 et 5. Ces différents résultats sont présentés en annexe compte tenu de l'incertitude sur les valeurs d'atténuation k_2 calculées.

A.1 Courbes de dispersion d'atténuation en milieu homogène concave

Cette section étudie le comportement de k_2 , calculé en milieu homogène concave, soumis à des variations des paramètres présents dans la relation de dispersion.

A.1.1 Influence de la vitesse de propagation des ondes de volume

Dans cette section, une étude sur la sensibilité de k_2 à des variations des vitesses de propagation de l'onde longitudinale puis de l'onde transverse a été effectuée. Cette étude a pour but d'observer si le comportement de k_2 est similaire à celui de la vitesse de phase C , c'est à dire d'évaluer s'il existe une forte dépendance entre k_2 et C_T .

A.1.1.1 Influence de C_L sur la courbe de dispersion d'atténuation k_2

L'étude paramétrique menée pour évaluer l'influence de C_L est similaire à celle effectuée dans la section 4.1.1. Sept modèles ont été calculés : un modèle de référence dont les caractéristiques sont définies dans le tableau 4.1, trois modèles avec une vitesse de pro-

pagation C_L supérieure au modèle de référence (les autres caractéristiques ne changeant pas) et trois modèles ayant une vitesse de propagation C_L inférieure.

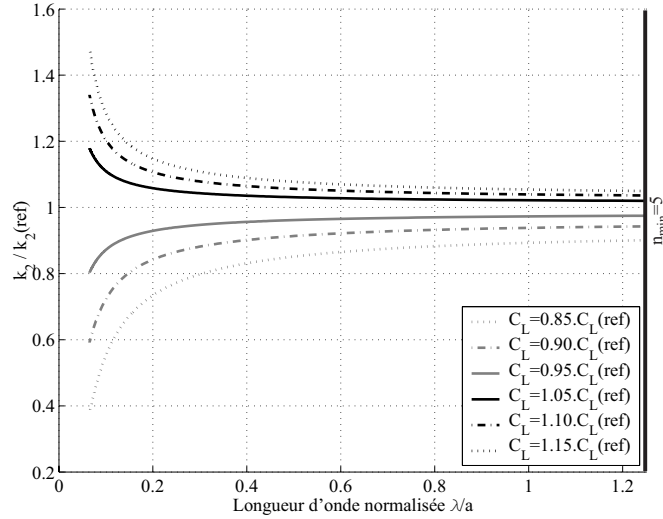


FIG. A.1 – Influence d'une variation de C_L sur l'atténuation k_2 normalisée par $k_2(\text{ref})$

La figure A.1 présente la variation de l'atténuation k_2 par rapport à l'atténuation du modèle de référence $k_2(\text{ref})$, en fonction de la longueur d'onde normalisée par le rayon de la cavité cylindrique a . Tout comme pour les vitesses de phase, une diminution de C_L entraîne une diminution de k_2 et inversement. Par contre, la variation de l'atténuation k_2 occasionnée par une perturbation de C_L n'augmente ou ne diminue plus de façon quasiment linéaire avec la longueur d'onde, mais de façon logarithmique. Ces fortes variations pour les faibles longueurs d'ondes, s'explique par le fait que, dans ce domaine de longueur d'onde, les valeurs des termes d'atténuation k_2 et $k_2(\text{ref})$ sont très faibles entraînant un rapport $k_2/k_2(\text{ref})$ important.

A.1.1.2 Influence de C_T sur la courbe de dispersion d'atténuation k_2

De la même manière que précédemment, sept modèles ont été calculés mais en faisant varier cette fois la vitesse de propagation des ondes transverses C_T .

La figure A.2 présente la variation de l'atténuation k_2 par rapport à l'atténuation du modèle de référence $k_2(\text{ref})$, en fonction de la longueur d'onde normalisée par le rayon de la cavité cylindrique a . Même si le comportement de la variation semble assez similaire à celui observé pour la figure A.1, la variation est dans ce cas inversée. Une augmentation de C_T conduit, en effet, à une diminution de k_2 et inversement. Cette dernière observation semble indiquer que les variations du terme d'atténuation k_2 sont liées aux variations du coefficient de Poisson ν . En effet, quand ce dernier augmente, k_2 augmente et inversement.

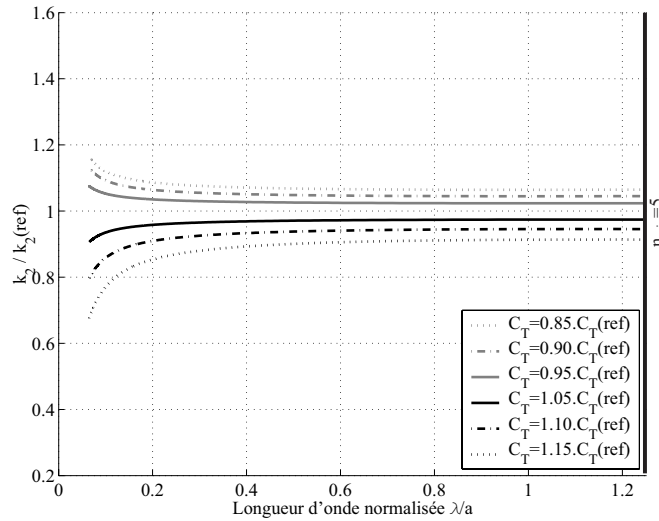


FIG. A.2 – Influence d'une variation de C_T sur l'atténuation k_2 normalisée par $k_2(ref)$

A.1.1.3 Conclusions

La courbe de la figure A.3 permet d'évaluer à la longueur d'onde normalisée maximale $\lambda/a = 1.25$ m (c'est à dire pour $n_{min} = 5$ Cf. section 2.2.4 et 4.1) la variation de k_2 occasionnée par une variation de C_L et de C_T .

Cette figure confirme les premières observations effectuées dans la section précédentes, c'est à dire que l'atténuation k_2 augmente lorsque C_L augmente et lorsque C_T diminue.

L'observation de cette figure indique également qu'une diminution équivalente de la vitesse de propagation des ondes transverses C_T entraîne une variation de k_2 inversement proportionnelle. k_2 diminue en effet d'environ 8% quand C_L est inférieure de 15% à $C_L(ref)$ et elle augmente également d'environ 8% pour une diminution de C_T de 15%. Cette préservation des proportions n'est par contre pas retrouvée dès que la vitesse des ondes longitudinales C_L augmente. Ainsi k_2 augmente d'environ 4% pour une augmentation de C_L alors que la diminution atteint le double (environ 8%) pour une augmentation similaire de C_T .

En conclusion, k_2 semble être légèrement plus influencé par C_T que par C_L . Ce dernier paramètre a néanmoins une influence importante et il ne peut donc pas être négligé comme c'était le cas pour les vitesses de phase. La variation de k_2 apparaît également proportionnel avec C_T (rapport d'environ 1/2).

La figure A.4 permet de comparer les variations de k_2 à $\lambda/a = 1.2$, occasionnées par des perturbations de C_L et C_T , représentées en fonction du coefficient de Poisson ν . Le terme ν est ici choisi car l'atténuation semble avant tout sensible à des variations de ce dernier. Ainsi, lorsque ν augmente, k_2 augmente également.

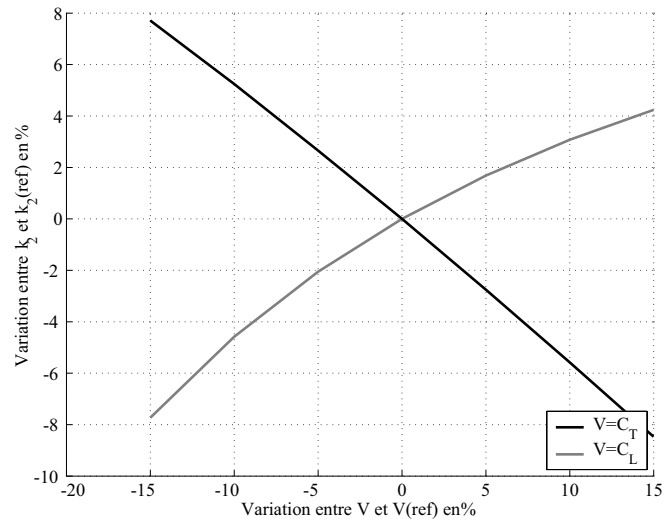


FIG. A.3 – Représentation de la variation moyenne de C occasionnée par une variation de C_T

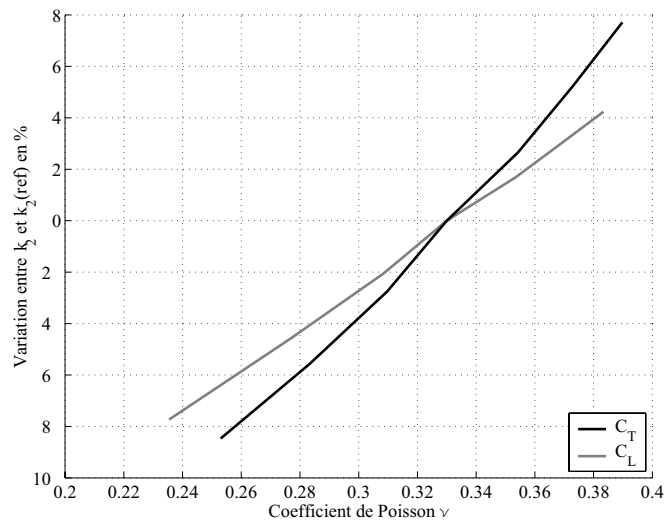


FIG. A.4 – Variation de k_2 représentées en fonction du coefficient de Poisson ν

Cette dernière figure souligne les sensibilités différentes de k_2 et de la vitesse de phase C à des variations des vitesses de propagation des ondes de volume. La vitesse de phase est ainsi presque exclusivement reliée à C_T et l'influence de C_L est minime alors que k_2 semble principalement dépendre du coefficient de Poisson ν .

A.2 Courbes de dispersion d'atténuation en milieu «bicouche» concave

Cette section propose une étude paramétrique des variations de la courbe de dispersion d'atténuation en milieu «bicouche» concave. Les différentes études sur les paramètres ainsi que les différents modèles calculés (modèle de référence définie par le tableau 5.1) sont identiques à ceux présentées dans le chapitre 5. Une étude sur le rapport des rayons γ est, dans un premier temps, effectuée en faisant varier le rayon externe de l'anneau b , puis la sensibilité de k_2 au contraste des vitesses de propagation des ondes de volume entre les deux couches est abordée, enfin l'influence de la densité est déterminé.

A.2.1 Influence du rapport des rayons $\gamma = b/a$ sur le mode fondamental

L'observation des résultats en terme d'atténuation représentés sur la figure A.5 montre deux tendances. Tout d'abord, le maximum d'atténuation diminue au fur et à mesure que l'épaisseur de l'anneau élastique augmente. Ensuite, la décroissance de l'atténuation vers zéro semble être reliée à l'épaisseur de l'anneau. En effet, plus l'épaisseur de l'anneau est grande (c'est à dire pour les petits γ), plus l'annulation de la courbe d'atténuation intervient à basse fréquence.

Physiquement, cette décroissance de la courbe d'atténuation, beaucoup plus basse fréquence en milieu «bicouche» qu'en milieu homogène, peut être expliquée par le fait que la majeure partie de l'énergie de l'onde de surface, se propageant circonférentiellement dans le milieu, reste confinée dans l'anneau. Seule les basses fréquences de l'onde, c'est à dire les grandes longueurs d'onde, se propagent dans l'espace semi-infini subissant l'atténuation par rayonnement radial. Ainsi plus l'épaisseur de l'anneau augmente, plus le domaine fréquentiel affecté par cette atténuation se réduit, et inversement plus l'épaisseur de l'anneau diminue, plus la propagation de l'onde dans l'espace semi-infini intervient haute fréquence, entraînant une annulation beaucoup plus haute fréquence de l'atténuation.

A.2.2 Les modes supérieurs de propagation en milieu «bicouche»

La figure A.6 présente les courbes d'atténuations associées aux différents modes de propagation présentés dans la figure 5.4. Chacune de ces courbes a un comportement identique, c'est à dire une décroissance rapide conduisant à une annulation de l'atténuation k_2 . Cette annulation intervient vers 600 Hz pour le mode fondamental puis se

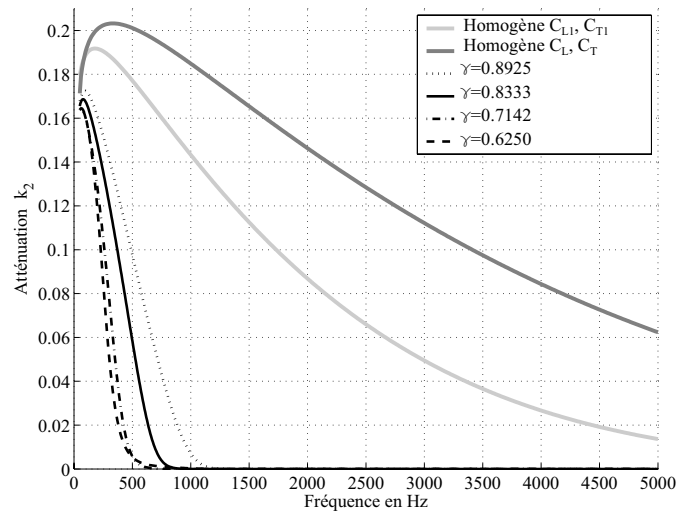


FIG. A.5 – Comparaison des courbes de dispersion d'atténuation k_2 du mode fondamental obtenues pour différents γ

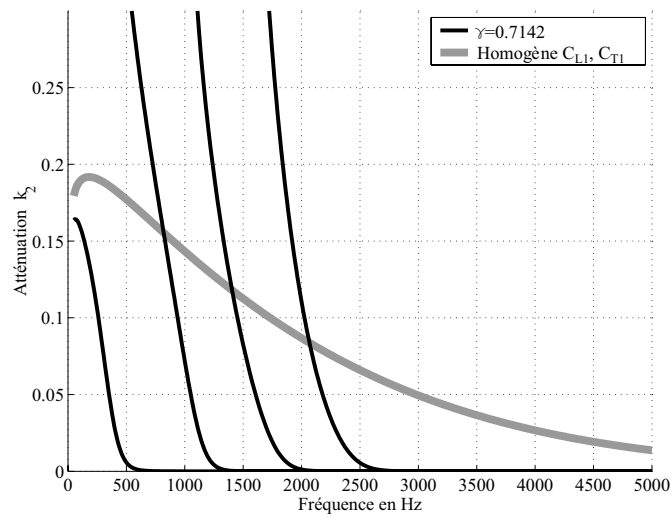


FIG. A.6 – Courbes de dispersion d'atténuations modales en milieu bicouche et en milieu semi-infini homogène

décale vers les hautes fréquences pour les modes supérieurs, vers 1250 Hz pour le mode 1, 2100 Hz pour le mode 2 et 2700 Hz pour le mode 2.

A.2.3 Influence du contraste de vitesse

Dans cette section, l'influence du contraste de vitesse de propagation des ondes de volume sur k_2 est étudié pour deux épaisseurs d'anneau (couche): 0.5 et 1 m. Dans chacun des cas, seules les vitesses de propagation des ondes de volume dans l'espace infini varient et le coefficient de Poisson ν est constant. δ correspond au rapport des vitesses de propagation des ondes de volumes dans l'espace semi-infini (C_L et C_T) par celles se propageant dans l'anneau (C_{L1} et C_{T1}).

A.2.3.1 Epaisseur de l'anneau $b - a = 50$ cm

La figure A.7 représente la dispersion en terme d'atténuation pour quatre rapports de contraste de vitesse des ondes de volume. Cette figure indique que plus le contraste de vitesse entre les couches est faible (δ important), plus l'amplitude du maximum d'atténuation est importante et s'étend vers les hautes fréquences.

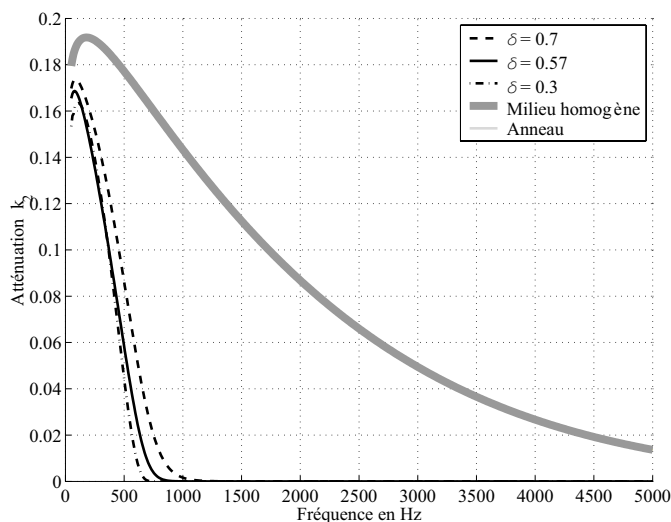


FIG. A.7 – Courbes de dispersion d'atténuation du mode fondamental calculées pour différents modèles avec $b - a = 50$ cm et δ le contraste de vitesse

A.2.3.2 Épaisseur de l'anneau $b - a = 1$ m

Les courbes de dispersion d'atténuation, calculées pour une épaisseur de l'anneau de 1 m, sont présentées sur la figure A.8. Outre l'augmentation de l'épaisseur de l'anneau entraînant une diminution du domaine fréquentiel à l'intérieur duquel l'atténuation est non nulle (Cf section A.2.1), toutes ces courbes ont un comportement similaire à celui décrit pour l'anneau de 50 cm.

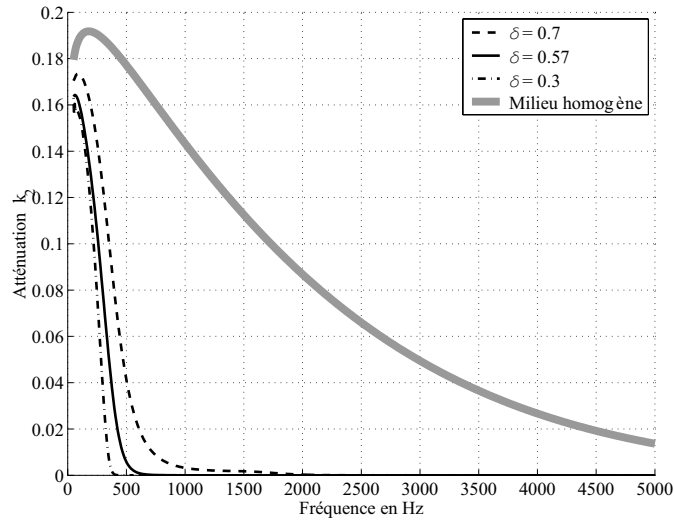


FIG. A.8 – *Courbes de dispersion d'atténuation du mode fondamental calculées pour différents modèles avec $b - a = 50$ cm et δ le contraste de vitesse*

A.2.3.3 Problèmes numériques rencontrés lorsque $\delta > 0.7$

De la même manière que pour les vitesses de phase, les courbes modales d'atténuations présentent des allures bien distinctes dès lors que le contraste entre les couches devient faible. La figure A.9 met en parallèle les courbes d'atténuation k_2 calculés pour un contraste $\delta = 0.7$ et $\delta = 0.9$. Les courbes d'atténuation obtenues pour $\delta = 0.90$ présentent un comportement complètement différent de celles calculées pour $\delta = 0.7$. Un mode semble ainsi osciller autour de l'atténuation calculée pour un milieu homogène concave alors que les trois autres modes, d'amplitude beaucoup plus importante, s'entrecroisent ce qui rend difficile leurs identifications et leurs interprétations.

La figure A.10 est l'équivalent pour l'atténuation de la figure 5.8. Elle permet de visualiser l'évolution des courbes d'atténuation pour un contraste allant de $\delta = 0.77$ à $\delta = 0.82$. La même figure pour les vitesses de phase avait permis de mettre en évidence que les premiers sauts de mode, liés à l'extrême proximité des modes à certaine

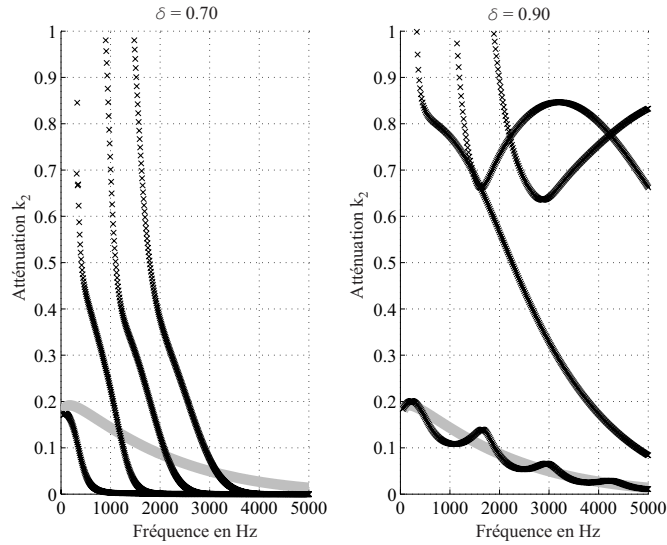


FIG. A.9 – Courbes de dispersion de d'atténuation k_2 avec une épaisseur d'anneau $b-a=1$ m calculées pour: **A gauche:** $\delta=0.7$, **A droite:** $\delta=0.9$

fréquence, n'intervenait qu'à partir de $\delta = 0.78$. Les courbes calculées pour $\delta = 0.77$ présente cependant de fortes différences avec celle calculées pour $\delta = 0.70$. Ces dernières se matérialisent par l'apparition d'un pic d'atténuation pour chacun des modes. Ces pics sont visibles pour le mode fondamental vers 1500 Hz, pour le mode 1 vers 2500 Hz et pour le mode 2 vers 3700 Hz. Au fur et à mesure que δ augmente l'amplitude des différents pics augmente également et les différents modes d'atténuation s'entrecroisent de plus en plus. A partir de $\delta = 0.81$, une courbe d'atténuation oscillant autour de la courbe d'atténuation calculée pour un milieu homogène concave et coupé par des modes qualifié de supérieurs. Elle résulte de plusieurs saut de mode et correspond à la vitesse de phase, obtenue suite aux différents sauts de mode, qui est pratiquement confondue avec la vitesse de phase en milieu homogène concave sur la figure 5.8.

A.2.4 Influence de la densité

L'impact de la densité sur les courbes de dispersion d'atténuation est présenté sur la figure A.11. La courbe d'atténuation varie uniquement s'il existe un contraste de densité entre les couches, cette première observation est similaire à ce qui avait été observé avec les vitesses de phase. Plus le contraste est important (faible rapport de densité ξ), plus l'amplitude du maximum d'atténuation et l'étendue fréquentielle de l'atténuation est importante.

Il est important de noter que ces variations restent d'amplitudes faibles et localisées basses fréquences, de même que de tels contrastes de densité sont rarement observables

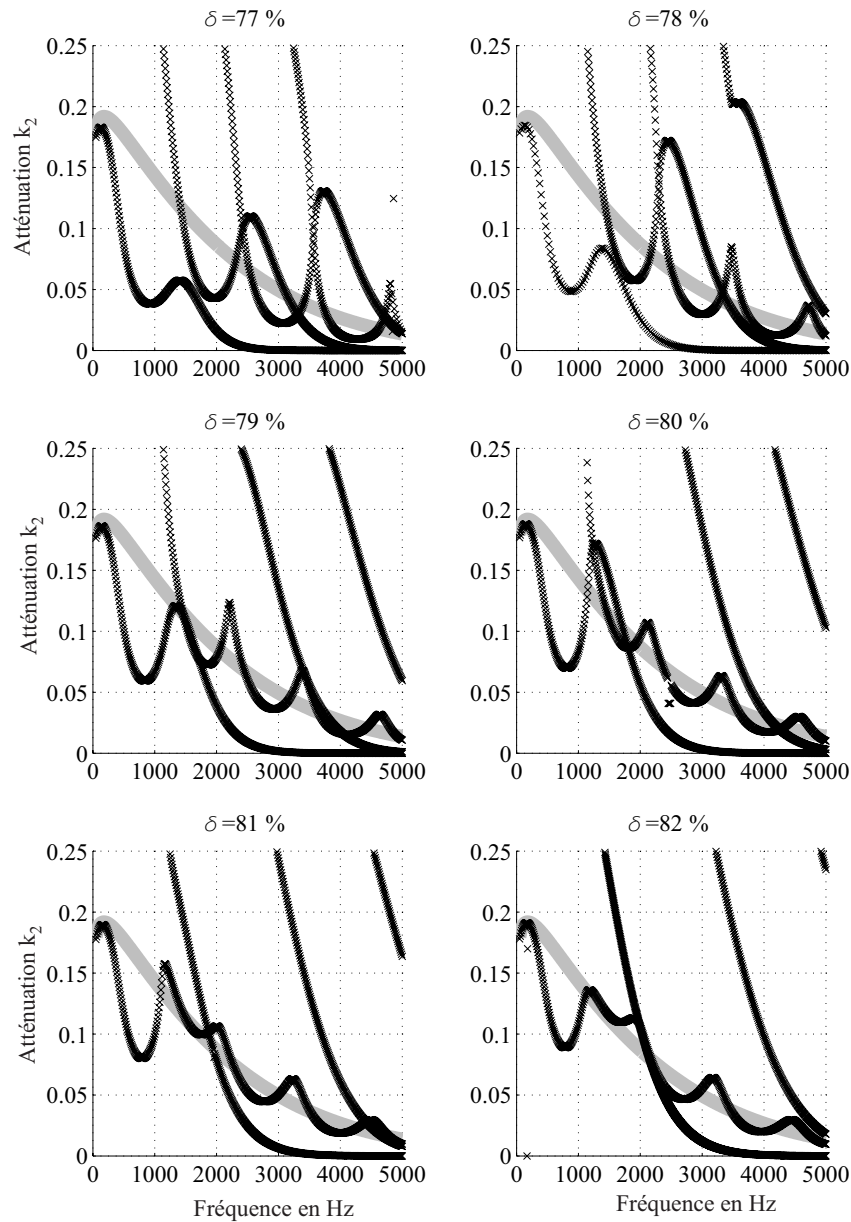


FIG. A.10 – Courbes de dispersion d'atténuation k_2 calculées pour différents modèles ayant un contraste de vitesse entre les couches δ compris entre 0.77 et 0.82 et une épaisseur d'anneau $b-a=1$ m (les courbes en gris correspondent aux courbes d'atténuation calculées pour un milieu homogène ayant les caractéristiques de l'anneau)

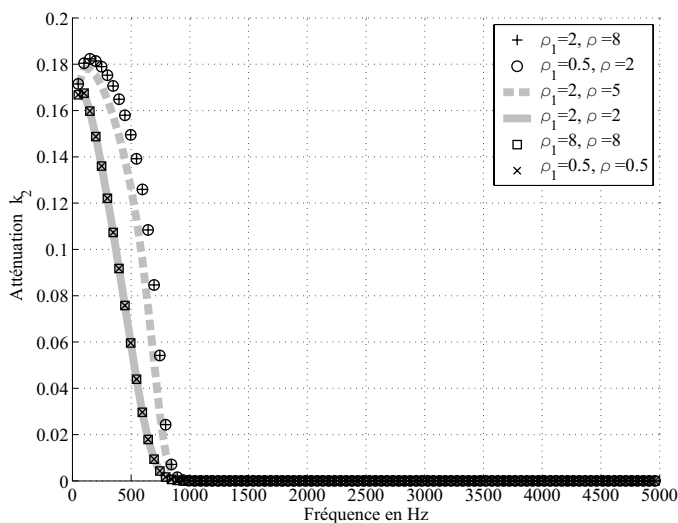


FIG. A.11 – Courbes de dispersion d’atténuation du mode fondamental calculées pour différents contrastes de densité

dans le milieu naturel.

A.3 Conclusions

Cette annexe présente les différentes études effectuées afin d’évaluer le comportement de l’atténuation soumis à des variations des paramètres constituant la relation de dispersion. Les études en milieux homogènes ont révélé que la courbe de dispersion d’atténuation est sensible à la fois à des variations de C_T mais également de C_L , contrairement à la vitesse de phase. Cette étude a également permis de mettre en évidence que plus le coefficient de Poisson est important plus l’atténuation l’est aussi.

En milieu bicouche, l’étude paramétrique menée sur l’influence de l’épaisseur sur l’atténuation a permis d’établir que plus l’épaisseur de l’anneau est importante, plus l’amplitude du maximum d’atténuation est faible et plus le domaine fréquentiel d’atténuation non nulle est étroit et confiné à basse fréquence. Ces deux observations s’expliquent par le fait que la majeure partie de l’énergie de l’onde de surface reste confinée dans l’anneau et seule la composante basse fréquence est soumise au rayonnement dans l’espace semi-infini.

L’influence du contraste de vitesse de propagation des ondes de volume entre les couches a ensuite été étudiée. Cette étude a montré une modification de l’allure des courbes de dispersion lorsque le contraste devient faible ($\delta > 0.7$). Elle se caractérise par l’apparition pour chacun des modes d’un second pic d’atténuation situé à plus

haute fréquence. L'atténuation par rayonnement radial devient ainsi minimale lorsque le mode converge vers la vitesse de phase calculée pour un espace semi-infini concave et inversement elle augmente de façon importante lorsqu'il s'en éloigne. L'apparition de ce deuxième pic implique des courbes modales d'atténuation sécantes entre elles rendant difficile la distinction automatique des différents modes de propagation.

Une dernière étude sur l'influence de la densité a , enfin, permis d'établir que plus le contraste de densité entre les couches est important, plus l'amplitude du maximum d'atténuation est importante et plus l'étendue fréquentielle de l'atténuation est importante. Il apparaît également important de noter que l'influence de la densité n'a d'impact sur l'atténuation qu'aux basses fréquences (dans le cas présenté $f < 1000Hz$).

Annexe B

Relations de dispersion de la littérature utilisées pendant la thèse

B.1 Relation de dispersion d'une onde de surface se propageant circonférentiellement dans un cylindre élastique homogène entouré par du vide

La relation (B.1) développée par [Viktorov, 1967] est utilisée dans le chapitre 4 pour calculer la vitesse de phase de l'onde de surface se propageant circonférentiellement dans un cylindre élastique homogène entouré de vide (défini dans la section 4.2.3 comme milieu «homogène convexe»).

$$\frac{J_{n+2}(k_L a) + J_{n-2}(k_L a) - 2 \left(\frac{k_L^2}{k_T^2} - 1 \right) J_n(k_L a)}{J_{n+2}(k_L a) - J_{n-2}(k_L a)} = \frac{J_{n+2}(k_T a) - J_{n-2}(k_T a)}{J_{n+2}(k_T a) + J_{n-2}(k_T a)} \quad (\text{B.1})$$

Dans l'équation (B.1), le nombre d'onde angulaire est réel, $n = \omega/C$, car il n'y a pas d'atténuation radiale dans le milieu et:

$$k_L = \frac{\omega}{C_L}, \quad k_T = \frac{\omega}{C_T}$$

B.2 Relations de dispersion d'une onde de surface se propageant circonférentiellement dans un anneau élastique et homogène

Cette section présente les deux relations de dispersion issues de la littérature utilisées dans le chapitre 4.2 (section 4.2.2).

B.2.1 Relation de [Gridin *et al.*, 2003]

La résolution de la relation de dispersion consiste à rechercher numériquement les valeurs de fréquence f et de vitesse de phase satisfaisant la relation (B.2).

$$\mathbf{D}\mathbf{a} = 0 \quad (\text{B.2})$$

Dans l'équation (B.2), $\mathbf{a} = (a_1, a_2, a_3, a_4)^T$ correspond aux constantes reliées aux amplitudes des ondes de volume ascendantes et descendantes et \mathbf{D} est une matrice 4×4 définie par l'équation (B.3).

$$\begin{aligned}
D_{11} &= (2n^2 - k_T b^2)J_n(k_L b) - 2k_L b J'_n(k_L b) \\
D_{12} &= (2n^2 - k_T b^2)Y_n(k_L b) - 2k_L b Y'_n(k_L b) \\
D_{13} &= 2in (k_T b J'_n(k_T b) - J_n(k_T b)) \\
D_{14} &= 2in (k_T b Y'_n(k_T b) - Y_n(k_T b)) \\
D_{21} &= (2n^2 \eta^{-2} - k_T b^2)J_n(k_L a) - 2k_L b \eta^{-1} J'_n(k_L a) \\
D_{22} &= (2n^2 \eta^{-2} - k_T b^2)Y_n(k_L a) - 2k_L b \eta^{-1} Y'_n(k_L a) \\
D_{23} &= 2in (\eta^{-1} k_T b J'_n(k_T a) - \eta^{-2} J_n(k_T a)) \\
D_{24} &= 2in (\eta^{-1} k_T b Y'_n(k_T a) - \eta^{-2} Y_n(k_T a)) \\
D_{31} &= 2in (k_L b J'_n(k_L b) - J_n(k_L b)) \\
D_{32} &= 2in (k_L b Y'_n(k_L b) - Y_n(k_L b)) \\
D_{33} &= -(2n^2 - k_T b^2)J_n(k_T b) + 2k_T b J'_n(k_T b) \\
D_{34} &= -(2n^2 - k_T b^2)Y_n(k_T b) + 2k_T b Y'_n(k_T b) \\
D_{41} &= 2in (\eta^{-1} k_L b J'_n(k_L a) - \eta^{-2} J_n(k_L a)) \\
D_{42} &= 2in (\eta^{-1} k_L b Y'_n(k_L a) - \eta^{-2} Y_n(k_L a)) \\
D_{43} &= -(2n^2 \eta^{-2} - k_T b^2)J_n(k_T a) + 2k_T b \eta^{-1} J'_n(k_T a) \\
D_{44} &= -(2n^2 \eta^{-2} - k_T b^2)Y_n(k_T a) + 2k_T b \eta^{-1} Y'_n(k_T a)
\end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

Avec a et b les rayons respectivement interne et externe de l'anneau, et:

$$\eta = \frac{a}{b}, \quad n = \frac{\omega}{C}$$

B.2.2 Relation de [Liu et Qu, 1998]

Le cheminement est identique à la section précédente, c'est à dire résoudre numériquement la relation (B.2) avec \mathbf{D} définie par l'équation (B.4).

$$\begin{aligned}
D_{11} &= \frac{k_T^2 b^2}{\kappa^2} \left[J_{n-2} \left(\frac{k_T b}{\kappa} \right) + J_{n+2} \left(\frac{k_T b}{\kappa} \right) - 2(\kappa^2 - 1) J_n \left(\frac{k_T b}{\kappa} \right) \right] \\
D_{12} &= \frac{k_T^2 b^2}{\kappa^2} \left[Y_{n-2} \left(\frac{k_T b}{\kappa} \right) + Y_{n+2} \left(\frac{k_T b}{\kappa} \right) - 2(\kappa^2 - 1) Y_n \left(\frac{k_T b}{\kappa} \right) \right] \\
D_{13} &= i k_T^2 b^2 [J_{n-2}(k_T b) - J_{n+2}(k_T b)] \\
D_{14} &= i k_T^2 b^2 [Y_{n-2}(k_T b) - Y_{n+2}(k_T b)] \\
D_{21} &= \frac{\eta^2 k_T^2 b^2}{\kappa^2} \left[J_{n-2} \left(\frac{\eta k_T b}{\kappa} \right) + J_{n+2} \left(\frac{\eta k_T b}{\kappa} \right) - 2(\kappa^2 - 1) J_n \left(\frac{\eta k_T b}{\kappa} \right) \right] \\
D_{22} &= \frac{\eta^2 k_T^2 b^2}{\kappa^2} \left[Y_{n-2} \left(\frac{\eta k_T b}{\kappa} \right) + Y_{n+2} \left(\frac{\eta k_T b}{\kappa} \right) - 2(\kappa^2 - 1) Y_n \left(\frac{\eta k_T b}{\kappa} \right) \right] \\
D_{23} &= i \eta^2 k_T^2 b^2 [J_{n-2}(\eta k_T b) - J_{n+2}(\eta k_T b)] \\
D_{24} &= i \eta^2 k_T^2 b^2 [Y_{n-2}(\eta k_T b) - Y_{n+2}(\eta k_T b)] \\
D_{31} &= \frac{i k_T^2 b^2}{\kappa^2} \left[J_{n-2} \left(\frac{k_T b}{\kappa} \right) - J_{n+2} \left(\frac{k_T b}{\kappa} \right) \right] \\
D_{32} &= \frac{i k_T^2 b^2}{\kappa^2} \left[Y_{n-2} \left(\frac{k_T b}{\kappa} \right) - Y_{n+2} \left(\frac{k_T b}{\kappa} \right) \right] \\
D_{33} &= -k_T^2 b^2 [J_{n-2}(k_T b) + J_{n+2}(k_T b)] \\
D_{34} &= -k_T^2 b^2 [Y_{n-2}(k_T b) + Y_{n+2}(k_T b)] \\
D_{41} &= \frac{i \eta^2 k_T^2 b^2}{\kappa^2} \left[J_{n-2} \left(\frac{\eta k_T b}{\kappa} \right) - J_{n+2} \left(\frac{\eta k_T b}{\kappa} \right) \right] \\
D_{42} &= \frac{i \eta^2 k_T^2 b^2}{\kappa^2} \left[Y_{n-2} \left(\frac{\eta k_T b}{\kappa} \right) - Y_{n+2} \left(\frac{\eta k_T b}{\kappa} \right) \right] \\
D_{43} &= -\eta^2 k_T^2 b^2 [J_{n-2}(\eta k_T b) + J_{n+2}(\eta k_T b)] \\
D_{44} &= -\eta^2 k_T^2 b^2 [Y_{n-2}(\eta k_T b) + Y_{n+2}(\eta k_T b)]
\end{aligned} \tag{B.4}$$

Avec $n = \omega/C(b)$

B.3 Relation de dispersion d'une onde de surface se propageant longitudinalement à la surface d'une cavité cylindrique en milieu homogène et élastique

La relation de dispersion permettant de calculer la vitesse de phase dans ce type de milieu est obtenue par l'annulation des contraintes σ_{rr} et σ_{rz} à la surface de la cavité de la cavité cylindrique en $r = a$.

Représentée sous un forme matricielle, la relation de dispersion devient:

$$\mathbf{D}\mathbf{a} = 0 \quad (\text{B.5})$$

Dans l'équation (B.2), $\mathbf{a} = (a_1, a_2)^T$ correspond aux constantes reliées aux amplitudes des ondes de volume se propageant radialement depuis la cavité vers l'espace infini et \mathbf{D} est une matrice 2×2 définie dans l'équation (B.6)

$$\begin{aligned} D_{11} &= (k^2 - \beta^2)a^2 H_0(\alpha a) + 2\alpha a H_1(\alpha a) \\ D_{12} &= 2k\beta a^2 H_0(\beta a) - 2ka H_1(\beta a) \\ D_{21} &= -2ik\alpha a^2 H_1(\alpha a) \\ D_{22} &= i(k^2 - \beta^2)a^2 H_1(\beta a) \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

Avec le nombre d'onde longitudinal $k = \omega/C$, $\alpha = \sqrt{k_L^2 - k^2}$ et $\beta = \sqrt{k_T^2 - k^2}$

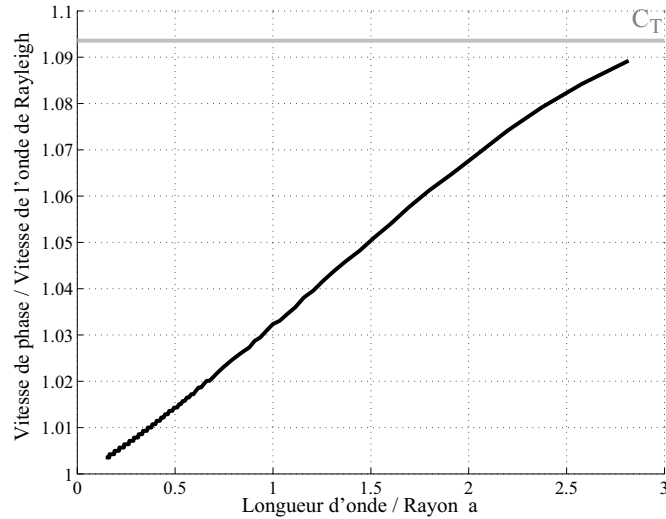


FIG. B.1 – Comparaison de la courbe de dispersion calculée pour le dispositif suivant la cavité cylindrique de la cavité cylindrique de rayon $a=0.55$ et celle obtenue numériquement en utilisant le modèle

La figure B.1 est une représentation de la vitesse de phase normalisée par la vitesse de l'onde de Rayleigh en fonction de la longueur d'onde normalisée par le rayon de courbure pour un coefficient de Poisson de 0.22 (ν classique du béton). L'augmentation de la vitesse de phase avec la longueur d'onde est nettement observable et tend vers la vitesse de propagation de l'onde transverse C_T . Cette variation importante implique que l'impact

de la concavité de la cavité sur la vitesse de phase est plus important en profondeur qu'à la surface de la cavité. [Biot, 1952] définit le terme de longueur d'onde normalisée de coupure (Normalized cut-off wavelenght) correspondant à la longueur d'onde normalisée par le rayon à partir de laquelle la vitesse de phase est supérieure ou égale à C_T .

AUTORISATION DE SOUTENANCE DE THESE
DU DOCTORAT DE L'INSTITUT NATIONAL
POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

o0o

VU LES RAPPORTS ETABLIS PAR :

Monsieur Robert CHARLIER, Professeur, Université de Liège, Belgique

Monsieur Denis JONGMANS, Professeur, LGIT, Grenoble

Le Président de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, autorise :

Monsieur LAGARDE Julien

à soutenir devant un jury de l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE,
une thèse intitulée :

"Utilisation des ondes de surface pour l'inspection des parois de galeries"

NANCY BRABOIS
2, AVENUE DE LA
FORET-DE-HAYE
BOITE POSTALE 3
F - 54501
VANDŒUVRE CEDEX

en vue de l'obtention du titre de :

DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

Spécialité : « Génie civil - hydrosystèmes - géotechnique »

Fait à Vandoeuvre, le 03 octobre 2007

Le Président de l'I.N.P.L.,

F. LAURENT

