



HAL
open science

Modélisation physique à échelle réduite pour l'adaptation de l'inversion des formes d'ondes sismiques au génie civil et à la subsurface.

François Bretaudeau

► **To cite this version:**

François Bretaudeau. Modélisation physique à échelle réduite pour l'adaptation de l'inversion des formes d'ondes sismiques au génie civil et à la subsurface.. Géophysique [physics.geo-ph]. Université de Nantes, 2010. Français. NNT: . tel-00730540

HAL Id: tel-00730540

<https://theses.hal.science/tel-00730540>

Submitted on 10 Sep 2012

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

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

UNIVERSITÉ DE NANTES
FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES

ÉCOLE DOCTORALE
SCIENCES POUR L'INGÉNIEUR GÉOSCIENCES ARCHITECTURE

Année 2010

N° B.U. : _____

**MODÉLISATION PHYSIQUE À ÉCHELLE RÉDUITE POUR
L'ADAPTATION DE L'INVERSION DES FORMES D'ONDES
SISMIQUES AU GÉNIE CIVIL ET À LA SUBSURFACE**

Thèse de DOCTORAT

Discipline : SCIENCES DE LA TERRE
Spécialité : GÉOPHYSIQUE

Présentée et soutenue par

FRANÇOIS BRETAUDEAU

Le 8 Janvier 2010, devant le jury composé de :

Rapporteurs :	Denis Hervé	JONGMANS PERROUD	Professeur de l'Université de Grenoble Professeur de l'Université de Pau
Examineurs :	Stéphane Antoine Odile Donatienne	OPERTO MOCQUET ABRAHAM LEPAROUX	Chargé de recherche CNRS, HDR, Université de Nice Professeur de l'Université de Nantes Ingénieur Chercheur, HDR, LCPC Chargé de Recherche, LCPC
Membres invités :	Philippe Gilles Céline	CÔTE GRANDJEAN GELIS	Directeur de recherche, LCPC Dr. Chercheur, HDR, BRGM Ingénieur Chercheur, IRSN

Direction de thèse : Odile ABRAHAM, Laboratoire Central des Ponts et Chaussées
Encadrement scientifique : Donatienne LEPAROUX, Laboratoire Central des Ponts et Chaussées

Remerciements

Je tiens à remercier tout particulièrement mon encadrante **Donatienne LEPAROUX** de m'avoir fait confiance depuis le début de la thèse. Merci de m'avoir confié cet important projet scientifique. Merci pour ton soutien, tes conseils, tant scientifiques qu'organisationnels, stratégiques, pour ta gentillesse. Je remercie également ma directrice de thèse **Odile ABRAHAM** de m'avoir permis de découvrir le LCPC au travers de mon stage de master 2. Merci également pour ton soutien et la confiance accordée, mais aussi pour les critiques constructives. Enfin, merci à toutes les deux de m'avoir donné l'occasion, comme je le désirais, de me mettre à la géophysique, tout en mettant à profit ma formation initiale en mécanique et acoustique. Merci d'avoir autant que possible favorisé la mise en pratique de mes idées et d'avoir su mettre en valeur mon travail.

Merci également à **Philippe CÔTE** de m'avoir accepté dans son équipe de recherche du LCPC, et merci à toute l'équipe de la section RG pour l'agréable ambiance qui y règne.

Un grand merci à **Olivier DURAND**, technicien électronicien à la section RG, et aujourd'hui ami. Olivier s'est investi dans le développement du laboratoire MUSC bien au-delà de ce que j'aurais pu attendre. Il a fourni un travail d'une grande qualité, étant toujours force de proposition et faisant toujours preuve d'un appréciable esprit critique. Olivier a partagé avec moi la plupart de mes longues et nombreuses journées passées au laboratoire, et je tiens à souligner que nous avons réalisé ensemble une grande partie du travail méthodologique présenté dans le chapitre 3 de ce manuscrit, et que beaucoup de choses n'auraient pas été possibles sans lui. Merci également pour les bons moments, labo, terrain, pauses café et autres.

Je remercie vivement **Romain BROSSIER**, doctorant au laboratoire Geoazur en même temps que moi, de m'avoir fait profiter de ses codes de modélisation et d'inversion au fil de leur développement. La remarquable qualité de ses codes, leur efficacité, la rigueur avec laquelle ils ont été développés, leur clarté et leur maniabilité ont facilité leur compréhension, leur utilisation et les petites modifications que j'ai eu besoin de faire. Merci à Romain pour les nombreux échanges, merci d'avoir toujours pris du temps pour répondre à mes nombreuses questions, merci pour ta rigueur, merci d'avoir toujours répondu à tout ! c'est pratique ! et j'espère continuer à échanger et collaborer par la suite.

Je remercie par la même occasion **Stéphane OPERTO**, directeur de thèse de Romain et coordinateur du projet ANR SEISCOPE dans lequel s'est inscrit ce projet, de m'avoir permis de me faire la main avec ses codes de modélisation et d'inversion acoustique avant de commencer à utiliser les codes élastiques de Romain. Merci Stéphane pour tous tes précieux conseils, toutes tes remarques et suggestions, merci pour les régulières invitations à présenter

mon travail à Nice, et enfin merci pour la reconnaissance, la confiance, et pour avoir toujours suivi avec beaucoup d'intérêt mon travail. Nos rencontres ont la plupart du temps déclenché chez moi des regains de motivations.

Merci également à tous les chercheurs et doctorants gravitant autour du projet ANR et du consortium SEISCOPE que j'ai eu la chance de côtoyer à plusieurs reprises au cours de ces trois années. Merci notamment à **Jean VIRIEUX** pour la pluie de remarques lors de notre rencontre au LCPC Paris, merci à **Alessandra RIBODETTI** pour les discussions scientifiques, ses conseils et sa gentillesse. Merci également aux doctorants du consortium, **Hafedh, Vincent et Vincent, Damien**, pour les échanges et les bons moments à Nice et à Amsterdam. Merci également à **Gilles GRANDJEAN** et son doctorant **Anouar ROMDHANE** du BRGM pour les régulières discussions et l'intérêt porté à mon travail.

Je tiens également à remercier **Clément ROSSIGNOL** de m'avoir reçu quelques jours au LMP de Bordeaux et de m'avoir initié puis laissé librement expérimenter la source laser impulsionnelle du LMP sur mes propres matériaux.

Un grand merci à mes rapporteurs **Denis JONGMANS** et **Hervé PERROUD**, examinateurs **Stéphane OPERTO** et **Antoine MOCQUET**, ainsi qu'aux invités **Gilles GRANDJEAN**, **Céline GELIS** et **Philippe CÔTE**, qui ont accepté de relire et critiquer mon manuscrit. Je suis conscient que ce n'était pas une « mince » affaire !

Je remercie enfin tous ceux qui ont planché sur leur thèse en même temps que moi, au LCPC et ailleurs, avec qui j'ai partagé des bons moments, et qui m'ont aidé d'une manière ou d'une autre. Une pensée particulière pour les super colocs de bureau **Mathieu, Yannick, Yves-Laurent** que j'ai eu la chance d'avoir. Une pensée pour ceux qui ont soutenu : **Tangi, Cédric, Slah, Barbara, Fa-Ming, Gwen, Fernando, Tahina, Vanessa**, et ceux qui n'ont pas encore fini : **Khaled, Nicolas, Yannick, Ahmed, Edvina, Carina**, et j'en oublie certainement.

Merci aussi à ma famille et à mes amis Nantais, et en particulier aux gars de **Lemurya**, qui sans comprendre quoi que ce soit de ce que je fais, ont accepté mes conditions sans condition, et sont restés patients et présents.

Y para terminar, mil gracias a la princesita que llevo a mi vida hace poco tiempo. Tu has cambiado todo en mi vida, te agradezco por estar siempre a mi lado, trabajando, descansando, y por ayudarme a hacer los días difíciles soportables y los días agradables espléndidos. Mi vida, todo lo que viene es para ti.

Table des matières

1	L'expérimentation contrôlée pour l'imagerie sismique de la subsurface	5
1.1	Propagation des ondes mécaniques en milieux viscoélastiques	7
1.1.1	Relations fondamentales	7
1.1.2	Ondes guidées	11
1.1.3	Propriétés énergétiques	14
1.2	L'imagerie par ondes mécaniques à différentes échelles	21
1.2.1	Introduction	21
1.2.2	L'évaluation et le contrôle non destructif	23
1.2.3	L'imagerie médicale ultrasonore	24
1.2.4	Les méthodes d'imagerie sismique profonde	26
1.2.5	Synthèse	31
1.3	La sismique de subsurface	32
1.3.1	Problématiques et enjeux	32
1.3.2	Caractéristiques de la subsurface	33
1.3.3	Techniques courantes	33
1.3.4	Apport potentiel de l'inversion des formes d'ondes	36
1.4	Modélisation physique en géophysique	39
1.4.1	Problèmes relatifs à l'imagerie en géophysique	39
1.4.2	Vers l'expérimentation contrôlée	40
1.4.3	Modélisation à l'échelle ultrasonore pour l'étude des matériaux et la compréhension des phénomènes de propagation	41
1.4.4	Méthodes d'imagerie sismique à échelle réduite	43
1.4.5	Bilan	45
2	L'inversion des formes d'ondes	47
2.1	Historique	48
2.2	Le problème direct	50
2.2.1	Différentes méthodes numériques	50
2.2.2	Modélisation P-SV en Volumes Finis par éléments de Galerkin Discon- tinus (FV/GD)	51
2.2.3	Résolution numérique des équations	56
2.3	Le problème inverse	57
2.4	Préconditionnement et régularisation	61
2.5	Applications aux données réelles	64
2.6	Conclusion	71

3	Mise en place d'un laboratoire de sismique ultrasonore (MUSC)	73
3.1	Sismique à échelle réduite : besoins et contraintes	74
3.1.1	Changements d'échelles	74
3.1.2	Les différents éléments d'un laboratoire de sismique ultrasonore	77
3.2	Modélisation physique du sous-sol	78
3.2.1	Réalisation de modèles réduits	78
3.2.2	Caractérisation ultrasonore des matériaux	83
3.3	Réception ultrasonore par interférométrie laser	104
3.3.1	Réception de signaux sismiques	104
3.3.2	L'interférométrie laser	104
3.3.3	Le système d'acquisition	106
3.3.4	Caractéristiques du bruit de fond	106
3.4	Sources ultrasonores	108
3.4.1	Différentes technologies pour la génération d'ondes ultrasonores	110
3.4.2	Caractérisation des sources	128
3.5	Le banc de mesure	134
3.6	Validation des données	139
3.6.1	Présentation des données ultrasonores	139
3.6.2	Confrontation des données synthétiques aux données expérimentales	144
3.7	Conclusions	147
4	Évaluation des performances de l'inversion des formes d'ondes pour la détection de cavités souterraines	153
4.1	Imagerie de cavités souterraines dans la subsurface par méthodes sismiques	154
4.2	Modélisation numérique pour la compréhension des phénomènes	156
4.2.1	Cartes monofréquentielles	157
4.2.2	Analyse temporelle	161
4.2.3	Bilan et interprétation en vue de l'inversion des données expérimentales	166
4.3	Approche numérique	167
4.3.1	Le choix des fréquences inversées	167
4.3.2	Influence du contraste d'impédance	177
4.3.3	Rôle du dispositif d'acquisition	184
4.3.4	Inversion de données en l'absence de basses fréquences	195
4.3.5	Profondeur et dimensions	198
4.3.6	Synthèse	201
4.4	Inversion de données expérimentales contrôlées	202
4.4.1	Inversion séquentielle de données basses fréquences	202
4.4.2	Inversion de données expérimentales en l'absence de basses fréquences	213
4.4.3	Inversion de l'atténuation	217
4.5	Vers l'application de la méthode pour l'imagerie de cavité à échelle réelle	220
5	Apport des ondes de surface à l'imagerie quantitative des premiers mètres du sous-sol	225
5.1	Introduction	226
5.2	Imagerie élastique quantitative en présence d'ondes de surface	227
5.2.1	Présentation et analyse du cas d'étude	227
5.2.2	Inversion de données synthétiques	237

5.2.3	Inversion de données expérimentales contrôlées	249
5.3	Imagerie d'un milieu dispersif à variations latérales et inversion de vitesse . .	261
5.3.1	Présentation et analyse du cas d'étude	261
5.3.2	Inversion de données synthétiques	264
5.3.3	Inversion de données expérimentales contrôlées	268
5.4	Conclusions	273
6	Conclusions, perspectives	275
Annexes		283
A	Détermination du diagramme de rayonnement d'un piston plan rayonnant en surface.	i
B	Modèles réduits	iii
B.1	Modèle homogène à cavité cylindrique	iii
B.2	Modèles à trois couches	iv
B.3	Modèle à six couches	vi
C	Caractéristiques viscoélastiques des modèles réduits	viii
D	Régularisation par « Total Variation »	ix
	Références bibliographiques	x

Liste des figures

1.1	Déplacement des particules pour une onde de compression (P) et une onde de cisaillement (S) (d'après Bolt (1976))	9
1.2	Déplacement des particules pour une onde de Love et une onde de Rayleigh (d'après Bolt (1976))	12
1.3	Rapport des amplitudes des composantes verticales et horizontales en fonction de la profondeur adimensionnée pour une onde de Rayleigh dans un demi-espace élastique, homogène, isotrope (d'après Richart et al. (1970))	13
1.4	Source ponctuelle harmonique à la surface d'un demi-espace élastique, homogène, isotrope. a) Répartition des différents champs d'onde. b) Répartition de l'amplitude entre les différentes ondes. (d'après Woods (1968))	15
1.5	Signaux temporels générés par une source ponctuelle impulsionnelle à la surface d'un demi-espace élastique, homogène, isotrope. a) Composante verticale b) Composante horizontale c) Mouvement des particules. (d'après Lamb (1904))	16
1.6	Diagrammes de directivité d'un piston plan de rayon a rayonnant à la surface d'un demi-espace homogène. La répartition spatiale de l'onde P est représentée en trait plein rouge, celle des ondes S en pointillé bleu. Diagrammes calculés d'après la formulation de Tang et al. (1994) (voir annexe A).	17
1.7	Amplitude relative d'une onde de compression dans l'axe d'un piston rayonnant à la surface d'un demi-espace homogène infini (d'après Royer and Dieulesaint (1996)).	17
1.8	Échographies gynécologique ultrasonore 2D et 3D.	26
1.9	Sismogramme obtenu dans la subsurface après corrections d'amplitudes (tir à la masse). On distingue facilement les ondes réfractées. Les réflexions sont masquées par l'onde de surface et sont difficiles à distinguer. Le train d'ondes de surface est très énergétique, mais sa complexité liée à l'hétérogénéité 3D du milieu est difficile à interpréter.	37
2.1	Grille de discrétisation en volumes finis mixte : maillage structuré en triangles équilatéraux (en bas), maillage non structuré (en haut) contraint par une surface libre plane.	55
3.1	Schéma représentatif du laboratoire de mesure ultrasonore sans contact MUSC. 4 éléments constitutifs : 1) le modèle réduit, 2) la source ultrasonore et le système de génération de signaux, 3) le système de réception (laser + carte d'acquisition), 4) le système de déplacement de la source et du récepteur au dessus du modèle. L'ensemble est piloté à partir d'un ordinateur.	79
3.2	Laboratoire de mesure laser ultrasonore MUSC. On retrouve les quatres éléments : 1) modèle réduit 2) source ultrasonore piezoelectrique 3) interféromètre laser TEMPO 4) banc Microcontrol [®] permettant de supporter le modèle et isoler des perturbations extérieurs, ainsi que de déplacer l'interféromètre et la source ultrasonore au dessus du modèle.	79

3.3	Sismogramme obtenu sur le modèle homogène en aluminium. Fréquence centrale 500 kHz , 500 récepteurs espacés de 0.5 mm . (1) Onde P directe, (2) Onde de Rayleigh, (3) Ondes P réfléchies par les parois du modèle, (4) Réflexion de l'onde de Rayleigh (sens du dispositif d'acquisition), (5) Réflexion de l'onde P au fond du modèle, (6) Réflexions latérales de l'onde de Rayleigh. (voir propriétés en annexe C)	82
3.4	Diagrammes (gris) et courbes (vert) de dispersion : vitesse de phase de l'onde de Rayleigh en fonction de la fréquence pour différents matériaux.	87
3.5	Ricker synthétique : Signal temporel, module et phase de la FFT.	89
3.6	Ondelette source réelle extraite d'un sismogramme : Signal temporel, module et phase de la FFT.	89
3.7	Sismogramme mesuré à 120 kHz pour le matériau PP (polypropylène). Les flèches rouges sur les agrandissements (b) et (c) indiquent à quel endroit sont pointés les temps d'arrivée.	90
3.8	Exemple de rapport de spectres obtenu à partir des amplitudes des spectres pour $\Delta x = 25\text{ mm}$. L'atténuation est linéaire dans les gammes de fréquence $60\text{-}200\text{ kHz}$ et $200\text{-}400\text{ kHz}$	94
3.9	Résultats de l'estimation du facteur de qualité Q_S par la méthode des rapports de spectres pour différents Δx	94
3.10	Facteur de qualité Q_S en fonction de la fréquence obtenu par analyse de la décroissance exponentielle de l'amplitude.	94
3.11	Courbes de dispersion théoriques (vitesse de phase / fréquence) pour une plaque de PMMA d'épaisseur 10 mm . Modes symétriques en rouge, modes antisymétriques en bleu.	95
3.12	Paramètres β_1 et β_2 en fonction de ν	98
3.13	Variation du rapport des fréquences de résonance f_2/f_1 et position sur cette courbe de paramètres	98
3.14	Dispositif pour la mesure des fréquences de résonances des modes S_1 et A_2 à vitesse de groupe nulle.	99
3.15	Sismogrammes obtenus en transmission sur une plaque de PMMA d'épaisseur $e = 10.04\text{ mm}$ - Les mesures multirécepteurs ont été réalisés avec l'interféromètre laser mesurant la composante normale à la surface seulement.	100
3.16	Diagrammes de dispersion calculés d'après les mesures dans la plaque de PMMA d'épaisseur $e = 10.04\text{ mm}$. On retrouve les différents modes calculés et représentés sur la figure 3.11.	100
3.17	Signaux temporels mesurés en transmission sur une plaque de PMMA de $e = 10.04\text{ mm}$	102
3.18	Amplitude de la transformée de Fourier des signaux mesurés en transmission sur une plaque de PMMA de $e = 10.04\text{ mm}$	102
3.19	L'interféromètre laser Bossa Nova TEMPO-FS2000 mesure l'amplitude du déplacement normal à la surface de l'échantillon.	106
3.20	Superposition de 30 réalisations du bruit de fond mesuré sur 0.1 ms par l'interféromètre laser - signaux temporels, module et phase de la FFT.	107
3.21	Répartition statistique de l'amplitude des signaux temporels et de la phase pour 30 réalisations du bruit de fond mesuré sur 0.1 ms par l'interféromètre laser	108
3.22	Acquisition de données sismiques au moyen d'une source ultrasonore à couplage par air ULTRAN [®] à 500 kHz en incidence oblique à l'angle critique et d'un interféromètre laser	112
3.23	Génération des ultrasons par laser impulsif de puissance - ce schéma illustre le type de déformation engendré par chaque régime de fonctionnement.	114
3.24	Dispositif de mesure laser ultrasonore microseconde - (LMP) - source laser pulsé Quanta-Ray 4 ns (Spectra-Physics [®]) et interféromètre TEMPO-FS200 (Bossa Nova [®])	116
3.25	Données obtenues par génération laser en mode thermoélastique et réception laser en configuration de transmission au travers d'un bloc de résine époxy chargé de marbre d'épaisseur 30 mm . On peut voir l'onde P, l'onde S et plusieurs réflexions multiples.	117

3.26	Données obtenues par génération laser en mode ablation et réception laser en configuration de réflexion sur un bloc de résine époxy chargé de marbre d'épaisseur 30 mm. On distingue l'onde P, l'onde de Rayleigh et l'onde de Scholte se déplaçant le long de la surface, ainsi que des réflexions, réflexions multiples et conversion sur le fond de l'échantillon. L'excitation par une force normale permet également la génération d'une onde S et de réflexion SS. Mis à part l'onde de Scholte, le contenu fréquentiel des données est large bande et situé entre 10 kHz et 450 kHz.	117
3.27	Transducteurs piézoélectriques de contact classiques utilisés en E/CND.	118
3.28	Sismogrammes correspondant à la propagation dans un milieu homogène avec une inclusion vide cylindrique, à 500 kHz avec une source piézoélectrique de 30 mm en surface	121
3.29	Inversion acoustique de données synthétiques : milieu à trois couches avec inclusion circulaire vide - 12 sources - 120 récepteurs - 8 fréquences sont inversées séquentiellement. a) modèle exact b) modèle initial c) modèle obtenu après inversion pour 12 sources ponctuelles, d) modèle obtenu après inversion pour 12 sources linéiques de largeur 10 mm.	121
3.30	Transducteurs piézoélectriques miniatures	123
3.31	Sismogramme obtenu dans un milieu homogène avec inclusion cylindrique avec une source piézoélectrique EPA [®] « Pico » de 1 mm de diamètre. Le transducteur est très fortement résonnant. L'ondelette générée est très fortement perturbée par la géométrie du transducteur. On distingue néanmoins l'onde P, l'onde de Rayleigh et des diffractions par l'inclusion.	123
3.32	Simulation numérique de la propagation jusqu'à 250 mm d'une onde acoustique générée par une source linéique. La droite correspond à l'arrivée directe, l'hyperbole sur la figure (b) correspond aux diffractions par les extrémités de la source.	124
3.33	Source piézoélectrique V103 avec un adaptateur conique de polyuréthane.	126
3.34	Source ponctuelle ACSYS [®]	126
3.35	Mesure de la directivité des sources piezoélectriques	129
3.36	Sismogramme obtenu dans un milieu homogène en polypropylène avec la source piézoélectrique V103 pour une excitation de type « Ricker » centré sur 500 kHz. L'amplitude absolue est donnée en Angstrom (Å)	130
3.37	Signaux temporels et modules des spectres de la source piézoélectrique V103 (sans adaptateur conique) pour différents angles d'incidence (0°, 15°, 30°, et 60°) - Composante normale	131
3.38	Diagrammes de directivité (amplitude en dB) de la source piezoélectrique V103 (sans adaptateur conique) à différentes fréquences - Composante normale	131
3.39	Signaux temporels et modules des spectres de la source piézoélectrique V103 avec adaptateur conique de polyuréthane pour différents angles d'incidence (0°, 15°, 30°, et 60°) - Composante normale	132
3.40	Diagrammes de directivité (amplitude en dB) de la source piezoélectrique V103 avec adaptateur conique de polyuréthane à différentes fréquences - Composante normale	132
3.41	Sismogramme obtenu dans un milieu homogène en polypropylène avec la source ponctuelle ACSYS [®] pour une excitation de type « Ricker » centré sur 120 kHz. L'amplitude absolue est donnée en Angstrom (Å)	134
3.42	Signaux temporels et modules des spectres de la source ACSYS [®] (0°, 15°, 30°, et 60°) - Composante normale	135
3.43	Diagrammes de directivité (amplitude en dB) de la source ACSYS [®] à différentes fréquences - Composante normale	135
3.44	Signaux temporels et modules des spectres de la source ACSYS [®] (0°, 15°, 30°, et 60°) - Composante cisailante	136
3.45	Diagrammes de directivité (amplitude en dB) de la source ACSYS [®] à différentes fréquences - Composante cisailante	136
3.46	Illustration d'un jeu de donné multisource / multirécepteur obtenu sur le modèle en résine à 6 couches présenté en annexe B.3.	138

3.47	Modèle homogène avec cavité et dispositif d'acquisition associé	140
3.48	Influence des prétraitements sur une trace de chaque jeu de données et sa transformée de Fourier. Les réflexions tardives parasites, l'onde de Scholte, et les multiples dans la source sont supprimés. Le bruit dans les zones précoces et tardives est mis à zéro. Un filtre passe-bande à phase nulle est appliqué.	141
3.49	Données ultrasonores et synthétiques obtenues sur le milieu homogène en polypropylène avec cavité cylindrique à 120 kHz . Les réflexions tardives parasites, le bruit électronique et lié au laser, l'onde de Scholte et le bruit basses et hautes fréquences dans (a) sont supprimés dans (b). Une diffraction de l'onde de volume P par la cavité, de très faible amplitude, est observée au niveau de la cavité vers l'offset 60 mm . À partir de l'offset 60 mm , l'amplitude de l'onde P directe chute. Nettement plus importante, une diffraction de l'onde de surface revenant dans la direction de la source est également générée par la cavité. Tous ces événements sont correctement reproduits par la modélisation numérique (c).	142
3.50	Données ultrasonores et synthétiques obtenues sur le milieu homogène en polypropylène avec cavité cylindrique à 350 kHz . Les réflexions tardives parasites, le bruit électronique et lié au laser, l'onde de Scholte, les bruits basses et hautes fréquences, ainsi que les multiples de la source les plus éloignés dans (a) sont supprimés dans (b). Une diffraction de l'onde P par la cavité, ainsi qu'une conversion de cette réflexion en onde de surface sont clairement visibles sur les données expérimentales. Les réflexions multiples dans la source et tous les événements observés dans les données sont bien reproduites dans les synthétiques (c).	143
3.51	Grille de volumes finis utilisée pour la modélisation numérique.	145
3.52	Partie réelle de la composante verticale du champ harmonique à 20 kHz pour une source en $x = 0$ et à 34 kHz pour une source en $x = 40\text{ mm}$. Les PML sont efficaces jusqu'aux plus basses fréquences des données.	145
3.53	Comparaison de l'ondelette synthétique envoyée au transducteur (pointillé rouge) et de l'ondelette expérimentale inversée (plein bleu) pour les deux jeux de données 120 et 350 kHz . Les transducteurs et le couplage avec le milieu ont un effet non négligeable sur l'ondelette source émise.	146
3.54	Comparaison de traces synthétiques (pointillés bleus) et traces réelles (plein rouge) pour différentes distance source-récepteur pour le jeu de données basses fréquences. Les formes d'ondes mesurées coïncident avec les synthétiques.	148
3.55	Comparaison de traces synthétiques (pointillés bleus) et traces réelles (plein rouge) pour différentes distance source-récepteur pour le jeu de données hautes fréquences. Les formes d'ondes mesurées coïncident avec les synthétiques.	149
4.1	Composante verticale (gauche) et horizontale (droite) de la partie réelle du champ à 24 kHz . Seule une onde de surface se propage autour de la cavité à cette fréquence. La cavité génère une réflexion de l'onde de surface se propageant en direction du point d'excitation - $\lambda_P/2 = 56.3\text{ mm}$, $\lambda_S/2 = 25.0\text{ mm}$, $\lambda_R/2 = 23.5\text{ mm}$	158
4.2	Composante verticale (gauche) et horizontale (droite) de la partie réelle du champ à 54 kHz . On distingue l'onde de surface jusqu'à une profondeur d'environ 12 mm , et des ondes de volume. La cavité engendre une diffraction de l'onde de surface (sur la gauche) et perturbe le champ transmis (à droite). L'information contenue dans les résidus est différente en V_z et en V_x - $\lambda_P/2 = 25.6\text{ mm}$, $\lambda_S/2 = 11.4\text{ mm}$, $\lambda_R/2 = 10.7\text{ mm}$	158
4.3	Composante verticale (gauche) et horizontale (droite) de la partie réelle du champ à 112 kHz . L'onde de surface ne pénètre pas jusqu'à la profondeur de la cavité. De fortes diffractions des ondes de volume apparaissent au-dessus de la cavité. Sur les résidus, on voit toutefois une onde se déplaçant en surface. L'information contenue dans les résidus est différente en V_z et en V_x - $\lambda_P/2 = 12.3\text{ mm}$, $\lambda_S/2 = 5.4\text{ mm}$, $\lambda_R/2 = 5.1\text{ mm}$	159

4.4	Composante verticale (gauche) et horizontale (droite) de la partie réelle du champ à 620 kHz . Le champ environnant la cavité est dominé par les ondes de volume directes et réfléchies. De fortes diffractions des ondes de volume sont observées au-dessus de la cavité. Les résidus en surface en V_z et en V_x contiennent une information redondante sur les réflexions des ondes de volume - $\lambda_P/2 = 2.2\text{ mm}$, $\lambda_S/2 = 1.0\text{ mm}$, $\lambda_R/2 = 0.9\text{ mm}$.	159
4.5	Sismogrammes synthétiques à 120 kHz calculés a) pour un milieu homogène b) pour un milieu homogène en présence d'une cavité c) différence entre a et b - Composante verticale V_z .	162
4.6	Sismogrammes synthétiques à 120 kHz calculés a) pour un milieu homogène b) pour un milieu homogène en présence d'une cavité c) différence entre a et b - Composante horizontale V_x .	163
4.7	Sismogrammes synthétiques à 350 kHz calculés a) pour un milieu homogène b) pour un milieu homogène en présence d'une cavité c) différence entre a et b - Composante verticale V_z .	164
4.8	Sismogrammes synthétiques à 350 kHz calculés a) pour un milieu homogène b) pour un milieu homogène en présence d'une cavité c) différence entre a et b - Composante horizontale V_x .	165
4.9	Nombres d'onde imagés dans différentes configurations. Le nombre d'onde imagé dépend de la fréquence, de la profondeur investiguée, et de l'angle d'ouverture du dispositif.	168
4.10	Couverture en longueur d'onde verticale en fonction de la fréquence pour notre dispositif d'acquisition avec $d_{min} = 0$, $d_{max} = 60\text{ mm}$ pour une profondeur d'investigation maximale de 20 mm .	169
4.11	V_P et V_S pour différentes premières fréquences inversées	172
4.12	V_P et V_S pour différentes premières fréquences inversées (suite)	173
4.13	Inversion séquentielle de 5 fréquences : V_P et V_S à 68 kHz , 107 kHz , 185 kHz , 332 kHz et 478 kHz .	176
4.14	Décroissance de la fonction coût en fonction du nombre d'itérations pour un contraste d'impédance faible $R_P = 0.1$ (a) et fort $R_P = 1.0$ (b).	178
4.15	V_P et V_S à 68 kHz après 30 itérations : inclusion à faible contraste d'impédance.	178
4.16	V_P et V_S à 68 kHz après 30 itérations : cavité.	178
4.17	Profils de vitesses verticaux de V_P et V_S passant au centre de l'inclusion après 5 fréquences et 5 itérations pour différents contrastes d'impédances : inclusions plus rigides	180
4.18	Profils de vitesses horizontaux de V_P et V_S passant au centre de l'inclusion après 5 fréquences et 5 itérations pour différents contrastes d'impédances : inclusions plus rigides	181
4.19	Profils de vitesses verticaux de V_P et V_S passant au centre de l'inclusion après 5 fréquences et 5 itérations pour différents contrastes d'impédances : inclusions moins rigides	182
4.20	Profils de vitesses horizontaux de V_P et V_S passant au centre de l'inclusion après 5 fréquences et 5 itérations pour différents contrastes d'impédances : inclusions moins rigide	183
4.21	Direction de polarisation et amplitude du déplacement d'une onde P (bleu) et d'onde S (vert) pour différents angles d'ouverture du dispositif d'acquisition	186
4.22	V_P et V_S à 34 (orange), 54 (rouge) et 102 kHz (bleu) - dispositif d'acquisition en surface - composante V_z seule.	188
4.23	V_P et V_S à 34 (orange), 54 (rouge) et 102 kHz (bleu) - dispositif d'acquisition en surface - composante V_x seule.	189
4.24	V_P et V_S à 34 (orange), 54 (rouge) et 102 kHz (bleu) - dispositif d'acquisition en surface - composantes V_x et V_z simultanément.	190
4.25	V_P et V_S à 34 (orange), 54 (rouge) et 102 kHz (bleu) - dispositif d'acquisition en surface et dispositif identique au fond - composante V_z seule.	191
4.26	V_P et V_S à 34 (orange), 54 (rouge) et 102 kHz (bleu) - dispositif d'acquisition de surface sans les courts offsets - composante V_z seule.	192
4.27	V_P et V_S à 34 (orange), 54 (rouge) et 102 kHz (bleu) - modèle sans surface libre - dispositif d'acquisition en surface - composante V_z seule.	193

4.28	V_P et V_S à 34 (orange), 54 (rouge) et 102 kHz (noir) - modèle sans surface libre - dispositif d'acquisition sur chacun des 4 côtés - composante V_z seule.	194
4.29	V_P et V_S à 288 kHz après inversion de 4 fréquences à partir d'un modèle initial homogène - Sur les profils : modèle exact (fin noir), modèle final inversé (épais rouge).	196
4.30	V_P et V_S inversion d'un groupe de 18 fréquences allant de 180 kHz à 600 kHz.	196
4.31	V_P et V_S inversion d'un groupe de 80 fréquences allant de 10 kHz à 800 kHz.	196
4.32	V_P et V_S à 288 kHz après inversion de 4 fréquences à partir d'un modèle initial contenant l'information basse fréquence sur la cavité - Sur les profils : modèle exact (fin noir), modèle initial (pointillé bleu), modèle final inversé (épais rouge).	197
4.33	Décroissance de la fonction coût à la fréquence 180 kHz en fonction du nombre d'itérations lorsque le modèle initial est (a) homogène, (b) le modèle avec cavité lissé par une gaussienne.	198
4.34	V_P et V_S à 166 kHz après inversion de 4 fréquences d'une cavité petite ($\Phi = 2\text{ mm}$) et profonde ($p_t = 20\text{ mm}$). Les demi longueurs d'onde aux fréquences inversées sont plus grandes que les dimensions de la cavité, mais inférieures à sa profondeur.	199
4.35	Résultats d'inversion séquentielle de V_P et V_S à 34, 44, 54, 73, et 102 kHz dans le cas d'une cavité ellipsoïdale proche de la surface : $p_{fond} = 10\text{ mm}$, $p_{toit} = 7.5\text{ mm}$, $\Phi_z = 5\text{ mm}$, $\Phi_x = 20\text{ mm}$	200
4.36	Inversion séquentielle des données expérimentales à 120 kHz : V_P et V_S	204
4.37	Inversion séquentielle des données expérimentales à 120 kHz : V_P et V_S (suite).	205
4.38	Profils de vitesses verticaux passant par le centre de la cavité pour l'inversion séquentielle des données expérimentales à 120 kHz.	206
4.39	Profils de vitesses horizontaux passant par le centre de la cavité pour l'inversion séquentielle des données expérimentales à 120 kHz.	206
4.40	Décroissance de la fonction coût en fonction du nombre d'itération pour quatre fréquences différentes.	207
4.41	V_P et V_S à 34, 44, 54, 73, et 102 kHz lorsque les facteurs de qualité dans le problème direct sont supérieurs à ceux ces données.	209
4.42	V_P et V_S à 34, 44, 54, 73, et 102 kHz lorsque les facteurs de qualité dans le problème direct sont inférieurs à ceux ces données.	210
4.43	Inversion séquentielle des données expérimentales à 120 kHz avec une norme \mathcal{L}_1 : V_P et V_S	211
4.44	Inversion séquentielle des données expérimentales à 120 kHz avec une norme \mathcal{L}_1 : V_P et V_S (suite).	212
4.45	Inversion séquentielle des données expérimentales à 120 kHz sans inverser la zone la plus superficielle (4 mm de profondeur) : V_P et V_S	214
4.46	Inversion séquentielle des données expérimentales à 120 kHz sans inverser la zone la plus superficielle (4 mm de profondeur) : V_P et V_S (suite).	215
4.47	Inversion simultanée de 43 fréquences entre 200 kHz à 620 kHz - a) et b) V_P et V_S avec les données réelles, c) et d) V_P et V_S avec données synthétiques, mais dispositif équivalent au dispositif d'acquisition réel.	216
4.48	Inversion séquentielle des facteurs de qualité Q_P et Q_S avec un modèle de vitesse homogène à partir de deux fréquences différentes (34 et 68 kHz) - données synthétiques.	218
4.49	Inversion séquentielle des facteurs de qualité Q_P et Q_S avec un modèle de vitesse homogène à partir 34 kHz - données expérimentales.	218
4.50	Anomalie gravitationnelle pour une cavité de dimensions proportionnelles à celles du modèle réduit pour différentes masses volumiques du milieu encaissant.	221
4.51	Sismogramme enregistré à Saint Aubin (71) dans un milieu calcaire en présence d'une galerie souterraine ($\Phi \approx 2\text{ m}$, $p_t \approx 4\text{ m}$) - LCPC - LRPC Autun	223
4.52	Sismogramme ultrasonore à 120 kHz dans le modèle à cavité en polypropylène ($\Phi = 5\text{ mm}$, $p_t = 10\text{ m}$)	223

5.1	Données ultrasonores obtenues sur le milieu à trois couches à 120 kHz . (a) données brutes (b) données après prétraitements (c) module de la FFT de chaque trace (d) le diagramme de dispersion (dispositif 170 mm loin de l'inclusion). L'inclusion ovale est située entre les offset 60 et 80 mm . On distingue vers 0.05 ms les réflexions des ondes P par les interfaces des couches inférieures, et vers 0.11 ms les réflexions des ondes S sur ces mêmes interfaces. Une diffraction de l'onde de surface par l'inclusion ovale de faible amplitude est également observée à partir de la position de l'inclusion. Une petite diffraction de l'onde de volume est également visible vers 0.075 ms au niveau de l'inclusion. L'onde de surface n'est pas dispersive au-dessus de 30 kHz	229
5.2	Résultat de l'inversion de l'ondelette source pour chacun des 37 tirs. La variation maximale est de l'ordre de $0.5\text{ }\mu\text{s}$ sur les temps d'arrivés, et de l'ordre de 5 dB en amplitude. Les extrêmes correspondent aux tirs aux extrémités du modèle.	230
5.3	Amplitude maximale de chacune des 37 ondelettes sources inversées en fonction de la position sur le modèle du point de tir correspondant. L'amplitude de la source décroît lentement avec la position, puis chute d'environ 20% entre 120 et 140 mm	231
5.4	Sismogrammes synthétiques calculés à 120 kHz avec l'ondelette source inversée : (a) pour le milieu initial lissé (b) pour le milieu exact (c) différence entre (b) et (a) - Composante verticale V_z	232
5.5	Sismogrammes synthétiques calculés à 120 kHz avec l'ondelette source inversée : (a) pour le milieu initial lissé (b) pour le milieu exact (c) différence entre (b) et (a) - Composante horizontale V_x	233
5.6	Composante verticale (gauche) et horizontale (droite) de la partie réelle du champ à 30 kHz . $\lambda_P/2 = 38.3\text{ mm}$ - $\lambda_S/2 = 18.3\text{ mm}$	235
5.7	Composante verticale (gauche) et horizontale (droite) de la partie réelle du champ à 54 kHz . $\lambda_P/2 = 21.3\text{ mm}$ - $\lambda_S/2 = 10.0\text{ mm}$	235
5.8	Composante verticale (gauche) et horizontale (droite) de la partie réelle du champ à 93 kHz . $\lambda_P/2 = 12.3\text{ mm}$ - $\lambda_S/2 = 5.8\text{ mm}$	236
5.9	Composante verticale (gauche) et horizontale (droite) de la partie réelle du champ à 190 kHz . $\lambda_P/2 = 6.1\text{ mm}$ - $\lambda_S/2 = 2.8\text{ mm}$	236
5.10	Inversion séquentielle de V_P et V_S - données synthétiques	239
5.11	Profils de vitesses verticaux à 156 kHz passant par le centre de l'inclusion - données synthétiques avec dispositif d'acquisition complet (pointillés noirs : modèle initial, trait fin bleu : modèle exact, trait épais rouge : modèle inversé à 156 kHz)	240
5.12	Influence de la composante du champ inversée (V_z, V_x) - Inversion séquentielle de 14 fréquences - Résultats à 156 kHz . (a) à (f) : modèles de paramètres V_P et V_S , (g) et (h) : profils de vitesses verticaux passant par le centre de l'inclusion (vert : modèle initial, noir : modèle exact, jaune : V_x seule, bleu : V_z seule, rouge : V_x et V_z simultanément).	242
5.13	Inversion séquentielle de 14 fréquences - Résultat à 156 kHz avec et sans prise en compte des courts offset (vert : modèle initial, noir : modèle exact, bleu : dispositif complet, rouge : dispositif réel).	243
5.14	(a) à (h) : Inversion avec régularisation par inversion simultanée des 4 premières fréquences et inversion séquentielle de ce groupe de fréquence de données atténuées au moyen de 4 fréquences complexes - (i) et (j) : inversion séquentielle de ces mêmes 4 fréquences ($29 - 34 - 39 - 44\text{ kHz}$) sans fréquences complexes.	245
5.15	Résultat final de l'inversion des 14 fréquences par inversion séquentielle des 14 fréquences et par inversion séquentielle de 7 petits groupes de fréquences et de 4 fréquences complexes. (a) à (d) : modèles inversés à la dernière fréquence (156 kHz), (e) et (f) : profils de vitesses verticaux à 156 kHz (vert : modèle initial, noir : modèle exact, bleu : inversion séquentielle, rouge : inversion par groupes de fréquences et fréquences complexes)	247
5.16	Influence de l'erreur sur l'atténuation modélisée - Inversion séquentielle de 14 fréquences - Résultat à 156 kHz	248
5.17	Inversion séquentielle de V_P et V_S sur le modèle à inclusion rigide à partir de 29 kHz - données ultrasonores	251

5.18	Profils de vitesses verticaux à 156 kHz passant par le centre de l'inclusion - trait fin vert : modèle initial, trait fin noir : modèle exact, tiret bleu : résultat de l'inversion de données synthétiques, trait épais rouge : résultat de l'inversion séquentielle de données ultrasonores	252
5.19	Représentation des données en fréquence pour chaque fréquence inversée et pour les fréquences supérieures 180 et 288 kHz - logarithme du module pour chaque couple sources - récepteurs (sources en abscisses, récepteurs en ordonnées)	254
5.20	Représentation pour le tir n°1 ($x = 0$) du module de la FFT des données pour chaque fréquence inversée et pour les fréquences supérieures 180 et 288 kHz . La ligne rouge représente le niveau du bruit de fond.	254
5.21	Inversion séquentielle de V_P et V_S sur le modèle à inclusion rigide à partir de 29 kHz avec lissage gaussien du gradient et du Hessien - données ultrasonores	255
5.22	Inversion séquentielle de V_P et V_S sur le modèle à inclusion rigide à partir de 34 kHz sans inverser la zone la plus superficielle - données ultrasonores	256
5.23	Profils de vitesses verticaux à 156 kHz passant par le centre de l'inclusion - trait fin vert : modèle initial, trait fin noir : modèle exact, tiret bleu : résultat de l'inversion de données synthétiques, trait épais rouge : résultat de l'inversion séquentielle de données ultrasonores.	257
5.24	Profil à offset nul à 5 MHz réalisé sur le modèle à 3 couches au dessus de l'inclusion. Le profil illustré est réalisé en déplaçant le couple de transducteurs piézoélectriques hautes fréquences dans l'axe de l'inclusion d'une extrémité à l'autre du modèle, c'est-à-dire juste au-dessus de l'inclusion et perpendiculairement au profil d'imagerie 2D de la figure 5.22. Ce profil atteste que le barreau de résine utilisé pour la réalisation de l'inclusion n'est pas parallèle à la surface.	257
5.25	Données ultrasonores obtenues sur le milieu à trois couches avec inclusion lente et atténuante à 120 kHz (après prétraitements). L'inclusion ovale est située entre les offset 60 et 80 mm . On distingue vers 0.05 ms la réflexion de l'onde P par les interfaces des couches inférieures, et vers 0.11 ms la réflexion de l'onde S sur ces mêmes interfaces. Une diffraction de l'onde de surface par l'inclusion ovale de faible amplitude est également observée à partir de la position de l'inclusion. Une petite diffraction de l'onde de volume est également visible vers 0.075 ms au niveau de l'inclusion. L'amplitude des diffractions par l'inclusion, et les réflexions par les interfaces des couches profondes sont d'amplitudes plus faibles que pour le modèle avec inclusion rigide (figure 5.1).	258
5.26	Inversion séquentielle de V_P et V_S sur le modèle à inclusion atténuante - données ultrasonores	260
5.27	Données ultrasonores obtenues sur le milieu à six couches à 120 kHz pour le tir n°1, (source à gauche). (a) données brutes (b) module de la FFT de chaque trace d'après les données brutes. On peut voir sur le sismogramme l'onde P directe et une réflexion de l'onde P sur les couches inférieures. L'onde de Scholte n'est pas présente. La forme étalée du train d'ondes de surface est caractéristique d'une onde de surface dispersive. L'hyperbole entre 0.09 ms et 0.16 ms correspond à l'arrivée de réflexions S-S. Les réflexions visibles au-delà de 0.2 ms sont des réflexions au fond et sur les parois latérales du modèle. Le contenu fréquentiel des données va d'environ 20 kHz à un peu plus de 200 kHz . L'essentiel de l'énergie est manifestement contenu dans les ondes de surface.	263
5.28	Données ultrasonores obtenues sur le milieu à six couches à 120 kHz pour les tirs n°1 et 37 correspondant aux tirs en bouts de dispositif, respectivement à gauche ($x = 0\text{ mm}$) et à droite du modèle ($x = 180\text{ mm}$), (a) et (b) Données après prétraitements (suppression des arrivées parasites, filtrage du bruit basses et hautes fréquences. (c) et (d) Diagrammes de dispersion correspondant aux deux tirs n°1 et 37. L'onde de surface est bien dispersive jusqu'à 200 kHz . Les diagrammes montrent clairement la présence de l'inversion de vitesse en surface. Les diagrammes de dispersion pour les deux tirs diffèrent majoritairement pour les fréquences inférieures à 50 kHz	265

5.29	Résultat de l'inversion de l'ondelette source pour chacun des 37 tirs. La variation maximale est de l'ordre de $0.3 \mu s$ sur les temps d'arrivés, et inférieure à $3 dB$ en amplitude.	266
5.30	Amplitude maximale de chacune des 37 ondelettes sources inversées en fonction de la position sur le modèle du point de tir correspondant.	267
5.31	Sismogrammes synthétiques modélisés à partir de l'ondelette source inversée et du modèle de paramètre exact. (a) composante verticale V_z (b) composante horizontale V_x . L'aspect temporel du train d'onde de surface est identique à celui des données expérimentales. Les différences d'amplitudes des ondes P et des réflexions des ondes S et P avec les données ultrasonores présentées figure 5.28 suggèrent qu'il y ait une différence entre les coefficients d'atténuation modélisés et l'atténuation réelle dans le modèle réduit.	267
5.32	Résultats intermédiaires et résultat final de l'inversion séquentielle de V_P et V_S sur le modèle à six couches - données synthétiques - 5 itérations pour 13 fréquences - en utilisant le dispositif d'acquisition réel (sans offsets proches).	269
5.33	Résultats intermédiaires et résultat final de l'inversion séquentielle de V_P et V_S sur le modèle à six couches - données expérimentales - 5 itérations pour 13 fréquences	271
5.34	Profil à offset nul à $5 MHz$ réalisé sur le modèle à 6 couches (profil identique au dispositif d'acquisition multisource).	272
A.1	Piston source de rayon a rayonnant à la surface d'un demi espace élastique - système de coordonnées catésiennes (x, y, z) et sphériques (R, θ, ϕ)	i
A.2	Diagramme de directivité d'un piston plan de rayon a rayonnant à la surface d'un demi-espace homogène. La répartition spatiale de l'amplitude de l'onde P est représentée en trait plein rouge, celle des ondes S en pointillé bleu. Diagrammes calculés d'après la formulation de Tang et al. (1994).	ii
B.1	Modèle en polypropylène avec cavité cylindrique. a,b) modèle réduit c) modèle numérique associé (voir propriétés en annexe C). La point rouge sur le schema (c) symbolise la position de chacune des 25 sources.	iii
B.2	Photo de la zone d'étude du modèle à 3 vitesses en résine avec inclusion rapide.	iv
B.3	Modèles numériques associés aux modèles à 3 vitesses en résine : (a) (b) V_P et V_S pour le milieu à 3 couches sans inclusion, (c) (d) pour le modèle avec inclusion rapide, (e) (f) pour le modèle avec inclusion atténuante. Profil de vitesse V_P en fonction de la profondeur passant au centre de l'inclusion pour (g) le modèle stratifié plan (h) le modèle avec inclusion rapide (i) le modèle avec inclusion atténuante. (voir propriétés en annexe C)	v
B.4	Modèle réduit à 6 couches en résine.	vi
B.5	Modèle à 6 couches en résine. (a) photo de la zone imagée du modèle réduit vu de côté (b) et (c) modèles de vitesse numériques associés, (d) et (e) Profils de vitesse V_P verticaux (coupe A-A et B-B).	vii
D.1	Inversion séquentielle de données expérimentales à $120 kHz$ avec régularisation par application au gradient et au Hessien de la « Total Variation »	ix

Liste des tableaux

1.1	Vitesses des ondes sismiques dans les matériaux naturels et les matériaux de construction (sources diverses : Magnin and Bertran (2005); Lavergne (1986); Bourbier et al. (1986); Simonin (2005)).	34
3.1	Rapport entre les grandeurs réelles (Re) et après réduction d'échelle (ec) pour un facteur d'échelle k	75
3.2	Exemple de réduction d'échelle pour un cas typique de prospection pétrolière et un cas typique de subsurface	76
4.1	Liste des fréquences pour lesquelles le champ d'onde monofréquentiel est calculé - demi longueurs d'onde λ_P et λ_R associées, et rapport de ces demi longueurs d'onde avec la profondeur de la cavité $p_t = 10\text{ mm}$ et son diamètre $\Phi = 5\text{ mm}$	157
4.2	Propriétés de chaque inclusion testée et coefficient de réflexion avec le milieu encaissant R_P et R_S	177
4.3	Liste des fréquences inversées, et demi longueurs d'onde correspondantes.	184
5.1	Liste des fréquences inversées dans le modèle à trois couches, et demi longueurs d'onde correspondantes dans le milieu encaissant supérieur.	238
5.2	Liste des fréquences inversées dans le modèle à six couches, et demi longueurs d'onde correspondantes pour le milieu le plus lente (R1) et le plus rapide (R4).	268
1	Caractéristiques viscoélastiques des matériaux utilisés pour la conception des modèles réduits. Les vitesses ont été mesurées sur échantillons par les méthodes décrites dans la partie 3.2.2, et sont celles utilisées dans les modèles de paramètres numériques.	viii

Introduction générale

Contextes et motivations

L'accès aux caractéristiques mécaniques des premiers mètres du sous-sol est indispensable à de nombreuses applications du génie civil. La réalisation de sondages géotechniques est généralement coûteuse, n'est pas toujours réalisable et n'apporte qu'une information locale. C'est pourquoi l'imagerie des paramètres mécaniques au moyen de méthodes sismiques est aujourd'hui chose courante dans le cadre de l'aménagement des infrastructures urbaines et périurbaines, de la construction et la maintenance des infrastructures du génie énergétique, dans le domaine minier, pour la prévention de risques naturels, et de plus en plus pour des applications environnementales. La sismique réflexion, la sismique réfraction et les méthodes tomographiques permettent d'accéder aux vitesses des ondes de compression (V_P). Peu utilisée en sismique pétrolière, mais d'utilisation fréquente dans la subsurface où les ondes de Rayleigh dominent souvent les données, l'inversion de la dispersion des ondes de surface permet d'accéder aux vitesses de cisaillement (V_S). Ces méthodes, dans le contexte spécifique de la subsurface, ont toutefois un certain nombre de limitations : profondeur d'investigation limitée, faible résolution, approximation de milieu 1D, manque de sensibilité dans le cas de profils comportant des inversions de vitesses. Ce travail de thèse est motivé par le besoin d'améliorer les performances des méthodes d'imagerie sismique actuelles, de contourner leurs limitations, et de disposer d'une méthode plus polyvalente pour les applications de la subsurface.

Le potentiel de l'inversion des formes d'ondes élastiques

L'inversion des formes d'ondes sismiques (FWI) est une méthode d'imagerie innovante développée au départ dans le but d'obtenir des images haute résolution des vitesses de propagation et des atténuations dans la croûte terrestre (Tarantola, 1984; Pratt and Worthington, 1990; Pratt, 1990). Cette méthode est actuellement en plein essor, et occupe une place importante de la recherche en géophysique, en particulier dans le domaine de la prospection pétrolière. L'inversion des formes d'ondes, en exploitant la totalité des informations contenues dans les sismogrammes, affiche des performances bien supérieures aux autres méthodes, en donnant des informations quantitatives avec une résolution de l'ordre de la demi longueur d'onde. Elle est actuellement essentiellement utilisée en sismique profonde (Operto et al., 2006) ou en sismique de puits (Pratt and Shipp, 1999). La plupart de ces travaux tirent parti des ondes compression en faisant l'hypothèse de propagation acoustique dans le modèle de propagation. L'inversion des formes d'ondes élastiques, en prenant en compte l'ensemble des ondes de volume (réfléchies, réfractées et converties) ainsi que les ondes de surface constitue un potentiel important pour l'imagerie en général. Des travaux de recherche sont actuellement menés par Brossier et al. (2009) sur ce sujet dans le cadre d'applications profondes. Dans le

domaine de la subsurface, là où les ondes de surface dominent et sont réputées pour être difficiles à extraire notamment à cause des faibles offsets disponibles (Leonard, 1999; Bodet, 2005; Gélis, 2005), la prise en compte de modèles élastiques pour l'inversion des formes d'ondes a été initié par (Gélis, 2005). Nous nous plaçons ici dans la continuité de ces travaux.

Objectifs

L'adaptation de l'inversion des formes d'ondes sismiques aux échelles et à des problématiques typiques de la subsurface n'est pas immédiate, car les rapports d'échelles, la nature des milieux auscultés, et le contexte expérimental sont différents, impliquant des données différentes et donc un comportement spécifique aux méthodes d'imagerie. En effet, les milieux de la subsurface, altérés, voire déconsolidés, ont la particularité d'être très atténuants. De ce fait, les spectres des signaux propagés à grande distance sont basses fréquences vis-à-vis des résolutions recherchées. De plus, la propagation des ondes de surface domine dans la partie superficielle que l'on cherche à imager alors que le milieu peut être hétérogène et loin de l'hypothèse de propagation de milieux tabulaires. Enfin, sur les zones anthropiques telles que les terrassements, des zones de vitesses rapides peuvent surmonter des terrains plus lents.

Ajouté aux particularités de la subsurface, se pose le problème de l'adaptation sur le terrain d'une méthode d'imagerie validée par des études théoriques ou numériques. De façon générale, que ce soit pour des applications de subsurface ou des applications profondes, le milieu de propagation est difficilement maîtrisé et la validation expérimentale d'une méthode d'imagerie pose un problème de contrôle. De plus, l'ensemble des conditions expérimentales, notamment le couplage des récepteurs et de la source est difficile à évaluer.

Pour ces raisons, nous avons choisi dans le contexte de cette thèse, de travailler parallèlement sur les deux points suivants :

- Développer un outil de modélisation physique pour accompagner le passage à l'application sur le terrain de l'inversion des formes d'ondes, ou d'autres méthodes d'imagerie sismique innovantes.
- Évaluer l'adaptabilité de l'inversion des formes d'ondes élastiques à des problèmes concrets, en lien direct à des applications de la subsurface.

Démarche adoptée

Ce travail s'est donc déroulé en deux principales étapes. La première phase a consisté en la mise en place et au développement d'un laboratoire de mesure ultrasonore dédié à la reproduction de l'acquisition de données sismiques à l'échelle et en condition de laboratoire : le laboratoire **MUSC**, pour **M**esure **U**ltrasonore **S**ans **C**ontact.

Ce laboratoire a été développé dans le but de pouvoir générer des données fidèles aux données sismiques de subsurface, tout en s'affranchissant d'un certain nombre de contraintes liées à l'expérimentation à échelle réelle. En particulier, le laboratoire MUSC utilise l'interférométrie laser pour s'affranchir de l'influence du couplage des récepteurs, le positionnement

des sources et des récepteurs est parfaitement contrôlé, la forme des signaux émis par la source est choisie et contrôlée, la géométrie et les propriétés élastiques du milieu de propagation sont connues. L'originalité de ce laboratoire comparativement aux travaux récents utilisant l'interférométrie laser (Bodet, 2005; Dewangan et al., 2006; Draganov et al., 2007) repose d'une part sur la précision du positionnement automatisé de la source et du récepteur permettant ainsi des mesures multisources et multioffsets précises et d'autre part sur la modélisation d'une source ponctuelle permettant une simulation de source omnidirectionnelle, élément essentiel pour la modélisation physique quantitative des mesures sismiques. Chacun des éléments constituant le laboratoire a été caractérisé et validé. Les données sismiques ultrasonores ont été validées par comparaison avec des données modélisées numériquement.

La seconde phase de la thèse a consisté en l'évaluation du potentiel de l'inversion des formes d'ondes élastiques pour des applications de la subsurface dans le cadre d'études numériques, puis en sa validation expérimentale sur des modèles réduits calibrés. Ce travail s'est déroulé dans le cadre du projet ANR SEISCOPE en collaboration avec le laboratoire Géoazur où sont développés les codes de modélisation et d'inversion que nous avons utilisés (Sourbier et al., 2008a; Brossier, 2010). Plusieurs cas d'études ont été abordés, permettant d'approcher progressivement l'imagerie de milieux plus complexes. Nous nous sommes tout d'abord intéressés à une application spécifique : la détection et la caractérisation morphologique de cavités souterraines, dans la continuité des travaux de Gélis (2005). Une étude numérique et une étude expérimentale ont été menées conjointement. Poursuivant cette même démarche, nous avons ensuite essayé d'évaluer comment l'inversion élastique parvient à tirer parti des informations contenues dans les ondes de surface pour l'imagerie quantitative de milieux stratifiés à variations latérales.

Cette approche conjointe numérique / expérimentale a permis également de comparer des résultats d'inversion de données numériques et expérimentales sur des milieux identiques pour des configurations de mesure similaires, et ainsi d'évaluer certaines des difficultés et des limitations de l'inversion liées à l'expérimentation.

Plan de la thèse

Le **premier chapitre** de cette thèse propose après quelques rappels théoriques sur la propagation des ondes en milieu viscoélastique, de décrire la problématique au travers une étude bibliographique reprenant les techniques d'imagerie mettant en jeu des ondes mécaniques à différentes échelles. Nous y décrirons ensuite plus précisément la problématique liée au contexte de la subsurface, et présenterons finalement un état de l'art de l'utilisation de la modélisation physique pour la recherche en géophysique.

Le **second chapitre** est dédié à l'aspect théorique de l'inversion des formes d'ondes sismiques. Après un rapide historique, nous y décrirons le problème direct et le problème inverse tels que nous les avons utilisés, et les techniques de régularisation couramment employées. Nous terminerons ce chapitre par un état de l'art de l'application de l'inversion des formes d'ondes à des données expérimentales.

Le **troisième chapitre**, est un élément central de notre étude, où nous présentons le déve-

loppement et la validation du laboratoire ultrasonore MUSC. Chacun des éléments constitutifs y est présenté, puis caractérisé et validé : modélisation du sous-sol, mise en place des systèmes de réception et de génération des ondes, et du système de positionnement. Finalement, la validation du système de mesures est présentée sur deux jeux de données obtenues sur un modèle réduit simple.

Le **quatrième chapitre** traite le cas d'étude sur la caractérisation de cavités souterraines. Les trois étapes de modélisation et analyse des phénomènes de propagation, d'inversion de données synthétiques, et d'inversion de données expérimentales, y sont développées.

Le **cinquième chapitre** est un chapitre d'ouverture dans lequel nous avons commencé à évaluer le potentiel de l'utilisation des ondes de surface dans l'inversion pour la détermination quantitative de zones superficielles du sous-sol. Les données sismiques sont analysées, et les résultats d'inversion des données ultrasonores sont confrontés aux résultats expérimentaux. Les expérimentations qui y sont menées ont pour objectif de fournir des éléments de réponses concernant l'origine des difficultés rencontrées lors de l'inversion de données réelles.

Chapitre 1

L'expérimentation contrôlée pour l'imagerie sismique de la subsurface

Sommaire

1.1 Propagation des ondes mécaniques en milieux viscoélastiques . .	7
1.1.1 Relations fondamentales	7
1.1.2 Ondes guidées	11
1.1.3 Propriétés énergétiques	14
1.2 L'imagerie par ondes mécaniques à différentes échelles	21
1.2.1 Introduction	21
1.2.2 L'évaluation et le contrôle non destructif	23
1.2.3 L'imagerie médicale ultrasonore	24
1.2.4 Les méthodes d'imagerie sismique profonde	26
1.2.5 Synthèse	31
1.3 La sismique de subsurface	32
1.3.1 Problématiques et enjeux	32
1.3.2 Caractéristiques de la subsurface	33
1.3.3 Techniques courantes	33
1.3.4 Apport potentiel de l'inversion des formes d'ondes	36
1.4 Modélisation physique en géophysique	39
1.4.1 Problèmes relatifs à l'imagerie en géophysique	39
1.4.2 Vers l'expérimentation contrôlée	40
1.4.3 Modélisation à l'échelle ultrasonore pour l'étude des matériaux et la compréhension des phénomènes de propagation	41
1.4.4 Méthodes d'imagerie sismique à échelle réduite	43
1.4.5 Bilan	45

Introduction

L'objectif majeur de cette thèse est d'étudier l'applicabilité de nouvelles méthodes d'imagerie sismique dans le contexte spécifique de la subsurface. En particulier, ces travaux sont motivés par des applications du génie civil comme la détection de cavités souterraines, l'imagerie de fondations ou encore la caractérisation de glissements de terrain pour lesquelles les

méthodes classiques de la sismique profonde sont parfois limitées.

Au cours de cette thèse, nous allons être amenés à étudier des méthodes d'imagerie basées sur l'analyse de la propagation des ondes mécaniques. En particulier, nous nous intéresserons dans les chapitres suivants à l'inversion des formes d'ondes sismiques. L'inversion des formes d'ondes a été développée initialement pour imager quantitativement des zones profondes du sous-sol comme les zones de subduction (Dessa et al., 2004), ou encore pour la prospection pétrolière (Pratt and Worthington, 1990). Cette méthode présente un potentiel pour certaines applications environnementales ou du génie civil. Cependant, les changements d'échelles et de contextes rendent son application aux problèmes décimétriques délicate. En particulier, un grand pas reste à franchir entre les études numériques et l'application à des problèmes réels (Gélis, 2005). Afin d'étudier en condition de laboratoire certains des aspects de la méthode, nous avons choisi de mettre en place un laboratoire de mesure ultrasonore sans contact. La transposition à l'échelle ultrasonore de dispositifs d'acquisition sismique pouvant aller de quelques mètres jusqu'à plusieurs kilomètres de longueur nécessite l'adaptation d'un certain nombre de paramètres. Les matériaux et dimensions des modèles réduits, la chaîne d'acquisition (sources, récepteurs, système de génération et d'acquisition, etc.) et les outils de prétraitement des données doivent être judicieusement choisis et calibrés.

Ce chapitre va nous permettre dans un **premier temps**, de présenter le formalisme et les éléments théoriques nécessaires sur la propagation des ondes mécaniques en milieu viscoélastique.

Dans la **seconde partie**, nous réalisons un état de l'art des méthodes d'imagerie mettant en jeu des ondes mécaniques à différentes échelles. En raison des différentes échelles manipulées, notre étude se situe au carrefour de plusieurs domaines scientifiques différents. Nous abordons donc les méthodes issues de l'évaluation et du contrôle non destructif, les techniques d'imagerie couramment utilisées dans le milieu médical, et enfin nous nous attarderons un peu plus sur les différentes méthodes d'imagerie sismique.

La **troisième partie** de ce chapitre est consacrée aux spécificités de la subsurface. Nous y décrirons les caractéristiques spécifiques des milieux étudiés, les problématiques et enjeux motivant l'utilisation de méthodes d'imagerie sismique, et les techniques généralement utilisées dans ce contexte. Nous verrons l'apport possible des méthodes d'inversion dites « champ total » ou « formes d'ondes » à l'imagerie de la subsurface.

Nous discuterons finalement dans la **dernière partie** de la place de la modélisation physique à échelle réduite dans la recherche en géophysique. Nous parlerons d'abord des inconvénients et de certaines limites des méthodes géophysiques à leur échelle réelle. Nous expliquerons la démarche nous ayant conduits à la mise en place d'un laboratoire d'expérimentations contrôlées pour la sismique. Nous consacrerons finalement cette partie à décrire les précédents travaux de recherche ayant utilisé la modélisation physique dans le cadre de la géophysique, et mettrons ainsi en évidence l'originalité et les particularités de ce travail.

1.1 Propagation des ondes mécaniques en milieux viscoélastiques

1.1.1 Relations fondamentales

On définit communément, en utilisant les notations tensorielles et la convention de sommation d'Einstein, u_i le déplacement particulière dans la direction n_i , σ_{ij} le tenseur des contraintes, ε_{kl} le tenseur des déformations, et c_{ijkl} le tenseur des rigidités élastiques décrivant les caractéristiques mécaniques du domaine d'étude.

Le comportement élastique d'un matériau peut être décrit à partir des trois relations fondamentales suivantes (Royer and Dieulesaint, 1996) :

- L'équation du mouvement (ou équation d'Euler) représente la relation entre déplacements et contraintes :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}. \quad (1.1)$$

- La loi de Hooke, est une équation de comportement établissant le lien entre contraintes et déformations. Considérant seulement de petites déformations ($\varepsilon_{kl} \ll 1$), cette équation s'écrit dans le cadre de l'élasticité linéaire, sous la forme :

$$\sigma_{ij} = c_{ijkl} \varepsilon_{kl}. \quad (1.2)$$

- Les déformations sont liées aux déplacements particuliers par la relation :

$$\varepsilon_{kl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_l}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_l} \right). \quad (1.3)$$

Si l'on combine ces trois relations, on obtient l'équation de propagation élastique sous la forme :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k}, \quad (1.4)$$

dont les solutions générales peuvent s'écrire sous la forme :

$$u_i = u_i^0 F \left(t - \frac{n_j x_j}{V} \right). \quad (1.5)$$

u_i^0 représente la polarisation et V la célérité de l'onde.

L'équation (1.4) décrit la double dépendance temporelle et spatiale du mouvement des particules en fonction des propriétés mécaniques du milieu de propagation, autrement dit la propagation des déformations du milieu.

Reportant les solutions (1.5) dans l'équation de propagation (1.4), on obtient l'équation de Christoffel :

$$(\Gamma_{il} - \rho V^2 \delta_{il}) u_i^0 = 0 \quad (1.6)$$

avec $\Gamma_{il} = c_{ijkl} n_j n_k$ le tenseur de propagation, également appelé tenseur de Christoffel.

Ce tenseur de propagation Γ_{il} dépend uniquement du milieu de propagation et illustre la relation entre les vitesses de propagation et les composantes du tenseur des rigidités élastiques c_{ijkl} .

Connaissant les composantes du tenseur c_{ijkl} , on peut déterminer les composantes du tenseur Γ_{il} et résoudre l'équation de Christoffel pour déterminer les vitesses des différents modes de propagation et les polarisations correspondantes selon la direction de propagation de l'onde (ou réciproquement déterminer les composantes du tenseur des rigidités à partir des vitesses et des polarisations). Dans le cas le plus général d'anisotropie (triclinique), le tenseur des rigidités possède 21 composantes indépendantes. Lorsque le milieu possède des axes de symétrie, le nombre de composantes indépendantes peut être réduit (orthorhombique : 9 composantes ; hexagonal : 5 composantes) (Royer and Dieulesaint, 1996). Dans le cas particulier d'un solide isotrope, les propriétés de symétrie réduisent le nombre de composantes du tenseur des rigidités à 2 composantes indépendantes pouvant être également exprimées en fonction des coefficients de Lamé λ et μ . Le tenseur des rigidités se résume alors à :

$$\mathbf{c}_{\mathbf{IJ}} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{12} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad \begin{matrix} c_{11} = c_{22} = c_{33} = \lambda + 2\mu \\ c_{44} = c_{55} = c_{66} = \mu \\ c_{12} = c_{13} = c_{23} = \lambda \\ c_{44} = \frac{1}{2}(c_{11} - c_{12}) \end{matrix} . \quad (1.7)$$

Dans le cas de milieux anisotropes, les vitesses de propagation dépendent des directions de propagation. Il existe généralement 3 types d'ondes définis selon leur polarisation : une onde dite « quasi-longitudinale » et deux dites « quasi-transverses ».

En milieu isotrope, les vitesses sont indépendantes de la direction de propagation. La résolution de l'équation de Christoffel montre que 3 types d'ondes existent néanmoins : Une onde longitudinale (onde P), également appelée onde de compression, et deux ondes transverses ou ondes de cisaillement, ayant des polarisations perpendiculaires (ondes SH et SV), mais dont les vitesses de phase sont égales :

$$V_P = \sqrt{\frac{c_{11}}{\rho}} = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \quad (1.8)$$

$$\text{et } V_S = \sqrt{\frac{c_{44}}{\rho}} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} . \quad (1.9)$$

Le mouvement de l'onde longitudinale P est un mouvement de compression, les particules oscillent dans la même direction que la direction de propagation. Les ondes transverses SH et

SV ont un mouvement de particule cisailant, c'est-à-dire que la matière se déplace dans une direction perpendiculaire à la direction de propagation. Le schéma 1.1 représente le mouvement des particules associées à ces deux modes de propagation.

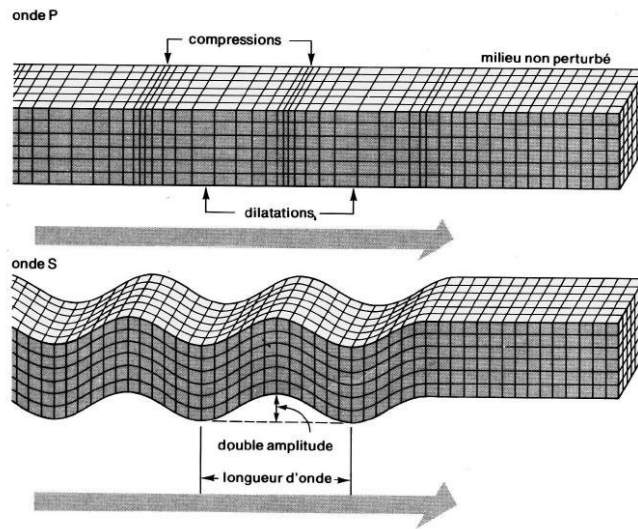


FIG. 1.1 – Déplacement des particules pour une onde de compression (P) et une onde de cisaillement (S) (d'après Bolt (1976))

Le coefficient de Poisson ν est parfois utilisé comme paramètre élastique caractéristique du milieu. Il permet de décrire simplement la relation entre la capacité d'un matériau à la compression et sa capacité au cisaillement :

$$\begin{aligned} \nu &= \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} \\ \nu &= \frac{V_P^2 - 2V_S^2}{2(V_P^2 - V_S^2)}. \end{aligned} \quad (1.10)$$

Pour la plupart des solides isotropes, le coefficient de Poisson est situé entre 0.2 et 0.45. Un matériau parfaitement élastique comme le caoutchouc peut avoir un coefficient de Poisson proche de 0.5. Certains matériaux très peu élastiques comme le verre ou le béton peuvent avoir un coefficient de Poisson de l'ordre de 0.2¹.

Si l'on se restreint à considérer la propagation des ondes dans des milieux à deux dimensions (O, x, z), où les z croissants donnent la profondeur et x la distance parallèlement à la surface, on peut alors réécrire les 3 relations fondamentales (1.1), (1.2) et (1.3) en fonction des directions x et z . En posant pour les vitesses particulières $V_x = \frac{\partial u_x}{\partial t}$, $V_z = \frac{\partial u_z}{\partial t}$ et $V_y = 0$, pour les contraintes $\sigma_{yi} = 0$, et en intégrant l'équation (1.3) dans l'équation de comportement

¹L'anisotropie engendre des coefficients différents suivant les directions qui peuvent être inférieurs à 0.2. Il existe même des matériaux à coefficient de Poisson négatif; on parle alors parfois de matériaux auxétiques comme par exemple les matériaux structurés en nid d'abeille.

(1.2), on obtient le système d'équations élastodynamique hyperbolique d'ordre 1 :

$$\begin{aligned}
\rho \frac{\partial V_x}{\partial t} &= \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} \\
\rho \frac{\partial V_z}{\partial t} &= \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} \\
\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial t} &= (\lambda + 2\mu) \frac{\partial V_x}{\partial x} + \lambda \frac{\partial V_z}{\partial z} \\
\frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial t} &= (\lambda + 2\mu) \frac{\partial V_z}{\partial z} + \lambda \frac{\partial V_x}{\partial x} \\
\frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial t} &= \mu \left(\frac{\partial V_z}{\partial x} + \frac{\partial V_x}{\partial z} \right).
\end{aligned} \tag{1.11}$$

Le système hyperbolique d'ordre 2 est obtenu en éliminant les contraintes du système hyperbolique précédent :

$$\begin{aligned}
\rho \frac{\partial^2 V_x}{\partial t^2} &= \frac{\partial}{\partial x} \left[(\lambda + 2\mu) \frac{\partial V_x}{\partial x} + \lambda \frac{\partial V_z}{\partial z} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial x} \right) \right] \\
\rho \frac{\partial^2 V_z}{\partial t^2} &= \frac{\partial}{\partial z} \left[(\lambda + 2\mu) \frac{\partial V_z}{\partial z} + \lambda \frac{\partial V_x}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial x} \right) \right].
\end{aligned} \tag{1.12}$$

La transformée de Fourier permet de passer dans le domaine des fréquences continues. Pour des données échantillonnées non continues, le passage dans le domaine des fréquences discrètes se fait au moyen de la transformée de Fourier discrète. Dans le domaine de Fourier, la dérivée par rapport au temps devient une multiplication par $i\omega$, avec $\omega = 2\pi f$ la pulsation.

Dans le domaine de Fourier, le système d'équations élastodynamique hyperbolique d'ordre 1 s'écrit donc :

$$\begin{aligned}
i\omega\rho V_x &= \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} \\
i\omega\rho V_z &= \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} \\
i\omega\sigma_{xx} &= (\lambda + 2\mu) \frac{\partial V_x}{\partial x} + \lambda \frac{\partial V_z}{\partial z} \\
i\omega\sigma_{zz} &= (\lambda + 2\mu) \frac{\partial V_z}{\partial z} + \lambda \frac{\partial V_x}{\partial x} \\
i\omega\sigma_{xz} &= \mu \left(\frac{\partial V_z}{\partial x} + \frac{\partial V_x}{\partial z} \right),
\end{aligned} \tag{1.13}$$

et le système hyperbolique d'ordre 2 :

$$\begin{aligned}
-\omega^2\rho V_x &= \frac{\partial}{\partial x} \left[(\lambda + 2\mu) \frac{\partial V_x}{\partial x} + \lambda \frac{\partial V_z}{\partial z} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial x} \right) \right] \\
-\omega^2\rho V_z &= \frac{\partial}{\partial z} \left[(\lambda + 2\mu) \frac{\partial V_z}{\partial z} + \lambda \frac{\partial V_x}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial x} \right) \right].
\end{aligned} \tag{1.14}$$

Ces formulations permettent la séparation explicite des différentes composantes des champs d'ondes. Ce sont généralement ces formulations qui sont discrétisées pour permettre la modélisation de la propagation d'ondes par des méthodes numériques (différences finies, éléments finis, etc).

D'après le théorème d'Helmoltz, la décomposition du déplacement des particules en un gradient d'un potentiel scalaire ϕ et un rotationnel d'un potentiel vectoriel ψ permet d'écrire les équations d'ondes pour les ondes P et S sous la forme de deux équations de Helmholtz indépendantes :

$$\begin{aligned} -\omega^2 \rho \phi &= \nabla(\lambda + 2\mu)\nabla\phi \\ -\omega^2 \rho \psi &= \nabla\mu\nabla\psi \end{aligned} \quad (1.15)$$

Les solutions en ondes planes de ces équations s'écrivent pour les déplacements u^p_i et u^s_i des ondes P et S dans la direction x_i sous la forme (Carcione, 2001) :

$$\begin{aligned} u^p_i &= \phi_0 e^{i(\omega t - k_p \cdot x_i)} = \phi_0 e^{i\omega(t - \frac{x_i}{V_P})} \\ u^s_i &= \psi_0 e^{i(\omega t - k_s \cdot x_i)} = \psi_0 e^{i\omega(t - \frac{x_i}{V_S})}. \end{aligned} \quad (1.16)$$

$k_p = \omega/V_P$ et $k_s = \omega/V_S$ sont les nombres d'onde correspondant à chacun des modes de propagation. ϕ_0 et ψ_0 sont des constantes donnant l'amplitude du déplacement initial de l'onde.

En milieu fluide, il n'y a pas de cisaillement. Le coefficient de Lamé μ s'annule et seules les ondes de compression peuvent se propager. Le champ d'onde se propageant dans la direction x se ramène alors à un unique champ scalaire p dit « acoustique », pouvant représenter le champ de pression ou la vitesse particulière. L'équivalent aux systèmes d'équations de propagation (1.14) et (1.15) s'écrit alors en fonction de la masse volumique ρ et du coefficient de compressibilité adiabatique χ du fluide :

$$-\omega^2 \rho p = \nabla \left(\frac{1}{\chi} \nabla p \right). \quad (1.17)$$

Les solutions générales de l'équation de propagation acoustique en x sont de la forme :

$$p(x) = P_0 e^{i\omega(t - \frac{x}{V})}, \quad (1.18)$$

avec la célérité dans le milieu $V = \sqrt{\frac{1}{\rho\chi}}$ et P_0 l'amplitude initiale de l'onde.

1.1.2 Ondes guidées

Lorsqu'il existe une discontinuité dans un milieu, il existe d'autres solutions de l'équation d'onde que celles correspondant aux ondes de volume P et S. Ces solutions correspondent à des ondes qui sont propagatives dans la direction parallèle à la discontinuité et évanescentes dans la direction perpendiculaire au plan de propagation. Cette singularité de répartition

d'énergie localisée aux interfaces leur a finalement valu le nom d'ondes de surface, ou d'ondes guidées. Ces ondes restent néanmoins le résultat d'interférences constructives et destructives des champs d'ondes P, SH et SV.

Selon le type de discontinuité, on rencontre différents types d'ondes (figure 1.2). Dans un demi-espace infini, l'onde se propageant le long d'une surface libre est l'onde de Rayleigh, décrite pour la première fois par Lord Rayleigh (Rayleigh, 1885). En raison des grandes différences de propriétés mécaniques entre l'air et un solide, une interface air / solide comme la surface de la Terre est généralement considérée comme une surface libre.

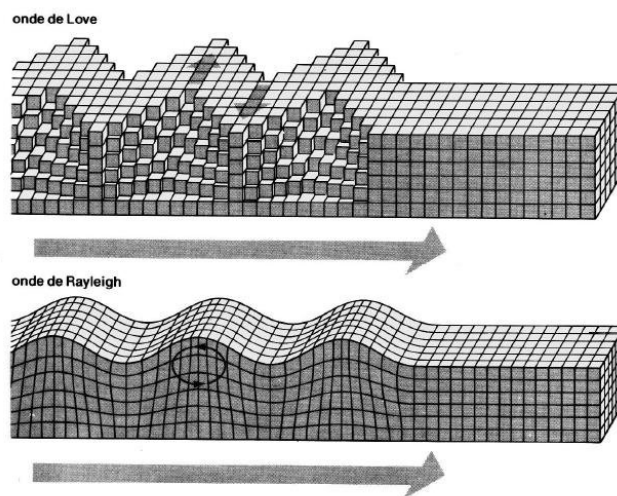


FIG. 1.2 – Déplacement des particules pour une onde de Love et une onde de Rayleigh (d'après Bolt (1976))

L'onde de Rayleigh est facile à générer dans le cadre de mesures sismiques de surface, et d'autant plus simple à mesurer puisqu'elle se déplace en surface, et que la composante cisailante (mouvement des particules normal à la surface) est la plus importante. Elle est polarisée dans le plan perpendiculaire à la surface libre. Le mouvement des particules associé à sa propagation est elliptique rétrograde, puis devient prograde à partir d'une profondeur d'environ $1/3$ de sa longueur d'onde. Son amplitude décroît rapidement avec la profondeur (figure 1.3).

D'une manière générale, la profondeur de pénétration des ondes de surface dépend de la longueur d'onde, et donc de la fréquence. Par conséquent, si les propriétés mécaniques varient avec la profondeur, la variation de vitesse induite s'appliquera sur les fréquences associées aux profondeurs de propagation correspondantes. Aussi la vitesse de phase V_R de l'onde à la surface dépendra de la fréquence. On parle alors de dispersion de vitesse.

Le caractère dispersif des ondes de surface fut introduit par Lamb (1904). L'onde guidée se propageant entre deux surfaces libres porte d'ailleurs le nom d'onde de Lamb et l'étude de ses différents modes de propagation peut donner de nombreux renseignements sur la structure du milieu. L'onde de Love se propage à la surface d'un milieu semi-infini surmontée d'une

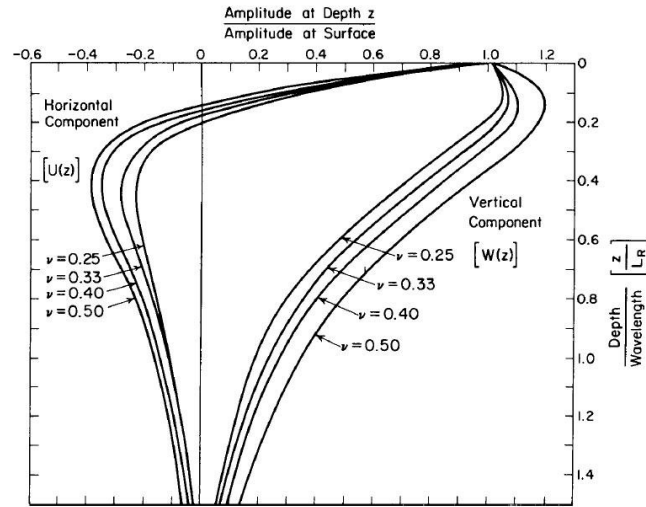


FIG. 1.3 – Rapport des amplitudes des composantes verticales et horizontales en fonction de la profondeur adimensionnée pour une onde de Rayleigh dans un demi-espace élastique, homogène, isotrope (d'après Richart et al. (1970))

couche d'épaisseur limitée de plus faible vitesse, elle-même limitée par une surface libre. Elle est polarisée perpendiculairement à la direction de propagation et parallèlement à la surface libre. C'est un mouvement de cisaillement simple (figure 1.2). Le long d'une interface solide-solide peut se propager l'onde de Stoneley. Elle est utilisée notamment en sismique de puits pour l'étude des fractures (Hornby et al., 1989). L'interface solide-fluide est un cas particulier de l'onde de Stoneley appelé onde de Scholte. Cette onde est également dispersive et présente la particularité de ne pas voir son amplitude décroître avec la distance de propagation. Difficile à générer et détecter aux interfaces air/solide (Jungman and Quentin, 1985; de Billy and Quentin, 1990; Nasr et al., 1990; Luppé and Doucet, 1988; de Hoop and van der Hijden, 1984), elle est par contre utilisée en acoustique sous marine par exemple pour sonder les fonds marins (Mouton, 2000; Chapman and Godin, 2001).

En prospection sismique, les ondes de surface et d'interface ont longtemps été jugées comme des perturbations qu'il fallait supprimer des signaux afin de pouvoir exploiter les ondes de volume. Aujourd'hui encore elles sont assez peu exploitées dans le domaine pétrolier. Leur utilisation est cependant beaucoup plus courante dans le domaine de l'évaluation et du contrôle non destructif par ultrasons (Royer and Dieulesaint, 1996; Zhu and Popovics, 2004), de la reconnaissance des matériaux du génie civil (Ryden et al., 2001; Chekroun et al., 2009), de la sismologie (Shapiro et al., 2005; Yoo et al., 2007). Leur utilisation en prospection sismique est relativement récente. Son intérêt s'est accru avec le développement de techniques d'analyse de la dispersion de l'onde de surface (Stokoe and Nazarian, 1983; Nazarian et al.; Xia et al., 1999) et des travaux de Park et al. (1999) avec le développement de la Multichannel Analysis of Surface Waves (MASW).

Dans un milieu semi-infini élastique homogène et isotrope à deux dimensions, déterminer l'équation de l'onde de Rayleigh de vitesse V_R revient à rechercher les solutions du système

d'équations de Helmholtz (1.15) satisfaisant la condition aux limites de contrainte nulle imposée par la surface libre. Cette solution est propagative dans la direction de propagation x et doit être stationnaire en profondeur z . La solution pour chacun des potentiels ϕ et ψ est donc de la forme :

$$\begin{aligned}\phi &= \phi_0 e^{-rkz} e^{i(\omega t - kx)} \\ \psi &= \psi_0 e^{-skz} e^{i(\omega t - kx)}\end{aligned}\quad (1.19)$$

où $k = \omega/V_R$ le nombre d'onde associé à la vitesse de l'onde de Rayleigh.

La condition de stationnarité en profondeur est donnée par les coefficients r et s qui doivent impérativement être réels positifs pour que l'onde soit atténuée avec la profondeur :

$$\begin{aligned}r &= \sqrt{1 - \frac{V_R^2}{V_P^2}} \\ s &= \sqrt{1 - \frac{V_R^2}{V_S^2}}\end{aligned}\quad (1.20)$$

Ce qui implique que V_R soit inférieur à V_P et V_S .

La recherche des solutions ϕ_0 et ψ_0 mène à l'équation de l'onde de Rayleigh :

$$\left(2 - \frac{V_R^2}{V_S^2}\right)^2 = 4 \sqrt{\left(1 - \frac{V_R^2}{V_P^2}\right) \left(1 - \frac{V_R^2}{V_S^2}\right)}\quad (1.21)$$

ayant une solution réelle pour $V_R < V_S$.

La formule de Viktorov (1965) donne une bonne approximation de cette vitesse :

$$V_R \approx \frac{1.12\nu + 0.87}{1 + \nu} V_S, \quad (1.22)$$

où ν est le coefficient de Poisson.

La vitesse de l'onde de Rayleigh est largement dominée par la vitesse V_S . Pour des coefficients de Poisson standards (entre 0.2 et 0.45), l'onde de Rayleigh vaut entre 0.9 et 0.95 fois V_S .

1.1.3 Propriétés énergétiques

L'amplitude d'une onde se propageant dans un milieu réel décroît toujours au cours de la propagation. Il convient de ne pas confondre l'atténuation propre au matériau (dite atténuation intrinsèque) des pertes d'amplitudes liées à l'expansion du front d'onde (atténuation extrinsèque ou atténuation géométrique).

La première est une conséquence de la microstructure du milieu et représente l'anélasticité du milieu. Elle se manifeste par une diminution d'amplitude avec perte préférentielle des hautes fréquences. C'est une perte d'énergie irréversible le plus souvent sous forme de chaleur.

La seconde résulte de la dispersion dans l'espace de l'énergie de l'onde. Elle peut être causée par l'expansion sphérique du front d'onde, la séparation de l'énergie entre les différents types d'ondes, les réflexions, conversions, diffractions, et diffusion. Dans ce cas, l'énergie n'est pas perdue, mais est seulement dispersée dans l'espace. La détermination de l'atténuation intrinsèque d'un matériau est très généralement conditionnée par la maîtrise ou la connaissance de l'atténuation extrinsèque du milieu de propagation.

Répartition spatiale de l'énergie

Miller and Pursey (1954, 1955) ont montré que pour une source de type piston plan rayonnant à la surface dans un demi-espace, homogène, isotrope (c'est à dire en présence d'une surface libre), quelles que soient les dimensions et la géométrie de cette source, la répartition d'énergie entre les 3 types d'ondes est toujours la même² : l'onde de Rayleigh représente environ 67% de l'énergie totale, les ondes de cisaillement 26%, et les ondes de compression seulement 7%. Par contre, la répartition spatiale et temporelle de chacune peut être très différente selon la forme et le type de source. La figure 1.4 donnée par Woods (1968) illustre bien la répartition spatiale et énergétique des différents types d'ondes P, S et Rayleigh. La figure 1.5 donnée par Lamb (1904) illustre la répartition énergétique et temporelle des trois types d'onde.

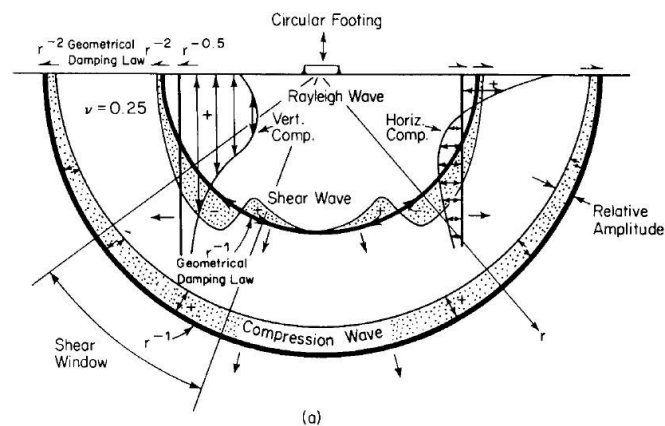


FIG. 1.4 – Source ponctuelle harmonique à la surface d'un demi-espace élastique, homogène, isotrope. a) Répartition des différents champs d'onde. b) Répartition de l'amplitude entre les différentes ondes. (d'après Woods (1968))

²En réalité, le coefficient de poisson peut modifier légèrement cette proportion.

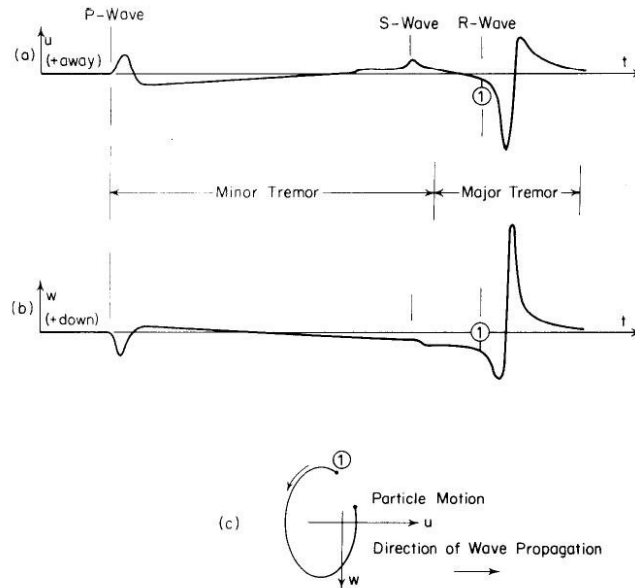
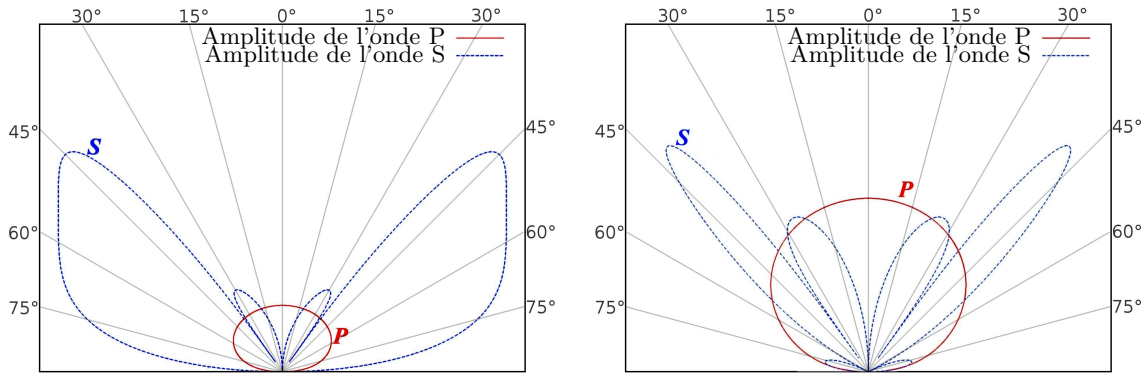


FIG. 1.5 – Signaux temporels générés par une source ponctuelle impulsionnelle à la surface d'un demi-espace élastique, homogène, isotrope. a) Composante verticale b) Composante horizontale c) Mouvement des particules. (d'après Lamb (1904))

Miller and Pursey (1954) et Tang et al. (1994) donnent les relations permettant de connaître le diagramme de rayonnement d'une source de type piston plan circulaire rayonnant à la surface d'un milieu semi-infini. La figure 1.6 représente le diagramme de rayonnement d'une telle source que nous avons calculé pour deux rayons de source différents d'après la formulation donnée par Tang et al. (1994). La relation que nous avons utilisée pour le calcul des diagrammes est donnée en annexe A, ainsi que les diagrammes de rayonnement pour d'autres rayons de sources.

On voit très bien que pour une source de dimension très inférieure à la longueur d'onde (figure 1.6 a), l'onde de compression est assez peu directionnelle bien que ne rayonnant que très peu le long de la surface. Au contraire, l'onde de cisaillement présente deux lobes latéraux et ne rayonne pas du tout dans la direction normale à la surface. Ce rayonnement latéral d'amplitude élevée est à l'origine de la génération de puissantes ondes de Rayleigh principalement guidées par les propriétés cisailantes du milieu. Lorsque la source devient de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde (figure 1.6 b), l'onde P devient plus directionnelle, et l'onde S présente un plus grand nombre de lobes latéraux de plus en plus étroits.

D'autre part, il existe une zone proche de la source, dite de champ proche, dans laquelle l'amplitude des ondes naissantes n'est pas stable. Par exemple, la figure 1.7 montre comment évolue l'énergie d'une onde de compression en fonction de la distance à la source pour des sources circulaires de différents rayons (Royer and Dieulesaint, 1996). En particulier, on voit que si la source est plus grande que la longueur d'onde, l'amplitude de l'onde oscille fortement avant de se stabiliser dans la zone de champ lointain.



(a) Diagramme de directivité d'un piston plan de rayon $a = \lambda_P/100$ (b) Diagramme de directivité d'un piston plan de rayon $a = \lambda_P/3$

FIG. 1.6 – Diagrammes de directivité d'un piston plan de rayon a rayonnant à la surface d'un demi-espace homogène. La répartition spatiale de l'onde P est représentée en trait plein rouge, celle des ondes S en pointillé bleu. Diagrammes calculés d'après la formulation de Tang et al. (1994) (voir annexe A).

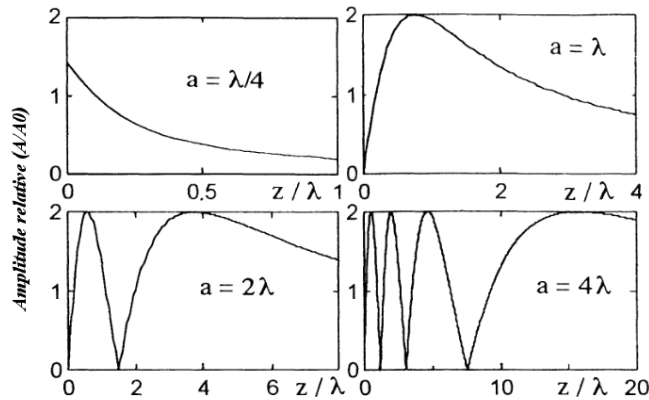


FIG. 1.7 – Amplitude relative d'une onde de compression dans l'axe d'un piston rayonnant à la surface d'un demi-espace homogène infini (d'après Royer and Dieulesaint (1996)).

D'après Woods (1968), en raison de l'expansion spatiale du front d'onde, l'amplitude de l'onde de surface diminue avec la distance de propagation x suivant une loi en $1/\sqrt{x}$. L'amplitude des ondes de volume P et S diminue quant à elle suivant une loi en $1/x$ partout dans le milieu, à l'exception de la proximité de la surface libre où elle décroît en $1/x^2$. Ces effets de divergence géométrique doivent être corrigés si l'on souhaite estimer l'atténuation intrinsèque, ou tout simplement afin de rééquilibrer l'amplitude des signaux issus de réflecteurs lointains par rapport à ceux issus de réflecteurs proches. Faisant l'hypothèse d'un milieu homogène et d'un signal source à phase nulle, on applique souvent pour les ondes de surface une correction en \sqrt{t} , et pour les amplitudes des ondes de volume une correction en t ou \sqrt{t} .

Les autres causes géométriques de perte d'amplitudes des ondes sont une conséquence directe des réflexions et diffractions des ondes. Dans ce cas, le comportement et la perte d'amplitude des ondes répondent aux lois de Snell-Descartes (Royer and Dieulesaint, 1996).

Atténuation intrinsèque

De très nombreuses définitions existent pour définir l'atténuation, strictement équivalentes, équivalentes moyennant certaines hypothèses, voire différentes. Chacune de ces définitions varie suivant le type de méthode de mesure retenu, ou suivant le modèle rhéologique adapté au comportement du matériau (Bourbier et al., 1986) (Q constant, Maxwell, etc). Boltzmann introduit en 1874 le concept de « mémoire » au sens où en un point, la contrainte à un moment t dépend des contraintes aux instants précédents. En d'autres termes, la viscoélasticité est un phénomène dépendant du temps entraînant par une réponse non instantanée du milieu un déphasage entre contrainte et déformation. La représentation de ce phénomène par des modèles rhéologiques et la superposition des contraintes passées et présentes conduit à représenter la relation contrainte-déformation (1.2) sous forme d'un produit de convolution :

$$\sigma(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} c(t - \tau)\varepsilon(\tau)d\tau, \quad \text{soit} \quad \sigma = c * \varepsilon, \quad (1.23)$$

ou l'équivalent dans le domaine de Fourier :

$$\Sigma(\omega) = C(\omega).E(\omega). \quad (1.24)$$

$C(\omega) = C_R(\omega) + i.C_I(\omega)$ est le module d'élasticité complexe. La partie imaginaire caractérise la dissipation viscoélastique (source du déphasage entre σ et ε) tandis que la partie réelle correspondant au tenseur des rigidités élastiques réel donné par l'équation (1.7), est liée à la réponse instantanée.

L'équation de propagation (1.4) prend donc la forme suivante :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = c_{ijkl} * \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k}. \quad (1.25)$$

Les solutions de l'équation de propagation viscoélastique pour un milieu homogène isotrope, sous la forme que nous avons utilisée en milieu élastique (1.16), prennent alors la forme pour chacun des champs d'ondes P et S :

$$\begin{aligned} u_i^p &= \phi_0 e^{i(\omega t - \kappa_p \cdot x_i)} \\ u_i^s &= \psi_0 e^{i(\omega t - \kappa_s \cdot x_i)}. \end{aligned} \quad (1.26)$$

κ_p (respectivement κ_s) est souvent décomposé en deux quantités réelles k_p et α_p (respectivement k_s et α_s) :

$$\begin{aligned} \kappa_p &= k_p - i\alpha_p \\ \kappa_s &= k_s - i\alpha_s. \end{aligned} \quad (1.27)$$

Les solutions (1.26) correspondent à des ondes propagatives de nombre d'onde k_p (respectivement k_s) et de coefficient d'atténuation α_p (respectivement α_s). Ces solutions s'écrivent d'ailleurs aussi sous les formes plus explicites :

$$\begin{aligned} u^p_i &= \phi_0 e^{-\alpha_p x_i} e^{i(\omega t - k_p x_i)} = \phi_0 e^{i\omega(t - \frac{x_i}{V_P})} \\ u^s_i &= \psi_0 e^{-\alpha_s x_i} e^{i(\omega t - k_s x_i)} = \psi_0 e^{i\omega(t - \frac{x_i}{V_S})}. \end{aligned} \quad (1.28)$$

V_P et V_S sont alors les vitesses de propagation complexes, et sont telles que :

$$\begin{aligned} \kappa_p &= \frac{\omega}{V_P} \\ \kappa_s &= \frac{\omega}{V_S}. \end{aligned} \quad (1.29)$$

Lorsque l'on réinjecte les solutions (1.26) dans l'équation de propagation (1.25), en prenant la transformée de Fourier du résultat, on obtient :

$$\rho\omega^2 - (C_R(\omega) + iC_I(\omega))(k - i\alpha) = 0. \quad (1.30)$$

En séparant les parties réelles et imaginaires de l'équation (1.30), on peut alors écrire pour chacun des champs u^p et u^s , le nombre d'onde réel k et le coefficient d'atténuation α :

$$\begin{aligned} k &= \omega \sqrt{\frac{\rho(|C| + C_R)}{2|C|^2}} \\ \alpha &= \omega \sqrt{\frac{\rho(|C| - C_R)}{2|C|^2}}. \end{aligned} \quad (1.31)$$

où $|C| = \sqrt{C_R^2 + C_I^2}$.

Les effets viscoélastiques sont généralement faibles devant les effets propagatifs, c'est-à-dire que l'on peut considérer $C_I \ll C_R$, ce qui permet d'écrire la partie réelle du nombre d'onde complexe :

$$k = \omega \sqrt{\frac{\rho}{C_R}} = \frac{\omega}{V}, \quad (1.32)$$

où la vitesse de phase est donnée par la même relation qu'en milieu élastique.

D'autre part, cela nous permet d'introduire le facteur de qualité, coefficient souvent considéré constant en première approximation, permettant de décrire l'atténuation (Kjartansson, 1979) :

$$\frac{1}{Q} = \frac{2\alpha}{k} = \frac{\alpha V}{\pi f} = \frac{C_I}{C_R}. \quad (1.33)$$

L'atténuation des ondes est un phénomène complexe pouvant combiner de multiples raisons liées à une microstructure du matériau très différente selon l'échelle d'observation (taille des grains, porosité, fractures, saturation). L'atténuation varie généralement avec la fréquence, et entraîne parfois également de la dispersion de vitesse. Le coefficient d'atténuation α est généralement exprimé en fonction de la fréquence. En géophysique, on utilise plus souvent le facteur de qualité Q . Le modèle à Q constant proposé par Kjartansson (1979), est le modèle

le plus simple, puisqu'il considère l'atténuation comme variant linéairement avec la fréquence. Cela permet notamment d'écrire les équations de propagation avec un facteur Q indépendant de la fréquence. Cette approximation peut paraître très forte, mais elle est cependant assez bien vérifiée expérimentalement dans de nombreux matériaux, pour des facteurs de qualité supérieurs à 10, et dans des bandes de fréquences limitées (Bourbier et al., 1986). Il convient néanmoins de rester prudent dans l'utilisation de ce modèle très simplifié qui peut être très éloigné de la réalité.

Le coefficient d'atténuation α représente la décroissance exponentielle de l'amplitude de l'onde par unité de longueur. Il est exprimé en *neper/m* ou encore en *dB/m*. Il est généralement obtenu en mesurant l'amplitude de l'onde $A(x)$ pour deux positions différentes x_1 et x_2 , à partir de la relation :

$$\alpha = \frac{1}{x_2 - x_1} \ln \frac{A(x_1)}{A(x_2)}. \quad (1.34)$$

Aki and Richards (1980) définit le facteur de qualité Q comme le rapport du maximum d'énergie cinétique T_{MAX} en un point sur la perte d'énergie sur une longueur d'onde ΔT_{MAX} :

$$Q = \frac{2\pi T_{MAX}}{\Delta T_{MAX}}. \quad (1.35)$$

Le facteur de qualité décrit donc la proportion d'énergie dissipée par cycle de propagation (par longueur d'onde), ce qui justifie l'utilisation de modèle à facteur de qualité constant ou quasi constant, représentatif d'une atténuation augmentant linéairement avec la fréquence. C'est un coefficient adimensionnel.

Dans le cas du milieu viscoélastique isotrope d'atténuation linéaire, on peut décrire la propagation des deux modes de propagation par les vitesses de propagation complexes :

$$\begin{aligned} \mathcal{V}_P &= V_P \frac{1}{\left(1 - i \frac{1}{2Q_P}\right)} \\ \mathcal{V}_S &= V_S \frac{1}{\left(1 - i \frac{1}{2Q_S}\right)}. \end{aligned} \quad (1.36)$$

Ce modèle de propagation fait clairement intervenir le facteur de qualité dans la partie réelle de \mathcal{V}_P et \mathcal{V}_S , c'est-à-dire que pour des facteurs de qualité faible ($Q < 10$), l'atténuation engendre de la dispersion de vitesse.

Lorsque l'atténuation est supposée faible ($Q > 10$), on utilise parfois une simplification conduisant au modèle suivant, ne prenant pas en compte de dispersion de vitesse :

$$\begin{aligned} \mathcal{V}_P &= V_P \left(1 + i \frac{1}{2Q_P}\right) \\ \mathcal{V}_S &= V_S \left(1 + i \frac{1}{2Q_S}\right). \end{aligned} \quad (1.37)$$

Le coefficient Q_P est toujours supérieur à Q_S , à l'exception de certains milieux poreux partiellement saturés (Bourbier et al., 1986). Le facteur de qualité Q_P en dessous de 10 *MHz*

est de 14000 dans l'aluminium (Clorennec et al., 2006) et de quelques dizaines dans les polymères (Bruneau and Potel (2006), expériences personnelles). Dans les milieux naturels, il peut être de quelques centaines dans les roches saines ou des argiles, et descendre à quelques dizaines dans les milieux fracturés ou poreux, voire même en dessous de 10 dans le cas de sables (Bourbier et al., 1986).

1.2 L'imagerie par ondes mécaniques à différentes échelles

1.2.1 Introduction

On entend par « technique d'imagerie », la stratégie permettant la reconstruction d'un ou plusieurs paramètres caractéristiques d'un milieu. La détermination de ces paramètres nécessite :

- Un système permettant l'acquisition de données (dans notre cas issu de la propagation d'ondes mécaniques) contenant des informations sur la structure du milieu ausculté.
- Des outils de traitement et de mise en forme des données.
- Un modèle pouvant associer les caractéristiques du milieu aux données.
- Une technique de reconstruction des paramètres caractéristiques du milieu basée sur l'adaptation du modèle aux données.

On rencontre des techniques d'imagerie utilisant les propriétés de propagation des ondes mécaniques dans des domaines d'applications très différents et à des échelles très diverses. On pourra distinguer trois principaux champs d'applications différenciés par leurs dimensions caractéristiques, mais surtout par la nature des milieux de propagation : l'imagerie de milieux géologiques naturels, l'imagerie de produits industriels conçus ou transformés par l'homme, et l'imagerie de tissus organiques. Selon l'application, les cibles peuvent avoir des dimensions pouvant aller de plusieurs kilomètres à quelques nanomètres.

Les méthodes d'imagerie sismique pour l'auscultation de la croûte terrestre pour les investigations géologiques (1 à 30 *km*) utilisent essentiellement les ondes de compression réfléchies ou réfractées par les différentes interfaces. Les milieux étudiés sont des milieux complexes, hétérogènes, plus ou moins tabulaires, de densités et de vitesses croissantes avec la profondeur. On cherche à obtenir des informations sur la géométrie et les caractéristiques mécaniques des couches profondes de la croûte terrestre. Les sources sont des explosions et les signaux observés ont un contenu fréquentiel allant de quelques *Hz* à quelques dizaines de *Hz*. Les sources sont donc vues comme des sources ponctuelles compte tenu des dimensions et des longueurs d'onde. En prospection sismique pétrolière, les cibles sont les réservoirs d'hydrocarbures situés de quelques centaines de mètres à quelques kilomètres de profondeur. Les dispositifs d'acquisition sont similaires à ceux utilisés pour la sismique profonde, mais on utilise également des dispositifs en transmission entre puits ou entre puits et surface. Les sources sont généralement des explosions, mais aussi des sources vibrantes excitant le sol à des fréquences de quelques dizaines de *Hz*.

À l'échelle de la subsurface (quelques mètres à quelques centaines de mètres), on trouve également ces mêmes familles de méthodes pour l'auscultation de la subsurface par exemple

dans le domaine du génie civil pour la détection de cavités souterraines (Leonard, 1999) ou de glissements de terrains (Jongmans and Garambois, 2007). Les sources utilisées peuvent être des impacts de marteaux ou des chutes de poids, des explosifs, ou des sources vibrantes (pots vibrants). Les fréquences mises en jeu sont alors de l'ordre de la dizaine à la centaine de Hz . À cette échelle, les milieux étudiés sont plus hétérogènes et moins structurés (gradient de propriétés). Les propriétés ne varient plus nécessairement de manière monotone avec la profondeur et peuvent présenter de forts contrastes d'impédance. Les matériaux constitutifs sont parfois très atténuants (milieux poreux). Les faibles profondeurs investiguées permettent également l'utilisation des ondes de surface, souvent très énergétiques.

En dehors du domaine de la géophysique, on retrouve des techniques semblables dans le domaine de l'évaluation et du contrôle non destructif (END, CND). Il existe un très large panel d'applications. Parmi les plus courantes, on trouve dans le domaine de l'aéronautique de nombreuses applications pour le contrôle de l'état des matériaux composites (Rossing, 2007; Bruneau and Potel, 2006). La détection de défauts d'homogénéité ou de collage dans les matériaux composites (multicouches anisotropes) est un domaine largement étudié faisant appel à de nombreuses méthodes utilisant notamment des ondes guidées. Le CND est également utilisé pour des applications du génie civil à l'échelle décimétrique : Contrôle de la qualité des soudures, détection de défauts ou suivi de l'évolution de l'état de santé du béton (Hévin et al., 1998; Abraham and Côte, 2002; Breyse and Abraham, 2005; Lagarde et al., 2006), détection de ruptures dans les câbles de précontrainte (Treysède, 2007). Le CND est couramment utilisé dans l'industrie depuis plusieurs années (pièces automobiles, matériel informatique, etc) et la littérature y est très abondante. On utilise également les ultrasons pour caractériser les propriétés des matériaux. Ils sont par exemple, très utilisés pour étudier le comportement des matériaux poreux. Selon les applications et les milieux de propagation, les fréquences mises en jeu peuvent aller de $40kHz$ (caractérisation acoustique de milieux poreux (chapitre 3 de Bruneau and Potel (2006))) à plusieurs dizaines de MHz (CND dans les couches minces, recherche de défauts micrométriques). Aujourd'hui, les technologies laser de génération et réception d'ultrasons combinées à la maîtrise des propriétés des ondes en milieux confinés permettent de monter jusqu'au THz (acoustique femtoseconde) et d'ausculter des objets de plus en plus petits (nanotechnologies, cellules organiques) (Scruby and Drain, 1990; Ridgway et al., 1999; Murray et al., 1999; Reverdy and Audoin, 2001; Prada et al., 2005; Perton, 2006).

Le biomédical est également un domaine où l'imagerie ultrasonore s'est particulièrement développée ces dernières décennies. Les milieux sont cette fois des tissus (chaires, os, sang) ou encore des organes actifs (imagerie cardiaque, rénale, obstétricale...). Les domaines d'application sont très vastes. Utilisant des fréquences typiquement entre 2 et $10MHz$ et des techniques de focalisation du faisceau ultrasonore dans des milieux souvent à basses vitesses ($< 1000 m.s^{-1}$), on atteint aujourd'hui des résolutions spatiales d'imagerie de quelques dizaines de micromètres (chapitre 4 de Bruneau and Potel (2006)). En particulier, l'utilisation des harmoniques créés par les effets non-linéaires permettent d'augmenter la résolution (Burns, 1996).

Pour ces différentes applications, les milieux de propagation et les rapports d'échelles sont très variables. Cependant, les phénomènes physiques mis en jeu sont similaires, et les informations recherchées sont souvent les mêmes (détection et localisation d'irrégularités, quantification des vitesses de propagation, atténuation, porosité, densité, rugosité, variations

de propriétés...). Bien que ces techniques d'imagerie soient développées indépendamment et généralement par des laboratoires différents, les méthodes de reconstruction de l'image associées sont bien souvent comparables. Par exemple, on rencontre des méthodes tomographiques dans chacune de ces disciplines. Hormis les dimensions, les différences importantes entre ces disciplines se situent au niveau du type de matériaux et de structures, ainsi que des contraintes expérimentales des applications induisant généralement des configurations et du matériel de mesure différents. Les conditions expérimentales variant, les systèmes d'acquisition de données et les techniques de traitement et de mise en forme associées varient également d'une méthode à l'autre, bien que les outils disponibles soient souvent les mêmes. Dans le cadre d'expérimentations contrôlées où l'on peut s'affranchir des contraintes expérimentales directement liées aux applications, et de l'aspect dimensionnel, ces domaines peuvent parfois se confondre.

L'un des éléments pouvant varier notablement d'une méthode d'imagerie à l'autre est la stratégie de reconstruction des paramètres. Plus ou moins explicite selon les techniques, leur complexité augmente avec le nombre d'inconnus du problème, la précision ou l'efficacité recherchée, et la non-linéarité de la relation entre les données et les paramètres décrivant le milieu. Le principe de la reconstruction de l'image d'un milieu par ajustement des paramètres du modèle le décrivant de manière à expliquer les données mesurées, est appelé résolution du problème inverse, ou encore méthode paramétrique (Tarantola, 2005; Menke, 1989). Le problème direct étant le modèle liant les paramètres aux données, la résolution d'un problème inverse se rapporte à un problème d'optimisation pouvant être résolu par des méthodes globales de recherche aléatoire des solutions (Monte-Carlo, recuit simulé), semi-aléatoires (algorithme génétique), ou d'optimisation locale (Newton, Gauss-Newton).

La réduction d'échelle de nos dispositifs expérimentaux nous imposant de jouer avec les paramètres dimensions et les dispositifs expérimentaux, nous nous sommes intéressés à ces différents domaines. Les trois parties qui suivent présentent plus en détail les trois différents champs d'applications que sont l'évaluation et le contrôle non destructif, l'imagerie biomédicale, et la prospection sismique. Les méthodes dédiées plus particulièrement à l'imagerie sismique des premiers mètres du sous-sol seront détaillées un peu plus tard dans le paragraphe 1.4. Pour chacun des domaines, nous décrivons le principe de certaines des méthodes d'imageries associées, les hypothèses et approximations utilisées, et discutons certaines particularités expérimentales typiques de chacun de ces domaines.

1.2.2 L'évaluation et le contrôle non destructif

Le besoin permanent d'amélioration des performances et de la fiabilité des produits industriels ont conduit à l'utilisation systématique (voire automatique) de l'évaluation et du contrôle par méthodes non invasives dans les domaines des hautes technologies comme l'aéronautique, l'automobile, la production d'énergie, le matériel informatique, mais également dans le génie civil, l'industrie alimentaire, la fabrication du papier. La diversité des applications induit donc des conditions et des méthodes différentes. Cependant, les objectifs sont souvent les mêmes : détection de vides (trous, fissures, décollement de couches) ou d'intrusions, inhomogénéités, rugosité. De la même manière, la génération des ondes et l'acquisition des données sont la plupart du temps réalisées au moyen de transducteurs ultrasonores piézo-électriques au contact direct avec le matériau ou en plongés en immersion, même si la diversité

de ces transducteurs est étonnante (Krautkammer, 2009), et qu'il existe quelques méthodes alternatives (interférométrie laser, optoacoustique, etc). L'évolution des technologies de matériaux a conduit les chercheurs à développer des modèles de propagation pour des milieux très spécifiques : composites fibreux, granulaires, milieux anisotropes, aléatoires, périodiques, hétérogènes, poreux, rugueux, etc (Potel and de Belleval, 1993; Castaings and Hosten, 2000). La variété de la forme et de la nature des objets auscultés a également contribué à l'utilisation de phénomènes physiques différents. Pour la détection de défauts dans des volumes, on privilégie souvent l'utilisation de la réflexion d'ondes de volume (réflectométrie ultrasonore). Dans des plaques, des cylindres ou tous autres milieux confinés ou de petites tailles, on privilégie l'utilisation d'ondes guidées et l'on profite des informations véhiculées par l'aspect dispersif de ces ondes. Certaines applications permettent également l'utilisation des non-linéarités de propagation provoquées par le matériau, par les défauts recherchés ou encore par les fortes amplitudes (Moussatov et al., 2001).

La diversité des cas s'accompagne d'une grande variété des modèles décrivant la propagation des ondes ainsi que des outils de traitement du signal utilisés (outils temporels, fréquentiels, temps-fréquence, temps-échelle, analyse de la dispersion, etc). Les techniques associées au CND présentent cependant deux particularités importantes les différenciant des applications géophysiques. Premièrement, le besoin de rapidité d'analyse et de grand rendement imposé par l'aspect industriel des applications est opposé au côté événementiel des mesures géophysiques. Cette opposition est également renforcée par les facilités expérimentales liées aux échelles. Deuxièmement, le CND a pour but de surveiller l'apparition d'éventuels défauts dans un milieu a priori sain et dont les propriétés sont bien connues ; la cible est donc généralement unique ou au moins en nombre restreint, et généralement très localisée. En géophysique, le milieu est a priori moins bien connu, et l'objectif est plutôt d'obtenir l'image d'une zone ou de l'ensemble du milieu, les cibles sont donc multiples (voire diffuses). Ces différences majeures expliquent notamment que l'utilisation de problèmes inverses est assez peu développée en CND tandis qu'elle est quasi incontournable en géophysique depuis des décennies. En CND, on privilégie plutôt la bonne modélisation des spécificités connues du milieu et les outils de traitement des signaux. Cependant, l'évolution des performances des outils informatiques de calculs permettent de plus en plus l'utilisation de techniques d'optimisation itératives plus coûteuses pour des applications du CND nécessitant un grand rendement.

1.2.3 L'imagerie médicale ultrasonore

Les ultrasons sont connus en médecine pour leurs applications diagnostiques (échographie, effet Doppler) et leurs effets thérapeutiques, notamment dans la destruction des calculs et des tumeurs par ondes de choc ou par hyperthermie, ou encore pour les outils de nettoyage ultrasonique utilisés par exemple par les dentistes. Cependant, ce sont les applications d'imageries diagnostiques qui sont les plus répandues. Les intérêts de ces méthodes en médecine, outre leur caractère non invasif et généralement non dangereux, sont leur prix modeste, la capacité à fournir des informations en temps réel, et la diversité des informations procurées.

On distingue actuellement plusieurs domaines d'application (Mudry et al., 1993) :

- L'imagerie des tissus peu mobiles et directement accessibles à travers la peau utilisant

des méthodes de type échographie (utérus, foie, voies biliaires, reins, rate, seins, thyroïdes, etc).

- L'échographie par voie endocavitaire lorsqu'il est nécessaire de se rapprocher des zones à imager pour gagner en résolution et pour éviter de traverser des zones osseuses ou gazeuses. On utilise alors des transducteurs miniatures à très haute fréquence.
- L'exploration des structures en mouvement comme le coeur et le sang. Ces méthodes reposent sur une combinaison de techniques d'échographie rapide, d'effet Doppler et d'enregistrement du mouvement des structures (mode temps-mouvement).
- Il existe de nombreuses autres méthodes plus récentes et plus difficiles à mettre en oeuvre : l'échographie Doppler cérébrale, l'échographie avec produits de contraste, l'échographie 3D, l'échographie interventionnelle, l'imagerie paramétrique. Des méthodes récentes comme l'osteodensimétrie ou l'élastographie s'imposent comme de nouvelles modalités diagnostiques. Ces procédés s'appuient naturellement sur la nature élastique des ultrasons afin d'évaluer la résistance ou la porosité des tissus solides (os) ou l'élasticité des tissus mous (tumeurs du sein, de la prostate).

Les méthodes les plus classiques sont bien entendu les méthodes de type échographique pouvant être comparées aux méthodes de réflectométrie du CND ou à la sismique réflexion / migration, où l'on traite essentiellement les temps d'arrivées des réflexions. Ces techniques sont aujourd'hui opérationnelles grâce à un certain nombre de solutions technologiques et de traitement d'informations (Rossing, 2007). Un élément essentiel est l'utilisation de transducteurs ultrasonores composés d'une série de petits transducteurs pilotés indépendamment (Bruneau and Potel, 2006). Ces barrettes de transducteurs fonctionnent en général simultanément en émission et en réception et permettent de réaliser un balayage angulaire sectoriel ou encore de focaliser le faisceau ultrasonore sur la zone à imager (transducteurs « phased array »). Ces transducteurs permettent, contrairement aux dispositifs d'acquisition sismique, d'obtenir des images sectorielles à partir d'une seule position du bloc transducteur (figure 1.8 a). Cette configuration en réflexion, tout comme en sismique réflexion, renforcée par les propriétés quasi fluides de la plupart des tissus organiques humains permet de faire l'approximation de milieu acoustique (ou viscoacoustique) et ainsi de s'affranchir de la complexité des phénomènes induite par la présence des ondes de cisaillement. L'utilisation de hautes fréquences ($2 - 10 MHz$) dans ces milieux à basses vitesses permet d'obtenir des résolutions de quelques micromètres. L'imagerie échographique 3D est aujourd'hui très courante (figure 1.8 b).

Des difficultés sont néanmoins engendrées par la variabilité naturelle des propriétés des tissus humains et par la variété des propriétés mécaniques des milieux traversés par les ondes (Rossing, 2007). En effet, les milieux de propagation peuvent être des combinaisons de variations continues de propriétés et de ruptures d'impédances brutales, ils peuvent être constitués de zones solides mêlées à des zones fluides, formées de zones poreuses plus ou moins saturées, ou encore remplies de bulles ou de poches de gaz. L'approximation 2D est souvent une approximation forte. Un bon réglage du gain est donc indispensable. Un gain général permet de cadrer globalement l'amplitude des réflexions. Un gain TGC (Time Gain Control) permet de compenser l'atténuation en profondeur afin de compenser plus fortement l'amplitude des

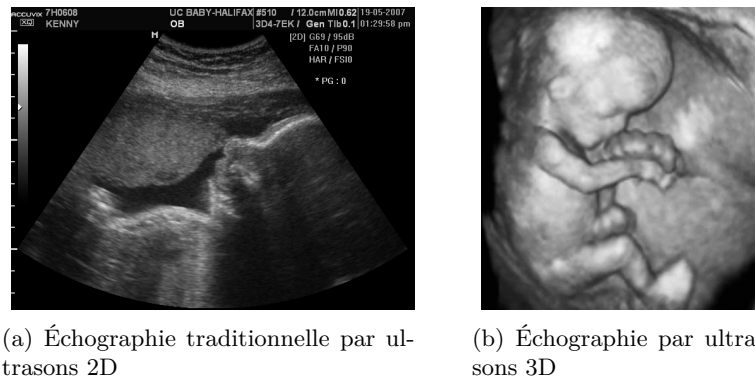


FIG. 1.8 – Échographies gynécologique ultrasonore 2D et 3D.

réflexions provenant de la plus grande profondeur (ce type de compensation n'est pas sans rappeler les AGC réalisés en sismique réflexion). Des systèmes électroniques de compensation adaptative automatique du gain peuvent également être utilisés afin d'adapter le gain dans les deux directions de propagation en prenant en compte les ruptures d'échogénéicité des tissus. En plus du gain, une compression logarithmique peut être appliquée afin de pouvoir observer équitablement les échos de forts et de faibles contrastes.

Outre les méthodes d'échographie et leurs variantes largement utilisées pour obtenir des images de zones fixes, il existe d'autres méthodes. L'utilisation de l'effet Doppler permet d'imager des zones en mouvement. Il est également possible de prendre en compte les effets non-linéaires dans l'imagerie échographique pour augmenter la résolution (prise en compte de la création d'harmoniques). On trouve également des techniques de tomographie acoustique en transmission ou en diffraction similaires à celles existant en géophysique. Les méthodes tomographiques apportent une qualité d'image bien supérieure aux méthodes échographiques, mais sont plus consommatrices en calcul (nécessité d'inverser les données). On utilise donc des méthodes sans optimisation pour conserver une imagerie rapide (algorithme de sommation des rétroprojections des projections filtrées) (Grangeat, 2002; Duric et al., 2007). Un autre avantage de la tomographie est de fournir une image quantitative, contrairement à l'échographie fournissant seulement une image qualitative.

Certains laboratoires investiguent toutefois depuis peu, en raison de l'augmentation des performances des calculateurs, le potentiel des méthodes itératives. Certains auteurs s'intéressent à des méthodes hautes résolutions d'inversion de formes, ou d'inversion des formes d'ondes (Le Marrec, 2004; Pratt et al., 2007).

1.2.4 Les méthodes d'imagerie sismique profonde

Le domaine d'application de la sismique le plus largement répandu est bien évidemment la prospection sismique pour la recherche d'hydrocarbures. Cependant, la sismique est également utilisée à des fins plus fondamentales pour la connaissance de la structure de la planète ou dans la subsurface pour les applications du génie civil. Dans tous les cas, le principe reste globalement le même : un séisme contrôlé de très faible amplitude est généré en un point connu

au moyen d'explosions, de chocs ou de vibrateurs. Les ondes se propageant dans le sous-sol sont ensuite enregistrées en d'autres points au moyen de géophones ou d'hydrophones. L'étude des signaux enregistrés permet d'obtenir des informations sur la structure géologique du milieu. Il existe différents types de dispositifs d'acquisition. Les sources et capteurs peuvent être placés uniquement en surface, ou dans des puits (sismique de puits, diagraphie). Les dispositifs peuvent être 2D, mais aujourd'hui les dispositifs 3D deviennent courant. Les applications motivant notre étude étant des applications du génie civil, nous ne nous intéressons pour le moment dans ce travail qu'à des configurations de surface 2D où les récepteurs sont disposés sur une seule ligne.

Les milieux étudiés en sismique profonde étant des milieux naturels, on rencontre une grande variabilité de structure d'un endroit à l'autre. Le sous-sol est un milieu très hétérogène, constitué de couches de nature infiniment variable. Néanmoins, dans de nombreux cas et moyennant certaines approximations, on peut souvent considérer le sous-sol comme un milieu stratifié à faibles variations latérales dont les vitesses de propagation et les masses volumiques de chaque strate augmentent avec la profondeur. Cette hypothèse de milieu quasi-1D a servi de base au développement des méthodes de sismique réflexion.

Les dispositifs sont généralement à couverture dite « multiple » ou « multioffset » (plusieurs sources, plusieurs récepteurs). Selon la profondeur et les paramètres caractéristiques des différentes strates, il existe un angle d'incidence critique θ_c au-delà duquel il y a création d'ondes réfractées et une distance critique au-delà de laquelle ces ondes peuvent être mesurées. Ce critère permet de différencier les différentes méthodes sismiques. Pour des angles $\theta < \theta_c$, on parle de sismique réflexion, cela correspond à des profondeurs d'investigations supérieures aux plus grandes distances entre sources et récepteurs. Dans cette configuration, l'hypothèse de milieu 1D est souvent bien vérifiée. Pour des angles $\theta \geq \theta_c$, on parle plutôt de sismique réfraction ou de sismique grands angles. Aux offsets devenant plus grands que la profondeur des réflecteurs, les ondes enregistrées ne sont plus celles réfléchies par les réflecteurs, mais plutôt celles déviées et transmises parallèlement à la surface. L'utilisation de ces ondes réfractées apporte des informations plus superficielles que les méthodes de sismique réflexion. Les méthodes d'imagerie associées à de tels dispositifs sont très différentes et peuvent même être complémentaires (Pratt, 1999).

La sismique réflexion

La sismique réflexion se caractérise par l'utilisation d'offsets courts devant les profondeurs investiguées. En conséquence de l'utilisation de faibles angles d'incidence, les ondes enregistrées sont majoritairement des réflexions des ondes de compression par les différentes interfaces. Les techniques d'imagerie utilisant cette configuration de mesure ont ainsi été développées de manière à ne prendre en compte que les ondes de compression réfléchies à incidence quasi normale, et à négliger les réfractées, les ondes de surface ainsi que les ondes de cisaillement et les conversions de modes. De cette façon, le modèle de propagation sur lequel est basée l'imagerie est un modèle de propagation de champ scalaire (hypothèse acoustique). Sur les sismogrammes, à chaque réflecteur correspond donc une unique hyperbole dont l'asymptote dépend de la vitesse dans la couche supérieure et la position du sommet dépend de la profondeur du réflecteur, des vitesses des zones supérieures et éventuellement du pendage.

Les techniques d'imagerie dites de migration permettent de refocaliser les temps d'arrivées des hyperboles aux positions des points diffractants correspondants en rétropropageant dans le milieu le champ enregistré en surface. Les premières techniques de migration ont été mises au point pour être appliquées à des mesures à offset nul (sources et récepteurs confondus). Elles sont dites migration « après-sommation » (Post-Stack Migration) et impliquent d'appliquer des prétraitements aux données multioffset, afin de les transformer en données à offset nul. On distingue alors quatre phases :

Une phase d'édition et de prétraitement permet de faire ressortir les ondes réfléchies du bruit et des arrivées parasites. Cette phase comprend aussi des corrections statiques ayant pour but de compenser les effets de retard causés par les variations de topologie et par la zone altérée. La seconde phase est consacrée aux calculs et à l'application de corrections dynamiques. On détermine d'abord le champ de vitesse par analyse de vitesse de chaque collection en point milieu commun (CMP). La correction dynamique consiste ensuite à appliquer à chaque trace une correction à l'aide du champ de vitesse précédemment estimé. La correction dynamique permet de corriger la courbure de l'hyperbole en ramenant le temps d'arrivée de chaque réflexion au temps du sommet de l'hyperbole correspondant. Une correction du pendage peut également être réalisée (DMO).

La troisième phase est la phase de sommation des traces en point milieu commun ou sommation en couverture multiple. À l'issue de cette phase, on obtient une section sismique dite à offset nul.

La quatrième phase est la phase de migration après sommation. La migration a pour but de transformer la section sismique du domaine offset-temps dans le domaine offset-profondeur. Il existe de nombreuses techniques permettant de faire cette transformation (migration profondeur, migration $f - k$, migration par différences finies, etc), le point faible de la migration est néanmoins la détermination du champ de vitesse nécessaire à la transformation.

Les trois dernières phases de traitement peuvent être remplacées par une migration avant sommation en profondeur (Pre-Stack Migration) permettant de réaliser simultanément la correction d'effet de pendage, la correction dynamique, la sommation en point milieu commun et la migration après sommation. Cette fois aussi, un bon macromodèle de vitesse est nécessaire, il peut être déterminé par analyse de vitesse, par une méthode tomographique ou encore par l'analyse de vitesse par migration.

La tomographie en réflexion

La tomographie est probablement la méthode d'imagerie quantitative la plus connue en raison de la diversité de ses domaines d'application. La tomographie médicale en rayon X en est un bon exemple. Le but de la tomographie est de lier des temps de trajet des ondes à un modèle de vitesse. La tomographie a servi d'abord en sismologie pour déterminer la structure interne de la terre avant d'être adaptée dans les années 70 à des configurations en réflexion pour la prospection pétrolière. En prospection, elle est le plus souvent employée pour obtenir un macromodèle de vitesse pour des techniques plus haute résolution comme la migration avant sommation.

La construction d'un modèle de vitesse par tomographie se réalise en trois principales

étapes : 1) le pointé des temps de trajets sur les données, 2) la modélisation des temps de trajets, 3) la détermination du modèle de vitesse minimisant l'écart entre les temps pointés et les temps modélisés. De nombreux auteurs ont proposé différentes stratégies pour chacune des étapes 2 et 3. Une bonne synthèse de la tomographie a été faite par Billette (1998).

En remplaçant les traces sismiques par un ensemble de temps de trajets pointés, la tomographie de temps de trajet résout partiellement le problème de la non-linéarité. En revanche, le problème de non-unicité de la solution n'est pas résolu, aussi la tomographie nécessite l'apport d'une information a priori. Malgré cela, la tomographie reste le meilleur moyen aujourd'hui pour établir un modèle de vitesse contenant les grandes longueurs d'onde du milieu dans une zone géologiquement complexe. Les résultats de tomographie peuvent d'ailleurs être utilisés comme modèles de référence pour la migration, cette dernière étant très sensible à la qualité du modèle de vitesse.

Un des avantages de la tomographie est notamment que c'est l'une des seules méthodes qui permet d'obtenir un modèle de vitesse en 3D. Cependant, certains aspects peuvent rendre son application délicate. En particulier, le pointé des temps de trajet est une opération longue et difficile où la subjectivité de l'opérateur peut être importante, surtout dans le cas de données bruitées où il devient difficile de repérer les arrivées cohérentes. D'autre part, la prise en compte des réflexions donne au modèle de vitesse une apparence « blocky » où chaque bloc correspond à une couche de vitesse constante (ou éventuellement à gradient de vitesse délimité par des interfaces si la stratégie de construction du modèle choisie le permet). Cette apparence « blocky » du modèle n'est pas adaptée à son utilisation comme macromodèle pour une méthode plus haute résolution. Le modèle de vitesse est donc généralement lissé, ce qui peut biaiser la cinématique du modèle et induire des erreurs (Billette, 1998).

La sismique grand angle

La tomographie grand angle, ou tomographie de surface, encore appelée tomographie des temps de trajet de la première arrivée est une variante de la tomographie adaptée au traitement des ondes réfractées. L'utilisation de grands angles d'illumination permet d'imager des zones plus profondes en transmission dans des milieux à vitesse croissante. Elle est utilisée en exploration académique par exemple pour définir la structure des marges continentales (Operto and Charvis, 1996; Graindorge et al., 2003). De nombreux auteurs l'utilisent désormais pour obtenir un modèle initial pour l'inversion des formes d'ondes sismiques (Pratt, 1999; Pratt and Shipp, 1999; Ravaut et al., 2004; Dessa et al., 2004).

Tout comme la tomographie en réflexion, la construction du modèle de vitesse se réalise en trois étapes : on pointe premièrement les temps de trajet des réfractées, les temps de trajets sont ensuite calculés en résolvant l'équation de l'Eikonale par exemple en différences finies, et enfin on minimise l'écart entre les temps pointés et les temps modélisés afin de déterminer le milieu correspondant. Le problème inverse est résolu de manière itérative.

Les réflexions n'étant pas prises en compte, le modèle de vitesse obtenu aura une apparence lisse, les interfaces ne sont pas explicites. Ce type de modèle a une résolution limitée, mais il a l'avantage de fournir un bon modèle initial pour les méthodes plus haute résolution.

Un autre avantage par rapport à la tomographie en réflexion est de ne pas avoir à se soucier du type d'onde pointé puisque seules les premières arrivées sont utilisées. Un désavantage important néanmoins : l'imagerie des zones profondes nécessite la présence des réfractées dans les données, il est donc nécessaire que la vitesse soit croissante avec la profondeur. La profondeur investiguée dépend alors directement de la longueur du dispositif et des contrastes de vitesses du milieu, et les zones de vitesse plus lente sont généralement très mal déterminées.

Utilisation des ondes de surface

Les ondes de surface sont assez peu utilisées en sismique pétrolière. En effet, leur analyse est assez délicate et leur profondeur de pénétration, inversement proportionnelle à la fréquence, est limitée par les fréquences excitées par les sources explosives. Le contenu fréquentiel relativement haut des données pétrolières ($> 7Hz$) ne permet pas facilement d'accéder aux informations profondes. De plus, la résolution obtenue par l'analyse de la dispersion des ondes de surface est inversement proportionnelle à la profondeur. L'obtention d'informations précises en profondeur est alors impossible. Les ondes de surface sont cependant plus utilisées en sismologie car le contenu fréquentiel descendant au dixième de Hertz permet des profondeurs d'investigation beaucoup plus importantes (Shapiro et al., 2005).

Inversion des formes d'ondes

Depuis quelques années, de nouvelles techniques d'inversion dites « champ total » ou « formes d'ondes » (full waveform inversion) prenant en compte l'ensemble des données, et donc l'ensemble du champ d'onde se propageant dans le milieu étudié, font l'objet de recherches intensives, tant dans le milieu industriel pétrolier que dans le monde académique. En effet, ces méthodes, par la prise en compte d'un maximum d'informations, laissent présager des performances étonnantes : une image quantitative du sous-sol avec une résolution de l'ordre de la demi longueur d'onde la plus petite. Ce sont des méthodes quantitatives donnant une information absolue sur les propriétés du milieu plutôt que des informations qualitatives ou relatives comme des réflectivités. L'inversion du champ d'onde consiste à modéliser numériquement d'une part le champ d'onde complet se propageant dans le milieu, et d'autre part à rechercher les paramètres mécaniques en tous points du milieu expliquant aux mieux les formes d'ondes mesurées pour les différents couples sources-récepteurs.

Deux grandes familles se distinguent selon le type de modélisation utilisée : l'inversion de données modélisées dans le domaine temporel a été proposée pour la première fois par Tarantola (1984), Pratt and Worthington (1990) proposa la modélisation et l'inversion dans le domaine fréquentiel.

Le nombre de paramètres inversés impose l'utilisation de techniques d'optimisation locale pour la recherche des solutions plutôt que d'optimisation globale qui deviennent largement trop coûteuses au vu de la complexité des milieux étudiés. Il s'ensuit la nécessité d'un modèle de paramètre initial. Ce modèle initial est habituellement calculé par des méthodes de tomographie donnant une information quantitative des variations lentes du milieu (Pratt, 1999).

De nombreuses déclinaisons de l'inversion des formes d'ondes existent et présentent chacune différents avantages. Les différences sont essentiellement au niveau des techniques de modélisation numérique, de la stratégie d'optimisation, des techniques de régularisation, ou parfois au niveau de la définition même de la fonction objectif à minimiser.

Les méthodes d'inversion des formes d'ondes constituent un champ important de la recherche actuelle en géophysique. Les concepts théoriques sur lesquels elles sont fondées, étayés par des applications récentes dans le cas de l'hypothèse acoustique (Pratt et al., 1996; Ravaut et al., 2004; Operto et al., 2004, 2006; Bleibinhaus et al., 2009), et de données numériques dans le cas élastique (Gélis, 2005; Brossier et al., 2009), montrent que les images obtenues apportent une information quantitative sur les paramètres du milieu. Le principe théorique et un état de l'art de la méthode et des applications à des données réelles sont présentées dans le chapitre 2.

1.2.5 Synthèse

Nous venons de voir qu'il existe de nombreuses similitudes entre ces différents domaines d'applications mettant en jeu les mêmes phénomènes de propagation. Notamment, on retrouve systématiquement le schéma : source + récepteur + milieu ausculté partiellement inconnu + modèle de propagation. Les cibles se caractérisent toujours plus ou moins de la même manière (ruptures ou irrégularités locales d'impédances). Toutefois, les échelles et la nature des milieux auscultés impliquent un matériel différent, et donc des configurations de mesure différentes.

La sismique se distingue des autres notamment par le fait que son contenu fréquentiel est directement imposé par le sous-sol, et ne peut être facilement adapté aux dimensions des cibles comme en CND ou en imagerie médicale. Deux conséquences directes sont les petites dimensions des sources (et récepteurs) par rapport aux longueurs d'onde se propageant, et la résolution de l'imagerie fixée par le sous-sol, et non par l'opérateur. Une autre différence fondamentale est le degré de connaissance a priori que l'on a du milieu. En CND et en imagerie médicale, le milieu est souvent bien connu, à l'exception de l'objet recherché. En sismique, l'ensemble du milieu de propagation est inconnu. C'est pour cela que l'utilisation de plusieurs techniques combinées est parfois nécessaire (analyse de vitesse + migration, tomographie + inversion formes d'ondes), tandis qu'une seule technique, bien calibrée, est souvent suffisante en CND/biomédical. Le peu de connaissance du milieu, le manque de contrôle des sources font du problème géophysique un problème particulièrement mal posé. Pour compensation, les larges dimensions et la singularité de chaque milieu font que l'on s'autorise des temps et des moyens d'investissement beaucoup plus importants, et notamment des méthodes d'imagerie plus lourdes.

Nous allons voir que l'imagerie de la subsurface, bien que s'apparentant plutôt à la sismique, se trouve parfois à la frontière de ces autres domaines d'application, par la taille réduite des zones imagées et des moyens investis, des configurations de mesures sensiblement différentes, et parfois par une meilleure connaissance a priori du milieu (semi-anthropiques).

1.3 La sismique de subsurface

1.3.1 Problématiques et enjeux

La subsurface peut être définie comme la zone la plus superficielle de la terre. D'un point de vue applicatif, c'est la zone où l'homme a l'habitude d'intervenir. Bien qu'accessible, il est souvent préférable pour connaître la constitution de ces premières dizaines de mètres, de recourir à des méthodes géophysiques de prospection. Il existe pour cela de nombreuses méthodes (électriques, gravimétriques, magnétiques, radar géologique, etc). Chacune de ces méthodes est sensible à différents paramètres physiques et se trouve plus ou moins adaptée selon les applications. Les méthodes sismiques, sensibles aux paramètres mécaniques, ont l'avantage de pouvoir être utilisées dans un grand nombre de cas. En contrepartie, le traitement et l'analyse des données peuvent s'avérer délicats.

La sismique peut se révéler utile chaque fois qu'il est nécessaire de déterminer les propriétés mécaniques de la subsurface ou d'y détecter ou localiser un objet enfoui. Cela explique notamment la grande diversité des applications rencontrées, en particulierité en liens avec la géotechnique, ainsi que la grande variété de contexte d'étude (Rey et al., 2007; Abraham et al., 2007; Jongmans and Garambois, 2007; Gao et al., 2007).

En génie civil, on utilise de manière courante les ondes sismiques pour la reconnaissance rapide des massifs rocheux en vue d'implantations d'ouvrages ou le tracé routier. Dans une démarche de développement durable, on s'intéresse de plus en plus à maintenir les ouvrages afin d'augmenter leur durée de vie. La sismique peut intervenir notamment lors du contrôle de l'état mécanique et de la réhabilitation d'ouvrages anciens (routier, ferroviaire, pylônes électriques, digues). Les problématiques de stockage de déchets en milieu naturel (CO₂, déchets radioactifs) font également appel à ce type de technique. Dans le cadre de protection des risques naturels, la sismique est également employée pour la détection de cavités souterraines. On emploie aussi la sismique à ces échelles pour des études de gisements miniers. De même, dans le domaine pétrolier, la bonne connaissance des couches superficielles permet d'évaluer plus précisément la structure géologique des zones plus profondes. Enfin, de manière plus anecdotique, la sismique est parfois employée pour aider à des recherches archéologiques.

On pourra séparer l'ensemble des applications en deux types de problématiques :

1. La localisation ou caractérisation géométrique d'objets ou d'hétérogénéités locales.
2. L'évaluation des caractéristiques mécaniques du milieu ou d'une partie du milieu.

Dans ces deux cas, les méthodes sismiques actuelles (réflexion, réfraction, inversion de la dispersion des ondes de surface) sont souvent limitées par la complexité des données résultant de l'hétérogénéité du milieu. Bien que l'essentiel des informations sur la structure du milieu soit contenu dans les données sismiques, dans la plupart des cas, les données sismiques sont difficiles à interpréter et l'on utilise donc qu'une partie des signaux et l'on complète souvent les études par l'utilisation d'autres méthodes géophysiques.

Dans les paragraphes suivants, après avoir brièvement explicité les spécificités de la subsurface, nous rappelons le principe des différentes méthodes de traitement des données

sismiques existantes. En précisant leurs avantages et leurs faiblesses, nous mettrons finalement en évidence que le potentiel de la sismique pour la subsurface peut être grandement augmenté par l'utilisation de méthodes globales comme l'inversion des formes d'ondes.

1.3.2 Caractéristiques de la subsurface

La structure des premiers mètres du sous-sol diffère du sous-sol profond par la présence de couches superficielles altérées et déconsolidées. Les phénomènes d'érosion et l'aspect partiellement anthropique des zones superficielles fait de la subsurface un mélange complexe de zones fortement déconsolidées (terre végétale, sable, argile, etc.), généralement d'un substratum rocheux pouvant être plus ou moins altéré, de zones ayant subi des phénomènes d'érosion relativement récents (karsts, glissements de terrain, éboulis, zones à gradient de propriétés, etc.) et de zones ayant été modifiées plus ou moins directement par l'homme (fondation ou ouvrages en béton, routes, zones compactées, galeries et cavités, vestiges d'anciennes constructions, digues, modifications entraînées par les modifications des cours d'eau, etc.). Les zones déconsolidées présentent généralement des vitesses de propagation lentes et des atténuations fortes, tandis que les vitesses du substratum rocheux sont plus élevées et les atténuations plus faibles.

L'activité humaine vient généralement perturber les cycles naturels pour venir insérer des objets contrastants fortement avec le milieu environnant tant au niveau des propriétés mécaniques qu'au niveau morphologique. Le tableau 1.1 donne des ordres de grandeur des vitesses de propagation pour différentes formations géologiques et pour des matériaux d'origine anthropique. Enfin, il convient de noter qu'aux échelles considérées, les effets de topologie sont souvent non négligeables.

Ces caractéristiques font de la subsurface un milieu fortement hétérogène, particulièrement imprévisible, et où les possibles fortes variations latérales du milieu mettent souvent en défaut les hypothèses 1D des méthodes décrites précédemment (réfraction, migration, MASW). De plus, les faibles profondeurs investiguées au regard des gammes de fréquences enregistrées font que les réflexions des ondes de compression par les différentes formations géologiques sont souvent masquées par des ondes de surface fortement dispersives. En effet, les gammes de fréquences en question engendrent des ondes de surface dont la profondeur de pénétration est parfois supérieure à la profondeur d'investigation recherchée.

1.3.3 Techniques courantes

Utilisation des réfractions

L'utilisation des ondes de compression réfractées par les différentes interfaces du milieu est probablement la méthode la plus couramment employée en génie civil pour la reconnaissance des massifs rocheux (Mari et al., 1998). Sa grande popularité est liée à sa simplicité de mise en oeuvre et à son grand rendement. Les ondes réfractées étant les premières arrivées, l'extraction des temps d'arrivées correspondants est relativement aisée. Les techniques de traitement de base (lecture des vitesses sur les dromochroniques, méthodes du plus-minus (Mari et al., 1998; Hagedoorn, 1959)) permettent d'évaluer les vitesses et les épaisseurs d'un faible nombre de

Formations naturelles	Vitesse des ondes de compression V_p ($m.s^{-1}$)	Vitesse des ondes de cisaillement V_s ($m.s^{-1}$)	Densité ρ ($g.cm^{-3}$)
Terre végétale	250 – 700	100 – 300	1.7 – 2.4
Sable sec	300 – 1200	100 – 500	1.5 – 1.7
Sable humides	1500 – 2000	400 – 600	1.9 – 2.1
Argiles	500 – 1400	150 – 600	1.3 – 1.7
Argiles saturées	1100 – 2500	200 – 800	2.0 – 2.4
Marnes	1800 – 2100	600 – 1000	1.5 – 2.1
Grès	800 – 3000	400 – 1300	1.6 – 1.9
Calcaire fracturé	900 – 2000	500 – 1200	2.0 – 2.2
Calcaire compact	3000 – 5000	1800 – 3000	2.3 – 2.4
Granit	4500 – 6000	2000 – 3300	2.5 – 2.7
Charbon	2200 – 2700	1000 – 1400	1.3 – 1.8
Eau liquide	1450	–	1.0
Glace	3500 – 3800	1700 – 1900	0.9

Matériaux de construction	Vitesse des ondes de compression V_p ($m.s^{-1}$)	Vitesse des ondes de cisaillement V_s ($m.s^{-1}$)	Densité ρ ($g.m^{-3}$)
Béton hydraulique	3500 – 4500	2400 – 3200	2.5 – 3.5
Béton bitumineux ¹	2600 – 4200	1400 – 2300	2.0 – 2.5
Argile compactée	2000 – 3000	1000 – 1600	1.5 – 2.5

TAB. 1.1 – Vitesses des ondes sismiques dans les matériaux naturels et les matériaux de construction (sources diverses : Magnin and Bertran (2005); Lavergne (1986); Bourbier et al. (1986); Simonin (2005)).

couches à condition que les variations latérales ne soient pas trop importantes. La profondeur de pénétration dépend des contrastes et de la longueur du dispositif. Basées sur l'interprétation partiellement automatique des mêmes ondes via la modélisation et l'inversion des temps d'arrivées, les méthodes de tomographie de surface présentées au paragraphe 1.2.4 permettent d'obtenir de meilleurs résultats en intégrant mieux les variations latérales. Les topographies particulières ou les configurations en transmission peuvent également être mieux traitées par des méthodes tomographiques.

Un des principaux inconvénients de ces méthodes est la faible profondeur d'investigation obtenue pour un dispositif donné. Cette limitation est liée à l'utilisation des ondes réfractées seules. De plus, les zones à vitesses lentes sont généralement très mal imagées (Green, 1962). En outre, la précision est limitée par celle du pointé manuel des temps d'arrivées, et même les méthodes tomographiques, par l'approximation hautes fréquences qu'elles nécessitent, ne permettent pas d'obtenir des résolutions aussi élevées que les méthodes de migration.

Utilisation des réflexions

Dans les cas où les cibles sont suffisamment profondes pour séparer sur les sismogrammes les ondes de volume réfléchies des ondes de surface, les techniques de sismique réflexion et de migration avant ou après sommation peuvent être utilisées. Dans des cas intermédiaires (typiquement 40 - 100m de profondeur) et en présence d'un réflecteur sous-jacent, la sismique réflexion haute résolution permet par l'étude des variations d'amplitudes des réflexions plus profondes de détecter des objets de quelques mètres localisés au dessus et dont les amplitudes des diffractions sont d'amplitudes trop proches de celle du bruit. Cook (1965), Miller and Steeples (1991), Piwakowski et al. (1998), Piwakowski (1998) et Leonard (1999) l'utilisent notamment pour détecter des cavités. Cette méthode ne fonctionne cependant qu'en présence d'un réflecteur visible, et pour des profondeurs relativement élevées. De plus, les traitements associés sont souvent délicats et l'interprétation des résultats peut très rapidement être empreinte d'une forte part de subjectivité de la part de l'opérateur.

Inversion de la dispersion des ondes de surface

L'évaluation des propriétés de cisaillement (V_S) peut, quant à elle, être obtenue par l'analyse de la dispersion des ondes de surface. Cette méthode présente l'avantage d'être très simple à mettre en oeuvre expérimentalement (1 tir en champ lointain) et l'inversion d'un faible nombre de paramètres rend les étapes de traitement et d'interprétation très rapides et relativement simples.

L'analyse de la dispersion des ondes de surface se déroule en deux étapes : 1) extraction de la dispersion à partir des sismogrammes mesurés, 2) reconstruction du milieu par inversion des paramètres décrivant le milieu. De nombreuses variantes existent. En particulier, les courbes de dispersion peuvent être extraites au moyen de différentes transformées : $f - k$, $\tau - p$, $p - \omega$, (McMechan and Yedlin, 1981; Mokhtar et al., 1988; Yilmaz, 1998). Choisir la meilleure stratégie d'inversion des paramètres du milieu est encore un vaste sujet de débat et les techniques d'optimisation sont nombreuses (Menke, 1989; Tarantola, 2005; Mosegaard and Tarantola, 2002; Forbriger, 2003). Deux écoles se distinguent cependant :

Les techniques d'**inversion linéarisée** (inversion locale itérative) présentent l'avantage d'être assez simples à mettre en oeuvre et convergent rapidement vers une solution (Gabriel et al., 1987; Mokhtar et al., 1988; Xia et al., 1999). Cependant, la non-linéarité et la non-unicité du problème en géophysique (Backus and Gilbert, 1967) impliquent, outre la linéarisation du problème inverse autour d'un modèle initial bien choisi, de bien contraindre l'inversion et de prendre un certain nombre de précautions lors de l'interprétation des résultats. En effet, un mauvais modèle de départ risquant de conduire à une solution biaisée ou même complètement fautive, il est indispensable d'utiliser des techniques de régularisation (Lines and Treitel, 1984; Herrmann, 2002).

Les méthodes d'**optimisation globale**, en prenant mieux en compte la répartition statistique des solutions dans l'espace des modèles, sont une alternative permettant de contourner le problème de non-unicité et de non-linéarité de la solution (Hunaidi, 1998; Martinez et al., 2000; Beaty et al., 2002; Wathelet et al., 2004). Elles sont en contrepartie plus coûteuses

puisqu'elles nécessitent le calcul d'un beaucoup plus grand nombre de modèles de l'espace des paramètres.

Quelle que soit la stratégie d'inversion ou de calcul de la dispersion employée, l'inversion de la dispersion reste très limitée. Les équations de dispersion utilisées ne sont valides que pour des milieux localement unidimensionnels, ce qui est rarement vrai, et même lorsque le milieu est réellement 1D, le problème inverse associé est particulièrement mal posé. En conséquence, la résolution est mauvaise, les paramètres souvent sous-estimés, et certaines configurations du milieu conduisant à la prédominance d'un mode supérieur ne peuvent pas être résolus par les méthodes classiques d'inversion (Bodet, 2005). De plus, ici encore, la profondeur d'investigation est très limitée ($\sim 25\%$ de la longueur du dispositif).

Techniques marginales

D'autres méthodes se sont montrées efficaces dans certains contextes. Belfer et al. (1998) propose notamment une méthode originale pour détecter des hétérogénéités locales en utilisant la réfraction pour obtenir un modèle initial, l'inversion de la cohérence des diffractions pour obtenir un modèle plus précis, puis obtient finalement les variations plus rapides du milieu par tomographie des diffractions. Utilisant la dispersion des ondes de surface, Park et al. (1999) propose la « multichannel analysis of surface waves » (MASW) pour réaliser des sections en ondes de surface, et ainsi imager des variations latérales du milieu grâce aux ondes de surface.

1.3.4 Apport potentiel de l'inversion des formes d'ondes

Une limitation commune à toutes les méthodes précédemment décrites est liée à l'utilisation de modèles de propagation décrivant seulement une partie des phénomènes de propagation. Des techniques de traitement du signal complexes doivent alors être utilisées afin d'extraire des données la partie des signaux prise en compte par le modèle. La complexité de la propagation dans un milieu aussi hétérogène que la subsurface ne peut pas être entièrement décrite par des modèles analytiques. Il s'ensuit nécessairement que ces modèles ne pourront être valides que moyennant des hypothèses très fortes (comme l'approximation acoustique, ou l'approximation 1D). Les conséquences sont le biais des résultats obtenus lié au non-respect de ces hypothèses (Bodet, 2005), et la prise en compte d'une seule petite partie de l'information contenue dans les données.

Le sismogramme de la figure 1.9 illustre clairement le fait que la prise en compte des seules réfractées, des seules ondes P réfléchies, ou encore du seul train d'ondes de surface direct revient à négliger une grande partie de l'information, notamment l'ensemble des multidiffractions des ondes de surface ainsi que les conversions des ondes de volume.

Certaines applications de la subsurface nécessitent la détermination quantitative des propriétés mécaniques du sol et l'imagerie de cibles multiples dans un milieu encaissant lui-même inconnu et très hétérogène. La prise en compte de l'influence des hétérogénéités de l'encaissant, et de l'influence de la surface libre et des ondes de surface est donc primordiale pour

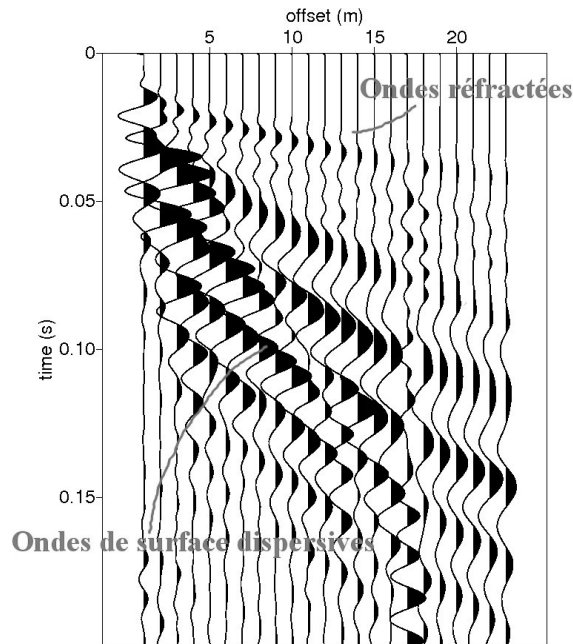


FIG. 1.9 – Sismogramme obtenu dans la subsurface après corrections d’amplitudes (tir à la masse). On distingue facilement les ondes réfractées. Les réflexions sont masquées par l’onde de surface et sont difficiles à distinguer. Le train d’ondes de surface est très énergétique, mais sa complexité liée à l’hétérogénéité 3D du milieu est difficile à interpréter.

modéliser toute la complexité de la propagation dans de tels milieux.

L’utilisation de modèles de propagation numériques (différences finies, éléments finis) peut pallier à certaines limitations des modèles simplifiés utilisés en réfraction ou en sismique réflexion. Les améliorations récentes des techniques de modélisation numérique et l’évolution des performances des calculateurs contribuent fortement à rendre aujourd’hui accessible l’utilisation de méthodes numériques à un rendement acceptable. Les modèles numériques sont capables de modéliser une grande partie des phénomènes physiques observés en sismique. Dans le cas de la subsurface, la propagation doit nécessairement être faite dans le domaine élastique afin de modéliser toutes les conversions de modes, et prendre en compte la surface libre afin de bien modéliser les ondes de surface. C’est ce que propose Gélis et al. (2005) dans le cadre de la détection de cavités souterraines.

L’inversion des formes d’ondes est une méthode d’imagerie des diffractants, et a pour but de remonter quantitativement aux propriétés en tous points du domaine étudié, via la modélisation numérique de l’ensemble du champ élastique, et de l’inversion des paramètres représentatifs du milieu en chaque point de celui-ci. Les paramètres peuvent être par exemple les vitesses de propagation V_P et V_S , mais il est également possible de retrouver d’autres paramètres comme la densité ou l’atténuation (Kamei and Pratt, 2008). Plusieurs paramètres peuvent d’ailleurs être déterminés simultanément. Un des avantages d’une méthode aussi générale est de permettre d’imager des hétérogénéités de toutes tailles et de tous types. De fait, l’inversion des formes d’ondes est a priori bien adaptée à l’imagerie d’un milieu aussi complexe

que la subsurface.

La littérature concernant l'inversion des formes d'ondes est dédiée principalement aux problématiques d'imagerie profonde (pétrolière). La résolution de cette méthode, en utilisant les ondes de volume en configuration de réflexion, est de l'ordre de la demi longueur d'onde (Sirgue and Pratt, 2004). Pour des données sismiques de subsurface dont le contenu fréquentiel peut atteindre 150 Hz , on devrait pouvoir s'attendre par exemple pour des vitesses V_S de l'ordre de 600 m.s^{-1} à une résolution de l'ordre de 2 m . Cependant, les configurations d'acquisition de la subsurface sont différentes de celles de l'imagerie profonde. Pour les hétérogénéités entièrement immergées dans la zone de pénétration des ondes de surface, cette résolution ne s'applique probablement pas puisque les ondes sont plus transmises multi-diffractées que réfléchies, et qu'à proximité de la surface libre, les ondes se comportent différemment.

On voit donc facilement le potentiel que l'inversion des formes d'ondes représente pour la résolution des problèmes d'imagerie de la subsurface, à la fois pour son aspect quantitatif, sa résolution élevée, et la prise en compte d'un maximum d'information. Mais en contrepartie, l'inversion des formes d'ondes est particulièrement coûteuse en temps de calcul et en ressources mémoires, puisque c'est une méthode itérative, où chaque itération nécessite le calcul de plusieurs problèmes directs. D'autre part, le problème inverse associé est particulièrement mal posé, et le succès de l'inversion nécessite de bien contraindre le problème. En particulier, la fiabilité de l'information initiale est fondamentale.

En raison du potentiel qu'elle représente, c'est la méthode à laquelle nous nous intéressons dans ce travail. Tous les aspects théoriques de l'inversion seront présentés dans le chapitre 2. Très peu de travaux ont été réalisés jusqu'à aujourd'hui au sujet de l'inversion des formes d'onde à l'échelle des premiers mètres du sous-sol. Gélis (2005) et Romdhane et al. (2009) laissent cependant déjà entrevoir la difficulté de l'adaptation de cette méthode qui, bien que commençant à avoir fait ses preuves sur les applications pétrolières, laisse un certain nombre d'incertitudes quant à son comportement en régime élastique à des échelles différentes.

Dans la continuité de leurs travaux, nous proposons ici de développer une démarche cadrée pour contribuer à l'adaptation de l'inversion des formes d'ondes élastiques dans le domaine de la subsurface. La phase d'expérimentation contrôlée en géophysique constitue une étape cruciale dans le développement et la validation des méthodes d'imagerie, complémentaire aux approches numériques, et permettant de mieux appréhender l'application sur le terrain.

Dans l'état de l'art décrit ci-après, nous montrons que cette approche est depuis longtemps explorée dans les activités de recherche en géophysique, mais que la complexité expérimentale laisse encore aujourd'hui un champ vacant à ce domaine.

Dans ce travail de thèse, nous tenterons d'en comprendre les éléments et les difficultés, afin de développer un laboratoire d'expérimentation contrôlée permettant la reproduction fidèle de données sismiques de subsurface, en vue d'accompagner le passage à l'expérimentation à échelle réelle de méthodes telles que l'inversion des formes d'ondes sismiques, ou d'autres méthodes d'imagerie sismique innovantes.

1.4 Modélisation physique en géophysique

1.4.1 Problèmes relatifs à l'imagerie en géophysique

Indépendamment des applications, le développement et l'adaptation de nouvelles méthodes sismiques³ aux cas expérimentaux souffrent la plupart du temps d'un certain nombre de lacunes. Ces manques sont inévitablement causés par la nature complexe et naturellement aléatoire des milieux étudiés et par les conditions expérimentales imposées par le milieu.

La validation des performances d'une méthode sur un cas expérimental doit passer par la vérification des résultats obtenus par une autre méthode. En géophysique, l'impossibilité d'accéder aux véritables propriétés du sous-sol par des méthodes autres que géophysiques est précisément la raison d'être de ces méthodes géophysiques. Il est parfois possible de réaliser des puits ou des carottages, mais cela ne permet que d'obtenir une information locale pour un coût prohibitif. La validation des méthodes d'imagerie sismique souffre donc de l'impossibilité de connaître avec certitude l'erreur faite. A fortiori pour une méthode quantitative comme l'inversion des formes d'ondes, il est important de connaître avec précision la valeur des paramètres en tous points de la zone imagée.

D'autre part, le sol étant un milieu naturel très variable, les interactions des sources et des récepteurs avec le milieu de propagation sont des paramètres très mal maîtrisés. Quelle que soit la méthode utilisée pour générer les ondes sismiques (explosions, vibrateurs, chutes de poids), la nature du sol variant géographiquement, les formes d'ondes générées varient en conséquence. De la même manière, le couplage des récepteurs est très mal maîtrisé. On notera cependant que dans le cas de la sismique marine, le couplage est moins problématique puisque l'eau fait office de milieu couplant parfaitement connu. Il existe de nombreuses techniques de traitement des signaux permettant de corriger partiellement ces effets indésirables, mais il est tout de même préférable de valider une méthode d'imagerie indépendamment de l'influence des performances des prétraitements effectués. A fortiori, dans le cas des méthodes « champ total » où les formes d'ondes doivent être préservées dans leur intégralité, il est préférable d'avoir le moins possible recours à des prétraitements pouvant générer des artefacts. Il peut aussi être intéressant de pouvoir quantifier l'influence de la source ou du couplage sur les performances de l'imagerie, ce qui nécessite un minimum de contrôle de ces paramètres.

Enfin, les dimensions et la nature complexe des milieux explorés sont autant de freins à l'étude des performances des méthodes d'imagerie. Le sous-sol est généralement très hétérogène. Il peut être localement très atténuant, poreux, anisotrope, dispersif, à variation de paramètres rapide, ou encore à gradient continu, avec des variations fortes dans les trois directions de l'espace, etc. Il est évident que cette complexité n'est pas pour simplifier l'étude en détail du comportement de l'imagerie. La taille, le coût et la difficulté de mise en place des dispositifs d'acquisitions sismiques sont également des freins à la multiplication des expérimentations.

Les raisons énoncées précédemment sont d'autant plus vraies dans le contexte de la subsurface que les milieux sont particulièrement imprévisibles. Pour une même application, il existe une très forte variabilité sur les milieux possibles. Ainsi, la caractérisation d'une cavité

³et même de méthodes géophysiques en général

peut s'avérer simple ou très complexe selon ses dimensions, sa profondeur, et selon le milieu environnant. De plus, la subsurface est un milieu non structuré particulièrement hétérogène et souvent très atténuant. Les rapports d'échelles mis en jeu impliquent généralement une forte prédominance des ondes de surface, dispersives, dont la suppression n'est pas aussi simple qu'en sismique profonde. Leur suppression n'est d'ailleurs pas nécessairement souhaitable. Les rapports dimensionnels sont souvent tels que les ondes de surface pénètrent profondément l'ensemble de la zone que l'on cherche à imager et sont par conséquent la principale source porteuse d'information. Les approximations faites dans le cadre de la sismique profonde sont alors généralement inapplicables à la subsurface.

1.4.2 Vers l'expérimentation contrôlée

Les problèmes inhérents à la géophysique cités précédemment sont autant de raisons nous ayant poussés à reproduire ces expérimentations en conditions contrôlées. La modélisation physique à échelle réduite du sous-sol et des dispositifs d'acquisition sismique permet d'utiliser les méthodes d'imagerie sur des milieux de propagation simples et parfaitement connus, ce qui, nous l'avons vu, est rarement le cas en géophysique. Cette étape est donc primordiale pour l'évaluation des performances des méthodes quantitatives. De plus, la réduction des milieux étudiés à des dimensions de laboratoire permet de multiplier les cas d'études ainsi que les configurations de mesure. Enfin, l'étude de la propagation des ondes dans des milieux particuliers (hétérogènes, anisotropes...) peut être grandement facilitée par l'utilisation d'échantillons indépendants et par l'exagération des spécificités d'un milieu. La maîtrise de l'ensemble des paramètres du milieu et du dispositif de mesure ouvre des perspectives intéressantes pour l'étude en détail du comportement des outils développés en conditions de laboratoire (connaissance et contrôle du type de source, de la forme d'onde, du diagramme de rayonnement, contrôle du couplage des récepteurs, variations des dimensions, positions et répartition des transducteurs, etc.). En résumé, l'expérimentation contrôlée peut s'avérer un outil puissant à mi-chemin entre la validation numérique et les conditions purement expérimentales.

Pourtant, la modélisation physique est assez peu utilisée dans le domaine de la géophysique. Un certain nombre de difficultés et limitations techniques, mais surtout les échelles de laboratoire, inhabituelles pour le géophysicien ont certainement dû contribuer à rendre jusqu'à aujourd'hui l'expérimentation contrôlée marginale en géophysique, alors qu'elle est systématique en CND ou en imagerie biomédicale. Petit à petit, au cours du temps et des avancées des outils de mesure ultrasonore, les travaux de recherche ayant cherché à utiliser les échelles de laboratoire pour résoudre des problèmes de la géophysique sont devenus plus courants et de plus en plus pertinents.

Les deux paragraphes qui suivent font un état de l'art de la modélisation physique en géophysique, et notamment un bilan de l'utilisation de techniques ultrasonores pour la sismique au cours des 70 dernières années. Nous nous limitons dans cette synthèse aux seuls cas s'intéressant aux ondes mécaniques (sismiques, acoustiques, ultrasonores) et laissons de côté les méthodes électriques ou électromagnétiques. On distingue deux types de travaux correspondant pratiquement à deux périodes de l'histoire de la sismique : D'une part les études réalisées pour la compréhension des phénomènes de propagation ou les cas d'étude du comportement

microscopique des matériaux, et d'autre part les travaux concernant les méthodes d'imagerie sismique.

1.4.3 Modélisation à l'échelle ultrasonore pour l'étude des matériaux et la compréhension des phénomènes de propagation

La nature de l'apport de la modélisation physique à échelle réduite a beaucoup évolué au cours du temps, au rythme de l'évolution de la géophysique de terrain. Entre 1936 et 1960, début de l'exploration sismique des couches superficielles, elle a servi essentiellement à isoler les différents phénomènes agissant simultanément sur le terrain et à les reproduire sur des cas simples de laboratoire. Cela a permis de valider un certain nombre de théories, de visualiser et mieux comprendre les phénomènes mis en jeu lors de la propagation d'ondes mécaniques dans le sous-sol, à une époque où la modélisation numérique n'était pas encore née. D'autre part, l'expérimentation contrôlée est un outil essentiel pour comprendre les phénomènes de propagation dans les milieux complexes que peuvent être les roches.

Observation et compréhension des phénomènes observés en sismique

Avant 1940, les seuls témoignages expérimentaux auxquels les géophysiciens avaient accès pour étudier la propagation des ondes sismiques étaient les enregistrements réalisés par les sismographes lors de séismes naturels, et utilisés pour la sismologie afin de comprendre la structure interne de la Terre. Ces enregistrements, extrêmement complexes, bruités, et réalisés dans des configurations très mal contrôlées ne permettaient pas facilement d'expliquer les données. Les phénomènes de propagation dans les couches superficielles de la Terre avaient été expliqués par la théorie, mais n'avaient pas pu être explicitement observés, ni mesurés avec la rigueur scientifique nécessaire. Bien d'autres expériences, réalisées par des acousticiens, avaient déjà pu valider la théorie de la propagation des ondes mécaniques en milieu fluide et solide. C'est cependant avec le début de l'exploration de la structure du sous-sol au moyen des ondes sismiques, motivées par les besoins de la prospection pétrolière que débutèrent les travaux de laboratoire destinés à mieux comprendre ces phénomènes. Rieber (1936) fut le premier géophysicien à s'intéresser à reproduire en plus petit dans son laboratoire les phénomènes observés en sismique de surface. S'inspirant d'une technique de photographie ultra rapide déjà utilisée pour des investigations acoustiques, il utilisa une étincelle générant une onde acoustique et parvint en plaçant des obstacles sur le chemin de propagation à prendre de remarquables photos des ondes directes, réfléchies et diffractées se propageant dans l'air. Presque 20 ans plus tard, Howes et al. (1953) reproduisit ce genre d'expérimentation cette fois dans l'eau avec de petits hydrophones en réception et une puissante étincelle comme source explosive. La structure géologique observée était constituée de blocs de calcaire. Il obtint ainsi les premiers sismogrammes à échelle réduite et observa des ondes directes, réfractées, réfléchies et même une onde de Rayleigh. Press et al. (1954) et Olivier et al. (1954) montèrent une expérience originale avec des modèles circulaires permettant de mesurer de petits sismogrammes mettant en évidence des ondes réfractées, mais également des ondes de Lamb et des ondes de Rayleigh dispersives en plaçant de petits éléments piézoélectriques sur une plaque, elle-même montée sur un substrat. Pour la première fois, un élément piezoélectrique couplé à l'arrière à un matériau absorbant faisant office d'atténuateur fut utilisé en tant que source, directement

couplée au milieu de propagation (système utilisé encore aujourd'hui pour la génération et la réception d'ultrasons). Evans et al. (1954) utilisa le même genre de source, un peu plus élaborée, mais en immersion dans l'huile. En excitant un bloc de plexiglas sur un angle, il put générer des ondes réfractées et put les photographier avec un système stroboscopique synchronisé avec l'excitation. Levin and Hibbard (1954) travailla, lui, sur un bicouche de ciment et de marbre en excitant son modèle en compression et en cisaillement, en transmission et en réflexion. Il fut le premier à s'intéresser réellement aux amplitudes des signaux qu'il mesura en plus des temps de trajet. Il put ainsi comparer ses données expérimentales avec des sismogrammes calculés analytiquement. Il s'aida de ces informations théoriques pour mettre en évidence sur ses données les ondes P et SV directes, l'onde de Rayleigh, des ondes réfractées, plusieurs réflexions et mit même en évidence plusieurs conversions de mode. O'Brien (1955) s'intéressa également à l'amplitude des ondes réfractées dans un bicouche fluide/solide. Il valida la théorie concernant la perte d'amplitude liée à l'expansion géométrique du front d'onde. Grâce à des éléments piezoélectriques fonctionnant en cisaillement directement collés sur un bloc d'aluminium, Evans (1959) réalisa plusieurs expériences pour illustrer les caractéristiques des ondes de cisaillement SH. Il mesura ainsi des sismogrammes très clairs et parvint même à générer et identifier une onde de Love. Des modèles plus complexes apparurent avec Angona (1964) qui affirmait maîtriser les coefficients de réflexions entre les différents matériaux. Il obtint des sismogrammes sur des modèles 2D et 3D à 3 couches ou contenant une faille.

En même temps que les techniques de mesure en prospection sismique évoluaient et apportaient des données toujours plus riches et plus interprétables, les années 1960 virent aussi la naissance de la modélisation numérique. Ainsi, les études utilisant la modélisation physique, destinées à expliquer des phénomènes difficilement compréhensibles sur le terrain, furent peu à peu abandonnées pour laisser place au développement d'outils de modélisation numérique. Néanmoins, quelques auteurs ont, plus récemment, continué à utiliser ce type de modélisation pour étudier l'influence de phénomènes comme l'anisotropie sur les données sismiques dans des cas simples (Ebrom et al., 1990; Brown et al., 1991).

Comportement des matériaux

Parallèlement à ces expérimentations complexes tentant de reproduire des dispositifs d'acquisition sismique à petite échelle, de nombreux auteurs utilisèrent et utilisent toujours les ultrasons et de petits modèles physiques afin d'étudier des phénomènes de propagation complexes dans des milieux spécifiques. En effet, l'utilisation de matériaux parfaitement contrôlés conjointement à une instrumentation rigoureuse permet une étude quantitative très fine des vitesses et des atténuations en fonction des paramètres du milieu. Si ce principe est systématique dans le domaine du CND, il est néanmoins plus marginal en géophysique. Kuster and Toksöz (1974) et Purnell (1986) ont par exemple étudié le comportement des ondes dans des matériaux poreux. Melia and Carlson (1984), Cheadle et al. (1991) et Rathore et al. (1994) ont également utilisé de petits modèles contrôlés pour étudier quantitativement les effets de l'anisotropie. Schultz and Toksöz (1996) étudia les effets d'interfaces irrégulières. Enfin, c'est pour l'étude de milieux hétérogènes aléatoires (roches, béton) que la littérature est la plus abondante. Dans les études les plus récentes, on trouve même l'utilisation de l'interférométrie laser Doppler pour la réception des ultrasons (Nishizawa et al., 1997; Spetzler et al., 2002; Sivaji et al., 2002; Fukushima et al., 2003).

Ondes de surface

Ces dernières années, pour des applications très diverses tant en CND qu'en géophysique, de nombreux auteurs se sont intéressés de plus près aux ondes de surface (Chekroun et al., 2009; Bodet et al., 2009). L'interféromètre développé par Nishizawa et al. (1997) pour l'étude des roches fut largement réutilisé, notamment par Hayashi and Nishizawa (2001) pour étudier la dispersion des ondes de Rayleigh dans des bicouches. Lu et al. (2006) étudia aussi les différents modes des ondes de Rayleigh dans un milieu stratifié en utilisant de classiques transducteurs piezoélectriques. Les travaux de Scales and van Wijk (2001), van Wijk et al. (2004) et van Wijk and Levshin (2004) réalisés à la Colorado School of Mines, utilisent aussi l'interférométrie laser et tentent de mieux décrire l'influence sur les ondes de surface de diffractants situés en surface.

1.4.4 Méthodes d'imagerie sismique à échelle réduite

À partir de 1970, les enregistrements numériques se sont imposés pour l'acquisition de données sismiques, et la couverture multiple est par conséquent rapidement devenue systématique. Ces progrès technologiques ont constitué pour la sismique une véritable révolution permettant d'élaborer de nombreuses techniques de traitement des signaux et les premières méthodes d'imagerie. Débutant par une succession de traitements standards destinés à accroître le rapport signal sur bruit (déconvolution, Normal Move Out, Stack, etc.), les premières images de la structure géologique apparaissent avec les sections sismiques, puis avec la migration (migration temps, migration profondeur). Parallèlement, ces évolutions technologiques sont transposées en laboratoires, et naturellement, on commence à utiliser la modélisation physique à échelle réduite pour étudier les performances de ces méthodes d'imagerie et en valider le bon fonctionnement sur des cas d'école.

Hilterman (1970) fut le premier à réaliser ce genre d'étude. Générant des ondes acoustiques dans l'air à l'aide d'une étincelle, et mesurant à l'aide de microphones les ondes réfléchies par des surfaces à formes inspirées de structures géologiques 2D et 3D, il réalisa le premier banc de mesure permettant de déplacer précisément les sources et les récepteurs au dessus de sa structure géologique, autorisant ainsi la couverture multiple. Ce banc lui permit ainsi d'obtenir des sismogrammes très précis et de réaliser les premières sections sismiques dans le cadre de la modélisation physique à échelle réduite. Les sections obtenues sur des modèles 2D et 3D sont en parfaite adéquation avec les simulations analytiques. Quelques années plus tard, French (1974) conçut un système similaire, cette fois en immersion dans l'eau, qui lui permit de valider expérimentalement les techniques naissantes de migration 2D et 3D sur des milieux à variation 2D et 3D, en utilisant des dispositifs d'acquisition 2D et 3D à couverture variable. Encore dix ans plus tard, en plongeant un modèle à 3 couches en résine et en plexiglas dans une cuve remplie d'eau, et en plaçant les sources et récepteurs ultrasonores proches de la surface, Tahtam et al. (1983) reproduisit les conditions de la sismique marine. C'est la première modélisation physique de ce genre permettant la propagation d'ondes dans un milieu solide avec conversions de mode. S'intéressant aux ondes de cisaillement, il mesura les coefficients de réflexion en fonction des angles d'incidence, puis isolant les ondes SV, il réalise une sec-

tion sismique avec les ondes P, puis avec les seules ondes converties et retrouve la structure recherchée. Afin de prévenir des réflexions parasites sur les bords des modèles réduits, la plupart des auteurs réalisent tout simplement des modèles légèrement surdimensionnés. Tahtam et al. (1983) eut l'idée de faire des angles à 45° . Il piègea ainsi les ondes dans les angles du modèle réduit, permettant de retarder leur arrivée à la surface et les séparer facilement lors des prétraitements.

La deuxième grande avancée des méthodes d'imagerie en sismique fut l'apparition des premières méthodes quantitatives d'inversion dans les années 1980 avec la tomographie des temps de trajet (Bishop et al., 1985). Dès lors, ces méthodes suscitèrent de nombreuses études théoriques et pratiques. Lo et al. (1988) compara deux méthodes tomographiques, la tomographie de diffraction (*diffraction tomography*) et la tomographie par tracé de rai (*ray tomography*) sur un modèle réduit 2.5D complètement liquide constitué d'une inclusion cylindrique de gélatine plongée dans une cuve d'eau. La possibilité de mouvoir les sources et récepteurs ultrasonores dans les 3 directions de l'espace lui permit de valider ces méthodes pour des configurations en réflexion en surface, ainsi qu'en transmission dans le cadre de la sismique de puits à puits et de surface à puits. Ce système permit d'évaluer précisément les capacités de chacune des méthodes et des approximations de Born et de Rytov dans les différentes configurations. À l'université de Durham (N-C, USA), Pratt and Worthington (1988) testa lui aussi la tomographie de diffraction dans le cadre de la sismique de puits sur de petits modèles en résine dimensionnés pour avoir un dispositif d'acquisition d'une douzaine de centimètres contenant des diffractants (tomographie acoustique dans un milieu élastique) et plongés dans une cuve. Il définit ainsi les limites de cette méthode, notamment la nécessité d'avoir de faibles contrastes de vitesses, de prendre en compte l'aspect 3D, et de correctement estimer la fonction source. Il compara également l'influence des approximations de Born et Rytov. Fort de cette expérience très concluante, Pratt réalisa un autre modèle réduit en résine de même dimension, mais plus complexe (7 couches) afin de valider de la même manière d'autres méthodes d'imagerie, toujours dans la configuration de la sismique de puits en plongeant ses modèles en cuve. La distance entre les deux puits est alors de 5.5 cm pour un dispositif d'acquisition de 12 cm de hauteur dans chaque puits sur lesquels peuvent être déplacés sources et récepteurs à 50 positions différentes. Le modèle complet fait alors 20 cm sur 17.4 cm . Ce modèle servit à la validation de l'inversion des formes d'ondes acoustiques et élastiques combinés à des méthodes tomographiques (Pratt and Goult, 1991; Pratt, 1999) selon la formulation dans le domaine fréquentiel développée peu de temps avant (Pratt and Worthington, 1990; Pratt, 1990). Il obtint de cette manière des images de son modèle d'une surprenante qualité. Ces modèles ont également été utilisés par Leggett et al. (1993) et Rowbotham and Goult (1995) pour étudier respectivement l'utilisation de la *time-lapse tomography* pour le suivi de la récupération du pétrole (EOR process) et des techniques de migration. Dernièrement, ce modèle réduit a encore été utilisé par Spetzler et al. (2007) pour obtenir des données expérimentales dans le but de valider une méthode de *time-lapse monitoring*. Valero (1997) mit aussi en place à l'université de Rennes une cuve acoustique pour travailler en configuration de sismique de puits, afin de mettre au point une méthode d'endoscopie sismique 3D.

Parralèlement aux travaux réalisés sur les modèles de l'université de Durham, les chercheurs de l'université de Calgary (Alberta, Canada) développèrent un banc de mesure ultrasonore fonctionnant avec des transducteurs piezoélectriques de contact pouvant être déplacés dans 2 dimensions. Ce banc pouvait fonctionner en réflexion (sismique de surface) mais éga-

lement en transmission (sismique de puits). Ils réalisèrent de nombreux modèles parfois très complexes et travaillèrent essentiellement sur des méthodes de migration appliquées à des cas spécifiques. Leur système de mesures s'avéra très performant, comme l'attestent les rapports du CREWES (Gallant and Bertram, 1992; Hrabí and Lawton, 1992; Lawton and Wang, 1994). Ils s'intéressèrent en particulier à réaliser des modèles réduits anisotropes et à étudier l'influence de l'anisotropie sur les sections migrées.

Ces dernières années, les chercheurs de la Colorado School of Mines mirent également en place une expérience de sismique sur un modèle réduit anisotrope transverse et étudièrent ainsi des expériences de NMO en ondes P et SV (Dewangan et al., 2006). Ils utilisèrent d'abord un dispositif d'acquisition en réflexion fonctionnant avec des transducteurs piézo-électriques de contact, puis ils comparèrent les résultats obtenus en utilisant en réception un vibromètre laser mesurant le déplacement particulaire normal absolu, ne subissant plus l'influence du transducteur ni du couplage. Une fois automatisé, un tel système d'acquisition rapide permet de moyennner à volonté et de scanner la surface du modèle de manière très dense. Ce vibromètre laser fut également utilisé par Bodet et al. (2005), cette fois pour étudier les performances de l'inversion de la dispersion des ondes de surface pour retrouver un profil de vitesse de cisaillement d'un bicouche. Dans un autre registre, Draganov et al. (2007) utilisa également un vibromètre laser sur un bloc de granit perforé pour retrouver la fonction de réponse en réflexion d'après l'intercorrélacion des réponses expérimentales en transmission.

Enfin, les cas particuliers de Chammas (2002) et Grandjean and Leparoux (2004) conviennent d'être notés. Afin d'évaluer le potentiel des méthodes sismiques pour la détection de cavités souterraines ou d'objets enfouis dans la subsurface, Grandjean and Leparoux (2004) conçut un modèle réduit homogène contenant un cylindre de polystyrène simulant la cavité. Le modèle réduit est décimétrique, ce qui correspond compte tenu de l'application à un facteur de réduction d'échelle de 10. Les récepteurs sont alors des accéléromètres et les fréquences mises en jeu de l'ordre de 500Hz . Chammas (2002) réalisa une étude expérimentale à la même échelle pour étudier la caractérisation par ondes de surface de milieux hétérogènes.

1.4.5 Bilan

Nous avons pu voir au travers des travaux cités dans les paragraphes précédents, les divers apports possibles de la modélisation physique pour la géophysique. En particulier, nous avons vu qu'un certain nombre d'auteurs ont, ces 40 dernières années, modélisé des dispositifs complets d'acquisition de données en configuration sismique dans le but de valider des méthodes naissantes d'imagerie, ou d'étudier le comportement de ces techniques sur des structures géologiques particulières. Notre volonté est de mettre en place un tel dispositif de mesure permettant de valider des méthodes quantitatives comme l'inversion des formes d'ondes élastiques prenant en compte tous les types d'ondes, dans différents contextes, et de pouvoir notamment l'appliquer à la sismique de subsurface.

La plupart des travaux passés mettant en jeu de tels dispositifs se limitent à certaines configurations, où travaillent moyennant certaines approximations. Certains de ces travaux sont réalisés en milieu fluide (acoustique) et ne prennent donc pas en compte le cisaillement. De nombreux travaux, en particulier ceux réalisés avec les modèles de Pratt, sont limités aux

configurations en sismique de puits. La majorité des études en configuration d'accès en surface ne concernent que l'étude des ondes de surface. Enfin, les rares auteurs à avoir modélisé des configurations en surface prenant en compte les ondes de volume, se sont limités à des configurations de sismique réflexion afin d'étudier des techniques de migration, c'est à dire qu'ils se sont limités à des configurations à faibles angles d'incidence privilégiant les ondes réfléchies et ne considérant pas les ondes de surface et les réfractées (i.e. travaux de l'université de Calgary). En effet, la génération d'ondes en milieu élastique sur de grands offsets dans des configurations de sismique grand angle est techniquement assez délicate puisqu'elle nécessite des modèles de grandes dimensions, et une source à la fois ponctuelle (dimension faible par rapport aux dispositifs et aux longueurs d'onde) et suffisamment puissante pour propager l'énergie jusqu'aux lointains offsets. Cet aspect dimensionnel des sources est effectivement moins contraignant en configuration de sismique réflexion et en transmission puisque la mesure est alors réalisée en champ lointain (distance source/cible grande devant les dimensions de la source). Cependant, les dimensions de la source relativement larges sont à l'origine d'une répartition spatiale de l'énergie différente de celle de la sismique à grande échelle. Par conséquent, la distribution d'amplitude des signaux enregistrés n'est pas représentative de la réalité.

La réalisation de mesures à échelle réduite prenant en compte aussi bien les réflexions sur la structure profonde que les réfractions et les ondes de surface, et aussi bien les temps d'arrivées que les amplitudes de ces arrivées impose l'utilisation d'une source ponctuelle et d'un dispositif d'acquisition de grande sensibilité.

Le système de mesures à échelle réduite que nous proposons de mettre en œuvre vise à combler ces manques.

Le chapitre 3 de cette thèse décrit le développement du laboratoire de sismique ultrasonore **MUSC**.

Chapitre 2

L'inversion des formes d'ondes

Sommaire

2.1	Historique	48
2.2	Le problème direct	50
2.2.1	Différentes méthodes numériques	50
2.2.2	Modélisation P-SV en Volumes Finis par éléments de Galerkin Dis- continus (FV/GD)	51
2.2.3	Résolution numérique des équations	56
2.3	Le problème inverse	57
2.4	Préconditionnement et régularisation	61
2.5	Applications aux données réelles	64
2.6	Conclusion	71

L'un des objectifs de cette thèse est d'évaluer le potentiel de l'inversion des formes d'ondes sismiques pour des problématiques de la subsurface. Nous avons pour cela, utilisé l'algorithme de modélisation et inversion des formes d'ondes élastiques 2D développé par Romain Brossier au cours de son doctorat à Géoazur (Université de Nice-Sophia Antipolis) (Brossier et al., 2008; Sourbier et al., 2008a,b; Brossier et al., 2009; Brossier, 2010). Notre travail, réalisé au Laboratoire Central des Ponts et Chaussées, a été réalisé parallèlement au travail de Romain Brossier dans le cadre du projet ANR non thématique SEISCOPE¹.

Nous proposons dans ce chapitre, une description des aspects de la méthode les plus importants. Nous commençons par replacer ces travaux dans leur contexte par un bref historique du développement de l'inversion des formes d'ondes. Nous décrivons ensuite la méthode de modélisation en volumes finis proposée par Romain Brossier (Brossier et al., 2008), puis la stratégie d'inversion que nous utilisons, et les techniques de régularisation les plus courantes. Nous ferons pour finir un état de l'art des applications de l'inversion des formes d'ondes sur des données réelles, et discuterons des prétraitements habituellement utilisés.

¹janvier 2006 - septembre 2009

2.1 Historique

L'inversion des formes d'ondes sismiques est une méthode originellement développée pour la prospection pétrolière, ayant pour but d'extraire des sismogrammes un maximum d'information sur la structure et les propriétés mécaniques du sous-sol (Tarantola, 1984; Mora, 1987a; Crase et al., 1990). Basée sur la modélisation directe de la totalité du champ d'onde se propageant dans le milieu ausculté, et l'inversion des paramètres représentatifs de l'ensemble du milieu, il s'agit donc d'une méthode des plus générales laissant présager des performances supérieures aux autres méthodes d'imagerie (tomographie, migration, etc.) qui n'exploitent qu'une partie du champ. Mora (1989) décrit d'ailleurs l'inversion des formes d'ondes comme une migration et une tomographie simultanée. En effet, la plupart des méthodes sismiques ne prennent en compte qu'une partie de l'information (typiquement seulement les temps d'arrivées), et seules certaines ondes sont utilisées. Par exemple, en migration, les ondes de surface et les réfractées sont supprimées des données lors des prétraitements. De plus, la migration et la tomographie tirent assez mal parti des amplitudes. Finalement, outre l'apport de redondance d'information à la qualité de l'imagerie, par la modélisation de tous les phénomènes de propagation dans l'ensemble du milieu, et la prise en compte à la fois des temps d'arrivée et des amplitudes, l'inversion des formes d'ondes sismiques permet de prendre en compte simultanément toutes les informations disponibles dans les données.

Malheureusement, toute méthode utilisant un modèle nécessite un certain nombre d'approximations, et tout problème inverse en géophysique est confronté à des problèmes de non-unicité de la solution. Ces deux aspects ont fait l'objet ces vingt-cinq dernières années d'un grand nombre de travaux visant à optimiser l'inversion des formes d'ondes sismiques, et à la rendre applicable aux problèmes réels. Les deux éléments à la base de l'inversion des formes d'ondes sismiques sont :

- Une modélisation directe précise obtenue par résolution numérique des équations de propagation dans le milieu étudié.
- Une stratégie d'optimisation des paramètres du milieu.

L'inversion des formes d'ondes est une méthode d'**imagerie quantitative multiparamètre**, c'est-à-dire qu'elle consiste à rechercher simultanément en plusieurs points du milieu, une image de un ou plusieurs des paramètres physiques caractérisant le milieu étudié. On entend par « quantitative », le fait que l'on ne recherche pas une information relative comme un rapport d'impédance ou une réflectivité, mais l'on s'intéresse plutôt aux valeurs de paramètres intrinsèques des matériaux comme les vitesses de propagation des ondes P et S, les coefficients de Lamé, ou encore la masse volumique ou l'atténuation.

Le problème de la détermination des paramètres élastiques d'un milieu à partir de données sismiques est un problème inverse non-linéaire, en raison de la non-linéarité de la relation entre les données et les paramètres du milieu. Le problème peut être linéarisé autour d'un modèle de paramètres du milieu initialement connu. Résoudre le problème inverse revient alors à un problème d'optimisation local itératif consistant à rechercher la perturbation du modèle de paramètres expliquant au mieux l'erreur résiduelle existant entre les données réelles et les données calculées à partir du modèle de paramètres initial. Comme pour tout problème d'optimisation local, le choix du modèle de paramètres initial conditionne fortement le succès

de l'inversion des paramètres du milieu (Tarantola, 2005).

Les techniques basées sur l'inversion des équations d'ondes ont été initiées par Lailly (1983) et Tarantola (1984) dans le domaine temporel, pour un champ scalaire acoustique. Ces derniers, utilisant le formalisme des problèmes inverses basé sur la méthode des moindres carrés, identifèrent un moyen de calculer le gradient sans déterminer explicitement la matrice de sensibilité. Le gradient, indiquant la localisation et l'amplitude des perturbations du milieu, est alors donné par l'intercorrélacion du champ incident émis par la source avec les perturbations du champ générées par les diffractants enregistré par les récepteurs, et rétro-propagés à partir de ces mêmes récepteurs. La perturbation obtenue à l'aide du gradient, ajoutée au modèle initial, donne un nouveau modèle de paramètres pouvant servir de modèle initial pour une nouvelle inversion des paramètres. Le problème est ainsi résolu de manière itérative. Gauthier et al. (1986) obtient les premiers résultats numériques en imageant des formes géométriques simples dans un milieu 2D. Le problème est reformulé peu de temps après dans le domaine élastique par (Mora, 1987a, 1988) pour imager la masse volumique et les vitesses de compression et de cisaillement. Les vitesses sont correctement imagées, mais la masse volumique reste peu sensible. Mora (1988) montre également que les grandes longueurs d'onde (i.e. bas nombres d'onde) peuvent être résolus en transmission, tandis qu'en réflexion, seules les petites longueurs d'onde (c'est-à-dire les hauts nombres d'onde) sont imagées.

Au début des années 90, Pratt and Worthington (1990) et Pratt (1990) proposent une nouvelle approche de l'inversion des formes d'ondes, en formulant le problème direct dans le domaine fréquentiel (approximation acoustique et élastique sur des configurations en transmission). La résolution du problème inverse dans le domaine dual permet de réduire considérablement les temps de calcul par une formulation du problème direct sous forme matricielle. L'approche fréquentielle est particulièrement intéressante, car elle permet d'ajouter un grand nombre de sources pour un moindre coût de calcul supplémentaire, augmentant ainsi la robustesse de l'imagerie (Marfurt, 1984).

La non-linéarité de l'inversion de données sismiques en configuration de réflexion implique un choix délicat du modèle initial. Les données de sismique réflexion sont généralement très pauvres en moyens et bas nombres d'onde. Mais, tant pour la formulation temporelle que fréquentielle, les bas et moyens nombres d'onde sont nécessaires à la détermination des plus hauts nombres d'onde. Ce n'est que suite aux travaux de Pratt (Pratt and Worthington, 1990; Pratt, 1990; Pratt et al., 1996) mettant en évidence que les données en transmission ou les grands offsets permettent d'apporter l'information manquante sur les bas nombres d'onde, que l'inversion des formes d'ondes put réellement prendre son essor. La formulation fréquentielle fournit d'ailleurs implicitement un excellent moyen de contrôler l'échantillonnage en nombres d'onde. Inverser progressivement des basses vers les hautes fréquences s'est avéré une stratégie efficace sur nombre d'applications, en permettant l'intégration progressive des nombres d'onde, évitant ainsi la convergence vers d'éventuels minimums locaux (Sirgue and Pratt, 2004; Operto et al., 2004). Mais la stratégie utilisée pour sélectionner les fréquences reste aujourd'hui discutée (Brossier et al., 2009). D'autre part, l'inversion dans le domaine des fréquences devient beaucoup trop lourde en terme de calcul numérique pour des problèmes à trois dimensions. Actuellement, l'approche temporelle est parfois préférée pour l'inversion de milieux 3D (Vigh and Starr, 2008). Mais quelle que soit la stratégie d'inversion employée, le choix du modèle de départ reste délicat, même si certaines techniques exploitant les ondes

réfractées ont fait leurs preuves (Pratt, 1999; Operto et al., 2004; Pyun et al., 2005; Min and Shin, 2006), et de nouvelles techniques basées sur l'inversion dans le domaine de Laplace sont prometteuses (Shin and Cha, 2008; Shin and Ha, 2008).

Au cours des 20 dernières années, de nombreuses stratégies ont été proposées pour la modélisation, pour l'inversion, ainsi que pour les techniques de régularisation et de préconditionnement de l'inversion. Les thèmes de recherche actuels sont le développement de stratégies de modélisation et d'inversion toujours plus performantes, notamment pour les problèmes 3D (Operto et al., 2007; Ben Hadj Ali et al., 2008), l'inversion de paramètres comme l'atténuation (Kamei and Pratt, 2008; Smithyman et al., 2008; Brossier, 2010), ainsi que le problème de la dépendance au modèle initial et de la robustesse de la méthode en vue de son application aux problèmes réels (Hicks and Pratt, 2001; Pyun et al., 2009; Brossier et al., 2009; Shin and Cha, 2008).

Dans l'optique d'adapter l'inversion des formes d'ondes à l'échelle de la subsurface, nous avons choisi pour notre étude une formulation 2D élastique P-SV dans le domaine fréquentiel permettant de prendre en compte une surface libre et ainsi modéliser des ondes de surface. Le problème direct est calculé en volumes finis 2D (Brossier et al., 2008), et l'optimisation est réalisée par la méthode du gradient conjugué (Polak and Ribière, 1969).

2.2 Le problème direct

2.2.1 Différentes méthodes numériques

Pour modéliser correctement la propagation des ondes sismiques dans la subsurface, nous avons besoin d'un modèle numérique capable de calculer avec précision les solutions des équations de propagation en milieu viscoélastique, en présence d'une surface libre. Il peut être également intéressant à terme, de pouvoir également considérer des variations topographiques, ainsi que la présence de zones fluides dans le modèle. En particulier, nous avons besoin de correctement modéliser les ondes de surface, qui sont souvent riches en informations sur la structure des premiers mètres du sous-sol. En vue d'utiliser cette phase de modélisation dans l'algorithme d'inversion, le calcul des solutions doit être rapide et relativement économique en ressources mémoires pour être utilisable par exemple en géotechnique. En effet, l'inversion des formes d'ondes nécessite très vite plusieurs centaines, voire milliers d'appels à la modélisation directe.

De nombreuses méthodes numériques sont couramment utilisées pour la modélisation des ondes sismiques sans approximation haute fréquence, comme les méthodes de différences finies, très populaires pour la simplicité et l'efficacité de la formulation, les éléments finis pour leurs performances et la flexibilité du maillage, les éléments de frontières, plus adaptés aux milieux homogènes avec des frontières complexes et des conditions aux limites plus élaborées. Lorsque l'on s'intéresse à la propagation dans des milieux élastiques, aux multiples échelles d'hétérogénéités, en présence d'une surface libre avec d'éventuelles variations topographiques, en présence de fluide, et que le calcul des solutions doit rester le plus rapide possible, les choses deviennent plus compliquées.

Les méthodes de différences finies consistent à discrétiser le milieu par une grille de points équidistants. La méthode utilisant une grille en quinconce, proposée par Madariaga (1976) et Virieux (1986), est basée sur une formulation du premier ordre du système d'équation de propagation hyperbolique (équation 1.11). Elle a été depuis très utilisée pour l'imagerie sismique (Gauthier et al., 1986). Les clés de la popularité de ces méthodes sont leur robustesse, la possibilité d'utiliser des ordres élevés, et leur simplicité d'implémentation. Pourtant, leur précision est limitée lorsqu'il s'agit de modéliser des géométries complexes ou une surface libre, à moins d'utiliser une densité de maillage élevée (Robertson, 1996). Gélis (2005) utilise le stencil² de Saenger et al. (2000), permettant l'implémentation d'une condition implicite pour la modélisation de la surface libre par la simple mise à zéro des vitesses en dehors du domaine de propagation. Pour correctement modéliser la surface libre avec ce stencil, 25 à 30 points par longueur d'onde λ_S sont nécessaires pour les topographies planes, mais les topographies plus complexes peuvent nécessiter jusqu'à 60 points par longueur d'onde (Saenger, 2004; Bohlen and Saenger, 2006).

La méthode des éléments finis, comme celle proposée par Marfurt (1984), permet une meilleure prise en compte de la surface libre en adaptant le maillage à la topographie. Elles mènent à une modélisation précise de l'influence de la surface libre, mais pour un coût de calcul plus élevé que les différences finies en dehors de la surface libre. Certains auteurs comme Moczo et al. (1997) ont par exemple expérimenté des méthodes hybrides pour tirer partie de l'efficacité des différences finies et de la précision des éléments finis.

Les méthodes de Galerkin discontinues (DG) proposent de contourner la nécessité de la continuité des champs en modélisant les flux entre les différents éléments. Benjemaa et al. (2007) modélise des problèmes de fracturation à l'aide d'une méthode d'éléments finis discontinus, ce qui est en fait un schéma de discrétisation Galerkin discontinu en volumes finis (FV) dans le domaine temporel. Cette formulation FV/DG est particulièrement intéressante, et fait depuis peu de temps, l'objet de nouvelles investigations. C'est cette méthode, telle qu'elle est développée par Brossier et al. (2008) dans le domaine fréquentiel pour l'inversion des formes d'ondes élastiques, que nous utilisons, et que nous présentons dans cette partie.

2.2.2 Modélisation P-SV en Volumes Finis par éléments de Galerkin Discontinus (FV/GD)

Formulation intégrale et discrétisation

Le principe de la formulation de Galerkin discontinue est basé sur l'écriture de la propagation des ondes sous la forme de transferts de flux au travers des surfaces d'éléments volumiques. L'idée est de décrire l'intégrale des équations sur une cellule du maillage, puis de discrétiser les équations intégrales obtenues. Cette formulation est donc bien adaptée à la description de problèmes conservatifs au travers de maillages non structurés, et permet ainsi de s'adapter aux géométries complexes. Idéalement, le maillage est construit sous la forme de tétraèdres, mais n'importe quel type de surface fermée (comme des parallélépipèdes par exemple) peut être utilisé. Nous nous intéressons à la propagation en deux dimensions, notre formulation sera donc de type « surfaces finies ». Pour des raisons pratiques de maillage, les

²Stencil : schéma de discrétisation

cellules utilisées sont des triangles.

Toute la difficulté est de mettre les équations de propagation élastique sous une forme pseudoconservative permettant l'intégration surfacique des champs sur chaque cellule, puis la discrétisation des équations.

Brossier et al. (2008) utilise pour cela le système d'équation élastodynamique (1.13) exprimé dans le domaine fréquentiel pour un milieu isotrope hétérogène (λ , μ et ρ fonction de l'espace \mathbf{x}), où les vitesses de déplacement particulaire V_x , V_z , et les contraintes σ_{xx} , σ_{zz} et σ_{xz} sont les inconnues, et auquel sont ajoutés des termes sources, apparaissant sous la forme de forces ponctuelles (F_z , F_x), ou de contraintes (σ_{xx_0} , σ_{zz_0} et σ_{xz_0}) :

$$\begin{aligned}
i\omega V_x &= \frac{1}{\rho(\mathbf{x})} \left(\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} \right) + F_x \\
i\omega V_z &= \frac{1}{\rho(\mathbf{x})} \left(\frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} \right) + F_z \\
i\omega \sigma_{xx} &= [\lambda(\mathbf{x}) + 2\mu(\mathbf{x})] \frac{\partial V_x}{\partial x} + \lambda(\mathbf{x}) \frac{\partial V_z}{\partial z} + i\omega \sigma_{xx_0} \\
i\omega \sigma_{zz} &= [\lambda(\mathbf{x}) + 2\mu(\mathbf{x})] \frac{\partial V_z}{\partial z} + \lambda(\mathbf{x}) \frac{\partial V_x}{\partial x} + i\omega \sigma_{zz_0} \\
i\omega \sigma_{xz} &= \mu(\mathbf{x}) \left(\frac{\partial V_z}{\partial x} + \frac{\partial V_x}{\partial z} \right) + i\omega \sigma_{xz_0}.
\end{aligned} \tag{2.1}$$

Le domaine d'étude considéré est généralement infini ou semi-infini, mais le domaine modélisé est nécessairement borné. Afin d'éviter toute réflexion indésirable générée par la rupture de continuité aux frontières du modèle numérique, des conditions absorbantes de type PML (Perfectly Match Layer : Berenger (1994)) sont appliquées tout autour du modèle. Contrairement à la formulation temporelle, la formulation fréquentielle permet l'implémentation directe des PML par l'application de fonctions d'absorption s_x , s_z pour les équations des vitesses, et s'_x , s'_z pour les équations des contraintes (Chew and Liu, 1996). Les fonctions d'absorption s_r utilisées sont égales à 1 partout dans le milieu, et sont, à l'intérieur du PML, de la forme³ :

$$s_r = \frac{1}{\kappa_r + i \frac{\gamma_r}{\omega}}. \tag{2.2}$$

Les coefficients d'absorption κ_r et γ_r , dans l'algorithme utilisé, sont définis à une profondeur l dans le PML, dans la direction perpendiculaire à la couche de PML, par les fonctions cosinus suivantes :

$$\begin{aligned}
\kappa_r(l) &= 1 + C \cos \left(\frac{\pi l}{2 l_{pml}} \right) \\
\gamma_r(l) &= \omega B \cos \left(\frac{\pi l}{2 l_{pml}} \right),
\end{aligned} \tag{2.3}$$

l_{pml} étant l'épaisseur totale du PML. La dépendance fréquentielle linéaire de $\gamma_r(l)$ permet de conserver une absorption optimale pour un coefficient B constant. B=25, et C=2 ont

³ $s_r : s_x, s_z, s'_x, s'_z$

été évalués par Brossier et al. (2008) comme suffisants pour avoir une absorption efficace. L'épaisseur des PML, en revanche, doit être suffisamment importante pour absorber toutes les fréquences générées. Typiquement, la condition :

$$l_{pml} \geq \frac{\lambda_{max}}{2}, \quad (2.4)$$

où λ_{max} est la plus grande longueur d'onde se propageant dans le milieu, permet d'obtenir des PML efficaces.

Afin d'obtenir la forme conservative des équations de propagation permettant l'intégration sur les surfaces 2D, le système d'équations différentielles (2.1) peut être reformulé en considérant le nouveau vecteur de contrainte :

$$\vec{T} = \begin{pmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\sigma_{xx} + \sigma_{zz}}{2} \\ \frac{\sigma_{xx} - \sigma_{zz}}{2} \\ \sigma_{xz} \end{pmatrix}, \quad (2.5)$$

et le vecteur vitesse

$$\vec{V} = \begin{pmatrix} V_x \\ V_z \end{pmatrix}. \quad (2.6)$$

Le système d'équations (2.1) devient alors :

$$\begin{aligned} i\omega\rho(\mathbf{x})V_x &= s_x \frac{\partial(T_1 + T_2)}{\partial x} + s_z \frac{\partial T_3}{\partial z} + \rho(\mathbf{x})F_x \\ i\omega\rho(\mathbf{x})V_z &= s_x \frac{\partial T_3}{\partial x} + s_z \frac{\partial(T_1 - T_2)}{\partial z} + \rho(\mathbf{x})F_z \\ \frac{i\omega T_1}{\lambda(\mathbf{x}) + \mu(\mathbf{x})} &= s'_x \frac{\partial V_x}{\partial x} + s'_z \frac{\partial V_z}{\partial z} + \frac{i\omega T_1^0}{\lambda(\mathbf{x}) + \mu(\mathbf{x})} \\ \frac{i\omega T_2}{\mu(\mathbf{x})} &= s'_x \frac{\partial V_x}{\partial x} - s'_z \frac{\partial V_z}{\partial z} + \frac{i\omega T_2^0}{\mu(\mathbf{x})} \\ \frac{i\omega T_3}{\mu(\mathbf{x})} &= s'_x \frac{\partial V_z}{\partial x} - s'_z \frac{\partial V_x}{\partial z} + \frac{i\omega T_3^0}{\mu(\mathbf{x})}. \end{aligned} \quad (2.7)$$

L'introduction des opérateurs de projection M_x , N_x et M_z , N_z et de la matrice diagonale $\Lambda = \text{diag}\left(\frac{1}{\lambda+\mu}, \frac{1}{\mu}, \frac{1}{\mu}\right)$ permet d'écrire le système (2.7) sous forme vectorielle en faisant apparaître la divergence du vecteur contrainte \vec{T} :

$$\begin{aligned} + i\omega\rho(\mathbf{x})\vec{V} &= \text{div}\left(s_x N_x \vec{T}, s_z N_z \vec{T}\right) - \left(\frac{\partial s_x N_x}{\partial x} + \frac{\partial s_z N_z}{\partial z}\right) \vec{T} + \rho(\mathbf{x})\vec{F} \\ + i\omega\Lambda(\mathbf{x})\vec{T} &= \text{div}\left(s'_x M_x \vec{V}, s'_z M_z \vec{V}\right) - \left(\frac{\partial s'_x M_x}{\partial x} + \frac{\partial s'_z M_z}{\partial z}\right) \vec{V} + i\omega\Lambda(\mathbf{x})\vec{T}^0 \end{aligned} \quad (2.8)$$

$$\text{avec } N_x = M_x^t = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad N_z = M_z^t = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & -1 & 0 \end{bmatrix}.$$

En introduisant les vecteurs $\vec{G}(\vec{T}) = (s_x N_x \vec{T}, s_z N_z \vec{T})$ et $\vec{H}(\vec{T}) = (s'_x M_x \vec{V}, s'_z M_z \vec{V})$, et en intégrant autour des éléments de surface dS d'une cellule i , on écrit la formulation intégrale :

$$\begin{aligned} \int_{K_i} +i\omega\rho(\mathbf{x})\vec{V}dS &= \int_{K_i} \text{div}\vec{G}dS - \int_{K_i} \left(\frac{\partial s_x N_x}{\partial x} + \frac{\partial s_z N_z}{\partial z} \right) \vec{T}dS + \int_{K_i} \rho(\mathbf{x})\vec{F}dS \\ \int_{K_i} +i\omega\Lambda(\mathbf{x})\vec{T}dS &= \int_{K_i} \text{div}\vec{H}dS - \int_{K_i} \left(\frac{\partial s'_x M_x}{\partial x} + \frac{\partial s'_z M_z}{\partial z} \right) \vec{V}dS + \int_{K_i} i\omega\Lambda(\mathbf{x})\vec{T}^0dS. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Le théorème de Green-Ostrogradski permet finalement de faire apparaître les flux $\vec{G}.\vec{n}$ et $\vec{H}.\vec{n}$ au travers du côté ∂K_i de longueur dL de la cellule triangle d'indice i , où \vec{n} donne la direction normale extérieure au côté ∂K_i :

$$\begin{aligned} \int_{K_i} +i\omega\rho(\mathbf{x})\vec{V}dS &= \int_{\partial K_i} \vec{G}.\vec{n}dL - \int_{K_i} \left(\frac{\partial s_x N_x}{\partial x} + \frac{\partial s_z N_z}{\partial z} \right) \vec{T}dS + \int_{K_i} \rho(\mathbf{x})\vec{F}dS \\ \int_{K_i} +i\omega\Lambda(\mathbf{x})\vec{T}dS &= \int_{\partial K_i} \vec{H}.\vec{n}dL - \int_{K_i} \left(\frac{\partial s'_x M_x}{\partial x} + \frac{\partial s'_z M_z}{\partial z} \right) \vec{V}dS + \int_{K_i} i\omega\Lambda(\mathbf{x})\vec{T}^0dS. \end{aligned} \quad (2.10)$$

On utilise ici une interpolation d'ordre 0, dite P0, consistant à considérer les champs comme étant constants à l'intérieur de chaque cellule. Cette considération permet d'annuler toutes les dérivées partielles des fonction s_r dans l'équation (2.10). Les cellules utilisées sont des triangles. Chaque cellule voisine du triangle i porte l'indice j . La formulation intégrale peut finalement être écrite sous forme vectorielle discrète pour chaque cellule :

$$\begin{aligned} i\omega\rho_i A_i \vec{V}_i &= \sum_{j \in \partial K_i} l_{ij} G_{ij} + A_i \rho_i \vec{F}_i \\ i\omega\Lambda_i A_i \vec{T}_i &= \sum_{j \in \partial K_i} l_{ij} H_{ij} + i\omega A_i \Lambda_i \vec{T}_i^0. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Pour chaque cellule i , la quantité A_i correspond à la surface de la cellule, et l_{ij} à la longueur du côté partagé avec la cellule j .

Les quantités G_{ij} et H_{ij} définissent respectivement le flux de contrainte $G_{ij}l_{ij}$ et le flux de vitesse $H_{ij}l_{ij}$. Brossier et al. (2008) utilise ici l'approximation proposée par Remaki (1999), consistant à considérer les flux centrés entre les deux cellules voisines. G_{ij} (et respectivement H_{ij}) à l'interface entre deux cellules i et j est défini comme la moyenne des vitesses (respectivement des contraintes) des deux cellules voisines.

Dans l'algorithme que nous utilisons, les champs de contraintes sont supprimés du système d'équations (2.11) en insérant l'équation de contrainte dans le flux correspondant dans l'équation de vitesse (formulation parcimonieuse proposée par Luo and Schuster (1990)). On obtient alors une équation pour chaque champ de vitesse V_x et V_z . L'utilisation de seulement deux équations plutôt que les cinq précédentes permet une importante économie de mémoire. Ces équations écrites pour l'ensemble des cellules du milieu, sont alors utilisées pour former le système linéaire matriciel $\mathbf{AV} = \mathbf{S}$, où la matrice complexe \mathbf{A} est la matrice d'impédance

du milieu, fonction des propriétés du milieu, de la fréquence, du maillage et des coefficients d'absorption des PML. \mathbf{V} contient les composantes du vecteur champ de vitesse et \mathbf{S} est le vecteur source.

Formulation P_k

L'interpolation P_0 ne donne cependant des solutions précises que pour des maillages structurés. Il existe d'autres formulations utilisant des interpolations d'ordres supérieurs (P_1 , P_2 , P_k) fonctionnant très bien pour des maillages non structurés, et mieux adaptés aux variations de géométrie. Les maillages non structurés permettent en particulier d'affiner localement le maillage, à proximité de la surface libre, de zones particulièrement hétérogènes, ou encore d'adapter la densité de cellules aux propriétés locales du milieu. Brossier (2010) estime que des solutions précises peuvent être obtenues avec des grilles structurées de triangles équilatéraux pour 10 à 15 cellules par longueur d'onde en P_0 , et pour des grilles non structurées de 10 à 15 cellules par longueur d'onde en P_1 , et 3 à 3.5 cellules en P_2 . Pour un milieu à faibles variations, le P_0 en maillage régulier est clairement le plus rapide et le plus économe en ressource mémoire. Selon que le milieu ausculté contient peu ou beaucoup d'hétérogénéités, et selon les écarts de propriétés dans le milieu, l'utilisation d'interpolations P_1 ou P_2 avec des maillages adaptatifs peut devenir plus intéressante. Les volumes finis permettent également l'utilisation de grilles mixtes (P_0 - P_1 par exemple). On pourra par exemple pour un milieu à faibles variations en profondeur, mais contenant de plus fortes variations en surface avec des variations de topographie, utiliser une interpolation de type P_1 et un maillage adaptatif à proximité de la surface, et P_0 dans le reste du milieu et dans les PML. Un exemple de maillage mixte structuré-non-structuré est représenté figure 2.1.

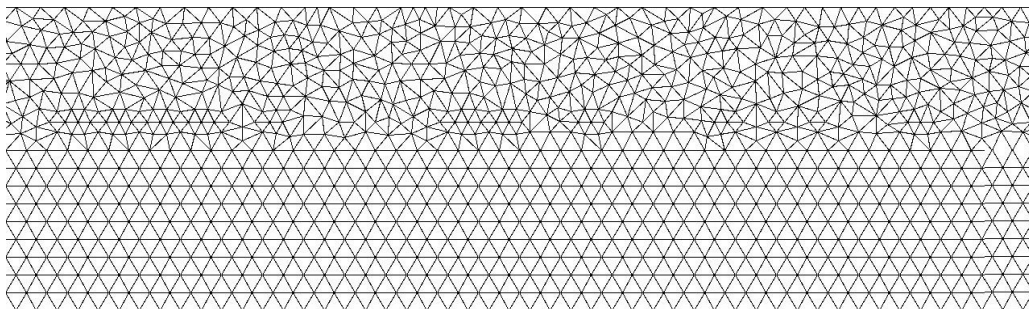


FIG. 2.1 – Grille de discrétisation en volumes finis mixte : maillage structuré en triangles équilatéraux (en bas), maillage non structuré (en haut) contraint par une surface libre plane.

Les modèles que nous utilisons au cours de cette thèse ont tous une surface libre sans variation de topographie. Les maillages que nous utilisons sont de type structuré P_0 dans les PML et dans la totalité du modèle, à l'exception des quelques rangées de cellules les plus proches de la surface, où le maillage est non-structuré P_1 (non adaptatif), ce qui permet l'application de source de type force normale en surface (comme décrit ci-dessous). Les grilles utilisées contiennent entre 150 000 et 400 000 cellules selon les cas étudiés.

Modélisation de la surface libre

La condition de surface libre est explicitement donnée par la limite de la grille de volumes finis, celle-ci se comportant comme un miroir. La cellule virtuelle située de l'autre côté de la surface libre a la même vitesse que la cellule réelle, mais des contraintes opposées afin que le flux de contrainte le long de la surface libre soit annulé, mais que le flux de vitesse y soit conservé. Il est à noter que négliger le flux le long de la surface ne revient pas au même.

Implémentation de la source

La source sismique peut être introduite ponctuellement sur les cellules souhaitées. Une force impulsionnelle est modélisée par les deux composantes du vecteur \vec{F}_i , et une contrainte au moyen des composantes du vecteur \vec{T}_i^0 dans l'équation (2.11).

En P_0 , pour un maillage régulier, les champs de vitesse et de contrainte dans une cellule ne dépendent pas directement des cellules voisines, mais plutôt des cellules voisines des cellules voisines. Afin que la source soit homogène et isotrope, il est indispensable d'étaler la source en excitant simultanément plusieurs cellules. Pour les interpolations d'ordre supérieur en maillage non structuré, l'étalement de la source n'est plus nécessaire, l'application de la source sur une seule cellule permet d'exciter le milieu de manière homogène et isotrope (Brossier et al., 2008). Les sources sismiques de type masse, ou chute de poids correspondent à des forces impulsionnelles appliquées dans la direction normale à la surface. L'étalement de la source n'étant pas possible le long de la surface libre, nous avons choisi pour nos applications d'utiliser un maillage mixte constitué de P_1 localement le long de la surface où sont placées les sources, et de P_0 dans le reste du milieu. Une force normale F_z peut ensuite être appliquée sur la cellule souhaitée directement en contact avec la surface libre.

Atténuation

L'atténuation est implémentée dans l'algorithme de modélisation au moyen des coefficients de Lamé complexes calculés à partir des vitesses complexes telles qu'elles sont définies par les équations (1.37). On considère pour cela l'atténuation comme variant linéairement avec la fréquence. Les paramètres d'entrée sont les deux facteurs de qualité constants Q_P et Q_S . Le modèle que nous avons utilisé ne prend pas en compte l'influence de l'atténuation sur la partie réelle des vitesses complexes \mathcal{V}_P et \mathcal{V}_S , et ne considère donc pas de dispersion de vitesse pouvant être liée à des facteurs de qualité inférieurs à 10. La formulation fréquentielle permet facilement l'implémentation d'autres modèles d'atténuation plus complexes, mais ils n'ont pas été testés ici.

2.2.3 Résolution numérique des équations

La relation entre les sources et les champs de vitesses est linéaire. Grâce à la simplicité de l'implémentation des PML dans le domaine fréquentiel, le système d'équations (2.11) peut être, pour chaque fréquence, facilement exprimé sous la forme d'un système matriciel linéaire de la forme :

$$\mathbf{A}\mathbf{V} = \mathbf{S}, \quad (2.12)$$

où la matrice complexe \mathbf{A} est la matrice d'impédance du milieu. Elle est fonction des propriétés du milieu, de la fréquence, de la géométrie du maillage (notamment des PML) et de la fonction d'interpolation utilisée. Elle contient les fonctions de Green du milieu. Les composantes du vecteur champ de vitesse \mathbf{V} sont les inconnues du système. Considérant les deux composantes verticale et horizontale du champ de vitesse, le vecteur champ est de taille $2 * N_{cell}$, où N_{cell} est le nombre de cellule de la grille. Le vecteur \mathbf{S} est également de taille $2 * N_{cell}$ et contient les sources. C'est donc un vecteur qui sera particulièrement creux. La matrice \mathbf{A} est donc de taille est $(2 * N_{cell})^2$. \mathbf{A} est une matrice symétrique en dehors des PML, et creuse, mais l'on voit bien l'impact direct du nombre de cellules sur la taille de la matrice, et par conséquent l'augmentation drastique des temps de factorisation et des besoins en mémoire avec le nombre de cellules.

La matrice \mathbf{A} n'étant pas parfaitement symétrique, la résolution du système peut être réalisée par une décomposition de \mathbf{A} en matrices triangulaires \mathbf{LU} (Pratt and Worthington, 1990) :

$$\mathbf{L}\mathbf{U} [\mathbf{V}_1 \mathbf{V}_2 \dots \mathbf{V}_n] = [\mathbf{S}_1 \mathbf{S}_2 \dots \mathbf{S}_n]. \quad (2.13)$$

Les vecteurs champs \mathbf{V}_i sont alors déterminés de manière directe par une méthode de substitution pour chacune des sources \mathbf{S}_i en résolvant :

$$\mathbf{V}_i = \mathbf{U}^{-1} \mathbf{L}^{-1} \mathbf{S}_i \quad (2.14)$$

Tout l'avantage de la formulation fréquentielle repose sur le fait que la matrice d'impédance peut être construite et décomposée une seule fois pour une fréquence et pour un modèle de paramètres. L'augmentation du nombre de sources n'est donc pas pénalisante puisque la résolution est peu coûteuse. L'algorithme utilisé est toutefois implémenté pour profiter des avantages du calcul parallèle (multiples processeurs et large quantité de mémoire) (Sourbier et al., 2008a). Dans l'algorithme que nous utilisons, la décomposition en matrices \mathbf{LU} et la résolution sont réalisées sur de multiples processeurs par le solveur direct MUMPS (Amestoy et al., 2000).

2.3 Le problème inverse

Un problème inverse non-linéaire

La relation entre les données sismiques \mathbf{d} et les paramètres physiques caractéristiques du sous-sol \mathbf{m} est non-linéaire. Cette propriété est souvent exprimée grâce à un opérateur \mathbf{G} par la relation :

$$\mathbf{d} = \mathbf{G}(\mathbf{m}). \quad (2.15)$$

Le **problème direct** est l'opération qui permet de déterminer les données \mathbf{d} , qui sont dans notre cas les composantes des transformées de Fourier discrètes des sismogrammes, engendrés par la propagation des ondes sismiques dans un milieu caractérisé par un modèle de paramètres \mathbf{m} . Dans notre cas, \mathbf{m} est un vecteur contenant les propriétés viscoélastiques du milieu (vitesses, densités, atténuations). L'opération inverse consistant à retrouver le modèle

de paramètres ayant pu engendrer les données, est appelé **problème inverse**. La complexité d'un problème inverse est généralement liée à la complexité du problème direct, car le problème direct est nécessaire à la résolution du problème inverse.

Les problèmes inverses, linéaires ou non, peuvent être résolus par des méthodes dites « locales » d'optimisation, basées sur la minimisation d'une fonction coût mesurant l'erreur entre les données observées et les données modélisées par le problème direct à partir d'un modèle de paramètres initial \mathbf{m}_0 .

L'optimisation consiste donc à déterminer une estimation $\hat{\mathbf{m}}$ de \mathbf{m} de façon itérative, en estimant à chaque itération la correction $\Delta\mathbf{m}$ du modèle de paramètres a priori \mathbf{m}_0 :

$$\hat{\mathbf{m}} = \mathbf{m}_0 + \Delta\mathbf{m}. \quad (2.16)$$

Nous définissons le résidu $\Delta\mathbf{d}$ comme la différence entre les données observées \mathbf{d}_{obs} , et les données calculées par le problème direct \mathbf{d}_{calc} :

$$\Delta\mathbf{d} = \mathbf{d}_{\text{obs}} - \mathbf{d}_{\text{calc}}(\hat{\mathbf{m}}). \quad (2.17)$$

La fonction coût à minimiser, est définie au sens des moindres carrés, par la norme \mathcal{L}_2 du résidu (Tarantola, 2005) :

$$\mathcal{C}(\hat{\mathbf{m}}) = \frac{1}{2}\Delta\mathbf{d}^\dagger\Delta\mathbf{d}, \quad (2.18)$$

où \dagger désigne l'opérateur adjoint⁴.

Pour les méthodes d'optimisation locales, la recherche du minimum de cette fonction coût est faite par le calcul de son gradient. L'opposé du gradient donne la direction du minimum de la fonction coût.

Cependant, pour les problèmes non-linéaires, la fonction contient des minimums secondaires, le gradient est alors fonction du modèle de paramètres \mathbf{m} . Pour que le gradient donne la direction du minimum global plutôt que celle d'un minimum local conduisant à une solution erronée du problème, il est alors nécessaire de reformuler la fonction coût en la linéarisant autour d'un modèle de paramètre initial \mathbf{m}_0 de manière à réaliser localement une inversion linéaire, dite inversion linéarisée (Tarantola, 2005). La fonction coût linéarisée doit être définie comme une fonction convexe du modèle de paramètres ne contenant qu'un seul minimum. Elle doit être définie autour d'un modèle initial \mathbf{m}_0 suffisamment proche du modèle exact pour que le gradient de la fonction coût linéarisée donne bien la direction du minimum global. À chaque itération, la fonction coût est à nouveau linéarisée au voisinage du nouveau modèle de paramètre estimé, ce qui permet d'approcher progressivement la solution du problème inverse non-linéaire.

Calcul du gradient et du Hessien

Nous présentons dans la suite la démarche conduisant à l'expression du gradient telle qu'elle a été proposée par Tarantola (1984) dans le domaine temporel, puis par Pratt and

⁴transposé conjugué

Worthington (1990) et Pratt (1999) dans le domaine fréquentiel. Toute la démonstration est valable pour une composante fréquentielle des données.

La fonction coût est donc linéarisée au voisinage de \mathbf{m}_0 au moyen d'un développement de Taylor-Lagrange d'ordre 2 :

$$\mathcal{C}(\mathbf{m}_0 + \Delta\mathbf{m}) \simeq \mathcal{C}(\mathbf{m}_0) + \Delta\mathbf{m}^t \nabla_{\mathbf{m}_0} \mathcal{C}(\mathbf{m}_0) + \frac{1}{2} \Delta\mathbf{m}^t \mathcal{H} \Delta\mathbf{m} \quad (2.19)$$

où $\nabla_{\mathbf{m}_0} \mathcal{C}(\mathbf{m}_0)$ et \mathcal{H} sont respectivement le gradient et le Hessien, dérivée et dérivée seconde de la fonction coût linéarisée par rapport à l'espace des modèles \mathbf{m} .

Le minimum de la fonction \mathcal{C} au voisinage de \mathbf{m}_0 est atteint lorsque l'incrément $\Delta\mathbf{m}$ vérifie l'égalité :

$$\nabla_{\mathbf{m}_0} \mathcal{C}(\mathbf{m}_0) = -\mathcal{H} \Delta\mathbf{m}. \quad (2.20)$$

Une estimation de \mathbf{m} est alors donnée par la détermination de l'incrément $\Delta\mathbf{m}$:

$$\hat{\mathbf{m}} = \mathbf{m}_0 - \mathcal{H}^{-1} \nabla_{\mathbf{m}_0} \mathcal{C}(\mathbf{m}_0) \quad (2.21)$$

Le gradient de la fonction coût, au voisinage de \mathbf{m}_0 s'écrit :

$$\nabla_{\mathbf{m}_0} \mathcal{C}(\mathbf{m}_0) = \frac{\partial \mathcal{C}(\mathbf{m}_0)}{\partial \mathbf{m}} = -\Re \left[\left(\frac{\partial \mathbf{d}_{\text{calc}}(\mathbf{m}_0)}{\partial \mathbf{m}} \right)^\dagger (\mathbf{d}_{\text{obs}} - \mathbf{d}_{\text{calc}}(\mathbf{m}_0)) \right] \quad (2.22)$$

$$= -\Re \left[\mathbf{F}_0^\dagger \Delta \mathbf{d} \right] \quad (2.23)$$

où \mathbf{F}_0 est la matrice des dérivées de Fréchet⁵, \Re désigne la partie réelle .

De la même manière, le Hessien s'écrit :

$$\mathcal{H} = \frac{\partial^2 \mathcal{C}(\mathbf{m}_0)}{\partial \mathbf{m}^2} = \Re \left[\mathbf{F}_0^\dagger \mathbf{F}_0 \right] + \Re \left[\frac{\partial^2 \mathbf{d}_{\text{calc}}(\mathbf{m}_0)^\dagger}{\partial \mathbf{m}^2} \Delta \mathbf{d} \right] \quad (2.24)$$

$$= \mathcal{H}_a + \mathcal{H}_s \quad (2.25)$$

Le Hessien contient l'information sur la courbure de la fonction coût. C'est un opérateur de préconditionnement du gradient. Il permet notamment de corriger du gradient l'influence de la divergence géométrique de l'amplitude des ondes, l'influence du dispositif d'acquisition discret, borné, et partiel, de prendre en compte les réflexions multiples, et il permet également dans le cas d'inversion de plusieurs paramètres de grandeurs différentes, de fournir une échelle adaptée à chaque type de paramètre (par exemple vitesse et atténuation) (Pratt et al., 1998).

Le terme de second ordre \mathcal{H}_s est appelé Hessien non-linéaire. Il contient des informations secondaires, et étant trop lourd à calculer, il est presque toujours négligé. Les méthodes prenant en compte l'intégralité du Hessien sont appelées méthodes de Newton. Celles ne prenant en compte que le Hessien approché \mathcal{H}_a sont qualifiées de Gauss-Newton. La méthode dite « gradient », ne tient pas du tout compte du Hessien. La distance à parcourir dans l'espace des modèles dans la direction indiquée par le gradient est alors donnée par un scalaire α appelée

⁵ou matrice de sensibilité

« pas de descente ». L'estimation du pas de descente α par « parabola fitting » nécessite le calcul de deux problèmes directs supplémentaires.

Pratt et al. (1998) a montré l'importance du Hessian pour l'inversion des formes d'ondes ; il démontre notamment comment une méthode de gradient peut facilement échouer dans certains cas, et que le gradient seul n'atteint jamais l'équivalent des méthodes full-Newton, même après beaucoup d'itérations. Les termes diagonaux du Hessian approché \mathcal{H}_a sont les autocorrélations des dérivées partielles du champ, et les termes non diagonaux les intercorrélations. Pratt et al. (1998) a également montré que pour les relativement faibles variations d'impédances des modèles utilisés, le Hessian approché est largement dominé par ses termes diagonaux. La diagonale du Hessian approché peut être calculée au moyen d'une modélisation directe supplémentaire. Préconditionner le gradient avec la diagonale de \mathcal{H}_a permet de mieux calibrer les amplitudes des perturbations $\Delta \mathbf{m}$, en corrigeant les résidus de la divergence géométrique. La méthode que nous utilisons est une méthode de gradient preconditionnée par la diagonale du Hessian approché $\mathbf{diag}(\mathcal{H}_a)$ calculé une fois pour chaque fréquence. Le nouveau paramètre $\hat{\mathbf{m}}$ est donné par :

$$\hat{\mathbf{m}} = \mathbf{m}_0 - \alpha \mathbf{diag}(\mathcal{H}_a)^{-1} \Re \left[\mathbf{F}_0^\dagger \Delta \mathbf{d} \right]. \quad (2.26)$$

Les dérivées de Fréchet \mathbf{F}_0 peuvent être déduites de la dérivée par rapport à l'espace des paramètres de l'équation (2.12) :

$$\mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial \mathbf{m}} = -\mathbf{S}_v \quad (2.27)$$

avec

$$\mathbf{S}_v = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial \mathbf{m}} \mathbf{V}. \quad (2.28)$$

On reconnaît immédiatement que l'équation (2.27) est de la forme de l'équation matricielle (2.12) donnée par le problème direct. En faisant l'analogie avec cette dernière, on voit que les dérivées de Fréchet peuvent être calculées avec un problème direct. L'opérateur de prolongation \mathcal{P} permettant de prolonger par des zéros le vecteur de données \mathbf{d} à la dimension du vecteur champ \mathbf{V} ⁶ est défini par :

$$\mathbf{V} = \mathcal{P} \mathbf{d}_{\text{calc}}. \quad (2.29)$$

On peut maintenant réécrire l'équation du gradient (2.23) :

$$\begin{aligned} \nabla_{\mathbf{m}_0} \mathcal{C}(\mathbf{m}_0) &= \Re \left[\mathbf{V} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial \mathbf{m}} \mathbf{A}^{-1} (\mathcal{P} \Delta \mathbf{d})^* \right] \\ &= \Re \left[\mathbf{V} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial \mathbf{m}} \mathbf{V}_r \right]. \end{aligned} \quad (2.30)$$

conduisant à une nouvelle expression de $\hat{\mathbf{m}}$:

$$\hat{\mathbf{m}} = \mathbf{m}_0 - \alpha \mathbf{diag}(\mathcal{H}_a)^{-1} \Re \left[\mathbf{V} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial \mathbf{m}} \mathbf{V}_r \right]. \quad (2.31)$$

\mathbf{V}_r représente les résidus rétropropagés, la propagation vers les temps négatifs étant représentée par le complexe conjugué. L'équation (2.30) permet d'interpréter le gradient comme le

⁶Dimension de $\mathbf{d} = N_{\text{sources}} * N_{\text{récepteurs}} * N_{\text{composantes}}$; Dimension de $\mathbf{V} = 2 * N_{\text{cell}}$

résultat de la corrélation du champ incident, avec la rétropropagation du champ diffracté par les hétérogénéités manquantes du milieu (résidus). Ce concept est d'ailleurs celui du retournement temporel (Fink, 2006), ou celui de la *reverse time migration*, reposant sur les interactions constructives de ces deux champs aux positions des diffractants.

La méthode du gradient conjugué consiste à rechercher un nouveau modèle de paramètres dans un sous-espace formé à partir des gradients calculés aux itérations précédentes. Le gradient conjugué permet donc, en réduisant la direction de recherche dans l'espace des modèles aux directions n'ayant pas déjà été recherchées, de réduire considérablement le nombre d'itérations nécessaires, et d'accélérer ainsi fortement la convergence pour peu de calcul supplémentaire (Polak and Ribière, 1969).

La résolution du problème, pour une fréquence, nécessite finalement 4 ou 5 appels à la modélisation directe par itération : un pour le calcul des données \mathbf{d}_{calc} , un pour la rétropropagation des résidus, un pour la recherche du pas de descente α , et un, une fois par fréquence, pour le calcul de la diagonale du Hessien approché $\mathbf{diag}(\mathcal{H}_{\mathbf{a}})$.

2.4 Préconditionnement et régularisation

Inversion locale et dépendance au modèle initial

Le problème de la non-linéarité et de la sous-détermination du problème inverse géophysique et de l'inversion locale conduit nécessairement à l'existence dans la fonction coût de plusieurs minimums locaux. La non-linéarité du problème inverse est définie par la non-linéarité du problème direct. Sirgue (2003) évalue analytiquement le degré de non-linéarité en fonction de plusieurs paramètres. Il conclut que la non-linéarité augmente avec la distance de propagation ainsi qu'avec la fréquence, et qu'elle augmente drastiquement avec le contraste de vitesse. Ainsi, pour les milieux particulièrement complexes ayant par exemple de forts contrastes ou des hétérogénéités très profondes, le problème sera particulièrement non-linéaire, et par conséquent plus difficile à résoudre par inversion locale. D'autre part, l'acquisition en surface avec au mieux quelques milliers de couples source-récepteur pour la détermination de plusieurs centaines de milliers de paramètres, conduit à une forte sous-détermination du problème inverse. Il s'ensuit que le succès de l'inversion des formes d'ondes sismiques dépend fortement du modèle initial choisi, ainsi que de la stratégie d'inversion.

En effet, les acquisitions sismiques en configuration de réflexion sont telles que seules les courtes longueurs d'onde peuvent être résolues, puisque les données de surface ne permettent pas la résolution des longueurs d'ondes intermédiaires (Jannane et al., 1989) et que les données contiennent généralement peu de très basses fréquences (i.e. de grandes longueurs d'onde). De plus, la détermination des grandes longueurs d'onde dans cette configuration peut-être très non-linéaire (Tarantola, 1986). Une solution a été mise en évidence par Pratt and Worthington (1990) sur des configurations en transmission et par Pratt et al. (1996) dans le cas d'acquisition de surface grands angles. Ils observent que les grandes longueurs d'onde du milieu sont indispensables à la reconstruction des plus petites hétérogénéités. La reconstruction de l'image à partir des arrivées directes fournit une image quantitative basse résolution comme le fait la tomographie, tandis que l'information obtenue par les réflexions donne une image

haute résolution similaire à celles données par les méthodes de migration avant sommation. Ils montrent finalement que l'information en transmission permet d'obtenir les grandes longueurs d'onde du milieu. Cette information « tomographique » en transmission est obtenue directement en sismique de puits, mais est également contenue dans les premières arrivées pour des acquisitions grands angles. Selon Pratt et al. (1996), les difficultés subsistantes sont liées principalement au nombre de minimums locaux de la fonction coût.

La plupart des méthodes d'inversion des formes d'ondes sont basées sur la minimisation de la norme \mathcal{L}_2 de l'écart entre données observées et calculées. D'autres méthodes existent cependant. Les méthodes d'inversion globale, contrairement aux méthodes locales, ont la possibilité d'éviter les minimums locaux. Cependant, les méthodes de recherche aléatoire comme le recuit simulé, ou l'algorithme génétique nécessitent un très grand nombre d'itérations, incompatible avec le coût numérique du problème direct. D'un autre côté, utiliser une paramétrisation allégée introduirait des erreurs.

La stratégie proposée par Sirgue and Pratt (2004) dans le domaine fréquentiel est celle que nous utilisons dans cette étude. Elle a pour but de réduire les non-linéarités en introduisant séquentiellement le contenu des données des basses vers les hautes fréquences. Le choix judicieux des composantes fréquentielles inversées autorisant la complète couverture en nombre d'onde de l'image permet de n'inverser qu'un nombre limité de fréquences, réduisant ainsi fortement la durée nécessaire pour obtenir une image satisfaisante. Cette stratégie a été largement utilisée avec succès depuis, dans le cas de l'hypothèse acoustique, sur des données synthétiques, mais également sur des données réelles (Dessa et al., 2004; Operto et al., 2004). Cependant, les acquisitions de surface pour l'imagerie sismique profonde manquent souvent de basses fréquences, le modèle de paramètres de départ doit alors nécessairement contenir une information quantitative sur le milieu, suffisamment haute résolution pour prévenir l'effet d'ambiguïté de phase⁷. Cet effet se produit lorsqu'il existe une erreur entre les données observées et les données calculées supérieure à une demi-période de la fréquence inversée. Une telle erreur conduit à la convergence vers un minimum local. Certaines méthodes, comme la tomographie des temps des premières arrivées réalisées à partir de données grands angles, fournissent une image lisse du milieu, et sont utiles pour obtenir un bon modèle de départ (Pratt, 1999; Ravaut et al., 2004; Operto et al., 2004).

Plus récemment, les travaux de Shin and Cha (2008) et Shin and Ha (2008) sur l'inversion dans le domaine de Laplace ont ouvert de nouvelles perspectives. L'inversion dans le domaine de Laplace revient à inverser la fréquence zéro des signaux amortis. La fonction coût obtenue contient beaucoup moins de minimums locaux. L'inversion dans le domaine de Laplace fournit donc un moyen robuste d'imager un milieu à forts contrastes, avec peu de connaissance du modèle initial.

Nous pouvons conclure qu'aujourd'hui, l'évaluation d'un modèle de départ reste encore une étape difficile, au moins en ce qui concerne les applications de prospection pétrolière. Les chercheurs continuent à investiguer, ne serait-ce que pour déterminer exactement de combien le modèle de départ doit être proche du milieu réel pour assurer la convergence vers la solution. Pour l'imagerie des premières dizaines de mètres du sous-sol, les données sont souvent

⁷ambiguïté de phase : cycle skipping en anglais.

relativement plus basses fréquences compte tenu des dimensions des hétérogénéités. Très peu de cas ayant déjà traité ce genre d'applications, la dépendance au modèle initial dans ces configurations reste à évaluer.

Régularisation de l'inversion

Le choix d'un bon modèle initial ne suffit cependant pas à assurer la convergence. L'inversion des formes d'ondes est un problème inverse mal posé, et la fonction coût contient de nombreux minimums. Outre la sous-détermination du problème, le dispositif d'acquisition fini, le bruit de mesure, l'inversion de plusieurs paramètres pouvant être dépendants les uns des autres, l'approximation 2D de la propagation en milieu 3D, l'approximation acoustique, la méconnaissance de la source, sont autant de raisons potentielles d'échec de l'inversion. Afin d'optimiser les chances de converger vers le minimum global, dans le domaine fréquentiel, un grand nombre d'outils ont été développés afin de contraindre l'inversion, réduire la non-linéarité, pour finalement rendre l'inversion plus robuste.

D'après Menke (1989), la définition de la fonction coût de l'équation (2.18) peut être améliorée par l'utilisation de matrices de covariance des données et du modèle :

$$\mathcal{C}(\mathbf{m}) = \frac{1}{2} \left(\Delta \mathbf{d}^\dagger \mathbf{W}_d \Delta \mathbf{d} + \Delta \mathbf{m} \mathbf{W}_m \Delta \mathbf{m} \right) \quad (2.32)$$

Les matrices \mathbf{W}_d et \mathbf{W}_m sont les inverses des matrices de covariances des données et des modèles⁸. Elles peuvent être vues comme des opérateurs de pondération donnant un indice de la confiance accordée à la ressemblance des données synthétiques par rapport aux données réelles, et au modèle a priori par rapport au modèle exact. Par rapport à la définition de l'équation (2.18), l'utilisation de la matrice \mathbf{W}_d permet d'accorder plus ou moins de poids à une partie ou l'autre des données, par exemple donnant moins de poids aux données plus bruitées, ou en jouant sur la contribution des différents offsets. Operto et al. (2006) utilise d'ailleurs une pondération croissante avec l'offset afin d'accroître le poids des réfractées aux plus lointains offsets, et ainsi régulariser l'inversion. La matrice \mathbf{W}_m peut être utilisée pour donner plus ou moins de confiance au modèle initial. Elle est parfois utilisée pour réaliser un lissage ou un filtrage en nombre d'onde du gradient comme le fait Sirgue (2003). Il peut également être intéressant de l'utiliser pour freiner, ou même complètement bloquer la mise à jour des paramètres du modèle dans des zones du milieu où l'on sait que l'inversion ne pourra pas améliorer le modèle initial, sinon le dégrader, faisant inévitablement apparaître des artéfacts (par exemple très proche de la surface, à proximité des sources et récepteurs, dans une zone où un sondage a déjà pu être fait, etc).

La minimisation de la fonction coût pondérée de l'équation (2.32) conduit à une nouvelle expression de $\hat{\mathbf{m}}$:

$$\hat{\mathbf{m}} = \mathbf{m}_0 - \alpha \text{diag}(\mathcal{H}_{\text{ap}})^{-1} \mathbf{W}_m^{-1} \Re \left[\mathbf{V} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial \mathbf{m}} \mathbf{W}_d \mathbf{V}_r \right], \quad (2.33)$$

avec $\mathcal{H}_{\text{ap}} = \Re \left[\mathbf{F}_0^\dagger \mathbf{W}_d \mathbf{F}_0 \right]$ le Hessien approché pondéré.

⁸Dans la formulation originale de Tarantola (1984), ces matrices de covariances sont d'ailleurs présentes. Pratt (1999) choisit dans sa reformulation dans le domaine dual de ne pas les prendre en compte.

L'inversion séquentielle des fréquences croissantes est également un moyen de régulariser l'inversion. Cette méthode n'est cependant pas toujours suffisamment robuste. L'inversion de toutes les fréquences simultanément revient à inverser dans le domaine temporel. Bunks et al. (1995) et Brossier et al. (2009) proposent d'inverser de petits groupes de fréquences afin de stabiliser l'inversion tout en mitigeant les non-linéarités. Il convient de bien choisir les fréquences de chaque groupe en trouvant pour un groupe, le compromis entre stabilité de l'inversion, et en évitant l'ambiguïté de phase. Bien que l'inversion de groupes de fréquences induise une convergence plus lente que l'inversion séquentielle, elle stabilise l'inversion, et permet de supprimer certains artéfacts, en particulier en ce qui concerne les effets de la surface libre.

Les non-linéarités peuvent également être réduites en inversant seulement une partie des données (un type d'onde par exemple : directes, ou réflexions, ou ondes de surface). L'introduction progressive des différentes arrivées permet donc de réduire le risque de convergence vers un minimum local. Les différentes arrivées peuvent être sélectionnées en fenêtrant dans le domaine temporel. Dans le domaine fréquentiel, l'utilisation de fréquences complexes à $S(\omega)$ revient à appliquer un amortissement en $e^{-\gamma(t)}$ en fonction du temps (Brossier et al., 2009) :

$$s(t)e^{-\gamma(t-t_0)} \xrightarrow{TF} S(\omega + i\gamma)e^{\gamma t_0} \quad (2.34)$$

L'utilisation d'amortissements γ décroissants permet d'introduire progressivement les événements de plus en plus tardifs, et ainsi mitiger la sous-détermination du problème. Brossier et al. (2009) montre l'apport de ce type de préconditionnement pour l'inversion de données élastiques, dans une configuration de sismique profonde terrestre en présence d'ondes de surface. Les fréquences complexes permettent de consolider d'abord le modèle initial par l'introduction des premières arrivées moins non-linéaires avant l'introduction des réflexions profondes, pour terminer par l'inversion des multiples, des conversions P-S et les ondes de surface, plus tardives et beaucoup plus instables.

Cette approche est bien adaptée aux problèmes de sismique profonde où les ondes de volumes sont bien séparées des ondes de surface sur les sismogrammes, et où il est possible, au moyen de plusieurs amortissements, d'introduire successivement ces différentes parties des données dans l'inversion. Typiquement, pour le modèle de SEG / EAGE Overthrust qu'utilise Brossier et al. (2009), à 1.7 Hz , les ondes de surface ne pénètrent pas à plus de 600 m , alors que les ondes de volume permettent d'explorer des hétérogénéités beaucoup plus profondes (4000 m). En revanche, dans la subsurface, il arrive qu'aucune onde de volume ne puissent se détacher des ondes de surface sur les sismogrammes. L'utilisation des fréquences complexes semble dans ce cas moins adaptée.

2.5 Applications aux données réelles

L'inversion des formes d'ondes est applicable à différents cas et à différentes échelles. Elle permet à l'échelle de la croûte terrestre, d'imager plus précisément les zones sismogènes et de subduction. À l'échelle hectométrique, elle peut permettre de mieux caractériser les réservoirs naturels d'hydrocarbures. À l'échelle décimétrique, elle peut apporter des éléments

supplémentaires pour la caractérisation de la subsurface, ou permet d'obtenir des informations précises dans le cadre de la sismique de puits. Enfin, à des échelles plus petites, on peut imaginer des applications au contrôle non destructif de milieux complexes (milieux hétérogènes ou assemblages multicouches), ou encore à l'imagerie biomédicale par exemple pour la caractérisation de tumeurs (Pratt et al., 2007).

Les différentes déclinaisons de l'inversion des formes d'ondes ont été largement utilisées et validées lors d'études purement numériques. Les cas d'application à des données réelles sont cependant moins courants. La ressemblance des données modélisées et des données réelles en terme de phase et d'amplitude est de première importance dans l'inversion des formes d'ondes sismiques, mais les coûts de calcul numérique et les difficultés de modélisation imposent de faire certaines approximations (2D, acoustique/élastique, milieux non dissipatifs, couplage des récepteurs parfait, pas de surface libre, sources idéales et répétables, etc). Par conséquent, les données réelles sont souvent très éloignées des données modélisées. L'inversion de données réelles passera donc nécessairement par des étapes de prétraitements.

L'objectif des prétraitements pour l'inversion des formes d'ondes est de corriger les données, de manière à ce qu'elles correspondent au mieux à ce que le modèle numérique est capable d'expliquer, malgré toutes les approximations. Il est proposé dans cette partie, une synthèse se voulant la plus exhaustive possible, des différents cas répertoriés dans la littérature, d'application de l'inversion des formes d'ondes sismiques à des données expérimentales. Au travers de cette synthèse, nous discuterons les différents prétraitements et outils qui ont été utilisés pour chacun des cas. Aux prétraitements, s'ajoutent les deux éléments indispensables à l'inversion de données réelles que sont la détermination d'un modèle de paramètre initial, et la détermination de l'ondelette source utilisée pour la modélisation directe. Nous discuterons également ces deux éléments.

Balbutiements

Le tout premier cas recensé d'application de l'inversion des formes d'ondes sismiques à des données réelles a été présenté par Mora (1987b) dans le domaine élastique (sans surface libre) par modélisation et inversion de données dans le domaine temporel. Comme le travail réalisé peu de temps après par Pica et al. (1990) sur des données sismiques marines sous l'approximation acoustique, le milieu étudié est supposé 1D, et un seul point de tir est considéré. Tous deux notent déjà l'importance de faire coïncider les amplitudes des données modélisées avec celles des données réelles, et expliquent que la tâche est particulièrement ardue puisqu'un grand nombre d'approximations fortes sont réalisées, et qu'un grand nombre de paramètres sont totalement inconnus. Aussi, les modèles numériques ne prennent pas en compte l'atténuation du milieu, et les prétraitements réalisés sont essentiellement des corrections empiriques des amplitudes : filtrage $f - k$, somme de plusieurs tirs pour réduire le bruit et les éventuelles variations latérales, correction de la divergence géométrique 3D. Pica et al. (1990) propose d'appliquer un facteur \sqrt{t} pour ramener à une divergence cylindrique 2D l'expansion sphérique 3D du front d'onde, puis d'appliquer une convolution par $1/\sqrt{t}$ pour transformer le point source en ligne source. Les modèles initiaux sont obtenus par analyse de vitesse (Mora, 1987a), ou à partir de forages (Pica et al., 1990). Bien que la modélisation et l'inversion soient, à l'époque, réalisées dans le domaine temporel, Pica et al. (1990) propose

déjà de mitiger les non-linéarités en inversant progressivement la partie la plus basse fréquence des données, puis en intégrant progressivement les composantes plus hautes fréquences. Dans les deux cas, les résultats, bien que de précision inférieure à celles des techniques de migration de l'époque, sont encourageants, en particulier parce que ces méthodes apportent directement l'information quantitative.

Inversion élastique robuste

Le passage à des données multisources fut réalisé, toujours dans le domaine élastique et dans le domaine temporel, par Crase et al. (1990) sur des données de sismique réflexion marine, et par Crase et al. (1992) sur des données de sismique réflexion on-shore avec une source vibrante. Dans les deux cas, les données sont dominées par des ondes P non converties. Des corrections empiriques en \sqrt{t} de la source et de l'expansion du front d'onde 3D, et la simple suppression des ondes de surface et des arrivées directes sont également réalisées. Sur les données on-shore, un coefficient arbitraire est appliqué sur chaque trace de manière à compenser les variations de couplage et de réponse de chaque géophone. Une opération de blanchiment est appliquée aux données. Sur les données marines, l'ondulette source est estimée par déconvolution d'après les traces les plus proches de la source. Sur les données on-shore, l'ondulette source est estimée par une approximation en champ lointain des données vibreur déconvoluées. Pour les deux cas, l'amplitude de l'ondulette est calibrée par essai-erreur en observant l'amplitude des données. Déjà avertis de la forte non-linéarité de l'inversion des formes d'ondes pour la résolution des grandes longueurs d'onde du milieu à partir de données en réflexion (petits angles d'incidence), ils ne tentent de résoudre que les petites longueurs d'onde. Les grandes longueurs d'onde du modèle initial sont obtenues par Crase et al. (1990) par un algorithme de Simplex, et par Crase et al. (1992) à partir de deux puits. Une grande originalité de ces travaux fut l'utilisation avec succès de minimisation de critères de normes autres que \mathcal{L}_2 . En particulier, Crase et al. (1990) teste sur des données synthétiques, puis réelles, le comportement et la robustesse de normes \mathcal{L}_1 , Cauchy, et sécante hyperbolique. Alors que la norme \mathcal{L}_2 considère une distribution Gaussienne de l'erreur (Menke, 1989) et conduit à rétropropager les résidus tels qu'ils sont, la norme \mathcal{L}_1 autorise de plus grandes erreurs, notamment en rétropropageant uniquement une fonction du signe des résidus, négligeant ainsi les erreurs d'amplitudes (Crase et al., 1990). D'autres normes constituent un intermédiaire permettant de profiter du comportement d'une norme \mathcal{L}_2 pour de petites erreurs, et d'une norme \mathcal{L}_1 pour de larges erreurs. Crase et al. (1990) illustre sur des données réelles, la robustesse de ces normes comparées à la classique norme \mathcal{L}_2 . On ne retrouve cependant que peu d'études aujourd'hui reprenant l'utilisation de telles normes (Pyun et al., 2009).

Pratt et l'inversion acoustique en sismique de puits

Durant une longue période, en raison des limitations liées aux difficultés d'obtention des grandes longueurs d'onde du milieu, l'application de l'inversion des formes d'ondes pour des acquisitions de surface fut quelque peu délaissée. Parallèlement, de nombreuses avancées furent réalisées pour l'application de l'inversion à la sismique de puits en transmission. Utilisant un modèle numérique en différences finies acoustiques 2,5D dans le domaine fréquentiel (Song and Williamson, 1995), Song et al. (1995) réussit ainsi à mieux prendre en compte les am-

plitudes, et à inverser dans le domaine fréquentiel la vitesse des ondes P, et même à évaluer l'atténuation. Les résultats furent particulièrement encourageants. Le formalisme utilisé, qui est à la base de la méthode que nous utilisons, est très bien décrit et validé sur un modèle réduit en immersion par Pratt (1999), puis appliqué avec succès à des données réelles en milieu anisotrope Pratt and Shipp (1999). La tomographie des temps des premières arrivées est habituellement utilisée pour obtenir une image quantitative en sismique de puits. L'image obtenue par cette technique contient les grandes longueurs d'onde du milieu. Elle est donc bien adaptée pour servir de modèle initial à l'inversion des formes d'ondes.

Outre l'utilisation d'une nouvelle approche de l'inversion dans le domaine fréquentiel permettant d'introduire progressivement les différentes gammes de nombres d'onde du milieu, ces auteurs proposent un certain nombre de prétraitements nécessaires au succès de l'inversion. En l'occurrence, l'approche de Pratt considère un champ viscoacoustique 2D, tandis que la propagation est viscoélastique 3D. Toutes les arrivées non expliquées, associées à des ondes guidées ou des conversions sont donc supprimées par filtrage $f - k$ et par fenêtrage temporel. Pratt (1999) et Pratt and Shipp (1999) insistent fortement sur l'importance du fenêtrage temporel dans la configuration en transmission ; une fenêtre trop longue conduit à la prise en compte de conversions P-S et de multiples, et donc à l'apparition d'artefacts dans le modèle inversé, tandis qu'une fenêtre trop courte conduit à une image basse résolution n'apportant pas plus d'information que l'imagerie par tomographie.

L'inversion des formes d'ondes nécessite une bonne connaissance de l'ondelette source. L'approche proposée pour cela par Song et al. (1995) dans le domaine fréquentiel, et utilisé depuis par un grand nombre d'auteurs, consiste en la résolution d'un problème inverse linéaire, basé sur la minimisation de l'erreur entre les formes d'ondes mesurées et les formes d'ondes modélisées numériquement pour une source *a priori*, dans un milieu connu.

La relation entre la source et les différents champs se propageant dans le milieu est décrite dans le problème direct par une relation linéaire (équation 2.12). Le problème direct associé à notre problème inverse est :

$$\mathbf{AV} = o\mathbf{S}_0, \quad (2.35)$$

où \mathbf{S}_0 est une estimation a priori du terme source, et o un coefficient scalaire complexe à déterminer pour chaque fréquence.

Pour chaque fréquence, le problème direct est donc calculé avec le milieu de propagation (supposé) connu et la source a priori. La solution est alors obtenue en minimisant la fonction coût :

$$E = \frac{1}{2} \Delta \mathbf{d}^t \Delta \mathbf{d}^* \quad (2.36)$$

où

$$\Delta \mathbf{d} = \mathbf{d}_{\text{obs}} - \mathbf{d}_0 \cdot o \quad (2.37)$$

avec \mathbf{d}_{obs} les données expérimentales et \mathbf{d}_0 les données calculés avec la source \mathbf{S}_0 . Soit :

$$E = \frac{1}{2} \left(\mathbf{d}_{\text{obs}}^t \mathbf{d}_{\text{obs}}^* + \mathbf{d}_0^t \mathbf{d}_0^* o^2 - \mathbf{d}_{\text{obs}}^t \mathbf{d}_0^* o - \mathbf{d}_0^t \mathbf{d}_{\text{obs}}^* o \right). \quad (2.38)$$

Cette fonction coût atteint un minimum lorsque :

$$\frac{\partial E}{\partial o} = \frac{1}{2} \left(2\mathbf{d}_0^t \mathbf{d}_0^* o - \mathbf{d}_{\text{obs}}^t \mathbf{d}_0^* - \mathbf{d}_0^t \mathbf{d}_{\text{obs}}^* \right) = 0. \quad (2.39)$$

La solution optimale est donc donnée par :

$$o = \frac{\mathbf{d}_0^t \mathbf{d}_{\text{obs}}^*}{\mathbf{d}_0^t \mathbf{d}_0^*}. \quad (2.40)$$

La solution discrète associée est :

$$o = \frac{\sum_{i=1}^N d_{0_i} d_{\text{obs}_i}^*}{\sum_{i=1}^N d_{0_i} d_{0_i}^*}, \quad (2.41)$$

où i et N décrivent l'ensemble des couples source-récepteur mis en jeu.

Les coefficients o de correction de la source a priori \mathbf{S}_0 ne sont en fait rien d'autre que les coefficients d'un filtre de Wiener, résultat du rapport entre l'intercorrélacion des signaux réels et synthétiques sur l'autocorrélacion du signal réel. Chaque composante fréquentielle de la source réelle est donc :

$$S = oS_0. \quad (2.42)$$

De la même manière, en utilisant le filtre de Wiener, chaque trace réelle d'indice i peut être ramenée à la trace équivalente dans le cas de l'utilisation de la source initiale S_0 :

$$d_{\text{filt}_i} = \frac{d_{\text{obs}_i}}{o}. \quad (2.43)$$

Dans le cas où toutes les différentes sources sismiques peuvent être considérées identiques, une seule ondelette est évaluée pour l'ensemble des données. Dans le cas contraire, il est possible d'estimer une ondelette source par point de tir.

Dans le contexte de l'inversion des formes d'ondes, le modèle réel n'étant pas connu, la source est estimée à partir du modèle initial à chaque nouvelle itération. La forme de l'ondelette source étant essentiellement donnée par les premières arrivées (les moins atténuées), Pratt (1999) montre que le modèle initial est suffisant pour permettre une détermination précise des coefficients o .

La méthode proposée par Song et al. (1995) permet d'estimer l'ondelette source dans le domaine fréquentiel, en terme de phase, mais également en terme d'amplitude à la source. Les pertes d'amplitudes au cours de la propagation doivent ensuite être prises en compte. L'utilisation d'un algorithme de modélisation 2,5D autorise l'inversion directe de données 3D, mais est coûteuse numériquement. Pour des modèles de propagation 2D, la correction en \sqrt{t} doit toutefois être appliquée. D'autre part, le modèle initial doit également prendre en compte l'atténuation intrinsèque du milieu. Pratt (1999) et Pratt and Shipp (1999) implémentent l'atténuation en considérant des célérités complexes et un facteur de qualité constant. Ils observent que malgré toutes les précautions prises pour la bonne modélisation des amplitudes, les amplitudes des données réelles décroissent beaucoup plus vite que celles des synthétiques. Ils attribuent cela à plusieurs raisons :

- Le couplage des sources/récepteurs et la mauvaise prise en compte de leurs directivités,
- Les pertes d’amplitudes liées aux conversions de modes P-S,
- Une sous-estimation de l’atténuation dans le modèle numérique,
- Une mauvaise correction de la divergence géométrique du front d’onde.

Finalement, le facteur de qualité du modèle initial est ajusté par essai-erreur afin de faire coïncider les amplitudes des synthétiques avec celles des données réelles. Les résultats d’inversion de V_P sont précis (Pratt, 1999) et d’une résolution nettement supérieure à celle de la tomographie des temps des premières arrivées. L’inversion obtenue avec des amplitudes inadaptées conduit tout de même à un résultat correct, bien que présentant plus d’artefacts que lorsque les amplitudes sont correctement estimées (Pratt, 1999). Cela illustre le fait que l’inversion est plus sensible aux informations contenues dans la phase des signaux que dans les amplitudes. Song et al. (1995) parvient à obtenir une image de l’atténuation sur un milieu réel très cohérente avec celle des vitesses. Il précise cependant que les amplitudes des coefficients d’atténuation sont peu fiables. L’estimation de l’atténuation en sismique de puits reste aujourd’hui un sujet d’actualité. Kamei and Pratt (2008) explique que l’atténuation est mieux évaluée si la vitesse a été au préalable parfaitement imagée, c’est-à-dire que l’information sur l’amplitude ne peut être correctement exploitée que si les erreurs de phases ont d’abord été bien corrigées. Ce type de résultat avait déjà été mis en évidence par Watanabe et al. (2004) sur des données ultrasonores en cuve sur des configurations en transmission.

Inversion acoustique de données grands angles

Les travaux de Song et al. (1995) et Pratt (1999) en transmission, et de Pratt et al. (1996) sur l’utilisation d’acquisition de surface des grands offsets pour l’obtention des grandes longueurs d’onde du milieu⁹, ont ouvert la voie à l’utilisation combinée de méthodes tomographiques et de l’inversion des formes d’ondes. Dessa and Pascal (2003) valide en cuve ultrasonore pour des dispositifs d’acquisition circulaires une stratégie pour l’utilisation conjointe de la tomographie et de l’inversion des formes d’ondes acoustiques dans le domaine fréquentiel permettant de mieux supporter le problème de la non-linéarité du problème inverse. La tomographie des temps de premières arrivées exploite les temps d’arrivées des réfractées pour remonter à un modèle lisse du milieu à partir d’acquisitions grands angles. Mise à part la profondeur d’investigation parfois limitée, l’utilisation de cette méthode s’est avérée suffisamment robuste pour générer un modèle initial pour l’inversion de données sismiques à l’échelle crustale à partir de données très grands offsets on-shore (Ravaut et al., 2004; Operto et al., 2004; Bleibinhaus et al., 2009) et OBS (Dessa et al., 2004; Operto et al., 2006). Les modèles numériques utilisés par ces auteurs pour l’inversion sont des modèles acoustiques sans surface libre dans le domaine fréquentiel. L’atténuation est jugée trop complexe à prendre en compte correctement, compte tenu de l’hétérogénéité du milieu et des nombreux paramètres non maîtrisés. Elle n’est donc pas modélisée (Operto et al., 2004). Par conséquent, de nombreuses corrections d’amplitude doivent être apportées. En plus de l’inversion de la source telle qu’elle est décrite précédemment, des corrections approximatives de la divergence géométrique et la mise à zéro des arrivées jugées parasites telles que les ondes de surface sont appliquées. Ravaut et al. (2004) et Operto et al. (2004) proposent d’utiliser une opération de blanchiment à phase

⁹données synthétiques dérivées d’un modèle crustal réaliste

nulle et un filtre passe-bande butterworth. Ces traitements induisent bien évidemment des pertes d'informations, notamment des variations des amplitudes avec l'offset, mais permettent de se rapprocher de l'approximation acoustique et d'obtenir des images réalistes.

Approches alternatives

Hicks and Pratt (2001) propose une approche de l'inversion viscoacoustique en deux temps pour l'obtention des grandes longueurs d'onde du milieu. Il détermine les grandes longueurs d'onde par une approche full-Newton, puis les petites longueurs d'onde par l'inversion des formes d'ondes plus classique de gradient préconditionné. Il applique avec succès cette stratégie pour imager la vitesse et l'atténuation d'une poche de gaz sur des données de sismique réflexion marine sans grands offsets.

L'approche alternative proposée par Shin and Cha (2008) dans le domaine de Laplace doit permettre d'imager de très forts contrastes sans un modèle initial précis. Shin and Cha (2008) présente des résultats numériques, et l'application sur un cas réel dans le cas acoustique. Peu de détails sont donnés sur les prétraitements effectués, mais l'inversion semble effectivement donner des résultats justes, avec peu d'information initiale. Shin and Cha (2008) précise toutefois qu'une mise à zéro précise du bruit situé avant la première arrivée est indispensable avant la transformée des données dans le domaine de Laplace.

À l'échelle de la subsurface

La première étude à notre connaissance à l'échelle des premiers mètres du sous-sol a été réalisée par Gélis (2005). Elle développe un modèle élastique incluant la surface libre afin de prendre en compte dans l'inversion les ondes de surface, et propose de régulariser l'inversion par l'introduction progressive dans l'inversion des données aux offsets de plus en plus grands pour introduire d'abord les premières arrivées pour lesquelles le problème est moins non-linéaire, puis finalement les ondes de surface. Bien que validée sur des cas synthétiques dans le cadre de l'imagerie de cavités, son approche s'avère fonctionner plus difficilement lors de l'application sur un cas réel. Les raisons n'en sont pas précisément connues, mais Gélis (2005) met en cause la difficulté d'obtention d'un modèle initial suffisamment proche du milieu exact, l'utilisation d'un dispositif d'acquisition peu adapté, et la probable présence d'arrivées parasites liées à des variations latérales du milieu.

Toujours pour l'imagerie de vides, Smithyman et al. (2008) utilise un algorithme d'inversion viscoacoustique des premières arrivées sur une digue. Il localise plusieurs des vides recherchés en inversant l'atténuation. Enfin, le cas le plus abouti est certainement l'étude environnementale réalisée par Gao et al. (2007) pour l'imagerie 3D du contexte géologique délimitant une nappe d'eau souterraine polluée par des solvants chlorés. 45 profils 2D sont obtenus par inversion des formes d'ondes acoustiques des premières arrivées. Toute la difficulté pour Gao et al. (2007) est de fenêtrer la première arrivée (réfractée) en évitant de prendre en compte l'onde de surface très énergétique qu'il considère comme du bruit vis-à-vis de son modèle acoustique.

2.6 Conclusion

Nous avons présenté le principe de l'inversion des formes d'ondes telle que nous l'utilisons, ainsi qu'un historique du développement de l'inversion des formes d'ondes. De nombreuses études ont été réalisées dans le cadre purement théorique et numérique, conduisant à des algorithmes toujours plus perfectionnés. L'inversion des formes d'ondes a atteint aujourd'hui un stade de maturité permettant son application à des données de sismique profonde de façon relativement aisée, moyennant l'utilisation de dispositifs adaptés, d'employer une stratégie adéquate, et d'appliquer les outils de prétraitement, de régularisation et de préconditionnement présentés. Néanmoins, depuis Crase et al. (1992), aucun cas réussi d'inversion de données réelles dans le domaine élastique n'a été rapporté dans la littérature. En particulier, Gélis (2005), et plus récemment Brossier et al. (2009), sont les seuls à chercher à tirer parti des ondes de surface. D'une manière générale, nous observons également que les amplitudes sont prises en compte de manière empirique, et même parfois complètement négligées.

Dans le cadre de la sismique de subsurface, très peu d'études ont été menées. En particulier, nous remarquons qu'en dépit de la dominance habituelle des ondes de Rayleigh dans les données de subsurface, personne, mis à part Gélis (2005) ne s'est intéressé à la prise en compte des ondes de surface. Ces ondes sont pourtant riches en informations, et seules des méthodes de type champ total sont aujourd'hui envisageables pour en tirer partie pour l'imagerie de milieux hétérogènes.

Le travail de Gélis (2005), ainsi que notre propre expérience, ont montré que l'inversion des formes d'ondes sur des applications à l'échelle géotechnique est loin d'être triviale, notamment en raison des conditions expérimentales difficiles, de l'hétérogénéité et l'atténuation des milieux auscultés. Aussi nous envisageons de passer par une étape de modélisation à échelle réduite sur un banc de mesure ultrasonore sans contact pour évaluer les possibilités offertes par ces approches, indépendamment de la complexité des études de terrain.

Chapitre 3

Mise en place d'un laboratoire de sismique ultrasonore (MUSC)

Sommaire

3.1	Sismique à échelle réduite : besoins et contraintes	74
3.1.1	Changements d'échelles	74
3.1.2	Les différents éléments d'un laboratoire de sismique ultrasonore . . .	77
3.2	Modélisation physique du sous-sol	78
3.2.1	Réalisation de modèles réduits	78
3.2.2	Caractérisation ultrasonore des matériaux	83
3.2.2.a	Caractérisation des matériaux à partir des données sismiques de surface	85
3.2.2.b	Modes de Lamb à vitesse de groupe nulle (ZGV)	93
3.2.2.c	Bilan	103
3.3	Réception ultrasonore par interférométrie laser	104
3.3.1	Réception de signaux sismiques	104
3.3.2	L'interférométrie laser	104
3.3.3	Le système d'acquisition	106
3.3.4	Caractéristiques du bruit de fond	106
3.4	Sources ultrasonores	108
3.4.1	Différentes technologies pour la génération d'ondes ultrasonores . . .	110
3.4.1.a	Problématique	110
3.4.1.b	Sources sans contact	110
3.4.1.c	Sources piézoélectriques	118
3.4.1.d	Conclusion	127
3.4.2	Caractérisation des sources	128
3.4.2.a	Méthodologie	128
3.4.2.b	Source piézoélectrique V103 à 500 kHz	128
3.4.2.c	Source ponctuelle ACSYS® à 120 kHz	133
3.5	Le banc de mesure	134
3.6	Validation des données	139
3.6.1	Présentation des données ultrasonores	139
3.6.2	Confrontation des données synthétiques aux données expérimentales	144
3.7	Conclusions	147

3.1 Sismique à échelle réduite : besoins et contraintes

3.1.1 Changements d'échelles

La modélisation physique à échelle réduite, quelles que soient les observables mesurées, consiste en le changement d'échelle de certaines grandeurs, de manière à conserver les rapports existant entre les observables. Typiquement, pour nos problèmes d'imagerie sismique, les observables sont les paramètres que nous cherchons à imager, à savoir les **vitesse de propagation**, les **facteurs d'atténuation**, et éventuellement les **densités, en tout point du milieu**. Les grandeurs mesurables susceptibles d'être modifiées avec les changements d'échelles sont :

- Les distances d
- Le temps t (respectivement la fréquence f)
- Les amplitudes A des signaux mesurés
- Les propriétés élastiques du milieu (masses volumiques ρ , vitesses de propagation V_P/V_S).
- Les coefficients d'atténuation du milieu Q_P/Q_S ou α_P/α_S .

Les grandeurs enregistrées en sismique sont des signaux électriques contenant des amplitudes directement reliées aux déplacements de matière provoqués par le passage des ondes mécaniques dans le sol. Ces amplitudes sont prélevées et échantillonnées en fonction du temps et de la position relative du récepteur par rapport à la source. La grandeur représentée par ces signaux électriques peut être différente selon le type de capteur utilisé :

- Variation de pression p pour les hydrophones.
- Vitesse particulière du sol v_z normale à la surface pour les géophones.
- Variation de force/pression ou accélération pour les transducteurs piézoélectriques.
- Accélération a_z dans le cas d'accéléromètres (ou vitesse lorsqu'ils sont équipés d'un amplificateur intégrateur).
- Vitesse particulière de la surface réfléchissante dans le cas d'un vélocimètre laser Doppler.
- Amplitude u_z du déplacement particulière de la surface réfléchissante dans le cas d'un interféromètre laser hétérodyne.

L'utilisation de géophones ou d'accéléromètres à plusieurs composantes permet de mesurer les mouvements du sol dans les trois directions de l'espace. Cependant pour les dispositifs d'acquisition les plus courants, seule la composante normale à la surface (u_z, v_z, a_z) est utilisée. L'utilisation des autres composantes dépasse le cadre de cette étude et ne sera donc que brièvement abordée du point de vue numérique au cours de notre étude.

Dans notre cas, le besoin de contrôle des milieux de propagation impose la réduction de l'observable d à l'échelle de laboratoire (centimétrique/décimétrique). La grandeur représentative des phénomènes de propagation directement explicitée en distance est la longueur d'onde $\lambda = \frac{V}{f}$. Toute réduction de dimension d par un facteur k se manifestera par une réduction proportionnelle des longueurs d'onde λ , et toutes les autres grandeurs devront être modifiées de manière à conserver ce rapport entre $\lambda_{réel}$ et $\lambda_{réduit}$.

Les propriétés mécaniques (vitesses, masses volumiques et atténuation) des solides qu'ils soient naturels ou synthétiques n'ont pas une plage de variations suffisante pour assumer une réduction d'échelle géométrique par 1000, par 100 ni même par 10. De plus ce ne sont pas des grandeurs sur lesquelles nous pouvons avoir beaucoup d'influence. Aussi, les propriétés élastiques des milieux sont des grandeurs qui ne pourront pas subir de réduction d'échelle majeure. C'est donc sur l'échelle de temps/fréquence que nous pourrons jouer afin d'obtenir les rapports dimensionnels souhaités. Une réduction des distances et longueurs d'onde par un facteur 1000, nécessite, pour une vitesse de propagation constante, une réduction de l'échelle des temps par 1000. Cette réduction nous conduit tout naturellement à travailler à l'échelle ultrasonore, à des fréquences situées entre la dizaine de kHz et le MHz .

La densité intervient dans la propagation des ondes également au niveau des coefficients de réflexion aux interfaces entre les matériaux. Le coefficient de réflexion est défini par les rapports d'impédances $Z_i = \rho V$

$$R = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}. \quad (3.1)$$

Les coefficients de réflexion sont des rapports adimensionnés, et ne sont pas affectés par la réduction d'échelle.

Le facteur de qualité Q est un coefficient adimensionnel décrivant la proportion d'énergie dissipée par longueur d'onde propagée. Il ne nécessite donc aucune réduction d'échelle (ce qui n'est pas vrai pour le coefficient d'atténuation α fonction de la fréquence, souvent défini en *neper/m*).

Les facteurs d'échelles pour chacune des grandeurs utilisées sont résumés dans le tableau 3.1.

distance (m)	$d_{ec} = k d_{Re}$
longueur d'onde (m)	$\lambda_{ec} = k \lambda_{Re}$
temps (s)	$t_{ec} = k t_{Re}$
fréquence (Hz)	$f_{ec} = k^{-1} f_{Re}$
vitesse de propagation ($m.s^{-1}$)	$V_{ec} = V_{Re}$
densité ($kg.m^{-3}$)	$\rho_{ec} = \rho_{Re}$
impédance ($kg.m^{-2}.s^{-1}$)	$Z_{ec} = Z_{Re}$
facteur de qualité (<i>adim.</i>)	$Q_{ec} = Q_{Re}$
coefficient d'atténuation (<i>neper/m</i>)	$\alpha_{ec} = k^{-1} \alpha_{Re}$
déplacement particulaire (m)	$a_{z_{ec}} = k a_{z_{Re}}$
vitesse particulaire ($m.s^{-1}$)	$v_{z_{ec}} = v_{z_{Re}}$

TAB. 3.1 – Rapport entre les grandeurs réelles (Re) et après réduction d'échelle (ec) pour un facteur d'échelle k .

Par souci de clarté, pour toutes les analyses de données ou du comportement de l'imagerie que nous présenterons dans les chapitres suivants, les résultats seront présentés à l'échelle des modèles réduits. La longueur d'onde sera systématiquement donnée afin de conserver un référentiel explicite, commun à tous les résultats présentés.

	échelle réelle		échelle réduite	
	pétrolière	subsurface	pétrolière	subsurface
offset max profondeur	1000 <i>m</i>	80 <i>m</i>	20 <i>mm</i>	40 <i>mm</i>
	1500 <i>m</i>	30 <i>m</i>	30 <i>mm</i>	15 <i>mm</i>
V_P V_S	5000 <i>m.s</i> ⁻¹	1000 <i>m.s</i> ⁻¹	2500 <i>m.s</i> ⁻¹	2500 <i>m.s</i> ⁻¹
	2000 <i>m.s</i> ⁻¹	400 <i>m.s</i> ⁻¹	1050 <i>m.s</i> ⁻¹	1050 <i>m.s</i> ⁻¹
fréquence centrale	20 <i>Hz</i>	25 <i>Hz</i>	600 <i>kHz</i>	125 <i>kHz</i>
λ_P	200 <i>m</i>	40 <i>m</i>	4,17 <i>mm</i>	20 <i>mm</i>
offset max / λ_P profondeur / λ_P	5	2	4,8	2
	7,5	0,75	7,2	0,75

TAB. 3.2 – Exemple de réduction d'échelle pour un cas typique de prospection pétrolière et un cas typique de subsurface

Le tableau 3.2 présente deux exemples de réductions d'échelles pour une configuration de prospection sismique pétrolière (profonde) et pour une configuration plus caractéristique de la subsurface (peu profonde). Nous avons vu dans la partie 1.4 de ce document que les rapports des distances et profondeurs au regard des longueurs d'onde mises en jeu sont différents pour les applications pétrolières et les applications de la subsurface. C'est ce qui explique que les estimations présentées sur le tableau 3.2 nous conduisent à utiliser des fréquences autour de 600 *kHz* pour les applications pétrolières, et plutôt de l'ordre de 125 *kHz* pour les applications de la subsurface. Cela revient à une réduction de l'échelle géométrique de $k = 1/50\,000$ pour la configuration profonde et $k = 1/2\,000$ pour la configuration subsurface. Il convient néanmoins de garder à l'esprit que ce ne sont que des ordres de grandeur. En effet, chaque nouveau cas de terrain va impliquer des rapports dimensionnels différents au regard des longueurs d'onde. De même, la modélisation à échelle réduite est relativement flexible dans la mesure où changer la fréquence permet de changer le rapport d'échelle. De plus, il existe parmi les matériaux qui peuvent être utilisés pour la modélisation, une assez large diversité, et un changement de matériau peut également jouer sur le facteur d'échelle.

Aux réductions de dimensions, s'ajoutent un certain nombre de contraintes concernant la qualité des données obtenues sur les modèles. En particulier, l'un de nos objectifs étant de pouvoir étudier expérimentalement l'inversion des formes d'ondes élastiques, il est impératif de reproduire la propagation des ondes sismiques telle qu'elle peut être observée sur le terrain. La fidélité de la reproduction des phénomènes de propagation signifie la conservation de l'ensemble des formes d'ondes mesurées, c'est-à-dire la conservation des ratios entre les grandeurs représentatives de nos observables (t , x , et des rapports d'amplitudes si les vitesses et les atténuations ne sont pas réduites). En effet, seule la conservation de ces ratios permettra de remonter de manière identique à nos observables quelle que soit l'échelle. La validation des données reproduites par modélisation physique peut être faite en s'appuyant notamment sur des modèles analytiques et des simulations numériques.

La propagation d'ondes implique que l'amplitude des signaux sismiques varie à la fois en fonction de l'espace et du temps, c'est-à-dire que pour chaque élément participant à la modélisation physique, il faut veiller à ce que la répartition de l'énergie élastique suivant les paramètres t et x corresponde bien à celle observée à échelle réelle (répartition entre les différents modes de propagation, décroissance des amplitudes, rapport signal sur bruit).

À cela s'ajoute bien évidemment des contraintes technologiques et logistiques liées à l'expérimentation en laboratoire, ainsi que le besoin de contrôler et valider des paramètres liés à l'expérimentation (bruit de mesure, influence du couplage, hétérogénéité, dispersion de vitesse, etc).

Nous avons développé au cours de cette thèse, au sein du Laboratoire Central des Ponts et Chaussées, un laboratoire d'expérimentation contrôlée dédié à la reproduction de mesures sismiques à échelle réduite, en fonction des différents besoins et contraintes qui viennent d'être évoqués : le **laboratoire MUSC** pour **M**esure **U**ltrasonore **S**ans **C**ontact. Le présent chapitre a pour objet de présenter le développement du laboratoire MUSC .

3.1.2 Les différents éléments d'un laboratoire de sismique ultrasonore

Toute acquisition de données sismiques est composée des quatres éléments suivants :

1. Un milieu de propagation (sol) non connu.
2. Un système d'enregistrement du passage des ondes (géophones / hydrophones + système d'acquisition et de prétraitement).
3. Un système de génération des ondes sismiques (source + système de déclenchement et synchronisation).
4. Un moyen de connaître et de contrôler la position des éléments 2. et 3. sur le milieu 1. et permettant le bon échantillonnage spatial de l'enregistrement.

Ces éléments vont être reproduits dans le laboratoire MUSC moyennant la réduction d'échelle, et donc moyennant des solutions technologiques très différentes. Tout l'intérêt de l'expérimentation contrôlée repose sur la maîtrise de paramètres mal contrôlés sur le terrain tels que :

- La connaissance a priori de la structure géométrique interne et des propriétés mécaniques du sous-sol étudié.
- La maîtrise de la réponse en fréquence et du couplage des récepteurs.
- La connaissance et le contrôle de la source sismique et de la forme d'onde générée.
- La parfaite maîtrise du positionnement relatif des sources et récepteurs par rapport au milieu étudié.

Le laboratoire MUSC que nous avons développé est donc composé des mêmes 4 éléments. Le sol est remplacé par un modèle réduit, les récepteurs par un interféromètre laser, et la

source sismique par des transducteurs ultrasonores. Le positionnement des sources et récepteurs au dessus du modèle est assuré par un banc Microcontrol[®] motorisé et asservi. Le schéma de la figure 3.1 représente la composition du laboratoire avec les quatre éléments constitutifs. Une photo du laboratoire MUSC est donnée figure 3.2. On y retrouve chacun des éléments permettant l'acquisition de données sismiques. Dans la configuration représentée, le modèle réduit est posé sur le banc de mesure, la source et le récepteur laser peuvent se déplacer dans deux dimensions au dessus du modèle pour venir réaliser des acquisitions multirécepteurs et multisources. Un système de pilotage automatisé du banc permet l'acquisition d'un grand nombre de traces sismiques de manière automatisée.

Chacun de ces éléments fait l'objet d'une description plus détaillée dans les paragraphes suivants. Nous décrivons d'abord la réalisation des modèles réduits du sous-sol, puis le système interférométrique choisi pour la réception des signaux. Le paragraphe suivant aborde un point crucial dans la modélisation : la génération des signaux ultrasonores. Enfin, nous présenterons le robot chargé du positionnement relatif des trois premiers éléments. Finalement, nous présenterons dans la dernière partie des données acquises sur un modèle réduit puis discuterons leur validité en confrontant notamment les résultats à des simulations numériques.

3.2 Modélisation physique du sous-sol

3.2.1 Réalisation de modèles réduits

Choix des matériaux

Pour des raisons logistiques, le banc de mesure a été dimensionné de manière à pouvoir recevoir au maximum des modèles n'excédant pas $1\text{ m} \times 1\text{ m}$ de côté, 50 cm de profondeur, et 270 kg . Pour pouvoir réaliser des mesures sismiques sur des dispositifs de plusieurs fois la longueur d'onde pour de telles dimensions de modèles, il faut des longueurs d'onde de l'ordre de $1\text{ mm} < \lambda_P < 30\text{ mm}$. De telles longueurs d'onde sont obtenues entre 20 kHz et 1 MHz avec des vitesses de propagation de $1000\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ à $4000\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

Afin de respecter les approximations généralement faites pour les phénomènes de propagation simples que nous allons étudier (propagation élastique linéaire en milieu homogène), les matériaux choisis doivent être isotropes et homogènes au niveau microscopique et macroscopique, c'est-à-dire que les matériaux poreux ou ayant une granulométrie comparable aux longueurs d'onde utilisées sont proscrits, de même que les matériaux pouvant présenter des variations de propriétés non maîtrisées (forte sensibilité à la température, hétérogénéités, fractures, anisotropie, etc). Cela exclut donc les matériaux naturels et impose l'utilisation de matériaux transformés.

Enfin, les derniers critères de sélection sont la diversité et la transformabilité des matériaux. En effet, si nous souhaitons réaliser des modèles complexes de la subsurface, nous devons être en mesure de réaliser des variations faibles ou fortes de propriétés mécaniques, des géométries complexes, et d'assembler les différents matériaux en réalisant des interfaces idéales (sans bulles).

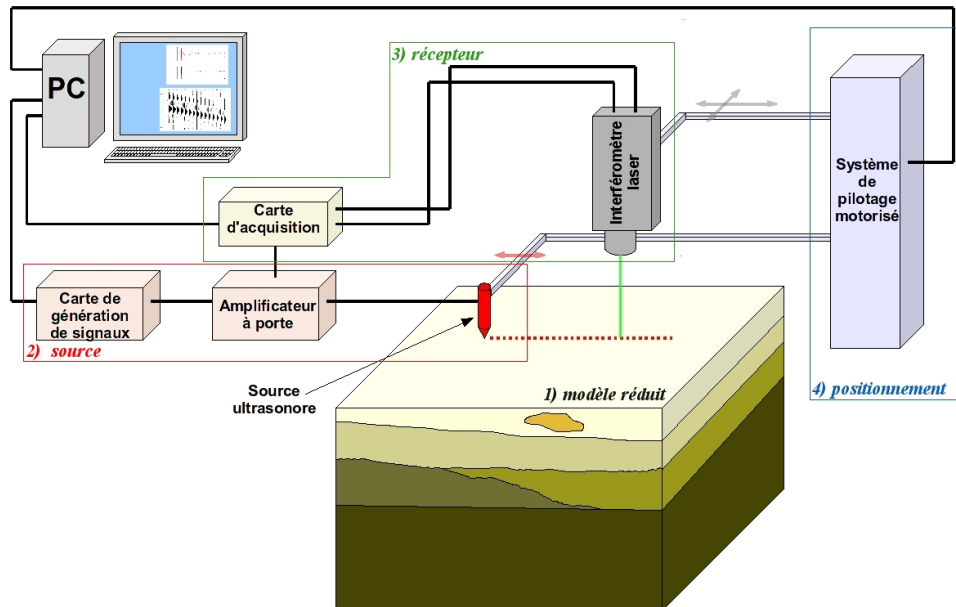


FIG. 3.1 – Schéma représentatif du laboratoire de mesure ultrasonore sans contact MUSC. 4 éléments constitutifs : 1) le modèle réduit, 2) la source ultrasonore et le système de génération de signaux, 3) le système de réception (laser + carte d'acquisition), 4) le système de déplacement de la source et du récepteur au dessus du modèle. L'ensemble est piloté à partir d'un ordinateur.

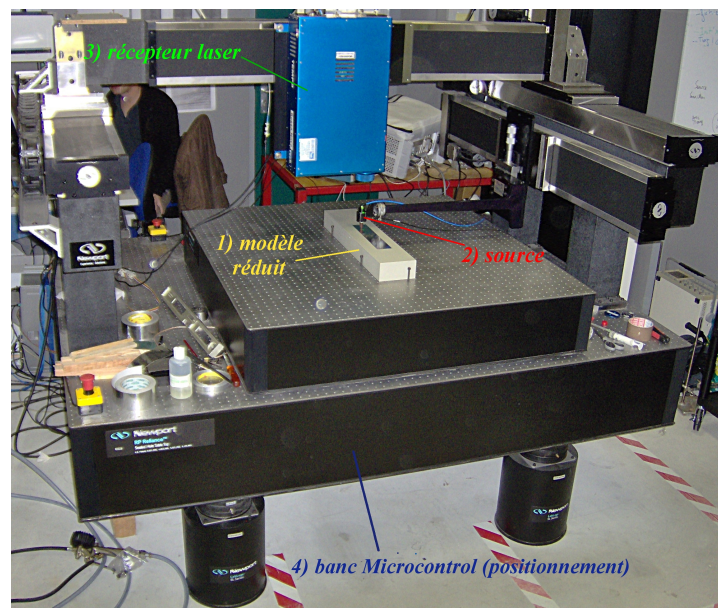


FIG. 3.2 – Laboratoire de mesure laser ultrasonore MUSC. On retrouve les quatre éléments : 1) modèle réduit 2) source ultrasonore piezoelectrique 3) interféromètre laser TEMPO 4) banc Microcontrol[®] permettant de supporter le modèle et isoler des perturbations extérieures, ainsi que de déplacer l'interféromètre et la source ultrasonore au dessus du modèle.

Deux gammes de matériaux répondent à nos attentes : les métaux et les polymères.

Les **métaux** ont l'avantage d'être des matériaux bien connus du point de vue mécanique. Les vitesses de propagation sont relativement élevées (4000 m.s^{-1} à 6500 m.s^{-1}), les coefficients de Poisson bas (0.25 à 0.34) et l'atténuation généralement très faible ($Q = 14000$ pour l'aluminium). La diversité des propriétés disponibles est en revanche assez restreinte, leur coût est élevé, et ils sont difficilement malléables (usinage simple, mais poids élevé et assemblage délicat). D'autre part, les vitesses élevées conduisent à de grandes longueurs d'onde. L'utilisation de métaux implique donc la construction de modèles de tailles et de poids élevés, ou bien de travailler à plus haute fréquence ($> 1 \text{ MHz}$) pour avoir les rapports dimensionnels souhaités. Dans le premier cas, cela pose des problèmes logistiques et de manutention, dans le second cas, des difficultés de miniaturisation des modèles.

Les **polymères** sont de grosses molécules de synthèse de masses moléculaires élevées, fabriquées à partir d'une ou plusieurs petites molécules appelées monomères (chaînes carbonées). La diversité des types d'assemblages possibles de ces monomères permet une très grande diversité de matériau. Du point de vue thermomécanique, les polymères sont souvent classés en trois principaux groupes :

- Les **thermoplastiques** (polychlorure de vinyle¹, polyméthacrylate de méthyle², polypropylène, polyéthylène, nylon, etc). Ils deviennent malléables quand ils sont chauffés, ce qui permet leur mise en œuvre. Ces matériaux ont tous des vitesses de propagation situées entre 2200 m.s^{-1} et 2600 m.s^{-1} (pour V_P). Les faibles volumes sont peu coûteux, ils sont facilement usinables, mais sont par contre assez difficiles à assembler de manière à obtenir des interfaces parfaites.
- Les **thermodurcissables** (résines époxydes, polyesters, phénoliques, bakélite, mélamine, etc). Ils durcissent sous l'action de la chaleur ou par ajout d'un additif. La transformation est cette fois complètement irréversible. Outre la diversité des bases polymériques existantes, la modification du temps et des températures de polymérisation et des proportions d'additifs peuvent permettre de modifier significativement les propriétés chimiques, thermiques, électriques ou mécaniques. Ces matériaux sont généralement coulés à froid dans des moules, pour être ensuite seulement polymérisés de manière irréversible en jouant sur la température. Cela permet de réaliser des géométries complexes. Il est également très courant d'utiliser ces polymères comme matrices pour la réalisation de matériaux composites. Ainsi, il est très simple de modifier les propriétés physiques macroscopiques d'une résine par l'ajout de poudres ou de fibres d'un autre matériau. On peut ainsi obtenir une large gamme de propriétés mécaniques, réaliser des géométries complexes et facilement assembler différents matériaux.
- Les **élastomères** (latex, néoprène, polyacrylique, polybutadiène, polyuréthane, sanoprène, silicones, etc). Ce sont des polymères « élastiques ». Ils sont déformables de manière (presque) totalement réversible. Ces matériaux sont donc quasi incompressibles, ce qui correspond à des coefficients de Poisson proches de 0.5. Leurs vitesses de propa-

¹PVC

²PMMA ou Plexiglas®

gation sont plus faibles que celles des autres polymères (1000 à 2000 $m.s^{-1}$). D'autre part, leur comportement mécanique dépend fortement de la température ambiante et même parfois de la vitesse de sollicitation (élasticité non-linéaire).

L'un des principaux désavantages communs à la plupart des polymères reste cependant leurs très forts coefficients d'atténuation (extrême dans le cas des élastomères). Typiquement, les facteurs de qualité Q_S dans la gamme de fréquences 10 kHz – 1 MHz ne dépassent que rarement 50. Un autre désavantage est l'aspect écologique de ces matériaux. En effet, ils sont extrêmement peu dégradables, et certains polymères et additifs utilisés sont parfois toxiques.

Nous n'utilisons pas ce matériau, mais notons toutefois que le **verre** est un matériau délicat à manipuler, mais présentant des propriétés mécaniques très particulières : des vitesses très élevées ($V_P \approx 6000 m.s^{-1}$, $V_S \approx 3600 m.s^{-1}$) et un coefficient de Poisson très faible de l'ordre de 0.2.

Nous présentons dans les paragraphes suivants les différents modèles qui ont été conçus et utilisés au cours de cette étude, d'une part pour la validation du système de mesures (paragraphe 3.6), et d'autre part pour l'étude de problèmes d'imagerie par inversion des formes d'ondes (chapitre 4 et 5). Une description plus détaillée et les schémas et photos des modèles sont donnés en annexe B. Les propriétés de chacun des matériaux utilisés pour leur construction ont été évaluées par les méthodes décrites dans la partie 3.2.2 et sont données en annexe C.

Modèles homogènes

De gros volumes homogènes de différents matériaux se sont avérés très utiles pour calibrer et valider les différents éléments du banc de mesure, pour étudier des cas simples, ainsi que pour la caractérisation des matériaux. Au cours de cette thèse, plusieurs modèles homogènes ont été utilisés : un bloc d'aluminium cubique de 300 mm de côté, des blocs parallélépipédiques de polypropylènes, de PMMA, et de différentes résines époxy et polyuréthane. Des plaques de 10 à 30 mm d'épaisseur ont également été utilisées pour la caractérisation viscoélastique de chaque matériau constituant les modèles réduits. Les propriétés viscoélastiques de chacun des matériaux utilisés sont données en annexe C.

La figure 3.3 représente un sismogramme obtenu sur le modèle homogène en aluminium (500 traces et dispositif de longueur 250 mm). La faible atténuation de ce matériau permet de voir très clairement les arrivées tardives correspondant aux réflexions et conversions des différents trains d'ondes sur les parois des modèles. Ces ondes tardives doivent être supprimées des données. La réalisation de bords absorbants intégrés aux modèles est techniquement très complexe et donc peu rentable. L'utilisation de parois inclinées destinées à piéger les réflexions (comme le fait Tahtam et al. (1983)) ne permet pas la suppression complète des réflexions, en particulier des ondes de surface, et rajoute des difficultés de réalisation pratique. Nos modèles réduits sont donc systématiquement surdimensionnés, de manière à retarder ces arrivées parasites et à pouvoir facilement les supprimer des données afin qu'elles n'interfèrent pas avec l'information « utile ».

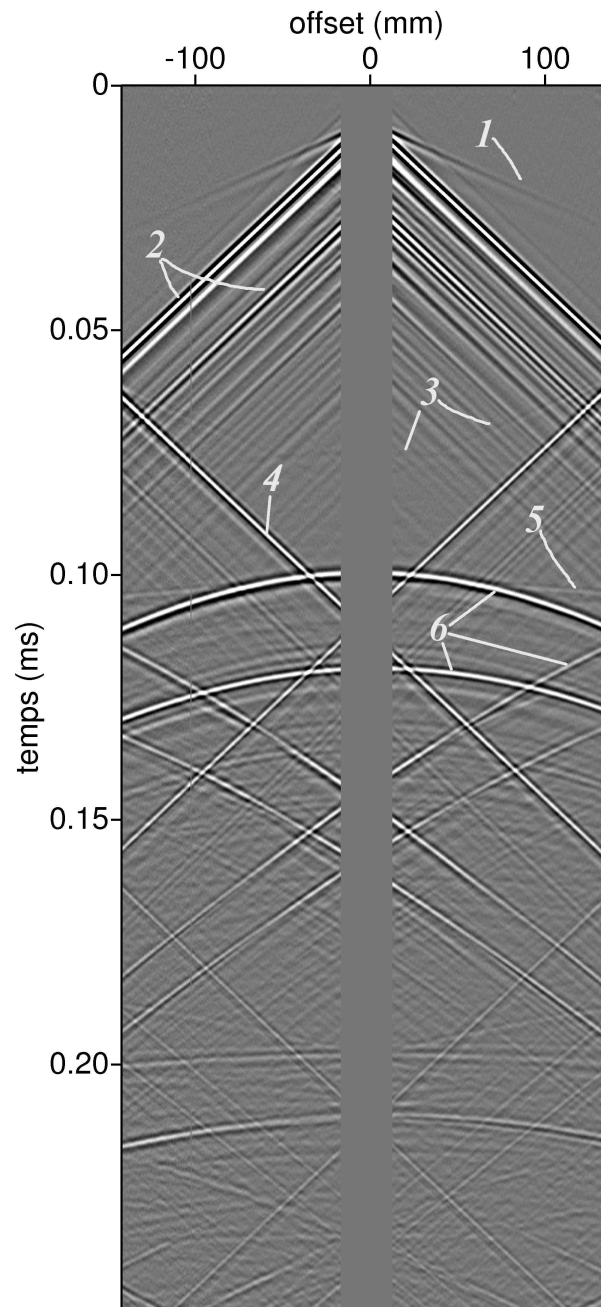


FIG. 3.3 – Sismogramme obtenu sur le modèle homogène en aluminium. Fréquence centrale 500 kHz , 500 récepteurs espacés de 0.5 mm . (1) Onde P directe, (2) Onde de Rayleigh, (3) Ondes P réfléchies par les parois du modèle, (4) Réflexion de l'onde de Rayleigh (sens du dispositif d'acquisition), (5) Réflexion de l'onde P au fond du modèle, (6) Réflexions latérales de l'onde de Rayleigh. (voir propriétés en annexe C)

Modèle homogène à cavité cylindrique

Nous nous sommes intéressés au cours de cette thèse à une application particulière de la subsurface : la caractérisation et la détection de cavités souterraines. Afin d'évaluer les capacités de l'inversion des formes d'ondes pour cette application, nous avons réalisé plusieurs modèles homogènes en polypropylène avec des vides cylindriques traversants de différents diamètres et de différentes profondeurs. Les données obtenues d'après un de ces modèles sont d'abord utilisées à la fin de ce chapitre (paragraphe 3.6) pour la validation du système de mesures, et seront ensuite utilisées dans le chapitre 4 pour une étude approfondie de l'inversion des formes d'ondes pour l'imagerie de cavités souterraines. En outre, le problème de l'imagerie d'une unique inclusion dans un milieu homogène constitue une première étape simple pour évaluer le potentiel de l'inversion. Le modèle réduit et le modèle numérique associé sont décrits plus en détail en annexe B.1.

Modèles à trois couches

Afin d'évaluer expérimentalement les performances de l'inversion élastique en tant que méthode d'imagerie quantitative (chapitre 5), nous avons choisi de réaliser plusieurs modèles en résine époxy. Trois modèles de mêmes dimensions sont constitués chacun de trois couches de vitesses croissantes avec la profondeur, la troisième couche étant suffisamment grande pour être considérée comme un milieu semi-infini. Les différentes vitesses sont obtenues par mélange de plusieurs types de résines époxy et de charges sous forme de poudre de marbre. Le premier modèle est constitué de ces seules trois couches horizontales. Les deux autres contiennent, en plus, chacun une inclusion ovoïdale dans la première couche, respectivement plus rapide que le milieu encaissant, et plus lente et d'atténuation très forte. Une description détaillée de ces modèles est donnée en annexe B.2, et les propriétés viscoélastiques des matériaux constitutifs en annexe C.

Modèle à six couches

Un quatrième modèle réduit, plus complexe, a été réalisé afin d'évaluer les capacités de l'inversion des formes d'ondes élastiques à imager un milieu stratifié contenant des variations latérales dans les conditions où les ondes de surface sont dispersives (chapitre 5). Le modèle réduit, construit sur la base des trois modèles précédents, contient six zones de vitesses différentes, dont des variations très proches de la surface, des inversions de vitesse, un plan incliné, et le même milieu semi-infini que pour les trois autres modèles. Une description détaillée de ce modèle est donnée en annexe B.3, et les propriétés viscoélastiques des matériaux constitutifs en annexe C.

3.2.2 Caractérisation ultrasonore des matériaux

La validation en laboratoire d'une méthode d'imagerie sismique quantitative impose pour la réalisation des modèles, l'utilisation de matériaux dont les paramètres mécaniques sont précisément connus au préalable. Dans notre cas, les paramètres à connaître sont nos observables : masse volumique ρ , vitesse V_P et V_S et atténuation Q_P et Q_S . Il est également

souhaitable de pouvoir vérifier les hypothèses de milieu homogène, de milieu isotrope, d'atténuation linéaire, ou encore la dispersion de vitesse.

Une méthode indépendante d'estimation des paramètres doit donc être envisagée afin de déterminer les vitesses de propagation et l'atténuation intrinsèque sur des échantillons isolés. La faisabilité en terme d'investissement matériel en fonction de la précision recherchée est un élément à prendre en compte dans le choix de la technique la plus adaptée. De même, la capacité à prendre en compte la dépendance fréquentielle des paramètres, la nature des matériaux utilisés, les dimensions des échantillons et la difficulté de mise en œuvre des mesures sont des éléments discriminant le choix d'une technique en particulier.

Les méthodes d'estimation des paramètres viscoélastiques sont très nombreuses. Au cours de notre étude, nous avons tout d'abord écarté les méthodes statiques de grandes déformations (essais en traction, torsion) pour plutôt nous intéresser aux techniques ultrasonores afin d'estimer directement les propriétés des matériaux dans la gamme de fréquences où ils doivent être utilisés. Les techniques ultrasonores sont d'ailleurs particulièrement intéressantes puisque les phénomènes mis en jeu sont précisément ceux étudiés en exploration sismique. Pour l'estimation des vitesses, bien que les configurations de mesures et les techniques de traitement de signal utilisées varient, la grande majorité des techniques est basée sur la mesure directe de temps de trajet des ondes sur une distance connue. Ce sont souvent les méthodes les plus intuitives et les plus simples à mettre en œuvre. Elles sont réalisables en utilisant des transducteurs au contact ou non, en transmission ou en réflexion, et aussi bien pour les ondes longitudinales que pour les ondes transverses.

Ces méthodes ont cependant un inconvénient : la mesure de la distance de propagation est facile et précise, mais la mesure du temps de propagation est plus délicate. En effet, un grand nombre de facteurs s'ajoutent à l'imprécision de la mesure. En particulier, la forme, la durée et la fréquence de répétition de l'impulsion, son temps de montée (lié à l'atténuation), ou encore les caractéristiques et le couplage des transducteurs, jouent fortement sur la phase des signaux et peuvent rendre la détermination des temps de propagation très imprécise (Chang and Andrew, 1991).

Il est possible de s'affranchir d'un certain nombre de ces contraintes par exemple en utilisant un échantillon de référence dont les propriétés sont bien connues, ou par des mesures en immersion dans un fluide connu réalisant le couplage entre les transducteurs et l'échantillon à caractériser³. La variation du temps de montée de l'impulsion avec la fréquence reste tout de même un problème pour les milieux fortement atténuants ($Q < 10$). En présence de dispersion, les hautes fréquences se propagent moins vite que les basses fréquences, la forme temporelle et le spectre du signal peuvent alors varier significativement au cours de la propagation, ce qui ajoute une erreur à la mesure du temps de propagation. Enfin, la plupart des techniques basées sur les temps de propagation ne donnent pas d'information précise sur la dépendance fréquentielle des paramètres.

³Très courante en END/CND, la caractérisation de matériaux est généralement faite en immersion dans l'eau, mais on rencontre quelques cas de caractérisation dans l'air, ou même sans contact au moyen de sources et récepteurs laser

La mesure de l'atténuation est d'autant plus compliquée et imprécise que les facteurs influant sur l'amplitude des signaux peuvent être très nombreux : porosité et granulométrie non négligeable, bruit de mesure, modèle d'atténuation non adapté, influence des transducteurs et des conditions aux limites du milieu, atténuation géométrique, etc. Son estimation implique cette fois des dispositifs sans contact ou en immersion, ou utilisant plusieurs distances de propagation différentes. Il est souvent très complexe de prendre en compte tous les paramètres influents, et, d'une manière générale, le bruit de mesure diminue fortement la précision de l'estimation. Nos matériaux étant très atténuants (Q parfois proche de 10), de nombreuses techniques fonctionnant bien pour des métaux sont très imprécises sur les polymères, quand elles ne sont pas biaisées. Par exemple, utiliser les amplitudes de réflexions multiples pour évaluer l'atténuation est impossible, car les multiples sont trop rapidement atténués et noyés dans le bruit.

Enfin, les paramètres en cisaillement et en compression impliquent généralement du matériel et des dispositifs d'acquisition différents. Peu de méthodes permettent finalement l'estimation rapide et précise de nos quatre observables. N'ayant pas les moyens techniques adaptés à des méthodes en immersion, nous avons opté pour l'utilisation du laboratoire de sismique ultrasonore pour réaliser des acquisitions de données sismiques sur des échantillons homogènes de gros volumes. Les sismogrammes en milieu homogène permettent de remonter à plusieurs des paramètres. La méthodologie utilisée est présentée dans le paragraphe 3.2.2.a. L'estimation de certains des paramètres comme V_P ou l'atténuation étant délicate et parfois peu précise à partir des données sismiques de surface, l'utilisation d'une méthode complémentaire est nécessaire. Nous présentons donc dans le paragraphe 3.2.2.b une méthode originale mettant en jeu des ondes de Lamb, et permettant de remonter aux vitesses de propagation avec plus de précision.

Quelques exemples représentatifs sont donnés dans ce chapitre. Une synthèse des propriétés viscoélastiques mesurées sur chacun des matériaux est donnée en annexe C.

3.2.2.a Caractérisation des matériaux à partir des données sismiques de surface

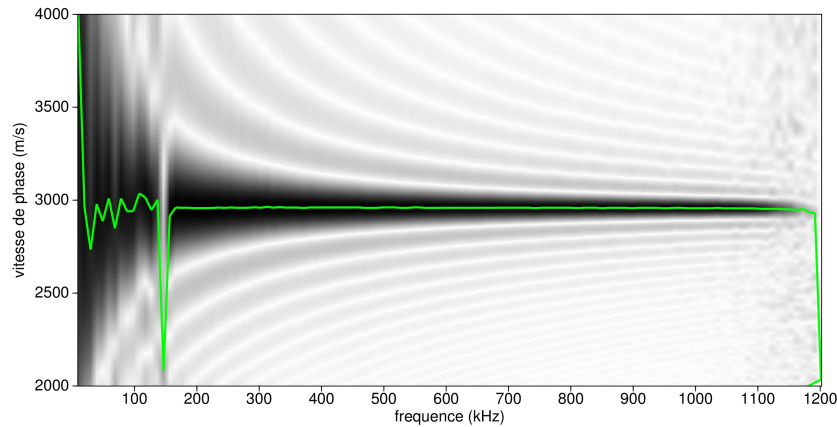
Vitesses de propagation

En l'absence de dispersion de vitesse, la méthode la plus directe pour évaluer les vitesses de propagation à partir des sismogrammes obtenus sur des milieux homogènes consiste à pointer les temps d'arrivées de l'onde P et de l'onde de surface se déplaçant le long de la surface pour tous les offsets disponibles, puis à effectuer une régression linéaire pour remonter à la vitesse de propagation de l'onde. Connaissant ainsi V_P et V_R , on peut en déduire V_S et ν par exemple à partir de la relation de Viktorov (1.22). La première chose à faire est donc de vérifier que le milieu n'est pas dispersif. La dispersion d'un milieu homogène peut en effet apparaître pour certaines bandes de fréquences seulement. Elle peut être causée, entre autres, par une atténuation très forte ou une hétérogénéité ou porosité de dimensions caractéristiques comparables aux longueurs d'onde (Bourbier et al., 1986). L'onde P, sur nos sismogrammes, est d'amplitude très faible. Étant couverte par l'onde de surface aux proches offsets, et noyée dans le bruit aux lointains offsets, elle est donc difficile à isoler. L'extraction de la dispersion de l'onde P n'a donc pas pu être réalisée. En revanche, les diagrammes de dispersion expéri-

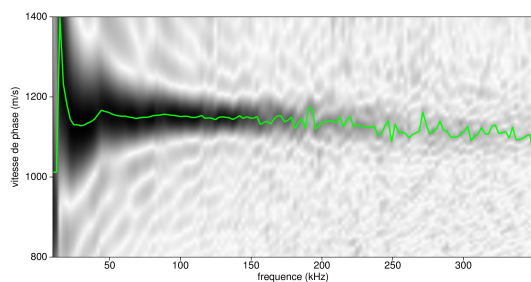
mentaux sont faciles à déterminer pour l'onde de Rayleigh, beaucoup plus énergétique.

Les diagrammes de dispersion représentés dans la figure 3.4 sont obtenus par transformée $p - \omega$ (Mokhtar et al., 1988; Yilmaz, 1998) à partir des sismogrammes mesurés sur le bloc d'aluminium, sur le bloc de polypropylène homogène, et sur deux mélanges de résine époxy (R4 = époxy + poudre de marbre, R1 = mélange d'époxy à bas modules élastiques). Les courbes associées sont obtenues par pointé semi-automatique des maximums. L'aluminium, non dispersif dans la gamme de fréquences $50 \text{ kHz} - 1.2 \text{ MHz}$ (figure 3.4 a), peut servir de référence. Dans le cas du polypropylène, deux mesures ont été réalisées sur deux bandes de fréquence différentes afin de recouvrir une plus large gamme de fréquences. Sur la zone de recouvrement des deux jeux de données ($130 - 350 \text{ kHz}$), les deux courbes de dispersion coïncident à 15 m.s^{-1} près. Une légère dispersion de vitesse, devenant significative à partir de 250 kHz est observée. Entre les plus basses (50 kHz) et les plus hautes fréquences mesurées (700 kHz), il y a environ 100 m.s^{-1} de variation de vitesse de phase de l'onde de Rayleigh. La vitesse diminue linéairement avec la fréquence à partir de 200 kHz (1130 à 1080 m.s^{-1} entre 250 et 500 kHz). Ce matériau étant particulièrement atténuant ($Q_S \approx 10$), les résultats laissent supposer que cette dispersion est essentiellement liée à l'atténuation. Des mesures identiques sur les mélanges de résines époxy (R1, R2, R3, R4) montrent peu de dispersion. Les mélanges les plus homogènes (résines époxy pures R1 et R2) ne montrent pas du tout de dispersion (figure 3.4 d), bien que certaines de ces résines soient fortement atténuantes ($Q_S \approx 22$ pour R1). Le mélange de poudre de marbre et d'époxy (R4) est le plus dispersif avec des variations d'environ 100 m.s^{-1} aux plus basses fréquences. Pourtant, ce matériau est moins atténuant que les autres résines ou que le polypropylène ($Q_S \approx 85$), et les charges de marbres sont de l'ordre de quelques micromètres, ce qui correspond à $1/1000^{\text{ème}}$ de longueurs d'onde à 100 kHz . De plus, la dispersion est inversée (diminution de vitesse aux basses fréquences). La dispersion observée suggère plutôt qu'il existe de faibles variations de propriétés du matériau avec la profondeur. Ces variations peuvent être causées par une légère sédimentation des charges de marbre dans le mélange de résine au moment de sa polymérisation, conduisant à un gradient de vitesse sur quelques centimètres de profondeur. Ce phénomène est liée au fait que le volume de résine utilisé pour la mesure de la dispersion de l'onde de surface a été réalisé en plusieurs coulées d'environ 50 mm d'épaisseur, et ne doit pas se reproduire sur les modèles réduits que nous utilisons dans le chapitre 5 où les couches supérieures sont d'épaisseur plus faibles, et où les couches les plus épaisses ont été coulées et polymérisées par petites couches de 5 mm , assurant d'éviter une trop importante sédimentation des charges.

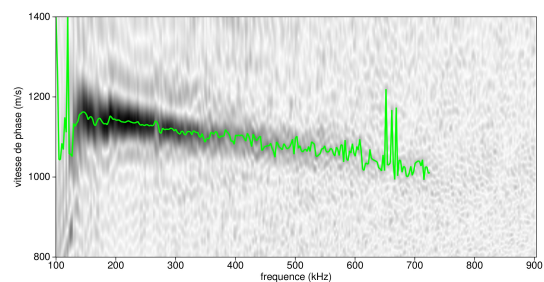
L'erreur d'estimation des vitesses par pointé des temps d'arrivée peut être réduite en augmentant le nombre de traces pointées. Nous pointons toujours les temps d'arrivée sur environ une centaine de traces (± 30 selon la qualité des données). La distance de propagation relative est connue avec une précision de $\pm 0.01 \text{ mm}$. En revanche, la précision sur les pointés des temps d'arrivée est beaucoup moins bonne. La précision du pointé lorsqu'il n'y a pas d'ambiguïté sur l'arrivée à pointer, est de l'ordre de trois fois le pas d'échantillonnage : $dt = 0.1 \mu\text{s}$ dans notre cas, c'est-à-dire que considérant le pointé sur une centaine de traces, l'incertitude sur l'estimation de la vitesse de propagation liée au pointé doit être inférieure à 1 m.s^{-1} . Cependant, bien que le signal émis soit connu (Ricker), et ait un contenu fréquentiel large bande, le signal se propageant dans le milieu est assez éloigné du signal initial. En effet, la bande limitée et le couplage du transducteur source, la très forte atténuation du milieu, et même éventuellement la dispersion, déforment notablement l'ondelette au moment de sa



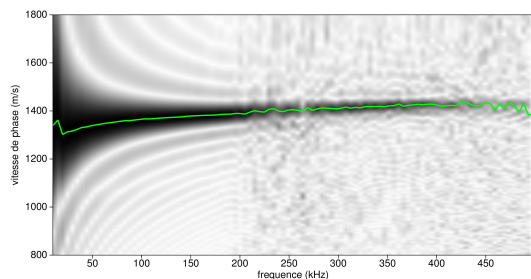
(a) Dispersion de l'onde de Rayleigh dans l'aluminium (dispositif d'acquisition de 120 mm). L'anomalie à 145 kHz est provoquée par un bruit de mesure à bande étroite. Aucune dispersion n'est observée dans l'aluminium.



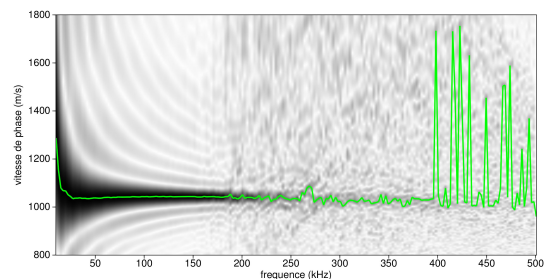
(b) Dispersion de l'onde de Rayleigh dans le polypropylène entre 20 kHz et 300 kHz (dispositif d'acquisition de 120 mm). Une faible dispersion est observée à partir d'environ 200 kHz .



(c) Dispersion de l'onde de Rayleigh dans le polypropylène entre 150 kHz et 700 kHz (dispositif d'acquisition de 120 mm). Une dispersion de vitesse est très clairement observée au-delà de 200 kHz (environ $100\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ sur toute la gamme de fréquences).



(d) Dispersion de l'onde de Rayleigh dans le mélange époxy + marbre R4 (dispositif d'acquisition de 180 mm). Légère dispersion de vitesse ($\sim 100\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) pour les plus basses fréquences.



(e) Dispersion de l'onde de Rayleigh dans le mélange d'époxy à bas modules élastiques R1 (dispositif d'acquisition de 180 mm). Aucune dispersion de vitesse.

FIG. 3.4 – Diagrammes (gris) et courbes (vert) de dispersion : vitesse de phase de l'onde de Rayleigh en fonction de la fréquence pour différents matériaux.

génération, ainsi qu'au cours de sa propagation. Le pointé des temps d'arrivées, qu'il soit manuel ou automatique, peut alors devenir très délicat. En présence de bruit, il peut même devenir complètement hasardeux.

Sur des données sismiques à échelle réelle, l'ondelette d'excitation est souvent considérée à phase nulle. On peut alors pointer le temps d'arrivée sur le premier passage par zéro de l'ondelette (Yilmaz, 1998). Notre signal d'excitation est un Ricker, et un Ricker n'est pas un signal à phase nulle, comme l'illustre la figure 3.5 pour un Ricker synthétique, et la figure 3.6 dans le cas de notre ondelette réelle extraite d'un sismogramme. De plus, le transducteur déphase le signal généré, et un filtre analogique passe-bas utilisé à l'acquisition a probablement également une influence sur la phase des signaux enregistrés. Les ondelettes mesurées sont plus proches de signaux à phase linéaire (figure 3.5). Sur chaque trace, nous avons donc choisi de pointer les maximums correspondant au centre du Ricker plutôt que le premier passage par zéro qui conduirait assurément à une importante surestimation des vitesses de propagation, compte tenu de la déformation de l'ondelette avec la distance de propagation.

Des pointés ont été réalisés sur des sismogrammes synthétiques calculés par modélisation numérique sur des milieux homogènes en présence d'atténuation, et correspondant approximativement à nos matériaux réels. Les estimations des vitesses d'après les pointés réalisés ont permis de vérifier que la meilleure estimation des vitesses modélisées, avec ce type d'ondelette, est obtenue en pointant le centre du Ricker, et non un passage par zéro. L'erreur d'estimation des vitesses sur les données synthétiques calculées est liée notamment à la dispersion numérique. L'erreur d'estimation est de l'ordre de 1.5% sur V_P , et de l'ordre de 1% sur V_R et V_S .

Les vitesses de l'onde P et de l'onde de Rayleigh ont donc été déterminées de cette manière pour chaque matériau, sur des tirs réalisés en milieux homogènes. La figure 3.7 a représente un sismogramme complet obtenu sur le bloc de polypropylène homogène à 120 kHz. Les agrandissements représentés sur les figures 3.7 b et c permettent de voir plus en détail comment l'ondelette s'élargit avec la distance de propagation, puisque les hautes fréquences sont atténuées plus rapidement que les basses fréquences. Les flèches rouges montrent quelles parties de l'ondelette nous avons pointées.

Afin de contrôler l'erreur de nos estimations, les pointés ont été réalisés plusieurs fois, et sur plusieurs tirs différents. Le pointé des temps d'arrivée est assez précis sur l'onde de Rayleigh très énergétique et le résultat peut être confirmé par les vitesses obtenues sur les diagrammes de dispersion. Nous évaluons la précision de l'estimation de vitesse propagation de l'onde de Rayleigh par cette méthode à $\pm 50 \text{ m.s}^{-1}$. La précision est en revanche plus approximative sur l'onde P, ($\pm 150 \text{ m.s}^{-1}$) en raison du faible rapport signal sur bruit aux lointains offsets, et de l'influence qu'a l'onde de surface sur l'ondelette de l'onde P, même pour les plus grands offsets.

Les résultats des estimations des différents matériaux sont présentés en annexe C.

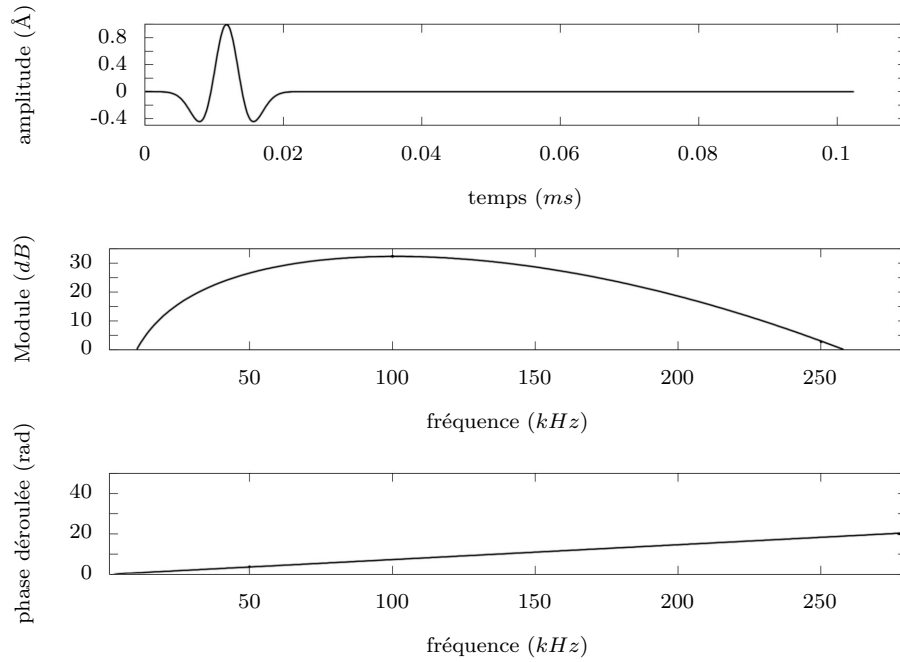


FIG. 3.5 – Ricker synthétique : Signal temporel, module et phase de la FFT.

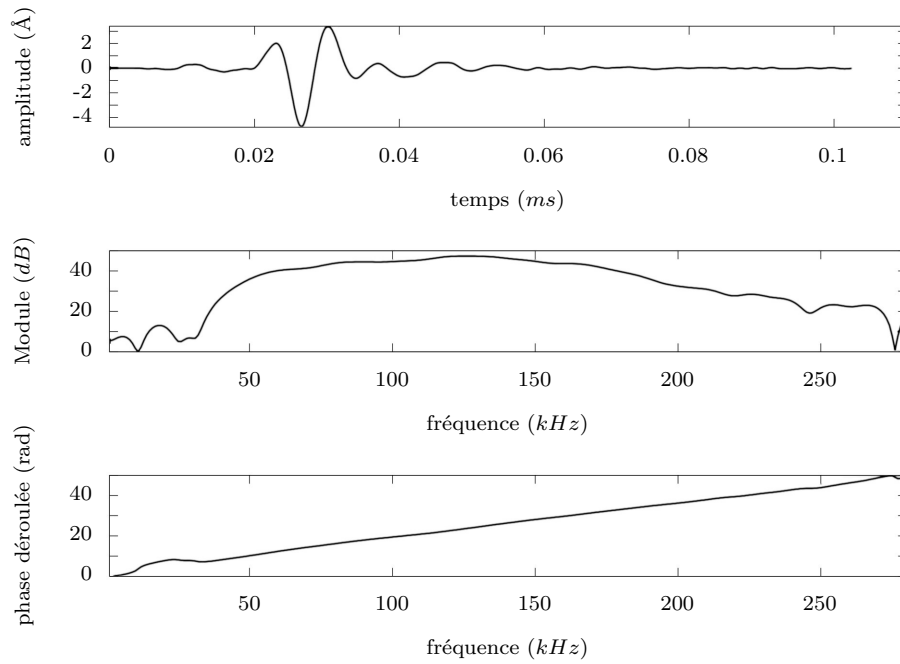
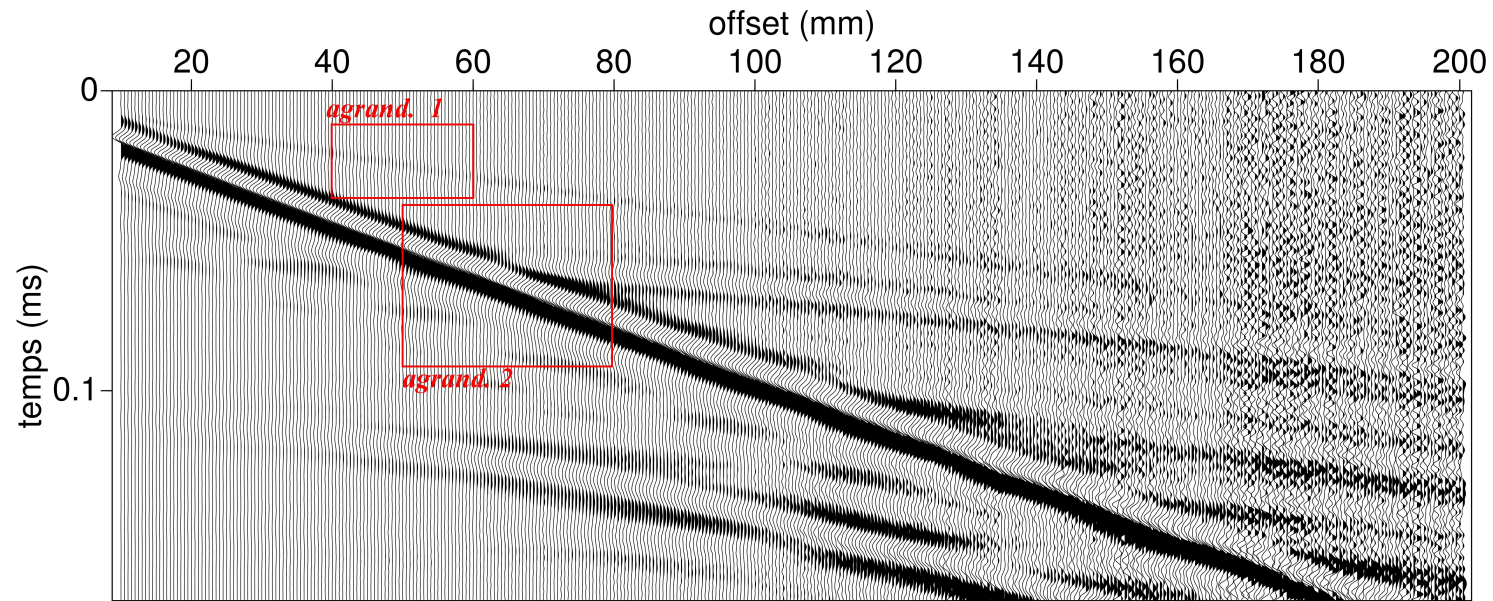
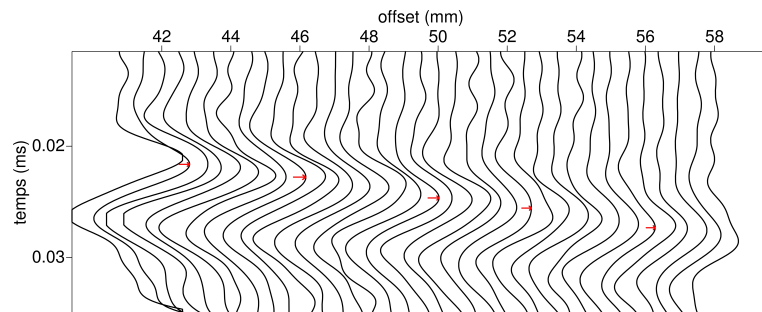


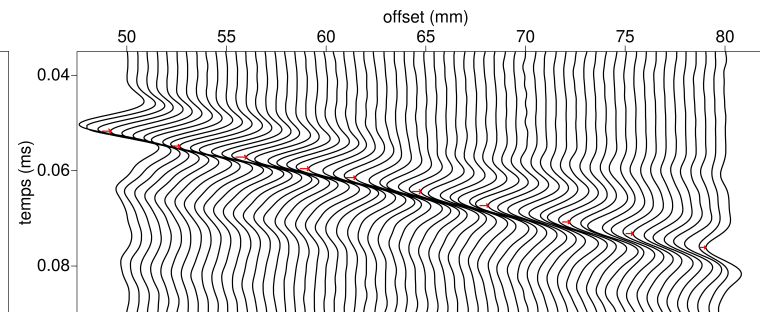
FIG. 3.6 – Ondelette source réelle extraite d'un sismogramme : Signal temporel, module et phase de la FFT.



(a) Sismogramme complet (amplitude normalisée) - 400 traces et $dx = 0.5$ mm.



(b) Agrandissement n°1 sur l'onde P seule.



(c) Agrandissement n°2 sur l'onde de Rayleigh seule

FIG. 3.7 – Sismogramme mesuré à 120 kHz pour le matériau PP (polypropylène). Les flèches rouges sur les agrandissements (b) et (c) indiquent à quel endroit sont pointés les temps d'arrivée.

Atténuation

La mesure de l'atténuation est délicate, et souvent peu précise, en particulier pour les matériaux les plus atténuants. L'une des raisons est que les amplitudes mesurées sont sujettes à des variations ayant d'autres origines que l'atténuation intrinsèque du matériau. L'autre principale raison est liée aux phénomènes régissant l'atténuation des ondes. En effet, l'atténuation dépend de la microstructure du matériau, et peut donc varier selon l'échelle d'observation. En d'autres termes, les lois régissant l'atténuation ne sont pas nécessairement les mêmes d'un matériau à l'autre, ni même sur un même matériau à des fréquences différentes. Il existe une grande variété de modèles décrivant l'atténuation (Bourbier et al., 1986). À nos échelles, nous proposons de ne considérer qu'un modèle d'atténuation simple. Le modèle à Q constant (Kjartansson, 1979), est généralement considéré comme valide aux fréquences de la prospection sismique, au moins sur des gammes de fréquences restreintes. Dans cette partie, nous proposons de contrôler sur nos matériaux le domaine de validité du modèle à Q constant pour nos gammes de fréquences.

Nos matériaux étant très atténuants, la détermination des coefficients d'atténuation par des méthodes d'échos (en utilisant les amplitudes des réflexions multiples), ou par la mesure des temps de montées avec suffisamment de précision (Gladwin and Stacey, 1974), s'est avérée expérimentalement impossible. La méthode des rapports spectraux, appliquée sur l'onde de Rayleigh et réalisée sur un grand nombre de traces, reste probablement la plus robuste des techniques pour évaluer le facteur Q_S (Jongmans, 1990; Jongmans et al., 1996; Chammas, 2002).

L'atténuation engendre une perte préférentielle des hautes fréquences et donc une modification du spectre au cours de la propagation. La comparaison des spectres à différentes distances permet de remonter à l'atténuation (Ward and Toksöz, 1971). L'amplitude de l'onde mesurée s'écrit :

$$A(f, x) = G_x A_r(f) e^{-\alpha(f)x} \quad (3.2)$$

où x est la distance parcourue par l'onde, $A_r(f)$ la réponse en fréquence du récepteur, $\alpha(f)$ le coefficient d'atténuation et G_x un coefficient incluant tous les effets d'atténuation géométrique.

Le rapport des spectres mesurés à deux distances différentes x_1 et x_2 s'écrit :

$$\ln \frac{A_1(f, x_1)}{A_2(f, x_2)} = \alpha(f)[x_2 - x_1] + \ln \frac{G_1}{G_2} + \ln \frac{A_{r1}(f)}{A_{r2}(f)} \quad (3.3)$$

Nous verrons dans la partie 3.3 que la réception des ultrasons par interférométrie laser permet de considérer que le coefficient A_r est égal à 1 et indépendant de la fréquence. Le terme $\ln \frac{A_{r1}(f)}{A_{r2}(f)}$ peut donc être supprimé de l'équation (3.3).

Le facteur de qualité indépendant de la fréquence permet d'écrire au premier ordre (pour $Q > 10$) le coefficient d'atténuation α comme une fonction linéaire de f :

$$\alpha(f) \simeq \frac{\pi f}{QV}. \quad (3.4)$$

Le rapport (3.3) peut alors s'exprimer :

$$\ln \frac{A_1(f, x_1)}{A_2(f, x_2)} = \frac{\pi f}{QV} [x_2 - x_1] + \ln \frac{G_1}{G_2}. \quad (3.5)$$

Si le facteur de qualité est bien constant, alors le rapport des spectres à deux points de réceptions en x_1 et x_2 distants de Δx est une fonction linéaire de la fréquence. Le facteur de qualité est alors obtenu en mesurant la pente de la partie linéaire du rapport des spectres :

$$R(f) = \ln \frac{A_1(f, x_1)}{A_2(f, x_2)}. \quad (3.6)$$

Une meilleure estimation est obtenue en moyennant tous les rapports de spectres calculés pour une distance Δx fixée. Une pente, et donc une estimation de Q , peut donc être obtenue pour chaque Δx .

Cette fois également, plus le matériau est atténuant, plus le signal est déformé, et moins la mesure de l'atténuation est précise. Lorsque le Q devient trop faible, le milieu devient dispersif, l'hypothèse de Q constant sur une bande de fréquence devenant trop forte, la méthode peut donner un résultat biaisé.

Nous présentons ici les résultats obtenus avec deux sismogrammes sur le bloc de polypropylène. Le contenu fréquentiel du premier sismogramme est situé entre 50 kHz et 200 kHz , le second entre 200 kHz et 500 kHz . Sur nos sismogrammes, seules sont utilisées les traces où l'onde de surface peut être séparée de l'onde P sans opération de séparation d'ondes susceptible de déformer l'ondelette et modifier les amplitudes. Les traces situées à moins de 20 mm de la source ne sont donc pas prises en compte. Les traces lointaines les plus bruitées sont également supprimées (offsets supérieurs à 120 mm pour les données basses fréquences et supérieurs à 70 mm pour les données hautes fréquences). L'onde de surface est fenêtrée par une fenêtre suffisamment large pour ne pas modifier les amplitudes de l'ondelette. Les rapports spectraux sont calculés pour chaque couple de récepteurs.

Un exemple de rapport de spectres pour $\Delta x = 25 \text{ mm}$ est représenté pour chacun des deux jeux de données sur les deux courbes de la figure 3.8. Les bandes de fréquences où les rapports de spectres sont des droites prouvent que l'atténuation est bien linéaire. Les rapports obtenus pour les deux gammes de fréquences coïncident et se suivent avec des pentes très proches. Cela signifie que sur l'ensemble de la bande de fréquences $50 - 400 \text{ kHz}$, le facteur de qualité peut être considéré comme étant constant. En dehors de cette gamme de fréquences, les résultats ne permettent pas de conclure. Le facteur de qualité est estimé à $Q_S = 13$ par le jeu de données basses fréquences pour chacune des distances Δx , et autour de $Q_S = 8.5$ pour le jeu de données hautes fréquences (figure 3.9). Les barres d'erreurs correspondent seulement à l'erreur statistique, mais ne prennent pas en compte d'éventuelles erreurs causées par des variations d'amplitudes dans les données liées à autre chose que l'atténuation intrinsèque, ni d'éventuelles variations de Q avec la fréquence. Breteau (2006) montre que pour un milieu contenant des diminutions locales d'amplitude inexplicables par l'atténuation, la méthode des rapports de spectres conduit à une légère sous-estimation du facteur de qualité, ainsi qu'à de légères différences en fonction de l'écartement Δx considéré. Il montre également que cette même méthode mène à une sous-estimation de Q (sans fluctuation en fonction du Δx) si l'atténuation n'augmente pas linéairement avec la fréquence. Nous venons de voir que la vitesse

dans le polypropylène est légèrement dispersive au-delà de 200 kHz , et le facteur de qualité estimé est proche de la limite de validité de l'hypothèse d'atténuation linéaire (~ 10). L'écart entre les valeurs de Q_S estimées pour les deux gammes de fréquences peut être expliqué par l'approche de la limite de la méthode des rapports de spectres aux hautes fréquences, liée à l'utilisation d'un modèle d'atténuation en limite de validité. Nous plaçons donc plutôt notre confiance dans les valeurs de Q_S obtenues aux plus basses fréquences. Toutefois, l'écart entre les valeurs mesurées du facteur de qualité reste suffisamment faible pour pouvoir être considéré comme une erreur de mesure (Bourbier et al., 1986).

Afin de confirmer les valeurs de Q_S que nous venons d'estimer par la méthode des rapports de spectres, nous utilisons une autre méthode consistant à évaluer sur les mêmes données, un facteur de qualité pour chaque fréquence, à partir de la décroissance exponentielle de l'amplitude avec la distance. Cela nécessite la connaissance précise des distances entre la source et les récepteurs. On commence par corriger les amplitudes des données de l'expansion géométrique du front d'onde, par l'application d'une correction en \sqrt{x} . A la fréquence f_i , le logarithme de l'amplitude en x après correction s'écrit sous la forme d'une fonction linéaire de la distance :

$$\ln A(x) = \ln(A(x=0)) - \frac{\pi f x}{VQ(f_i)}. \quad (3.7)$$

L'estimation de la pente de cette droite permet de déterminer un facteur de qualité pour chaque fréquence f_i . Le résultat pour les deux jeux de données considérés est illustré par les deux courbes de la figure 3.10. Le facteur de qualité est pratiquement constant sur toute la bande de fréquence étudiée, et oscille entre $Q_S = 9$ et $Q_S = 11$.

Bien que les données utilisées soient de très bonne qualité (connaissance des vraies amplitudes, milieu homogène, peu de bruit, etc.), nous voyons qu'une estimation précise du facteur de qualité est assez délicate, en particulier pour les matériaux très atténuants. Les différentes méthodes donnent néanmoins des résultats similaires, moyennant une erreur de l'ordre de 25%.

Une estimation de Q_P a pu être réalisée de la même manière sur le polypropylène en isolant l'onde P . On évalue $Q_P = 25$ avec une incertitude de l'ordre de 40%.

Pour chacun des autres matériaux, Q_S a été mesuré de la même manière, mais uniquement dans la gamme de fréquences $30 - 250\text{ kHz}$. Les valeurs mesurées sont présentées en annexe C. Le polypropylène est le matériau le plus atténuant utilisé dans nos modèles réduits. La résine chargée de marbre R4 est la plus rigide, et par conséquent la plus rapide et la moins atténuante avec un facteur $Q_S = 34$.

3.2.2.b Modes de Lamb à vitesse de groupe nulle (ZGV)

Certains modes de Lamb présentent une anomalie de comportement à certaines fréquences (Negishi, 1987). Il existe pour ces modes une zone où la vitesse de groupe s'annule ($V_g = d\omega/dk$) alors que la vitesse de phase ($V_\phi = \omega/k$) reste finie. À cette vitesse de groupe nulle (ZGV : Zero Group Velocity), le mode ne peut se propager dans la plaque et l'énergie reste piégée sous la source. Une forte résonance est alors observée localement au niveau de la source. La

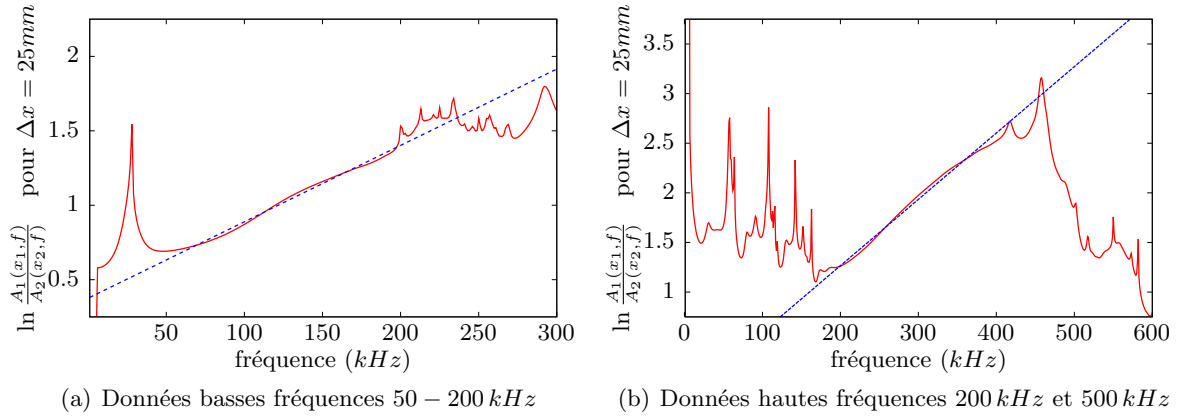


FIG. 3.8 – Exemple de rapport de spectres obtenu à partir des amplitudes des spectres pour $\Delta x = 25$ mm. L'atténuation est linéaire dans les gammes de fréquence 60-200 kHz et 200-400 kHz.

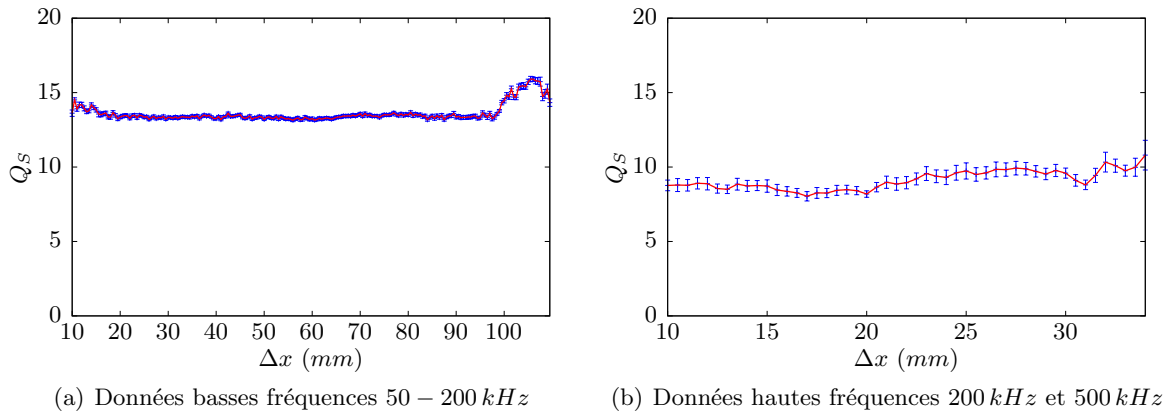


FIG. 3.9 – Résultats de l'estimation du facteur de qualité Q_S par la méthode des rapports de spectres pour différents Δx .

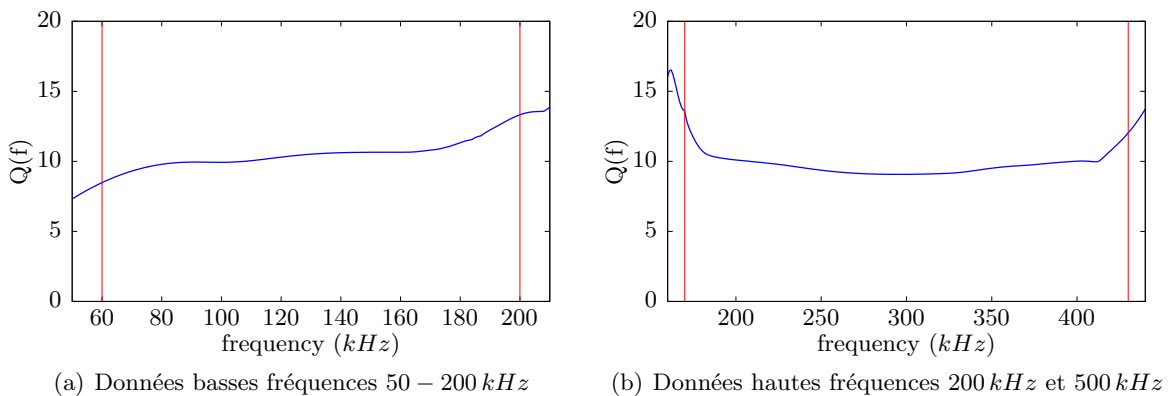


FIG. 3.10 – Facteur de qualité Q_S en fonction de la fréquence obtenu par analyse de la décroissance exponentielle de l'amplitude.

résonnance longitudinale correspond au **mode symétrique de premier ordre S1**. Le même phénomène peut être observé sur le **mode antisymétrique A2** mettant cette fois en jeu des vibrations transverses. La figure 3.11 représente les courbes de dispersion théoriques calculées pour une plaque de PMMA⁴ de 10 mm d'épaisseur ayant pour propriétés $V_P = 2500 \text{ m.s}^{-1}$, $V_S = 1341 \text{ m.s}^{-1}$ ($\nu = 0.298$). On peut voir la singularité du mode S1 (en rouge, résonnance à 116 kHz), ainsi que celle du mode A2 (en bleu, résonnance à 200 kHz).

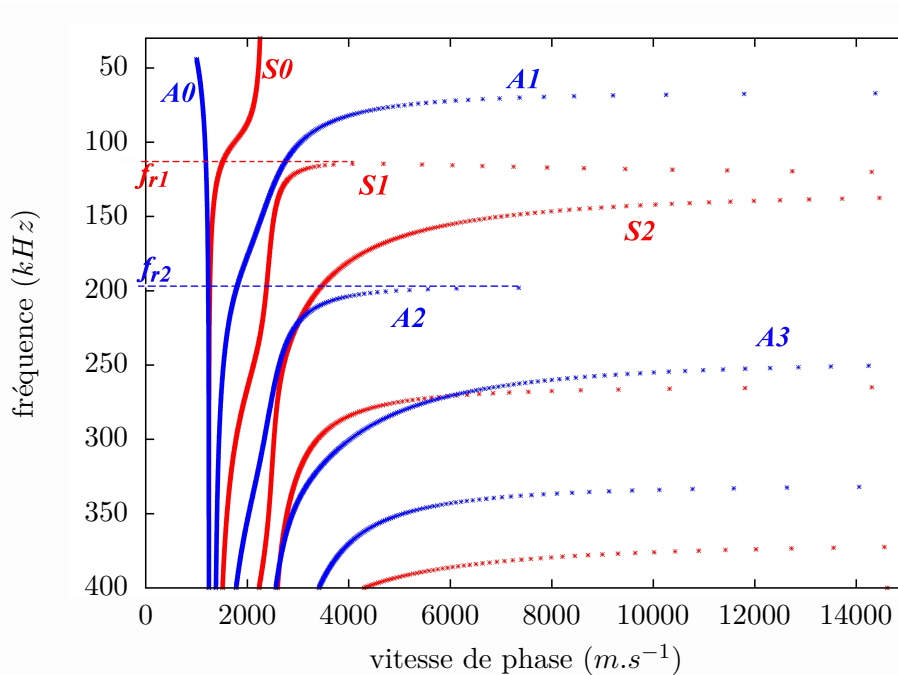


FIG. 3.11 – Courbes de dispersion théoriques (vitesse de phase / fréquence) pour une plaque de PMMA d'épaisseur 10 mm. Modes symétriques en rouge, modes antisymétriques en bleu.

Les modes de Lamb à vitesse de groupe nulle ont été largement étudiés par différents auteurs (Tolstoy and Eudsin, 1957; Meitzler, 1965; Werby and Überall, 2002; Marston, 2003). Prada et al. (2005) et Clorennec et al. (2006) génèrent et mesurent ces modes sur un même point au moyen d'une source laser en régime thermoélastique et d'un interféromètre laser. Ils montrent que le mode S1 est fortement sensible aux variations d'épaisseurs et de propriétés mécaniques. Clorennec et al. (2007) réalise des mesures ponctuelles sans contact similaires et montre qu'il est possible de déterminer les célérités V_P et V_S localement en utilisant les modes S1 et A2. Une simple mesure ponctuelle permet de déterminer les fréquences de résonance de ces deux modes. Les deux fréquences permettent de remonter au coefficient de Poisson, et finalement aux célérités. L'estimation des paramètres élastiques par cette méthode est d'autant plus précise que la mesure est réalisée sur la fréquence plutôt que sur un temps d'arrivée.

Le comportement élastique d'un matériau isotrope peut être décrit intégralement par les deux paramètres V_P et V_S . Cependant, pour décrire la propagation des modes de Lamb, le

⁴PMMA : Polyméthacrylate de méthyle, ou Plexiglas®. Propriétés en annexe C.

seul coefficient de Poisson ν suffit.

Mis à part les modes fondamentaux $A0$ et $S0$, tous les autres modes ont une fréquence de coupure f_c pour laquelle la vitesse de phase tend vers l'infini. Cette fréquence de coupure vaut pour les modes longitudinaux :

$$f_{P_n} = n \frac{V_P}{2e} \quad \text{avec } n \in \mathbb{N} \quad (3.8)$$

et pour les modes transverses :

$$f_{S_m} = m \frac{V_S}{2e} \quad \text{avec } m \in \mathbb{N}. \quad (3.9)$$

La résonance de ces modes dits « d'épaisseur » est liée à l'excitation ponctuelle d'une plaque en oscillation libre. Il peut être montré qu'un impact mécanique (Gibson and Popovics, 2005) ou laser (Clorenec et al., 2006) permet de générer les deux modes qui nous intéressent. Pour chacun de ces deux modes $S1$ et $A2$, il existe une fréquence minimale (f_{r_1} et f_{r_2}) appelé fréquence de « résonance » où la vitesse de groupe est nulle et où la vitesse de phase reste finie.

Mode S1

La fréquence de coupure du mode symétrique $S1$ dépend du coefficient de Poisson. Elle est donnée par la plus petite valeur entre :

$$f_{c_1} = \frac{V_P}{2e} \quad \text{quand } \nu < 1/3 \quad (3.10)$$

et

$$f_{c_1} = \frac{V_S}{e} \quad \text{quand } \nu \geq 1/3. \quad (3.11)$$

Dans les deux cas, la résonance à vitesse de groupe nulle du mode $S1$ se retrouve à une fréquence f_{r_1} inférieure à f_{c_1} . On définit cette fréquence à l'aide du paramètre de résonance β_1 :

$$f_{r_1} = \beta_1 \frac{V_P}{2e} \quad (3.12)$$

Ce paramètre β_1 ne dépend que du coefficient de Poisson et peut être déduit des courbes de dispersion (voir figure 3.12). Pour des coefficients de Poisson supérieurs à 0.451 il n'y a plus de fréquence minimale (Negishi, 1987), la fréquence de résonance et la fréquence de coupure à V_S/e sont confondues.

Mode A2

La fréquence de coupure du mode antisymétrique d'ordre 2 $A2$ est toujours :

$$f_{c_2} = \frac{3V_S}{2e}. \quad (3.13)$$

De même que pour le mode $S1$, on peut dire que lorsque le coefficient de Poisson est supérieur à 0.31, la zone à vitesse de groupe nulle n'existe plus. Pour des coefficients de Poisson plus faibles, la fréquence de résonance est légèrement inférieure à la fréquence de coupure. On la définit également à l'aide d'un facteur β_2 ne dépendant que de ν :

$$f_{r_2} = \beta_2 \frac{3V_S}{2e} \quad (3.14)$$

Le rapport f_{r_2}/f_{r_1} est indépendant de l'épaisseur e , il peut être exprimé uniquement en fonction du coefficient de Poisson :

$$\frac{f_{r_2}}{f_{r_1}} = 3 \frac{\beta_2 V_S}{\beta_1 V_P} = 3 \frac{\beta_2(\nu)}{\beta_1(\nu)} \sqrt{\frac{1-2\nu}{2(1-\nu)}}. \quad (3.15)$$

La fonction $f_{r_2}/f_{r_1} = f(\nu)$ est continue et monotone pour tous les coefficients de Poisson situés entre 0 et 0.451. En mesurant les fréquences de résonance f_{r_1} et f_{r_2} , il est alors possible de déterminer sur cette courbe le coefficient de Poisson correspondant, et donc de déterminer les coefficients β_1 et β_2 correspondant. Si l'on connaît l'épaisseur de la plaque étudiée, alors les équations (3.12) et (3.14) permettent de déduire les célérités V_P et V_S .

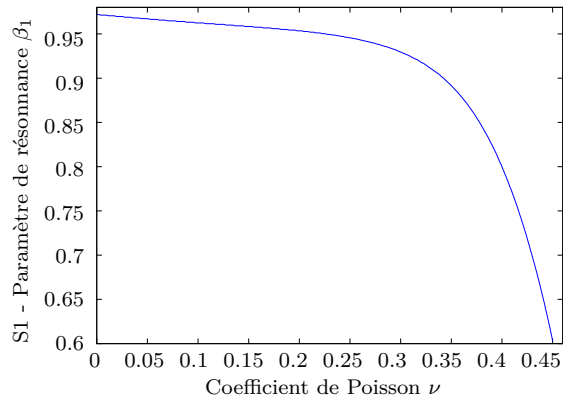
Application numérique

Validons premièrement la méthode à partir d'un exemple synthétique. Pour cela, nous avons calculé les courbes de dispersion pour une plaque de vitesse $V_P = 2500.0 \text{ m.s}^{-1}$, $\nu = 0.2980$, $V_S = 1341.0 \text{ m.s}^{-1}$ et d'épaisseur $e = 10.0 \text{ mm}$ (figure 3.11), à partir des équations caractéristiques des ondes de Lamb (Viktorov, 1965). On relève sur les courbes de dispersion obtenues la fréquence minimum du mode $S1$ $f_{r_1} = 116.25 \text{ kHz}$ et du mode $A2$ $f_{r_2} = 201.00 \text{ kHz}$. La précision du relevé de ces fréquences est la précision du pas fréquentiel de 0.050 kHz . Le rapport f_{r_2}/f_{r_1} déterminé est alors reporté sur la courbe f_{r_2}/f_{r_1} théorique (figure 3.13), ce qui permet de déterminer un coefficient de Poisson $\hat{\nu} = 0.2980$. La connaissance de ce coefficient et de l'épaisseur permet de déterminer les célérités $\hat{V}_P = 2499.2 \pm 3.0 \text{ m.s}^{-1}$ et $\hat{V}_S = 1341.0 \pm 1.5 \text{ m.s}^{-1}$. Les seules incertitudes sont la précision avec laquelle sont relevées les fréquences f_{r_1} et f_{r_2} , et la précision avec laquelle ont été calculées les courbes des facteurs β_1 et β_2 (ici pour un pas de ν de 0.001).

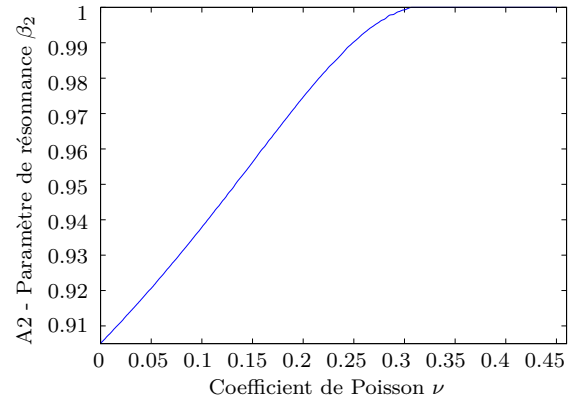
Validation expérimentale

Nous n'utiliserons pas, pour la caractérisation de nos matériaux, de source ni d'interféromètre laser pour la génération et la réception des ultrasons, mais un dispositif beaucoup plus simple composé de deux sources piézoélectriques au contact, ponctuelles, et fonctionnant autour de 120 kHz . La mesure est alors réalisée en transmission comme représentée sur la figure 3.14.

La plaque réelle étudiée maintenant est une plaque de PMMA d'épaisseur $e = 10.04 \text{ mm}$ dont les propriétés estimées au préalable par pointés des temps d'arrivées sont les suivantes : $V_P = 2575 \pm 50 \text{ m.s}^{-1}$, $V_S = 1335 \pm 20 \text{ m.s}^{-1}$, soit $\nu = 0.32 \pm 0.01$ et $V_R = 1246 \pm 20 \text{ m.s}^{-1}$.



(a) Mode de Lamb symétrique de premier ordre $S1$ - variation du paramètre β_1 en fonction du coefficient de Poisson



(b) Mode de Lamb antisymétrique de second ordre $A2$ - variation du paramètre β_2 en fonction du coefficient de Poisson

FIG. 3.12 – Paramètres β_1 et β_2 en fonction de ν

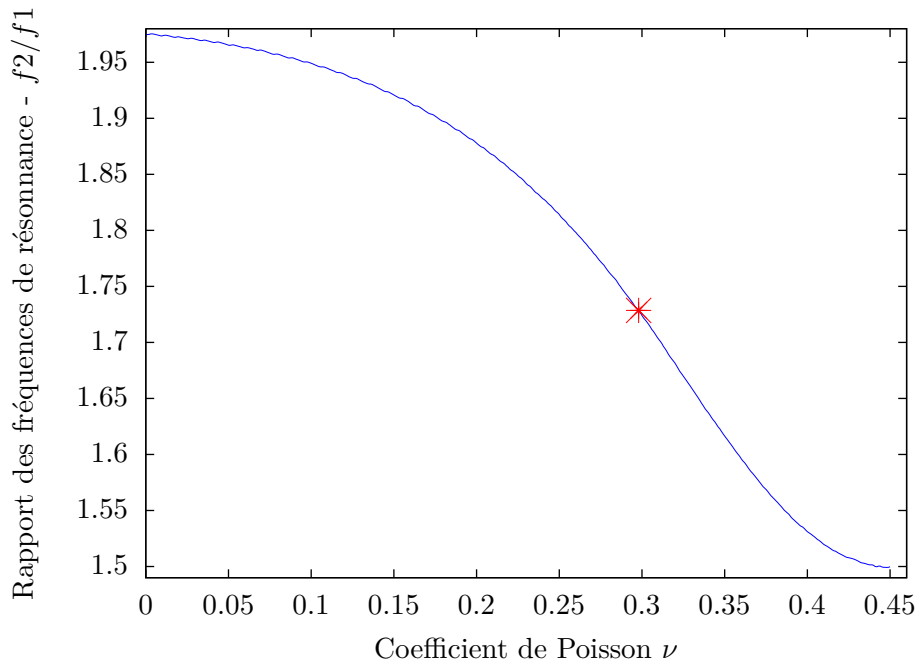


FIG. 3.13 – Variation du rapport des fréquences de résonance f_2/f_1 et position sur cette courbe de paramètres

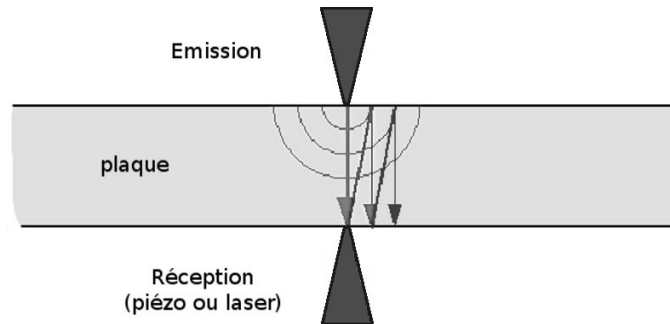


FIG. 3.14 – Dispositif pour la mesure des fréquences de résonances des modes $S1$ et $A2$ à vitesse de groupe nulle.

Un facteur de qualité a été estimé par rapports spectraux à $Q_P \approx 45$.

Les modes générés dans la plaque dépendent du rapport entre le coefficient de Poisson et l'épaisseur de la plaque, des conditions aux limites aux parois de cette plaque, ainsi que de la condition d'excitation. Dans notre cas, les sources utilisées sont peu intrusives du fait du contact ponctuel avec l'échantillon, ce qui permet de considérer la plaque comme vibrant en oscillations libres. Afin de pouvoir générer indépendamment les modes souhaités, nous pouvons générer majoritairement des ondes de compression, ou des ondes de cisaillement en utilisant deux types de sources différents : l'une vibrant longitudinalement, l'autre en cisaillement. On génère une impulsion de Ricker centrée sur 120 kHz . Les sources piézoélectriques utilisées sont large bande, et répondent dans la bande $20\text{ kHz} - 250\text{ kHz}$ mais ont toutefois une résonance vers 120 kHz .

En excitant longitudinalement, les premiers modes privilégiés seront a priori des modes longitudinaux $S1$ ($f_c = 128.3\text{ kHz}$ et $f_r = 120.5\text{ kHz}$) et $A3$ (250 kHz). En excitant avec une polarisation transverse, on favorisera plutôt les modes transverses $A1$ (67 kHz), $S2$ (133 kHz), $A2$ (200 kHz) et $S3$ (267 kHz). Cependant, les modes de Lamb sont le résultat de réflexions multiples et donc de conversion de modes, nous devons donc nous attendre à observer également des modes transverses en excitant longitudinalement, et à observer des modes longitudinaux en excitant en cisaillement, d'autant plus que les sources ne génèrent pas exclusivement un type d'onde.

Dans un premier temps, afin de vérifier que l'on est bien capable d'exciter ces modes avec les sources piézoélectriques ponctuelles, deux acquisitions multirécepteurs sont d'abord réalisées en transmission en excitant la plaque respectivement par une impulsion longitudinale, puis transverse, et en utilisant l'interféromètre laser en réception⁵. Le pas d'échantillonnage spatial est 1 mm , 200 points de mesures sont réalisés pour l'excitation longitudinale, et 120 points pour l'excitation transverse. Les données obtenues représentées figure 3.15 nous permettent de déterminer les courbes de dispersion de la figure 3.16.

⁵L'interféromètre laser ne mesure, lui, que la composante longitudinale dans la direction normale à la surface.

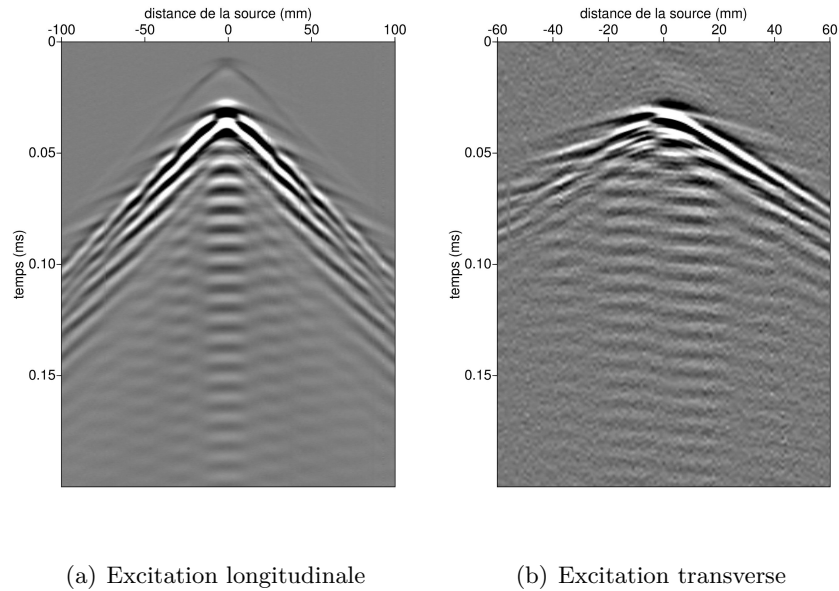


FIG. 3.15 – Sismogrammes obtenus en transmission sur une plaque de PMMA d'épaisseur $e = 10.04 \text{ mm}$ - Les mesures multirécepteurs ont été réalisées avec l'interféromètre laser mesurant la composante normale à la surface seulement.

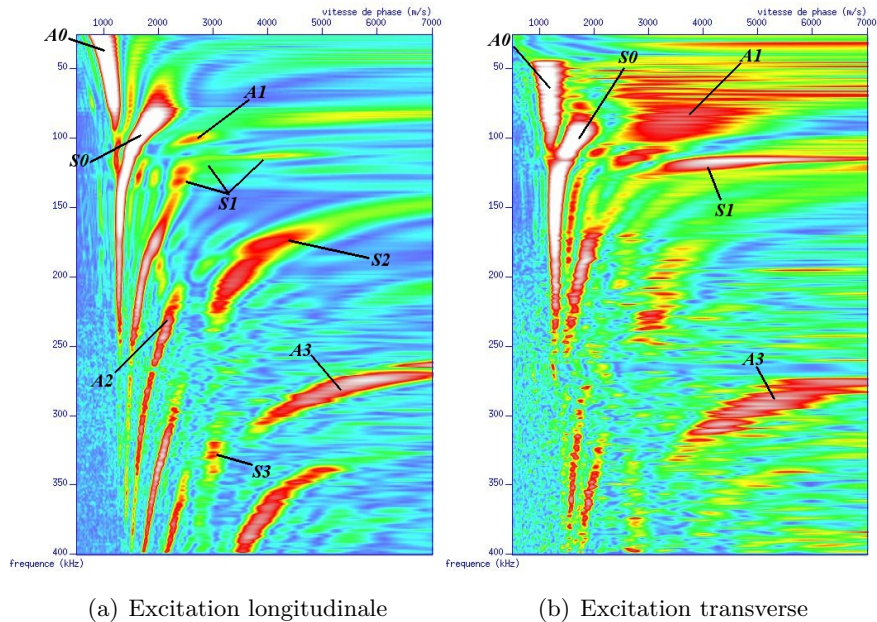


FIG. 3.16 – Diagrammes de dispersion calculés d'après les mesures dans la plaque de PMMA d'épaisseur $e = 10.04 \text{ mm}$. On retrouve les différents modes calculés et représentés sur la figure 3.11.

On identifie clairement sur le diagramme de dispersion obtenu par excitation longitudinale les modes fondamentaux $A0$, $S0$ et le mode $A1$. En comparant avec les courbes de dispersion théoriques figure 3.11, on identifie également les modes $S1$, $A2$, $S2$, $A3$, $S3$ et $A4$. Les sismogrammes figure 3.15 montrent également différents modes de propagation (plusieurs vitesses différentes). En excitation longitudinale, proche de l'axe de la source, on observe une importante résonance correspondant au mode $S1$. Nous ne pouvons pas obtenir la réponse en cisaillement à l'excitation en cisaillement, mais la réponse à la source cisailante sur la composante normale mesurée par le laser (figure 3.16 b) permet de confirmer que les modes sont excités différemment. On y observe les modes $A0$, $A1$, $S1$ et $A3$.

L'obtention du coefficient de Poisson ne nécessite qu'une mesure ponctuelle en transmission. L'utilisation de l'interféromètre laser en réception ne permet pas de mesurer la composante horizontale du déplacement, on utilise donc en réception les mêmes transducteurs qu'en génération. Deux mesures sont réalisées. L'une en excitant la plaque par des ondes longitudinales, l'autre en excitant la plaque par des ondes transverses. Les figures 3.17 représentent les signaux temporels mesurés sur la plaque de PMMA, et les figures 3.18 les amplitudes de transformées de Fourier associées.

En longitudinal, une forte résonance correspondant au mode à vitesse de groupe nulle $S1$ est observée à 118.60 kHz . Cette résonance est également présente avec l'excitation transverse, mais semble légèrement décalée vers les basses fréquences. La résonance correspondant au second mode à vitesse de groupe nulle $A2$ est clairement visible à 197.90 kHz en cisaillement tandis qu'elle n'est pas du tout visible avec l'excitation longitudinale.

Le rapport de ces deux fréquences correspond sur la courbe de la figure 3.13 à un coefficient de Poisson $\nu = 0.326$. Connaissant l'épaisseur de la plaque et le coefficient de Poisson, alors les équations (3.12) et (3.14) donnent directement les célérités :

$$\begin{aligned} V_P &= 2605.7\text{ m.s}^{-1} \\ V_S &= 1324.6\text{ m.s}^{-1} \\ V_R &= 1238.4\text{ m.s}^{-1}. \end{aligned} \tag{3.16}$$

L'incertitude est liée à la précision sur l'épaisseur de la plaque (ici $\pm 0.02\text{ mm}$), et à la précision de l'estimation des deux fréquences de résonance. Cette dernière dépend de la résolution fréquentielle choisie, mais aussi du matériau. En effet, la largeur fréquentielle des résonances est directement liée à l'atténuation. Les matériaux peu atténuants permettent une excellente précision (Clorennec et al., 2006), mais le pic de résonance devient plus large pour des matériaux atténuants. La présence de bruit où de résonances liées à d'autres modes réduit la précision du pointé des fréquences de résonance f_{r1} et f_{r2} . De plus, nous observons souvent plusieurs résonances, et l'association de la résonance aux modes $S1$ et $A2$ est parfois délicate. Une connaissance a priori de l'ordre de grandeur des vitesses recherchées peut néanmoins aider à sélectionner les pics correspondant aux deux modes à vitesse de groupe nulle.

La mesure, renouvelée plusieurs fois sur une même plaque en d'autres points, puis sur une autre plaque d'un même matériau, donne des résultats similaires à 50 m.s^{-1} près pour V_S et

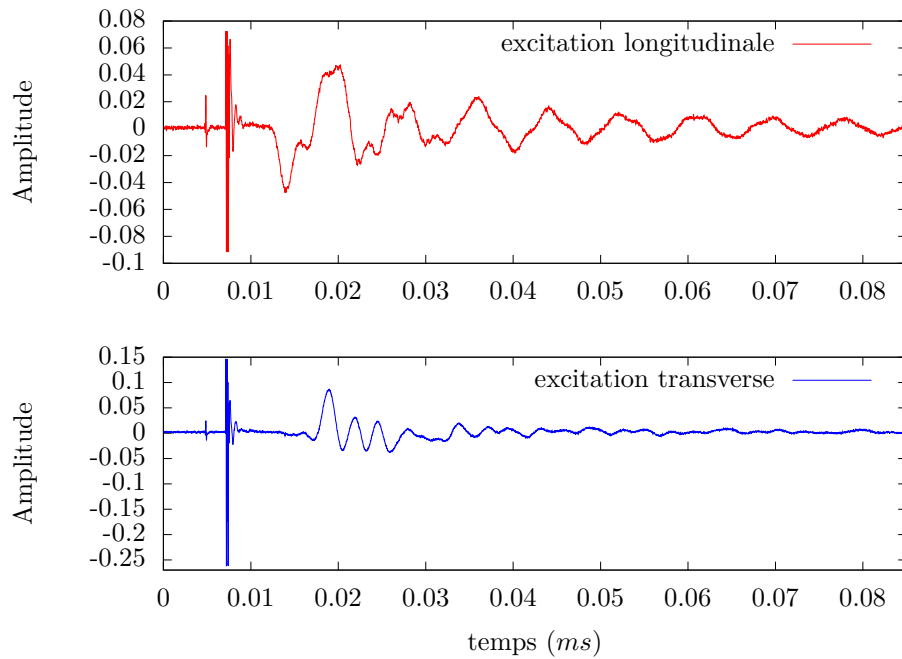


FIG. 3.17 – Signaux temporels mesurés en transmission sur une plaque de PMMA de $e = 10.04 \text{ mm}$

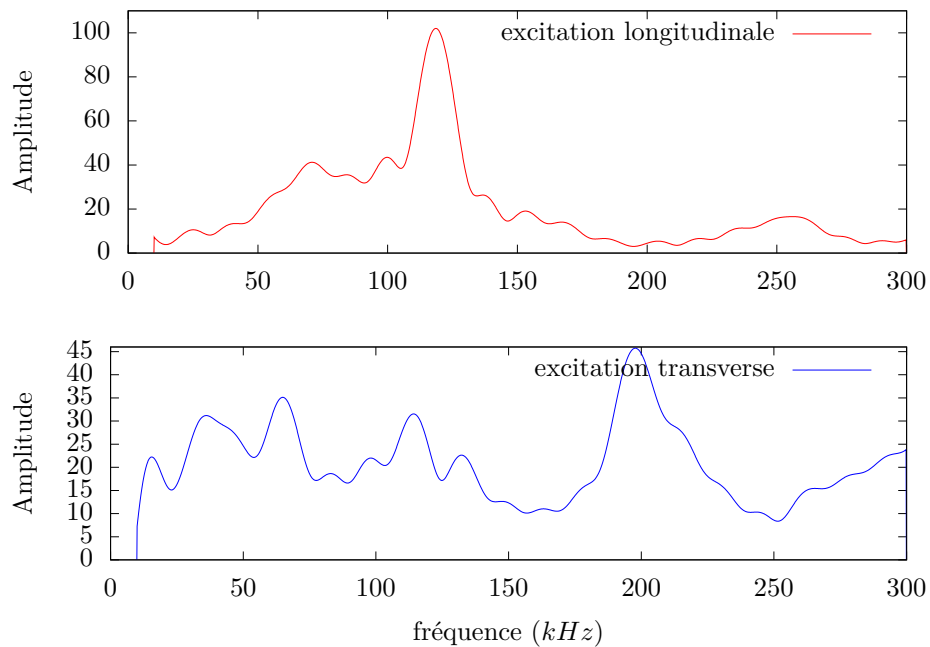


FIG. 3.18 – Amplitude de la transformée de Fourier des signaux mesurés en transmission sur une plaque de PMMA de $e = 10.04 \text{ mm}$

V_R , et à 100 m.s^{-1} près pour V_P .

Certains auteurs comme Clorennec et al. (2006) et Prada et al. (2008) estiment également un coefficient d'atténuation en fonction de la bande passante des résonnances observées, ou de la décroissance d'amplitude du signal temporel. Cependant, la relation existant entre l'atténuation des modes à vitesse de groupe nulle et les coefficients d'atténuations α_P et α_S est encore discutée.

Cette méthode de caractérisation a été appliquée sur des échantillons de chaque matériau constituant nos modèles. Les vitesses ainsi évaluées correspondent toujours à celles estimées par pointés des temps d'arrivées ou par analyse de la dispersion de l'onde de surface.

3.2.2.c Bilan

Les méthodes mises en place donnent des résultats cohérents pour les vitesses de propagation et pour les atténuations. L'estimation du coefficient d'atténuation Q_P reste cependant difficile pour la plupart des matériaux. Une estimation grossière (à 50% près) a pu être faite pour le polypropylène. Il existe entre Q_P et Q_S pour le polypropylène et de manière générale dans ce type de polymères (Bruneau and Potel, 2006), un rapport de l'ordre de $5/2$. Pour les autres matériaux, le facteur Q_P que nous utilisons a été déduit du facteur Q_S en considérant qu'il existe entre eux ce rapport $5/2$. Il convient de rester conscient que cette approximation est forte et que l'erreur sur Q_P restera importante. La mesure de la dispersion de l'onde de surface donne une information sur la dépendance fréquentielle de V_R , il serait toutefois intéressant de connaître avec plus de précision la dépendance fréquentielle des autres paramètres. La caractérisation des matériaux à partir de données sismiques nécessite de gros volumes homogènes, coûteux, parfois difficiles à réaliser, ainsi que des mesures relativement longues. La méthode que nous venons de présenter, utilisant les modes à vitesse de groupe nulle est rapide, peu coûteuse, et précise. Toutefois, elle ne permet pas encore de quantifier l'atténuation, et ne donne une information qu'à une fréquence donnée.

La mesure du champ ultrasonore transmis par une plaque en immersion, couramment utilisé pour la caractérisation de matériaux en CND (Bruneau and Potel, 2006), permettrait de résoudre ces problèmes. La mesure est alors réalisée en cuve ou même directement dans l'air (Hosten, 1995; Castaings and Hosten, 2000) sur des échantillons sous forme de plaques. Une mesure sans échantillon sert de référence, puis la mesure du champ d'ondes planes transmis par la plaque pour différents angles d'incidence donne toutes les informations nécessaires pour remonter par méthodes paramétriques aux vitesses et atténuations du milieu. L'utilisation de signaux à bande étroite (« burst ») permet d'évaluer les paramètres du milieu en fonction de la fréquence. Cette technique fonctionne également très bien pour déterminer l'anisotropie d'un matériau, et même pour estimer simultanément les propriétés des différents éléments d'un multicouche.

Toutefois, les vitesses présentées en annexe C, qui sont celles qui seront considérées dans les chapitres suivants, sont issues de mesures de temps de vol sur les sismogrammes.

3.3 Réception ultrasonore par interférométrie laser

3.3.1 Réception de signaux sismiques

L'acquisition de données sismiques « on-shore » souffre d'une perte d'information liée au manque de maîtrise du comportement, et en particulier du couplage des géophones avec le sol. La réponse des géophones est fortement dépendante des propriétés du sol localement. Les milieux naturels étant fortement hétérogènes et non connus a priori, la réponse mécanique des géophones ne peut pas être déterminée précisément. L'inclinaison et la profondeur de pénétration des géophones, la nature du milieu, la présence de fortes hétérogénéités, d'eau, d'une zone fortement déconsolidée, etc., sont autant de paramètres tout à fait aléatoires venant ajouter à la complexité des données enregistrées. La réponse fréquentielle du géophone est généralement négligée. Les géophones sont également sensibles aux bruits aériens, ou même à la pollution vibratoire générée par l'activité naturelle (vent, pluie) et humaine (milieu urbain, présence d'une route, etc).

Il est évident que l'utilisation des amplitudes des données dans ces conditions peut parfois biaiser les résultats. Le laboratoire ultrasonore que nous proposons doit permettre de s'affranchir de ces problèmes afin d'étudier les performances des méthodes d'imagerie indépendamment de ces problèmes liés au terrain. Les modèles réduits sont conçus de manière à ce que le milieu soit homogène à proximité des points de réception. D'autre part, nous avons choisi d'utiliser l'interférométrie laser pour la réception des données.

L'interférométrie laser présente la double particularité et le double avantage de pouvoir réaliser des mesures des déformations temporelles de la surface d'un matériau de manière très ponctuelle et sans aucun contact. D'autre part, l'information obtenue est une information absolue sur le déplacement ou la vitesse de déplacement de la surface, et non une information relative. Cela signifie que les amplitudes mesurées sont directement proportionnelles au mouvement de la surface quel que soit le point de mesure, et la réponse en fréquence du point de réception est stable, parfaitement plate, et indépendante du point de réception. Les amplitudes et phases des ondes mesurées sont donc parfaitement conservées.

3.3.2 L'interférométrie laser

Le déplacement particulière $u_u(t)$ de la surface d'un matériau dû au passage d'une onde ultrasonore harmonique de fréquence f_u , d'amplitude U_u et de déphasage ϕ_u est de la forme :

$$u_u(t) = U_u(t)\cos(2\pi f_u t + \phi_u), \quad (3.17)$$

Les sondes interférométriques fonctionnent par comparaison de deux faisceaux lasers continus. Le premier est fourni par un oscillateur local, et le second est réfléchi en direction de la sonde après avoir été focalisé à l'aide d'une lentille cylindrique à la surface de l'échantillon étudié.

Le signal émis par l'interféromètre est un signal lumineux monofréquentiel de la forme :

$$u_e(t) = U_e\cos(2\pi f_e t + \phi_e), \quad (3.18)$$

où U_e , f_e et ϕ_e sont respectivement l'amplitude, la fréquence et la phase de l'onde lumineuse émise par l'interféromètre. On notera également c_e la célérité de cette onde.

Le passage de l'onde ultrasonore à la surface du matériau induit sur le faisceau réfléchi de la sonde à la fois un décalage δf de la fréquence f_e du laser par effet Doppler, et une modulation de sa phase ϕ_e . Il existe deux types d'interféromètres profitant chacun d'une de ces modulations : le vélocimètre de Fabri-Perot confocal, et l'interféromètre de Michelson hétérodyne.

Le **vélocimètre de Fabri-Perot confocal** induit un décalage Doppler de la fréquence :

$$\delta f(t) = -\frac{2f_e}{c_e} \frac{du(t)}{dt}, \quad (3.19)$$

La mesure du décalage Doppler δf entre le faisceau réfléchi et le faisceau de référence donne la vitesse de déplacement des particules :

$$v(t) = -\frac{c_e}{2f_e} \delta f(t). \quad (3.20)$$

Ce type d'interféromètre donne une mesure de la **vitesse du déplacement de la surface**.

Le fonctionnement de l'**interféromètre de Michelson hétérodyne** repose sur les variations de phase entre les deux faisceaux lasers. Lorsqu'une onde ultrasonore se déplace à la surface de l'échantillon, elle vient imposer une vitesse au signal lumineux réfléchi et modifie la phase entre les deux faisceaux lasers de détection. Le faisceau laser réfléchi $u_r(t)$ est alors modulé en phase par le signal ultrasonore :

$$u_r(t) = U_e \cos \left(2\pi f_e t + \phi_e + \frac{4\pi f_e}{c_e} u_u(t) \right). \quad (3.21)$$

La démodulation des signaux permet donc de remonter au **déplacement particulaire $u_u(t)$ à la surface de l'échantillon**.

L'interféromètre utilisé dans le laboratoire MUSC est le TEMPO-FS200 de l'entreprise Bossa Nova Technologie (figure 3.19). C'est un interféromètre de type hétérodyne. Cette sonde interférométrique a la particularité d'être plus adaptée aux matériaux ne possédant pas un excellent état de surface. Son fonctionnement repose sur l'analyse des interférences dans un cristal photoréfractif de l'onde de référence avec les diffractions du champ lumineux réfléchi par l'échantillon. Le signal électrique délivré est proportionnel au déplacement particulaire à la surface de l'échantillon, et un second signal continu proportionnel à la réflectivité lumineuse de l'échantillon donne la sensibilité, permettant de s'adapter au rapport signal sur bruit. Le laser continu est un Nd :YAG doublé (longueur d'onde 532 nm) d'une puissance de l'ordre de 200 mW . La tache focale du faisceau au contact avec le matériau est de quelques centaines de micromètres. La détectivité est de $2.10^{-6} \text{ \AA} (W/Hz^{1/2})^6$ dans la bande de fréquence $30 \text{ kHz} - 20 \text{ MHz}$.

⁶1 Å = 10^{-10} m



FIG. 3.19 – L'interféromètre laser Bossa Nova TEMPO-FS2000 mesure l'amplitude du déplacement normal à la surface de l'échantillon.

3.3.3 Le système d'acquisition

L'acquisition des données est réalisée au moyen d'une carte d'acquisition (COMUSCOPE-1610). Les données sont échantillonnées à 10 MHz et codées sur 16 bits . 256 ou 512 moyennes sont généralement réalisées à chaque nouvelle acquisition, permettant d'obtenir un rapport signal sur bruit satisfaisant. La facilité de moyennage offerte par un tel système permet de réaliser par exemple des mesures à nombre de moyennes constant, où à niveau de bruit constant, ou encore à rapport signal sur bruit constant. Après moyennage, le système d'acquisition est capable d'enregistrer et faire émerger du bruit le passage d'une onde de très faible amplitude (jusqu'à 0.1 \AA). Pour des signaux d'amplitudes élevées (quelques centaines d' \AA), on peut atteindre après 512 moyennes un rapport signal sur bruit de l'ordre de 100 dB .

3.3.4 Caractéristiques du bruit de fond

Nous proposons dans la partie qui suit de donner quelques caractéristiques de notre bruit de mesure. Pour cela, 30 réalisations du bruit de fond sont obtenues par l'acquisition des signaux en l'absence d'excitation sur 0.1 ms en 30 points de mesure différents, après un moyennage sur 512 acquisitions en chaque point.

Les 30 signaux temporels et les modules et phases des 30 transformées de Fourier associées sont superposées sur la figure 3.20. On peut immédiatement voir sur les signaux temporels le caractère aléatoire non stationnaire du bruit mesuré. Le module du spectre est aléatoire et est plat sur toute la gamme de fréquences qui nous intéresse ($30 - 250\text{ kHz}$), ce qui est ty-

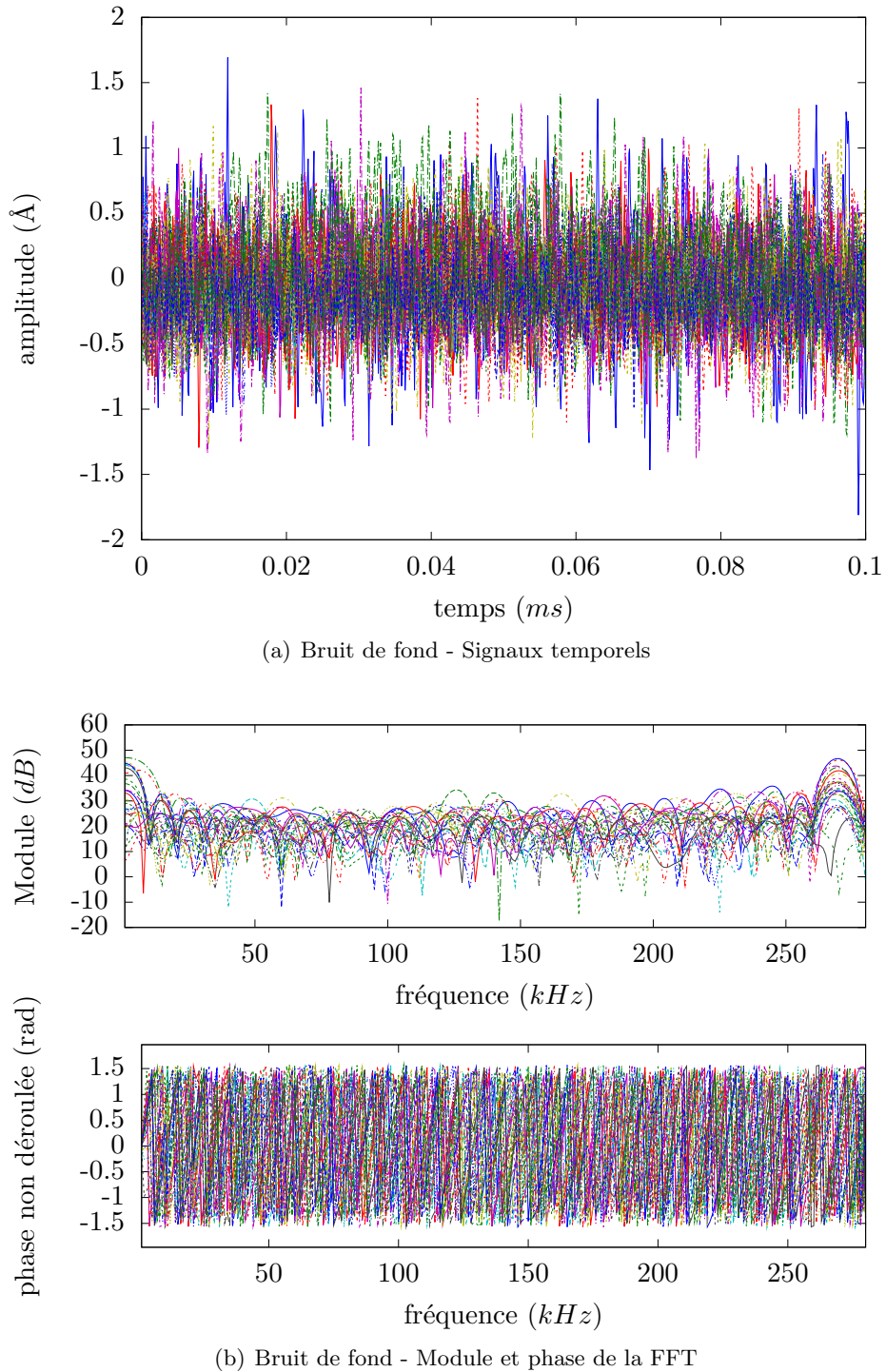


FIG. 3.20 – Superposition de 30 réalisations du bruit de fond mesuré sur 0.1 ms par l'interféromètre laser - signaux temporels, module et phase de la FFT.

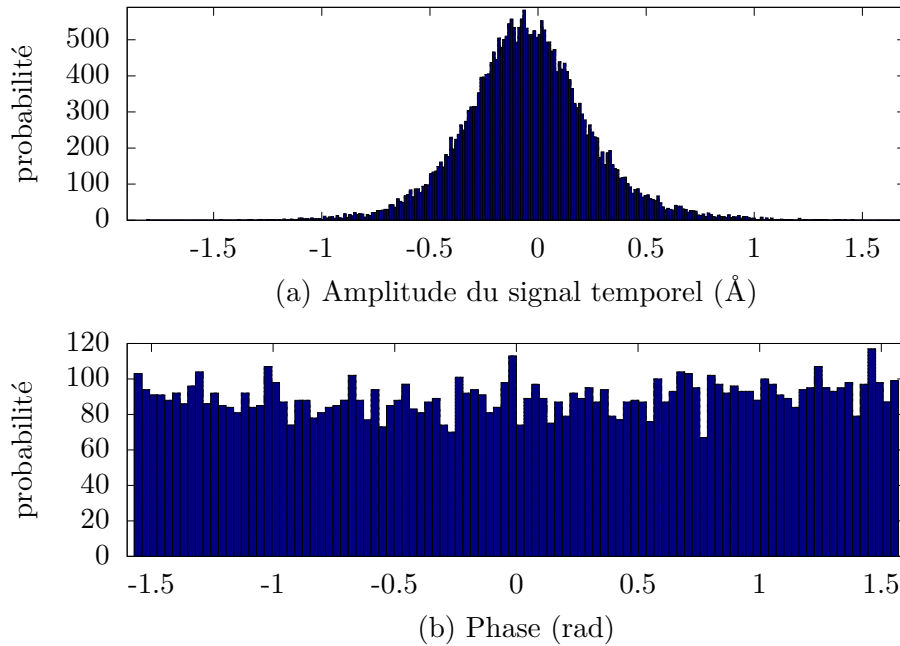


FIG. 3.21 – Répartition statistique de l'amplitude des signaux temporels et de la phase pour 30 réalisations du bruit de fond mesuré sur 0.1 ms par l'interféromètre laser

pique d'un bruit blanc. Une petite émergence est toutefois présente aux très basses fréquences (composante continue ou très basse fréquence), et d'un bruit émergent vers 270 kHz . Ce bruit haute fréquence est typique de ce type d'interféromètre et sera toujours présent dans nos acquisitions. C'est un bruit parasite stationnaire à bande très étroite. La composante continue et ce bruit à 270 kHz seront systématiquement supprimés des données.

La figure 3.21 (a) montre la répartition statistique des amplitudes des 30 réalisations étudiées. C'est une répartition parfaitement gaussienne, légèrement décentrée en raison de la composante continue. De même, la figure 3.20 c illustre le caractère aléatoire de la phase du bruit dans toute la gamme de fréquence. La répartition statistique de la phase est de type uniforme, ce qui est caractéristique d'un bruit blanc (figure 3.21 b).

Hormis la composante continue et le bruit parasite vers 270 kHz qui peuvent facilement être supprimés, notre bruit de mesure lorsqu'aucune onde ultrasonore ne se propage dans le milieu, peut être considéré comme un **bruit blanc gaussien centré**.

3.4 Sources ultrasonores

La fidélité de la modélisation physique à échelle réduite au regard des dispositifs à échelle réelle est également conditionnée par la fidélité des rapports d'échelles et la maîtrise des caractéristiques des sources et des récepteurs. Une source ultrasonore modélisant parfaitement une source sismique doit donc respecter à la fois trois types de rapports d'échelles concernant

trois domaines différents : spatial, temporel et énergétique. Les fréquences d'utilisation et les gammes de vitesses ayant été fixées au préalable par les limites du banc de mesure, il est judicieux de raisonner par rapport aux longueurs d'onde (quelques millimètres). Pour l'aspect dimensionnel, un rapport de proportionnalité fixe doit exister entre les dimensions de la source et les longueurs d'onde mises en jeu. Dans le domaine temporel (respectivement dans le domaine de Fourier), les formes d'ondes doivent respecter une transformation linéaire avec le changement de gamme de fréquences. En terme d'énergie, la source doit conserver la même capacité à transmettre de l'énergie à un nombre de longueurs d'onde de la source donné. Afin de conserver ses propriétés de rayonnement, la surface rayonnante de la source doit être de dimension inférieure à la longueur d'onde, c'est-à-dire, au maximum, de l'ordre du millimètre.

Les formes d'ondes générées par les sources sismiques (type explosion ou chute de poids) sont de type impulsionnel. Elles sont souvent assimilées en première approximation à des impulsions de type « monocycle » ou « Ricker » (dérivée première et seconde d'une Gaussienne) dont les modules des spectres sont également des gaussiennes. En pratique, des effets de couplage avec le milieu, de filtrage par le milieu, et d'éventuels rebonds viennent déformer l'ondelette source. Les sources impulsionnelles sont les plus courantes, mais le type de forme d'onde utilisé peut cependant varier en utilisant des systèmes vibrants (sinus glissant, salves sinusoïdales). En effet, tout comme il est couramment fait en CND, il est parfois intéressant, selon les cas d'étude, de pouvoir moduler la forme d'onde générée, pour ainsi mieux gérer la répartition fréquentielle de l'énergie. Cela peut être fait sur le terrain au moyen de camions vibrants ou de pots vibrants.

Pour conserver des longueurs d'onde dans des dimensions de laboratoire, la source sismique miniature doit être en mesure de générer de l'énergie sur la gamme de fréquences $20\text{ kHz} - 1\text{ MHz}$. La source modélisée doit également être capable de propager des ondes de compression et de cisaillement mesurables jusqu'à des distances suffisantes sans toutefois provoquer d'effets non-linéaires. La distance de propagation nécessaire dépend de l'application et du type de méthode employée. Cette distance peut être par exemple pour des configurations de sismique réflexion, de l'ordre de 15-20 fois la longueur d'onde λ_P , ou pour l'analyse de la dispersion des ondes de surface de l'ordre de 10 fois la longueur d'onde λ_R . Cette distance de propagation dépend directement du rapport signal sur bruit (RSB) et peut donc être améliorée lors de l'acquisition notamment par l'amélioration de la sensibilité des récepteurs, des performances de la carte d'acquisition, l'augmentation du nombre de moyenne, ou bien sûr par l'augmentation de la quantité d'énergie introduite dans le milieu par la source.

Au vu de la particularité des caractéristiques recherchées pour notre source ultrasonore au regard des applications ultrasonores courantes, il est préférable de commencer par faire un bilan des différentes technologies pouvant être employées pour générer des ultrasons. Un descriptif de chaque famille de source est réalisé dans les paragraphes suivants. Pour chacune d'entre elles, le principe sera décrit, et afin de bien comprendre leur fonctionnement, nous illustrerons leurs caractéristiques dans leur cadre d'utilisation habituel et dans le cadre spécifique de la modélisation de sources sismiques. Enfin, cela permettra de discriminer progressivement les différentes technologies en fonction des avantages et inconvénients qu'elles présentent pour notre application, et de conduire au choix des sources que nous avons utilisées au cours de cette thèse.

3.4.1 Différentes technologies pour la génération d'ondes ultrasonores

3.4.1.a Problématique

Pour l'auscultation sismique à l'échelle crustale ou de la subsurface, les dimensions des récepteurs et des sources sont toujours très faibles comparées aux longueurs d'onde, et le rayonnement des sources est par conséquent omnidirectionnel (ou plus exactement « directionnel à très large ouverture » puisque le milieu est généralement semi-infini limité d'un côté par la surface libre). Quelle que soit l'approximation faite, les sources sismiques tendent à se rapprocher d'une impulsion de Dirac à la fois spatialement et temporellement. Les signaux transmis sont également large bande. Cet aspect omnidirectionnel de la propagation des ondes sismiques est important, il rend notamment possible l'imagerie multiéchelle en donnant accès pour chaque point source, à des informations correspondant à plusieurs angles d'observation différents.

À l'échelle des ultrasons, il devient plus difficile de conserver de tels rapports entre les dimensions de la source et les longueurs d'onde. Pour les applications courantes en imagerie médicale ou en évaluation et contrôle non destructif pour lesquelles la plupart des sources ultrasonores sont développées, on cherche plutôt à utiliser des sources larges devant les longueurs d'onde, et donc fortement directives, afin d'optimiser la quantité d'énergie transmise dans l'axe du transducteur et de générer des ondes planes. Ces sources sont dans la plupart des cas fabriquées à partir d'éléments vibrants en matériaux piézoélectriques. Les caractéristiques usuelles des sources ultrasonores sont d'ailleurs définies par les caractéristiques des matériaux piézoélectriques utilisés, et leurs performances sont limitées par les possibilités qu'offre ce type de matériau. Par exemple, générer une impulsion très courte impose des contraintes au niveau des matériaux utilisés et des dimensions des transducteurs. Enfin, dans le cadre de la modélisation à échelle réduite pour l'étude de méthodes sismiques en conditions contrôlées, nous cherchons à maîtriser le couplage des transducteurs, ce qui n'est généralement pas possible sur le terrain. Le choix de l'interférométrie laser pour la réception des signaux nous impose de ne pas utiliser pour la source une technique en immersion dans l'eau, classique en E/CND lorsque l'on souhaite maîtriser le couplage. Les autres moyens de générer des ondes ultrasonores restent néanmoins nombreux et variés.

Parmi les solutions technologiques existant pour la génération d'ultrasons, un grand nombre ont pu être testées expérimentalement au cours de cette thèse, d'autres seulement étudiées et écartées d'après les informations que nous avons trouvées dans la littérature. Pour chacune des technologies recensées, nous présentons le principe, les avantages et les inconvénients. La liste des différents types de sources envisageables présentées dans ce document essaie d'être la plus exhaustive possible. Nous décrivons tout d'abord les techniques « sans contact », puis parlons ensuite des sources piezoélectriques de contact.

3.4.1.b Sources sans contact

Comme il vient d'être expliqué, un des intérêts de la modélisation à échelle réduite est le contrôle de paramètres comme le couplage des sources et des récepteurs. Cela nous a menés tout naturellement à nous intéresser à des sources permettant la génération d'ultrasons sans contact, ou via un couplant connu (eau, air) facile à modéliser ou à prendre en compte.

De plus, l'utilisation d'une source sans contact va faciliter l'automatisation des mesures, qui, nous le verrons dans le paragraphe 3.5, est indispensable à l'obtention de données multi-sources/multirécepteurs de qualité .

Sources piézoélectriques à couplage par air

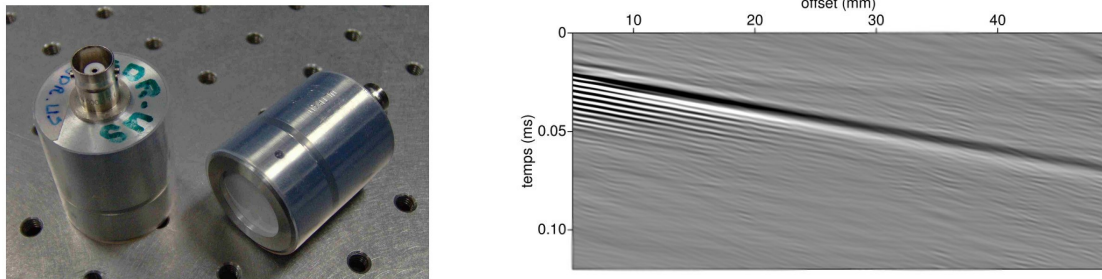
L'intérêt majeur de l'utilisation de sources piézoélectriques à couplage par air est la maîtrise du couplage (immersion dans un fluide connu). Le principe de ces transducteurs est de générer dans l'air des ultrasons à très forte puissance, et, malgré l'important rapport d'impédance entre l'air et un solide, une petite partie de l'énergie peut être transmise dans le matériau étudié. Cependant, le rendement extrêmement faible de ces transducteurs limite leur utilisation à l'étude de la propagation dans de petits modèles dans le cadre d'ondes guidées, ou sur de petites distances. Ils sont par exemple utilisés pour étudier la propagation d'ondes guidées dans des plaques de composites (Castaings and Hosten, 1998, 2001), ou des géomatériaux (Purnell et al., 2004).

Il existe plusieurs variantes de ces transducteurs avec différents types de focalisations (plane, divergente, convergente). Cependant, les transducteurs à focalisation sphérique, dite « ponctuelle », du faisceau (figure 3.22 a) ne transmettent pas vraiment l'énergie en un point, mais plutôt sur une surface avec un étalement gaussien de l'énergie. L'énergie transmise dans le milieu est faible puisque pour un rapport d'impédance air-solide, plus de 99% de l'énergie est réfléchi. Dans le cas de milieux semi-infinis atténuants comme peuvent l'être nos modèles, l'énergie est en plus très rapidement atténuée. Dans le cas le plus favorable correspondant à l'utilisation d'un transducteur 500 kHz à focalisation sphérique, incliné de manière à atteindre l'angle critique, on parvient à générer une onde de Rayleigh faiblement énergétique et à la mesurer par interférométrie laser dans du polypropylène jusqu'à une distance d'environ 50 mm . La figure 3.22 b montre le sismogramme obtenu dans une telle configuration de mesure. En incidence verticale, seules les ondes aériennes parviennent à être observées. Aucune onde de volume directe, réfléchi, ni même transmise n'a pu être observée expérimentalement en utilisant l'interféromètre laser en détection. De plus, en incidence normale, des réflexions aériennes multiples entre la surface du milieu étudié et l'extrémité du transducteur engendrent une déformation des formes d'ondes transmises au milieu.

En raison de son aspect non ponctuel et de son très faible rendement énergétique, on peut conclure que ce type de source n'est pas du tout adapté à notre configuration de mesure.

Génération d'ultrasons par impact mécanique

L'utilisation d'impacts mécaniques (billes, marteaux) est l'un des moyens les plus intuitifs pour générer des ondes de manière ponctuelle à la surface d'un milieu. En effet, les phénomènes mécaniques mis en jeu sont similaires à ceux engendrés par les sources sismiques (forces normales impulsionnelles). On rencontre d'ailleurs couramment en géophysique l'utilisation de marteaux ou de chute de poids. À l'échelle des modèles réduits, il paraît tout à fait réalisable de générer un impact très ponctuel en projetant une petite masse. Les signaux générés sont alors très impulsionnels et très large bande dans la limite imposée par les propriétés viscoélastiques du milieu de propagation. La fréquence de résonance et la bande passante de



(a) Transducteurs piézoélectriques à couplage par air ULTRAN[®] à faisceau à convergence circulaire, résonnants à 500 kHz.

(b) Sismogramme obtenu à 500 kHz - après filtrage de l'onde aérienne et suppression des bruits parasites basses et hautes fréquences

FIG. 3.22 – Acquisition de données sismiques au moyen d'une source ultrasonore à couplage par air ULTRAN[®] à 500 kHz en incidence oblique à l'angle critique et d'un interféromètre laser

l'excitation dépendent à la fois des propriétés mécaniques et géométriques de l'élément excitant, des propriétés du milieu excité et des conditions de contact ou d'impact. La prévision et le contrôle des caractéristiques de l'excitation sont aussi difficiles à l'échelle réduite qu'à l'échelle sismique. On rencontre ce genre de sollicitation mécanique pour les analyses modales vibratoires (gammes de fréquences audibles $< 5 \text{ kHz}$), pour la génération d'ultrasons à quelques dizaines de kHz pour la méthode impact écho en génie civil (Sansalone and Streett, 1997), ou pour calibrer des techniques d'émission acoustique (Capineri et al., 1992; Chetwynd and Sachse, 1991) mais elles restent marginales dans nos gammes de fréquences, car difficile à mettre en place et à contrôler. Ces techniques ne permettent en effet pas de monter très haut en fréquence. Kim and Kim (1993) utilise des mines de critérium brisées et parvient à générer des ondes jusqu'à 1 MHz avec de fortes énergies. Se posent cependant des problèmes de répétabilité et des difficultés techniques d'automatisation pour augmenter le nombre de réalisations et le rapport signal sur bruit. Enfin, cela ne laisse que peu de contrôle quant à la forme d'onde générée. Nous avons donc choisi de pas utiliser une méthode de ce type.

Génération d'ultrasons par étincelles - arcs électriques

Certains auteurs comme Rieber (1936) ou Howes et al. (1953) ont utilisé de petites étincelles pour générer des ondes ultrasonores très impulsionnelles dans l'air ou même dans l'eau. Ayrault et al. (2007), afin d'étudier en milieu contrôlé la propagation d'ondes acoustiques en milieu urbain, réalise des modèles réduits, et utilise pour cela une étincelle électrique lui permettant de générer des signaux très énergétiques, très impulsionnels et très large bande (10 kHz - 80 kHz). Une telle étincelle est obtenue en appliquant une très haute tension entre deux électrodes distantes dans l'air de quelques millimètres. L'énergie acoustique libérée par l'étincelle est donnée par :

$$E = \frac{\beta}{2} CV \quad (3.22)$$

où V est la tension aux bornes de la capacité C dans le circuit électrique et β est l'efficacité de la décharge (estimée à 0.1).

Ces techniques sont efficaces pour la génération d'ultrasons dans des fluides. Leur adaptation pour permettre la transmission de l'énergie libérée par l'étincelle dans un solide est cependant délicate. Pernod et al. (1987) propose un système d'électrodes de 2 mm de diamètres, placées dans un récipient de 15 mm de diamètre rempli d'eau. Il parvient ainsi à générer des ondes acoustiques dans l'eau ainsi que des ondes élastiques dans un bloc de plexiglas en couplant l'étincelle au milieu de propagation à l'aide du récipient d'eau. Les caractéristiques de la source obtenue dans l'eau prouvent que la source est bien impulsionnelle et omnidirectionnelle. En revanche, bien que le récipient utilisé ne semble pas, d'après ce qu'explique Pernod, avoir d'influence importante sur la forme d'onde générée dans le plexiglas, ses résultats suggèrent que sa relativement large dimension⁷ soit la cause d'une directivité plus proche de celle d'un piston plan que d'une source réellement ponctuelle, générant ainsi plus d'ondes P dans la direction normale à la surface, et moins d'ondes de surface qu'une source sismique impulsionnelle. Néanmoins, le comportement de cette source est assez bien adapté aux études réalisées par Pernod et al. (1988) pour la détection d'objets enfouis dans la subsurface (tunnels, cavités) par sismique très haute résolution puisqu'il utilise pour cela essentiellement les réflexions et diffractions des ondes de volumes à angles d'incidence faibles, et ne se préoccupe pas des amplitudes.

L'application de l'inversion des formes d'ondes nécessite cependant un plus grand respect du rayonnement des sources afin de conserver la répartition spatiale et modale de l'énergie des sources sismiques à échelle réelle, et ainsi conserver les formes d'ondes. Nous avons donc également préféré écarter ce type de source.

Sources laser impulsionnelles

Une autre méthode, de comportement très proche également des sources sismiques impulsionnelles, est la génération d'impacts mécaniques par effet photothermique au moyen de sources laser impulsionnelles. De puissants lasers⁸ pulsés avec des durées d'impulsion très courtes sont aujourd'hui de plus en plus utilisés par les chercheurs pour générer des ultrasons ponctuellement tout en maîtrisant un maximum des paramètres de l'excitation. Ces techniques présentent de nombreux avantages, en particulier celui d'être absolument sans contact.

Il existe deux principaux régimes de fonctionnement des sources laser impulsionnelles (Scruby and Drain, 1990; Clorenec, 2002; Perton, 2006) : le régime thermoélastique, et le régime d'ablation⁹.

En régime **thermoélastique**, l'impact laser crée un échauffement à la surface du matériau sur une durée très courte, sur une profondeur dépendant des propriétés optiques et thermiques du matériau, de la quantité d'énergie transmise à l'impact, et de la surface échauffée. Cet échauffement engendre localement une dilatation du milieu, tout en restant dans le domaine purement élastique du matériau. De cette manière, le champ de contrainte mécanique peut être représenté par deux dipôles de forces orthogonaux et parallèles à la surface (figure

⁷toujours au regard des longueurs d'onde : le diamètre de la source est de 15 mm , ce qui est bien supérieur à ses longueurs d'onde dans le plexiglas ne dépassant pas quelques millimètres.

⁸plusieurs centaines de millijoules

⁹il existe également une zone intermédiaire à ces deux régimes.

3.23 a), générant des ondes de volume et de surface par conversion de modes le long de la surface libre. En pratique, l'excitation n'est jamais ponctuelle puisque le faisceau pénètre en profondeur dans le matériau. De même, la durée de l'impulsion dépend de la pénétration du faisceau et de sa diffusion thermique, et sa décroissance peut parfois être lente.

Le régime d'**ablation** est atteint pour une plus importante quantité d'énergie, on sort alors du régime élastique du matériau. L'impact laser vient vaporiser une petite partie du matériau et générer des déformations plus importantes. De cette manière, la source est assimilable à un champ de forces appliqué dans la direction normale à la surface (figure 3.23 b). Des effets non-linéaires sont généralement associés à ce type d'excitation. Les forces tangentielles d'origine thermoélastique subsistent, mais sont d'amplitudes beaucoup plus faibles que les composantes normales. La source est alors plus directionnelle. Pour une excitation ponctuelle, le modèle de génération utilisé est identique à celui correspondant à un impact mécanique (chute de poids), c'est-à-dire une force normale à la surface, et le diagramme de rayonnement de telles sources correspond à celui donné dans le chapitre 1 sur la figure 1.6 a (Clorennec, 2002). Dans le cadre de la modélisation physique à échelle réduite de sources sismiques, c'est bien le régime d'ablation qui nous intéresse.

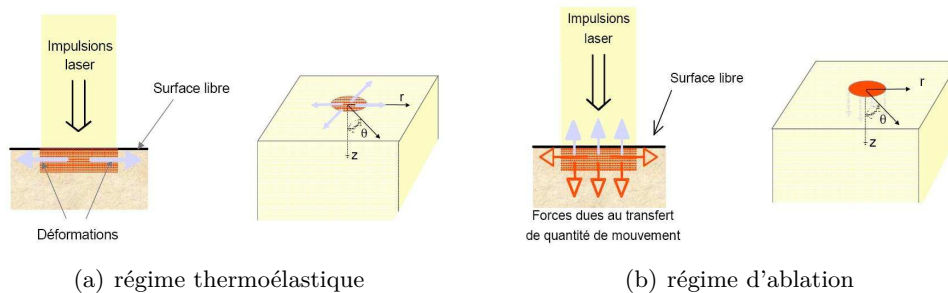


FIG. 3.23 – Génération des ultrasons par laser impulsif de puissance - ce schéma illustre le type de déformation engendré par chaque régime de fonctionnement.

La génération d'ultrasons par thermo-élasticité ou ablation permet de transmettre un maximum d'énergie sur une très petite surface sans contact et sans masquer l'accès aux offsets proches. Elle permet de générer tous les types d'ondes possibles sans aucun couplage. Il est également possible de modifier la dimension et la forme de l'impact (point, disque, tache gaussienne, ligne source, etc.) au moyen de lentilles convergentes, et donc de modifier aisément le rayonnement et la répartition spatiale de l'énergie. Les sources laser sont très impulsives et ont donc un contenu fréquentiel très large bande. La fréquence, fixée principalement par la durée de l'impulsion dépend du type de laser (nanoseconde, picoseconde, femtoseconde), de la puissance générée, et des propriétés thermo-optiques et viscoélastiques du matériau. Cependant, il n'existe pas de laser impulsif suffisamment puissant dans la gamme des durées d'impulsions $100\text{ ns} - 1\text{ }\mu\text{s}$ pour générer des ondes à des fréquences inférieures à 1 MHz . Pour cela, Scruby and Drain (1990) recommande plutôt l'utilisation de durées d'impulsions de quelques ns , qui, parce que les signaux sont large bande, peuvent aussi générer les fréquences qui nous intéressent.

Il y a cependant peu d'exemples dans la littérature, et donc peu de recul, sur l'utilisation

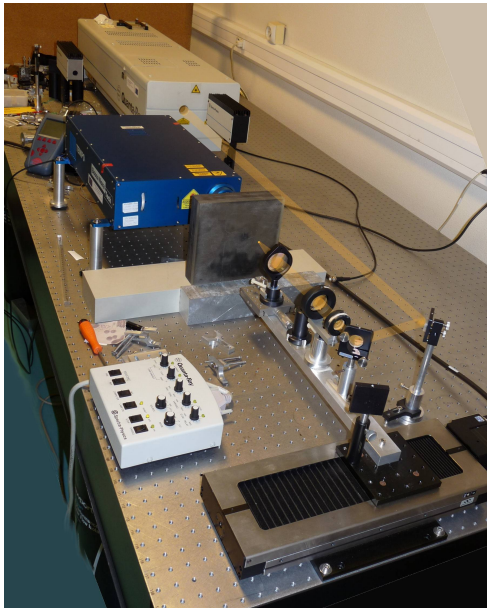
de sources laser à de telles fréquences sur des polymères, ni sur l'étude des ondes de volume. En effet ces sources sont souvent utilisées sur des domaines de propagation petits et fermés comme des plaques, cylindres ou couches minces (Ridgway et al., 1999; Murray et al., 1999; Reverdy and Audoin, 2001; Campman et al., 2005; Perton, 2006), où l'on observe essentiellement des ondes guidées. De plus, la plupart des applications concernent des métaux ou des composites peu atténuants et très conducteurs. Peu d'auteurs se sont intéressés à la propagation en milieu semi-infini d'ondes de volume, ni au comportement des sources laser sur des matériaux atténuants et à coefficients de Poisson élevés comme les polymères.

Afin d'évaluer le potentiel de ce type de source pour nos applications, nous avons réalisé des essais sur des échantillons de polypropylène et de résines époxy, au Laboratoire de Mécanique et Physique (LMP) de l'Université de Bordeaux 1. La source que nous avons utilisée est un laser pulsé Q-switch Quanta-Ray de Spectra-Physics[®] de durée d'impulsion nominale 4 ns , de fréquence de répétition 50 Hz , et de puissance maximale par impulsion de 1000 mJ . La sonde interférométrique utilisée est la sonde TEMPO-FS200 de Bossa Nova[®]. Des mesures en transmission et en réflexion ont été réalisées en mode thermoélastique puis en mode ablation. Les photos figure 3.24 illustrent les dispositifs de mesure employés en transmission et en réflexion. Le faisceau laser pulsé (orange sur la figure 3.24) est dirigé vers l'échantillon grâce à des miroirs, puis focalisé en un point ou une ligne à la surface de l'échantillon à l'aide de lentilles convergentes sphériques ou cylindriques. La sonde interférométrique est placée dans la direction normale à l'échantillon (faisceau en vert sur la figure 3.24). En configuration de réflexion, des filtres doivent être utilisés pour protéger la sonde du faisceau de génération. Le dispositif n'est pas automatisé, les différents éléments sont donc déplacés à la main. En conséquence, la position du point d'impact et du point de réception dans les mesures que nous présentons sont très approximative ($\pm 0.25\text{ mm}$ en transmission, et $\pm 1\text{ mm}$ en réflexion). La sensibilité de l'interféromètre n'a pas pu être prise en compte, les amplitudes réelles du déplacement particulière mesurées ne sont donc pas exactes¹⁰.

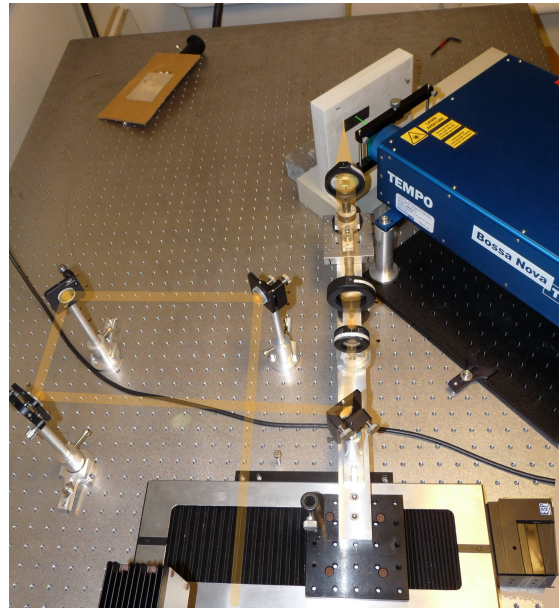
Les figures 3.25 a et b représentent les données obtenues en transmission sur un bloc de résine époxy chargé de marbre de 30 mm d'épaisseur pour une excitation laser en régime thermoélastique. Les impulsions ont des amplitudes positives ou négatives selon leur polarisation. L'excitation thermoélastique ne génère pas des signaux parfaitement impulsionnels en raison de l'excitation par dilatation, ainsi que de la pénétration optique et la diffusion thermique limitées. Les signaux sont alors très large bande ($0 - 1\text{ MHz}$), et contiennent notamment de fortes composantes basses fréquences. Les amplitudes sont assez faibles (quelques Angstrom seulement). Lorsque l'on augmente la puissance d'émission du laser, on passe très rapidement en régime d'ablation.

En régime d'ablation, sur chacun des polymères testés, on observe à l'œil nu les effets de la vaporisation de matière. Chaque matériau réagit différemment, cependant, on observe tout de même une dégradation plus rapide sur les thermoplastiques comme le polypropylène que sur les thermodurcissables comme les résines époxy (légers changements de couleur pour de faibles puissances, noircissement pour de plus fortes puissances, et disparition visible de

¹⁰Les variations de sensibilité lumineuse de l'interféromètre se manifestent dans les données que nous représentons par des variations globales d'amplitude. Toutefois, la sensibilité a varié au cours des mesures de moins de 5% pour les acquisitions en transmission, et de moins de 25% en réflexion, les amplitudes des traces d'un même tir sont donc comparables l'une à l'autre, au moins qualitativement.



(a) Dispositif de mesure en transmission : les deux faisceaux laser de génération et de réception sont à incidence normale



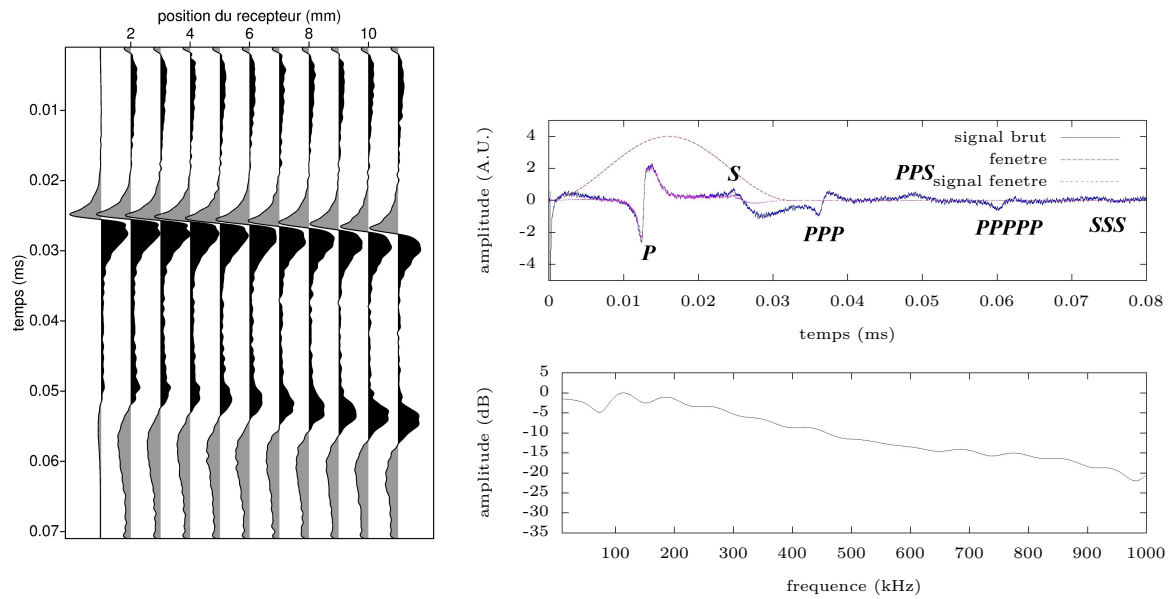
(b) Dispositif de mesure en réflexion : le faisceau laser de génération est placé à incidence oblique

FIG. 3.24 – Dispositif de mesure laser ultrasonore microseconde - (LMP) - source laser pulsé Quanta-Ray 4 ns (Spectra-Physics[®]) et interféromètre TEMPO-FS200 (Bossa Nova[®])

la matière au bout de quelques centaines de tirs répétés au même endroit). Les figures 3.26 a et b représentent les données obtenues en configuration de réflexion sur le même bloc de résine pour une excitation laser en régime d'ablation. Les ondes mesurées sont plus énergétiques qu'en régime thermoélastique, les amplitudes sont 10 à 100 fois plus élevées. L'onde de Scholte se déplaçant à une vitesse proche de la célérité de l'air domine les données. On observe également l'onde P et l'onde de Rayleigh se déplaçant le long de la surface, ainsi que des réflexions PP, SS, et des réflexions multiples sur le fond de l'échantillon. Mis à part l'onde de Scholte dont le contenu fréquentiel est plus bas, les ondes se propageant dans le bloc de résine ont un contenu spectral large bande parfaitement plat entre 10 kHz et 450 kHz.

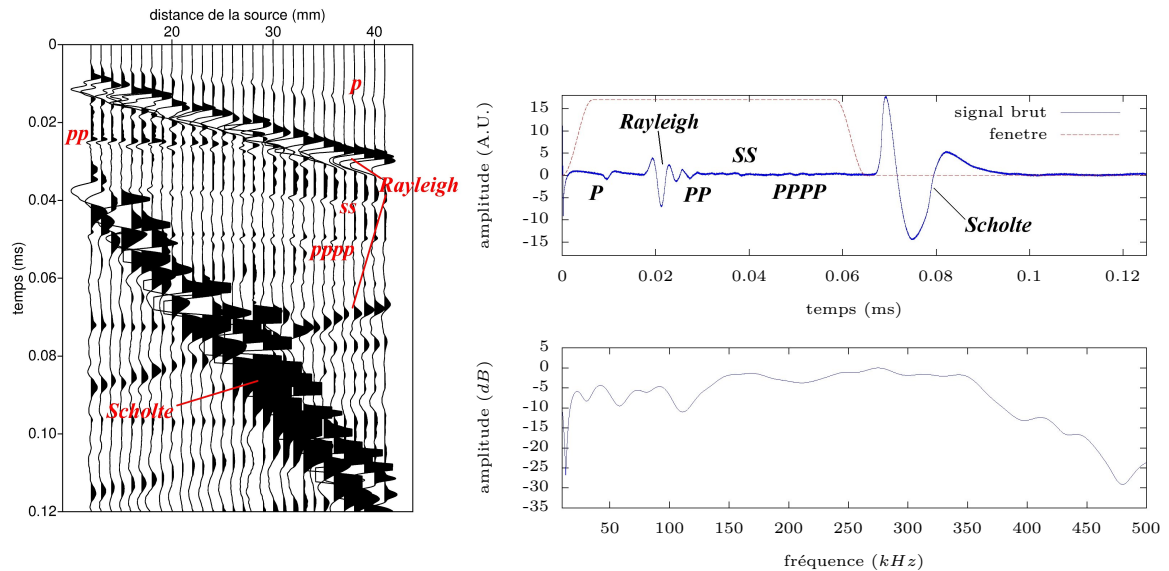
Les sources laser impulsionnelles sont donc bien capables de reproduire correctement la génération des ondes sismiques, du moins en régime d'ablation, en terme de contenu temporel, spectral et énergétique. Moyennant les quelques précautions nécessaires au niveau sécurité, et l'automatisation du déplacement et de la focalisation du faisceau, la mise en place d'un tel système est simple et requiert peu de matériel (quelques lentilles, miroirs et supports). Ces sources offrent également l'avantage de fournir un bon contrôle des signaux générés : on peut par exemple simuler une source à deux dimensions au moyen d'une excitation laser linéique obtenue à l'aide de lentilles cylindriques. D'autre part, la génération se fait sans aucun contact, via un angle d'incidence quelconque, et le mode ablation est bien modélisé par une force normale.

L'opérateur a cependant peu de contrôle sur le type d'excitation (seulement 2 modes pos-



(a) Sismogramme en transmission (b) Trace en transmission dans l'axe de la source : signal temporel et module de sa FFT calculée dans la fenêtre représentée en tirets rouges.

FIG. 3.25 – Données obtenues par génération laser en mode thermoélastique et réception laser en configuration de transmission au travers d'un bloc de résine époxy chargé de marbre d'épaisseur 30 mm. On peut voir l'onde P, l'onde S et plusieurs réflexions multiples.



(a) Sismogramme en réflexion (b) Trace à 27 mm de la source : signal temporel et module de sa FFT calculée dans la fenêtre représentée en tirets rouges.

FIG. 3.26 – Données obtenues par génération laser en mode ablation et réception laser en configuration de réflexion sur un bloc de résine époxy chargé de marbre d'épaisseur 30 mm. On distingue l'onde P, l'onde de Rayleigh et l'onde de Scholte se déplaçant le long de la surface, ainsi que des réflexions, réflexions multiples et conversion sur le fond de l'échantillon. L'excitation par une force normale permet également la génération d'une onde S et de réflexion SS. Mis à part l'onde de Scholte, le contenu fréquentiel des données est large bande et situé entre 10 kHz et 450 kHz.

sibles). Il est possible de modifier la forme temporelle du faisceau laser au moyen de systèmes de lignes à retard afin de modifier l'ondelette générée, mais les possibilités sont tout de même assez restreintes : par exemple, il n'est pas possible de générer des excitations longues du type burst¹¹ ou chirp¹². Reste également le problème que le régime d'ablation est légèrement destructif pour des matériaux comme les polymères ; la modification de l'état de surface altère la qualité de la réception interférométrique, et l'ablation peut même parfois modifier localement les propriétés mécaniques du matériau, et modifier par suite la forme de l'excitation. Ce problème pourrait cependant être résolu en protégeant la surface ou en utilisant des matériaux réagissant moins fortement à l'ablation. Enfin, un autre inconvénient de cette technologie est son coût particulièrement élevé. Nous n'avons pas implémenté ce type de source dans notre laboratoire de sismique à échelle réduite, mais elles conservent néanmoins un potentiel intéressant pour nos applications.

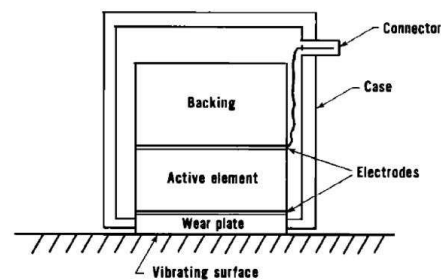
3.4.1.c Sources piézoélectriques

Transducteurs de contact

Les sources piézoélectriques ultrasonores de contact sont les plus répandues et les plus utilisées pour l'E/CND ou encore pour l'imagerie médicale. Les fournisseurs sont nombreux et la variété de géométries et de caractéristiques est assez importante. Les transducteurs adaptés au biomédical appartiennent plutôt à la famille des transducteurs en immersion, ils sont adaptés à la génération d'ondes dans des milieux fluides ou quasi fluides où les vitesses de propagation sont plus faibles que dans nos polymères, et en l'absence de cisaillement : l'adaptation d'impédance recherchée est différente. Nous ne nous intéressons donc pas à ces transducteurs, ni aux transducteurs adaptés aux mesures en immersion.



(a) Transducteurs piézoélectriques pour le CND allant de 100 kHz à 5 MHz



(b) Structure classique d'un transducteur piézoélectrique

FIG. 3.27 – Transducteurs piézoélectriques de contact classiques utilisés en E/CND.

Les transducteurs piézoélectriques de contact sont autant utilisés comme récepteurs que comme sources. Ils sont pour la plupart composés d'une cellule en matériau piézoélectrique (le plus souvent PZT, mais il en existe d'autres), de ses deux électrodes, d'un matériau pour

¹¹salve monofréquentielle appodisée

¹²sinus glissant appodisée

l'interface piézo/milieu de propagation, d'un boîtier avec sa connectique, et enfin d'un atténuateur permettant d'absorber les réflexions vers l'arrière du transducteur et ainsi améliorer la qualité de la réponse temporelle et de la bande passante du transducteur. Le schéma de la figure 3.27 b représente la composition classique d'un transducteur ultrasonore piézoélectrique.

Les dimensions de ces transducteurs dépendent majoritairement de la taille de la cellule piézoélectrique et de la taille de l'atténuateur, elle-même directement liée à la fréquence de résonance recherchée. Typiquement, à 500 kHz , un transducteur fait au minimum 20 mm de largeur et $20 - 30\text{ mm}$ de hauteur. À 2 MHz , la largeur et la hauteur peuvent descendre à $6 - 7\text{ mm}$. Lorsque l'on viole l'une de ces dimensions, on risque de provoquer des réflexions parasites dans le transducteur ou des résonances à des fréquences non désirées.

Ce type de transducteur, bon marché, fiable, puissant et très maniable est idéal pour la génération et la réception des ultrasons. Ce sont d'ailleurs des transducteurs de ce type qui sont presque toujours utilisés pour la modélisation à échelle réduite de dispositif d'acquisition sismique. Cependant, la plupart des auteurs (Angona, 1964; Ebrom et al., 1990; Valero, 1997; Pratt, 1999) travaillent plutôt en cuve et utilisent des transducteurs en immersion en génération ainsi qu'en réception. Les configurations de mesures sont pour la grande majorité en transmission, à l'exception de Isaac and Lawton (1999) qui réalise des mesures en transmission et en réflexion pour quantifier les erreurs de positionnement des réflecteurs en migration, engendrées par la présence d'une zone anisotrope. Travailler en immersion exclut la modélisation des ondes de surface. Pour cela, on doit nécessairement utiliser des sources au contact.

L'utilisation de sources au contact pose un certain nombre de problèmes. Le contact direct est insuffisant et la transmission de l'énergie requiert l'utilisation d'un couplant fluide ou le collage du transducteur. Le déplacement nécessaire de la source pour les applications d'imagerie sismique empêche la seconde possibilité, la première pose, quant à elle, des problèmes de répétabilité et de non-maîtrise du couplage. Par ailleurs, le plus grand défaut de ces transducteurs par rapport à nos applications réside dans leur grande taille au regard des longueurs d'onde. En effet la distance de Rayleigh délimitant la zone de champ proche (zone de Fresnel) et la zone de champ lointain (zone de Fraunhofer) est généralement définie comme proportionnelle au carré du rayon de la source (Potel and Bruneau, 2006). Dans nos conditions, dans l'axe de la source, la limite de la zone de Fraunhofer est, pour une source de 2 mm de diamètre, distante de 2.5 mm , mais elle passe à 140 mm pour une source de 15 mm de diamètre. Cela signifie qu'à nos échelles, tous les diffractants du milieu, ainsi que la plupart des points de mesures sont situés en champ proche. Cela signifie également que la répartition d'énergie entre les différents types d'ondes et le diagramme de rayonnement sont très éloignés de ceux d'une source ponctuelle. Miller and Pursey (1954, 1955) ont depuis longtemps décrit les lois régissant le comportement d'éléments rayonnants à la surface d'un espace semi-infini isotrope. Tang et al. (1994) adapte cette formulation pour exprimer analytiquement le rayonnement de transducteurs piézoélectriques au contact générant des ondes longitudinales, puis transverses, et valide expérimentalement son modèle analytique sur un demi-cylindre métallique. Aux dimensions classiques des transducteurs à 500 kHz (environ 30 mm), les sources sont très directives. La majorité de l'énergie se propage dans l'axe du transducteur, ce qui a de fortes répercussions sur les sismogrammes. La surface de contact finie de la source a également pour effet de générer des doubles arrivées correspondants aux diffractions sur les extrémités du transducteur. Cet effet des transducteurs piézoélectriques dans le cadre de la

modélisation à échelle réduite pour la géophysique a d'ailleurs été très récemment étudié par Buddensiek et al. (2009). La large surface de contact a aussi pour conséquence de rallonger la durée du train d'ondes de surface en provoquant de nombreuses diffractions, et de provoquer des échos à l'intérieur du transducteur. L'encombrement de la source masque également l'accès du faisceau laser pour la mesure des courts offsets. Les figures 3.28 a et b illustrent expérimentalement et numériquement au moyen d'un code de modélisation acoustique en différences finies fréquentielles les différents effets décrits précédemment dans le cas d'une source de 30 mm de diamètre, envoyant un Ricker centré sur 500 kHz à la surface d'un milieu homogène avec une inclusion vide.

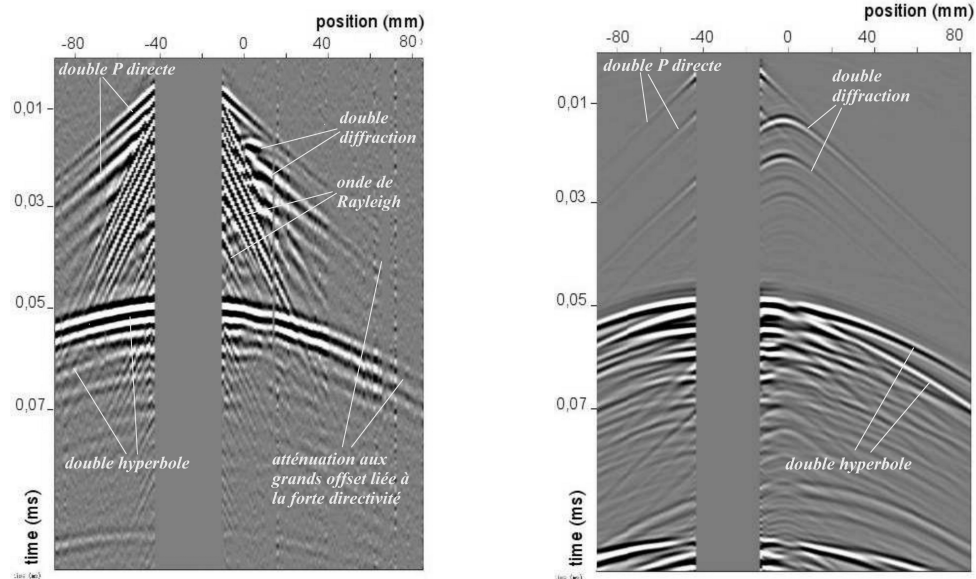
Cet effet dimensionnel a été modélisé numériquement par une succession de sources ponctuelles placées sur chaque noeud et excitées simultanément. La modélisation de la directivité de la source nécessite la prise en compte d'une surface libre et le positionnement des sources et des récepteurs le long de la surface. La modélisation de la directivité de la source par un code de modélisation acoustique en différences finies a été validée par comparaison au modèle analytique de Tang et al. (1994). Des tests d'inversion des formes d'ondes acoustiques (données générées par le même algorithme) sur un milieu à trois couches ont été effectués pour illustrer l'influence des dimensions de la source sur l'imagerie. Les résultats proposés sur les figures 3.29 a et b pour 10 sources ponctuelles et pour 10 sources grandes devant les longueurs d'onde, illustrent clairement un effet de lissage latéral du milieu imagé induit par l'intégration de la source sur une grande surface.

Enfin, l'atténuateur des transducteurs ultrasonores commerciaux est parfois insuffisant et des fréquences de résonance secondaires et des échos au fond du transducteur sont presque toujours présents dans les données.

Il est important de noter que dans les configurations de mesures en transmission, les effets dimensionnels de la source sont de moindre importance puisque la répartition angulaire de l'énergie a moins d'importance, et que les ondes de surface ne sont pas un problème. De la même manière, en configuration de réflexion, pour l'application de techniques de migration utilisant uniquement les temps d'arrivée des ondes de volume réfléchies, ces sources sont également satisfaisantes puisque les angles d'incidence sont faibles et permettent de considérer que la répartition angulaire de l'énergie est pratiquement constante.

Nous nous intéressons par contre dans cette étude à reproduire des dispositifs d'acquisition à grands angles d'incidence où la modélisation des ondes de surface et de la répartition spatiale des différents types d'ondes est indispensable. Enfin, si l'on souhaite pouvoir inverser les « formes d'ondes », il est indispensable de correctement modéliser les amplitudes aussi bien que les temps d'arrivée.

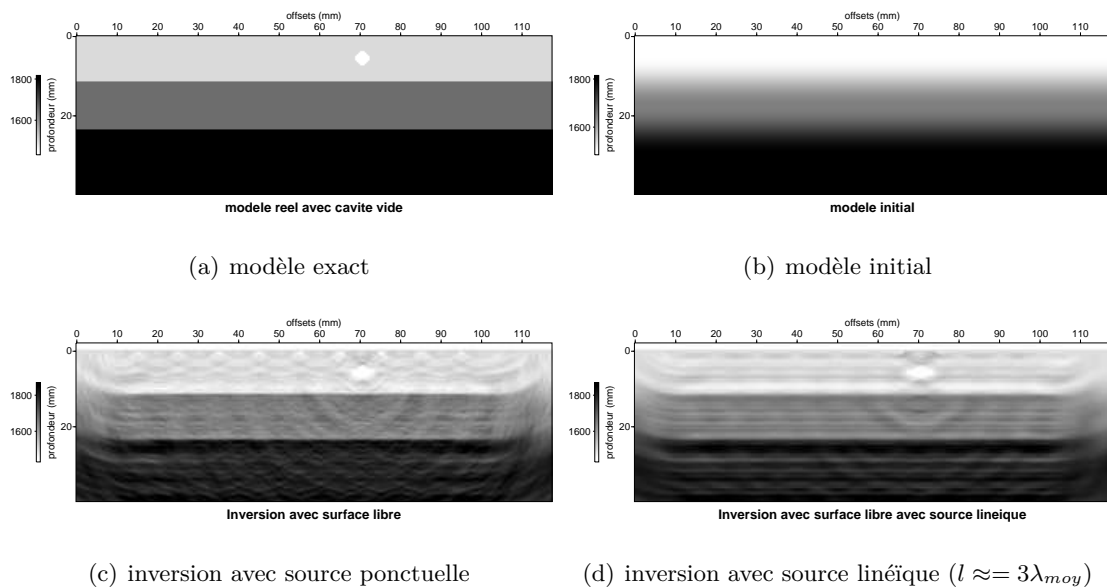
Bien que déjà utilisées pour la modélisation à échelle réduite par certains auteurs, ces sources ont théoriquement et expérimentalement montré leurs limites et défauts concernant notre application. Pour résumer, on peut citer leur forte directivité, la mauvaise répartition de l'énergie (création d'un front d'ondes planes), et des déformations des signaux temporels liées aux diffractions par les extrémités du transducteur. Occasionnant une gêne moindre, mais néanmoins à prendre en compte, on peut citer le masquage des offsets proches par la largeur du boîtier et, malgré le respect des dimensions pour les transducteurs commerciaux,



(a) Sismogramme expérimental - le train d'ondes de surface est particulièrement large, l'ondelette source est très perturbée. On distingue deux ondes P directes se propageant le long de la surface. Les réflexions sur la cavité et au fond du modèle sont également doubles.

(b) Sismogramme synthétique (acoustique) obtenu par modélisation acoustique en différences finies fréquentielles. La double onde directe, les doubles diffractions confirment que chaque extrémité de la source se comporte comme une source secondaire.

FIG. 3.28 – Sismogrammes correspondant à la propagation dans un milieu homogène avec une inclusion vide cylindrique, à 500 kHz avec une source piézoélectrique de 30 mm en surface



(c) inversion avec source ponctuelle

(d) inversion avec source linéique ($l \approx 3\lambda_{moy}$)

FIG. 3.29 – Inversion acoustique de données synthétiques : milieu à trois couches avec inclusion circulaire vide - 12 sources - 120 récepteurs - 8 fréquences sont inversées séquentiellement. a) modèle exact b) modèle initial c) modèle obtenu après inversion pour 12 sources ponctuelles, d) modèle obtenu après inversion pour 12 sources linéiques de largeur 10 mm .

des multiples provenant de l'intérieur du transducteur et souvent, une fréquence de résonance non souhaitée modifiant la forme d'onde.

Transducteurs miniatures

Il existe plusieurs types de transducteurs piézoélectriques miniatures ou à terminaisons ponctuelles. Nous avons pu en tester plusieurs au LCPC dans le cadre de la modélisation à échelle réduite de sources sismiques. Certains de ces transducteurs destinés à l'émission acoustique¹³ font jusqu'à moins de 1 mm de diamètre (figure 3.30 a). Ces transducteurs sont conçus pour être peu intrusifs, et pour fonctionner en réception, mais n'ont pas pour vocation de parfaitement conserver les formes d'ondes mesurées. Privilégiant l'aspect dimensionnel, ils sont pratiquement dénués d'atténuateur et sont donc résonnants. Par conséquent, leur utilisation comme source mène à générer des formes d'ondes très étalées dans le temps. De plus, ce sont généralement des transducteurs à faible rendement en émission, et moins adaptés aux fortes puissances que les transducteurs classiques.

D'autres types de transducteurs tels que les transducteurs à colonnes d'eau utilisés dans l'industrie pour l'inspection des soudures par points dits « spotweld inspection probes » ou les sources « crayons » (figure 3.30 b et c) sont conçus pour avoir des contacts plus ponctuels. Cependant, ce sont des transducteurs résonnants à 10 ou 20 MHz , inadaptés à nos fréquences (Krautkammer, 2009).

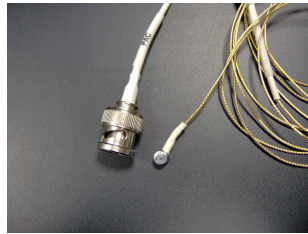
Il existe encore d'autres types de transducteurs « exotiques » comme les sources à contact ponctuel munies d'un embout exponentiel adapté au contrôle non destructif du béton et fonctionnant à 50 kHz ou encore des sources mobiles (figure 3.30 d). Elles aussi sont complètement dénuées d'atténuateur, sont multirésonnantes, et ont des réponses en fréquences complexes inexploitable.

Ceci illustre bien que si l'on peut atteindre de très petites tailles avec certains transducteurs piézoélectriques, c'est généralement au détriment de la linéarité de la conversion électromécanique. C'est pour cette raison que nous avons écarté ce type de source pour notre application.

Sources linéiques et sources multiéléments

Nous avons également pensé à l'utilisation d'éléments piézoélectriques linéiques ou à l'utilisation de transducteurs multiéléments. Les transducteurs multiéléments sont généralement conçus sur mesure et utilisés en CND pour imager de petits défauts à haute fréquence (10 - 20 MHz). Ils permettent, en déphasant différemment les signaux émis sur chacun des éléments, de focaliser l'onde émise dans une direction privilégiée. Ils permettent également de fonctionner en multisource/multirécepteur ainsi qu'à adapter le contact à des topologies non planes. Les transducteurs multiéléments sont également très courants en imagerie médicale (par exemple en échographie gynécologique) pour générer un faisceau focalisé.

¹³Écoute et suivi dans le temps des bruits de structures



(a) Transducteur EPA[®] « Pico » conçu pour l'émission acoustique



(b) Transducteur pour l'inspection de soudure par point dit « Spotweld »



(c) Transducteur « Crayon »



(d) Transducteur EPA[®] à roulette

FIG. 3.30 – Transducteurs piézoélectriques miniatures

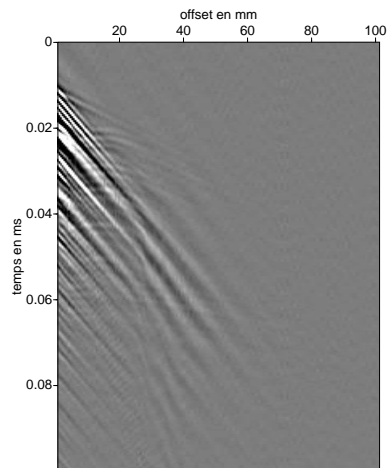


FIG. 3.31 – Sismogramme obtenu dans un milieu homogène avec inclusion cylindrique avec une source piézoélectrique EPA[®] « Pico » de 1 mm de diamètre. Le transducteur est très fortement résonnant. L'ondelette générée est très fortement perturbée par la géométrie du transducteur. On distingue néanmoins l'onde P, l'onde de Rayleigh et des diffractions par l'inclusion.

Ces techniques de sources linéiques peuvent présenter deux intérêts pour nos applications. L'utilisation d'une source ponctuelle dans une dimension et grande dans l'autre dimension peut aider à s'approcher d'un comportement propagatif à 2 dimensions, en adéquation avec les modèles numériques 2D que nous utilisons. De plus, la multiplication des éléments rayonnants permet de transmettre plus d'énergie dans le milieu de propagation, et donc d'améliorer la qualité des mesures par rapport à un élément de même largeur, mais de faible longueur.

Cependant, les sources linéiques ont également de gros inconvénients. Lors de leur utilisation à de courtes distances de propagation, ce qui arrive souvent dans notre configuration de mesure, les diffractions par les extrémités du transducteur sont visibles. Les sismogrammes synthétiques de la figure 3.32 illustrent l'effet de diffraction aux extrémités du transducteur. Un élément piézoélectrique long pose également le problème de résonances basses fréquences dans le sens de la longueur du cristal piézoélectrique. Un transducteur multiélément utilisant des éléments synchronisés pose par contre le problème des interférences inter éléments. De plus, pour des fréquences inférieures au MHz , les atténuateurs nécessaires sont de taille importante et la réalisation pratique d'un tel transducteur devient hasardeuse, en posant les mêmes problèmes que les sources miniatures.

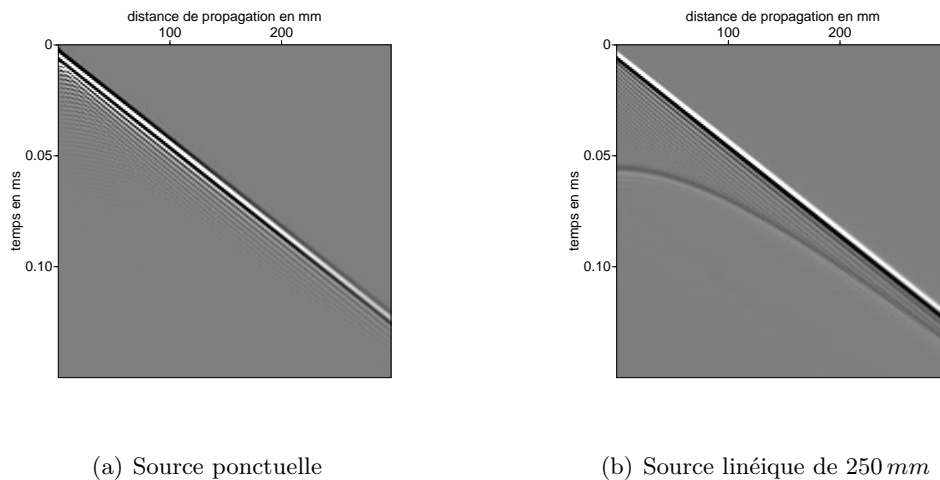


FIG. 3.32 – Simulation numérique de la propagation jusqu'à 250 mm d'une onde acoustique générée par une source linéique. La droite correspond à l'arrivée directe, l'hyperbole sur la figure (b) correspond aux diffractions par les extrémités de la source.

Source au contact avec adaptateur géométrique conique

Au vu des éléments présentés dans les paragraphes précédents, nous pouvons conclure que les sources ultrasonores piézoélectriques classiques ne sont pas adaptées à notre problématique. Une solution peut consister à ajouter un adaptateur conique au bout d'un transducteur de contact classique afin de réduire sa surface de rayonnement. On considère généralement que pour avoir un comportement omnidirectionnel, la surface rayonnante en surface doit être inférieure à la longueur d'onde (Royer and Dieulesaint, 1996; Potel and Bruneau, 2006). Rus et al. (2005) a déjà réalisé des simulations pour déterminer les effets sur la directivité et le contenu

fréquentiel de la géométrie et des dimensions d'embouts coniques, mais il ne s'intéresse pas du tout à l'aspect temporel du signal transmis. Nous proposons donc un cône adaptant la surface du transducteur à la surface du milieu ausculté, conçu de manière à éviter les réflexions multiples ou les phénomènes de résonance à l'intérieur du cône tout en transmettant un maximum d'énergie dans notre bande de fréquence.

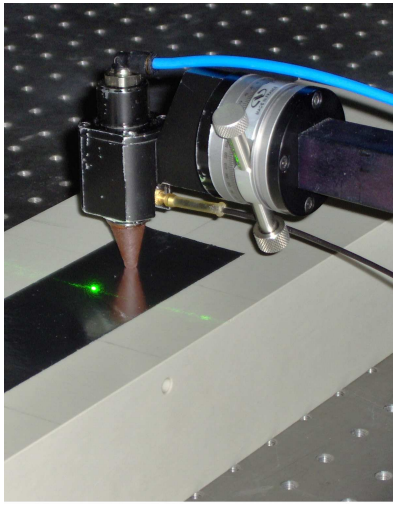
Nous avons choisi pour cela un matériau en polyuréthane 65 shore D. Le polyuréthane est un élastomère. Comme la plupart des élastomères, il est très élastique ($\nu \approx 0.5$) et très atténuant. La particularité du polyuréthane est d'avoir des modules d'élasticité élevés pour un élastomère ($V_P \approx 1500 \text{ m.s}^{-1}$). Le matériau que nous avons choisi est donc mou et très atténuant, il permet de privilégier la transmission des premières arrivées au détriment des réflexions multiples. Une longueur supérieure à 15 mm permet que les fréquences de résonance dans le cône soient en dehors de la gamme de fréquences utile, ainsi que de retarder les résidus de réflexions dans le cône pour mieux pouvoir les dissocier du signal utile. Enfin, la forte compressibilité du matériau permet de faciliter le couplage. Le transducteur avec lequel nous l'utilisons est un Panametrics® V103 résonnant à 1 MHz , de diamètre 13 mm , que nous utilisons en dessous de sa fréquence de résonance (500 kHz). Le cône a un diamètre supérieur de 13 mm et un diamètre inférieur de 2 mm . La source obtenue est illustrée figure 3.33 a.

Le sismogramme de la figure 3.33 b est obtenu en utilisant cette source sur le modèle en polypropylène avec cavité cylindrique. On distingue très clairement l'onde P et l'onde de surface, ainsi que les diffractions par l'inclusion. Ce sismogramme peut être comparé avec le sismogramme de la figure 3.28 obtenu avec une source piézoélectrique large. Par comparaison aux sources au contact sans adaptateur, la source obtenue paraît bien ponctuelle. Son contenu fréquentiel, bien que moins large bande que sans l'adaptateur conique et légèrement altéré, est proche de celui attendu (réduit à $200 - 800 \text{ kHz}$). Sa directivité se rapproche de celle d'une source ponctuelle. Les formes d'ondes sont mieux conservées. Il subsiste des traces de réflexions dans le cône, mais elles sont suffisamment tardives pour être séparées tant que les réflecteurs que l'on cherche à imager ne sont pas situés à plus de 20 mm de profondeur. Les comportements de cônes réalisés dans d'autres matériaux et avec d'autres dimensions ont également été testés expérimentalement et ont permis de confirmer le choix décrit ci-dessus. Les cônes moins atténuants, plus rapides, plus lents, ou de longueurs différentes, font apparaître des résonances, des multiples dans le cône, et réduisent la qualité du couplage.

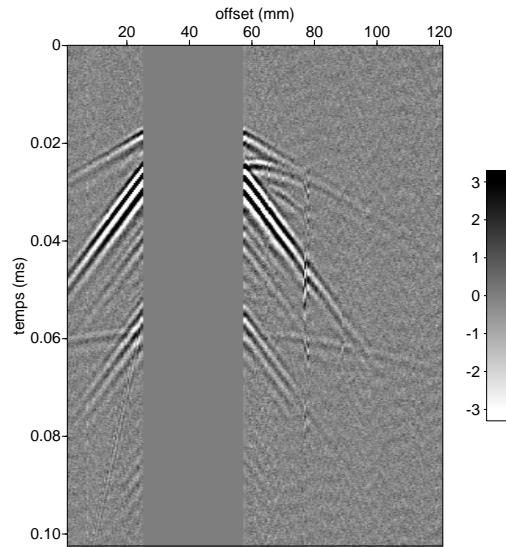
La source sismique que nous avons conçue semble adaptée pour la modélisation d'une source sismique réelle. Ses principaux défauts sont la limitation en profondeur causée par les multiples fantômes dans le cône, mais surtout le faible rendement induit par l'atténuation des ondes dans le cône. Cette source, bien qu'ayant des performances limitées, est donc utilisable pour la modélisation de dispositifs d'acquisition sismique, et sera donc utilisée au cours de notre étude. Nous présentons dans le paragraphe 3.4.2 une évaluation plus approfondie des performances de cette source.

Sources ponctuelles basses fréquences ACSYS®

Les sources ponctuelles ACSYS® sont également des sources piézoélectriques et peuvent fonctionner en génération comme en réception, mais leur principe de fonctionnement est as-

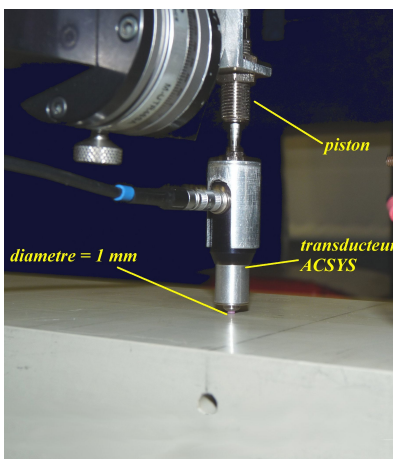


(a) Transducteur V103 avec l'adaptateur conique de polyuréthane dans son système de fixation permettant le déplacement automatique de la source.

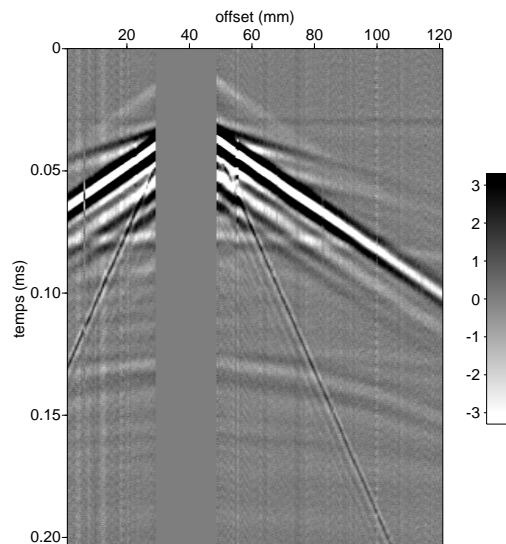


(b) Sismogramme obtenu dans le modèle en polypropylène avec cavité la source V103 et l'adaptateur conique excitée à 500 kHz

FIG. 3.33 – Source piézoélectrique V103 avec un adaptateur conique de polyuréthane.



(a) Transducteurs piézoélectrique ponctuel ACSYS[®] avec le support de source et son système de vérin pneumatique.



(b) Sismogramme obtenu sur le modèle en polypropylène avec cavité avec une source ACSYS[®] excitée à 120 kHz

FIG. 3.34 – Source ponctuelle ACSYS[®].

sez différent : une membrane rayonnante est excitée par deux cellules piézoélectriques (photo figure 3.34). Deux variantes existent, permettent respectivement une excitation ponctuelle dans la direction normale ou orthogonale à la surface, favorisant ainsi la génération d'ondes P ou d'ondes SV (ou SH selon l'orientation). Elles sont parfaitement ponctuelles (surface de contact $\approx 0.5 \text{ mm}$), sont très large bande (10 kHz à 250 kHz), ont un bon rendement compte tenu de la faible surface rayonnant, et conservent assez bien les formes d'ondes émises. Cependant, la technologie employée limite encore leur fabrication à des transducteurs résonnants à $100 - 150 \text{ kHz}$ maximum. Ce type de source peut a priori être modélisé par un dipôle de force normale à la surface dans le cas de la variante vibrant longitudinalement, et par un dipôle de force parallèle à la surface dans le cas de la variante vibrant en cisaillement.

Ces transducteurs sont parfaitement adaptés à la génération des ondes de surface et de volume à ces fréquences. Dans le cadre de cette étude, nous nous limitons à l'utilisation d'excitation normale à la surface et n'utiliserons donc que la source générant des ondes P. Elle sera largement utilisée au cours de cette étude. Nous présentons dans le paragraphe 3.4.2 la caractérisation de cette source.

Toutefois, la source vibrant en cisaillement conserve un potentiel intéressant, en génération et en réception, pour la modélisation à échelle réduite. Elle peut par exemple être utilisée pour mesurer la composante horizontale du champ d'onde. Ces transducteurs permettent également de générer et mesurer des ondes SH, rendant notamment possible la modélisation à échelle réduite de dispositifs « acoustiques » équivalents où un seul type d'onde se propage.

3.4.1.d Conclusion

Parmi les nombreux types de sources testés, beaucoup sont inutilisables comme sources sismiques à échelle réduite si l'on souhaite prendre en compte l'ensemble du champ d'ondes. Les sources laser impulsives, malgré leur coût très important, semblent bien adaptées à notre problématique pour leur aspect sans contact, parce qu'elles n'empêchent pas l'accès aux offsets proches, pour leur capacité à transmettre de grandes quantités d'énergie sur une petite surface de manière répétitive, et pour la bonne maîtrise de la surface rayonnante. Les sources ponctuelles ACSYS[®] sont également très intéressantes pour travailler en dessous de 250 kHz . Elles peuvent être utilisées en tant que sources sismiques pour des cas d'étude typiques de la proche surface mettant en jeu de fortes ondes de surface ou sur des applications ne nécessitant que de petits modèles. Pour la génération d'ondes de surface et de volume au-delà de 250 kHz , la meilleure solution expérimentée à ce jour est l'utilisation d'embouts coniques sur des sources piézoélectriques au contact. Cette solution n'est toutefois pas entièrement satisfaisante. Les sources prennent une place importante, la déformation du signal dans le cône n'est pas négligeable, et le rendement de ces sources piézoélectriques en est nettement diminué.

Pour les applications proposées dans le cadre de cette thèse, nous avons utilisé ces deux derniers types de source. Afin de valider que leur comportement est bien celui attendu, nous proposons dans la partie suivante de les caractériser et d'évaluer leurs performances et de déterminer leurs limites.

3.4.2 Caractérisation des sources

Selon les applications, le type de méthode d'imagerie envisagée, ou les spécificités des modèles, la source utilisée pourra être différente. Nous proposons dans cette partie la caractérisation des sources que nous utilisons dans notre laboratoire. Nous déterminons la réponse temporelle des transducteurs, leur bande passante, leurs performances énergétiques, et enfin leur directivité. La première source utilisée au cours de cette étude est une source PANAMETRICS[®] V103 résonnant à 1 MHz que nous excitons par un Ricker centré sur 500 kHz . Nous présentons ses performances avec et sans l'adaptateur conique de polyuréthane que nous avons réalisé. L'autre source est une source ponctuelle ACSYS[®] résonnant à 120 kHz que nous excitons par un Ricker centré sur 120 kHz .

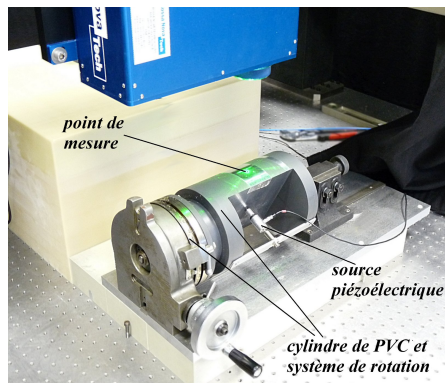
3.4.2.a Méthodologie

Afin d'évaluer la qualité des signaux générés en fonction des directions de l'espace, nous proposons pour chacune des sources deux expériences. Tout d'abord, un sismogramme sur le bloc de polypropylène homogène est mesuré dans des conditions strictement équivalentes pour chaque source, et analysé en détail. Nous proposons ensuite de mesurer les ondes transmises au travers d'un demi-cylindre de PVC pour différents angles de propagation. Nous avons pour cela mis en place le petit banc de mesure présenté sur la figure 3.35 a. La source que l'on souhaite caractériser est placée sur la face plane d'un demi-cylindre de PVC ($V_P = 2440\text{ m.s}^{-1}$, $V_S = 1030\text{ m.s}^{-1}$) de 75 mm de rayon. L'interféromètre laser mesure le déplacement radial à la surface du cylindre (composante normale). Le cylindre est ensuite tourné par pas de $1^\circ \pm 0.05$ de façon à mesurer le champ rayonné par la source dans toutes les directions de l'espace (2D). Pour chacun des signaux enregistrés, la première arrivée correspondant à l'onde de compression est fenêtrée temporellement (fenêtre de Hanning). La transformée de Fourier de chacun des signaux est ensuite calculée. Les diagrammes de rayonnement des sources sont obtenus en représentant pour chaque fréquence, l'amplitude (en dB) en fonction de l'angle de propagation.

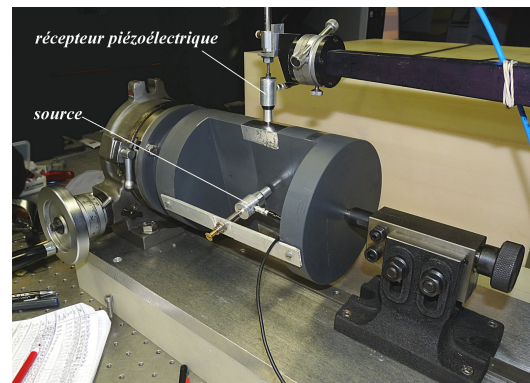
Pour la source ponctuelle ACSYS[®] à 120 kHz , nous avons ensuite modifié le dispositif de mesure en utilisant le transducteur cisailant ACSYS[®] résonnant à 50 kHz au lieu de l'interféromètre laser pour la réception des signaux, afin de permettre également la mesure de la composante tangentielle (voir dispositif représenté figure 3.35 b). Ce dispositif permet donc de mesurer la directivité des ondes S générées par une source ponctuelle de type force normale. Étant donné que les amplitudes mesurées dépendent cette fois de la réponse en fréquence du transducteur utilisé en réception, ces données ne nous permettent pas de connaître précisément les limites énergétiques du transducteur source, notamment aux fréquences extrêmes des deux transducteurs ($< 50\text{ kHz}$, $> 150\text{ kHz}$). Le résultat apporte néanmoins un résultat qualitatif intéressant sur la répartition spatiale des ondes S pour différentes fréquences.

3.4.2.b Source piézoélectrique V103 à 500 kHz

Une première analyse qualitative de cette source avec et sans l'utilisation de l'adaptateur géométrique de polyuréthane peut être faite en comparant les sismogrammes obtenus dans les mêmes conditions sur un même milieu. Deux mesures sont réalisées ici sur le modèle en



(a) Mesure de la composante radiale par interférométrie laser



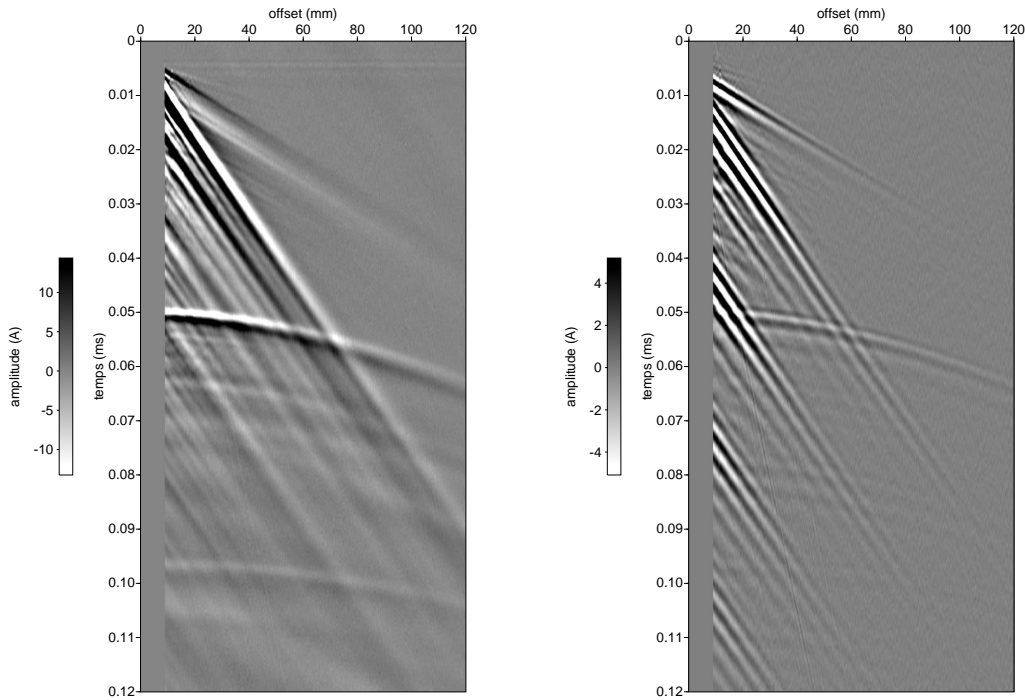
(b) Mesure de la composante tangentielle avec le transducteur cisailant ACSYS®.

FIG. 3.35 – Mesure de la directivité des sources piezoélectriques

polypropylène homogène de 60 mm d'épaisseur et 120 mm de largeur. La source est placée à la surface du bloc, positionnée à au moins 60 mm de chaque paroi. Le signal électrique amplifié envoyé à la source piézoélectrique est un Ricker tel que celui illustré sur la figure 3.5, centré sur 500 kHz et d'amplitude crête à crête proche de 1000 V . 512 signaux sont moyennés à chaque point de mesure afin de réduire le bruit aléatoire. Un point de mesure est réalisé dans le sens de la longueur du bloc à partir de la position du centre de la source chaque 0.25 mm , sur une longueur de 120 mm (480 points de réception). Un filtre passe-bande à phase nulle est appliqué sur les données après l'acquisition afin de supprimer le bruit de mesure liée à l'interféromètre laser hors de la bande utile du transducteur.

Les sismogrammes obtenus avec et sans l'adaptateur conique de polyuréthane sont représentés sur la figure 3.36. On observe sur ces deux sismogrammes, l'onde P directe, l'onde de Rayleigh non dispersive, la réflexion au fond du modèle vers $t = 0.05\text{ ms}$, ainsi que quelques réflexions multiples. Les déplacements mesurés sont, en général, environ deux à trois fois moins élevés lors de l'utilisation de l'adaptateur, en raison de la forte atténuation de ce dernier. Lorsque la source est utilisée au contact direct, l'ondelette source générée est fortement perturbée. En particulier, le train d'ondes de surface et l'onde P directe montrent de nombreuses oscillations et la réflexion au fond du modèle s'élargit pour les grands offsets. Lors de l'utilisation de l'adaptateur, les formes d'ondes sont nettement mieux conservées, même s'il subsiste des oscillations liées à la bande fréquentielle limitée imposée par l'adaptateur, ainsi qu'à des réflexions multiples dans le cône de polyuréthane dans le sens de la longueur (départ de l'onde de surface à l'offset 8 mm vers 0.045 ms , 0.075 ms , 0.105 ms) et même dans le sens de la largeur (0.028 ms , 0.037 ms). D'autre part, l'amplitude en fonction de l'offset de l'hyperbole de diffraction au fond du modèle est beaucoup plus régulière avec le cône, ce qui signifie que la source est plus omnidirectionnelle. On peut, dans ce matériau, avec cette source, détecter l'onde de surface jusqu'à environ 120 mm (c'est-à-dire environ 50 fois la longueur d'onde de l'onde de Rayleigh à 500 kHz).

Les signaux mesurés en transmission au travers du cylindre de PVC pour différents angles d'incidence et les modules de leurs transformées de Fourier sont représentés sur les figures



(a) Source V103 au contact direct

(b) Source V103 avec adaptateur conique de polyuréthane

FIG. 3.36 – Sismogramme obtenu dans un milieu homogène en polypropylène avec la source piézoélectrique V103 pour une excitation de type « Ricker » centré sur 500 kHz . L'amplitude absolue est donnée en Angstrom (\AA)

3.37 a et b pour la source au contact V103 sans adaptateur, et sur les figures 3.39 a et b pour la source avec l'adaptateur conique. À incidence normale, les amplitudes des ondes transmises sont très élevées ($> 1000\text{ \AA}$), très large bande, et la forme temporelle de l'ondelette générée (Ricker) est bien conservée. La quantité d'énergie transmise chute très rapidement dès lors que l'on s'écarte de l'axe de la source. L'ondelette est très rapidement déformée, jusqu'à se séparer en deux ondelettes bien distinctes pour de plus grands angles, correspondant aux diffractions par chaque extrémité de la source. L'ondelette générée à la sortie de l'adaptateur conique est légèrement différente de l'ondelette initiale. Le spectre est également réduit pour les plus basses ($< 200\text{ kHz}$) et les plus hautes fréquences ($> 800\text{ kHz}$). Cependant, la forme de l'ondelette et le module du spectre n'évoluent que très peu avec l'angle de rayonnement. On note tout de même une perte d'amplitude, en particulier pour les plus hautes fréquences au-delà de 60° .

On retrouve ce comportement sur les diagrammes de rayonnement des deux sources (figures 3.38 et 3.40). La source au contact, de rayon 7.5 mm , est directive dès 200 kHz . Plus on monte en fréquence, plus cette directivité est prononcée, on voit alors progressivement apparaître des lobes secondaires de plus faibles amplitudes pour les plus grands angles de rayonnement. À 1 MHz , fréquence de résonance du transducteur, la source est extrême-

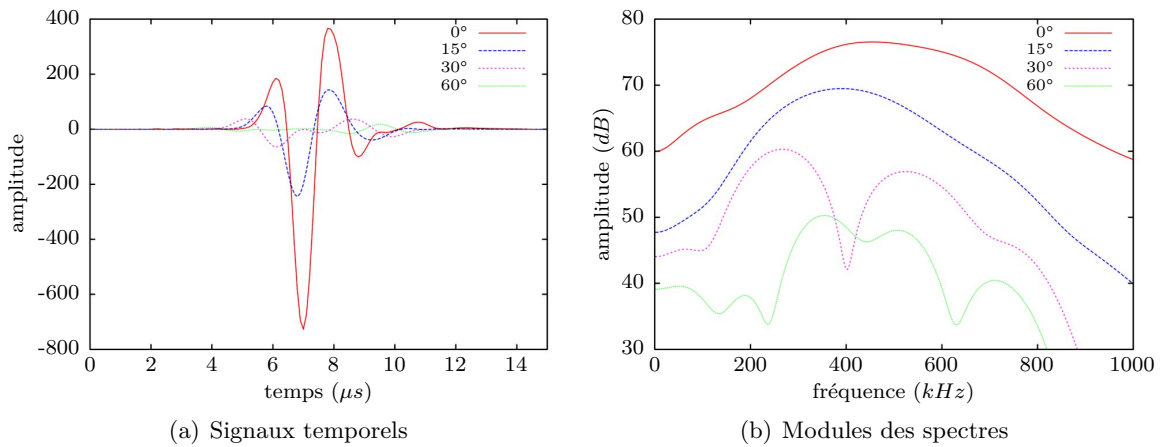


FIG. 3.37 – Signaux temporels et modules des spectres de la source piézoélectrique V103 (sans adaptateur conique) pour différents angles d'incidence (0° , 15° , 30° , et 60°) - Composante normale

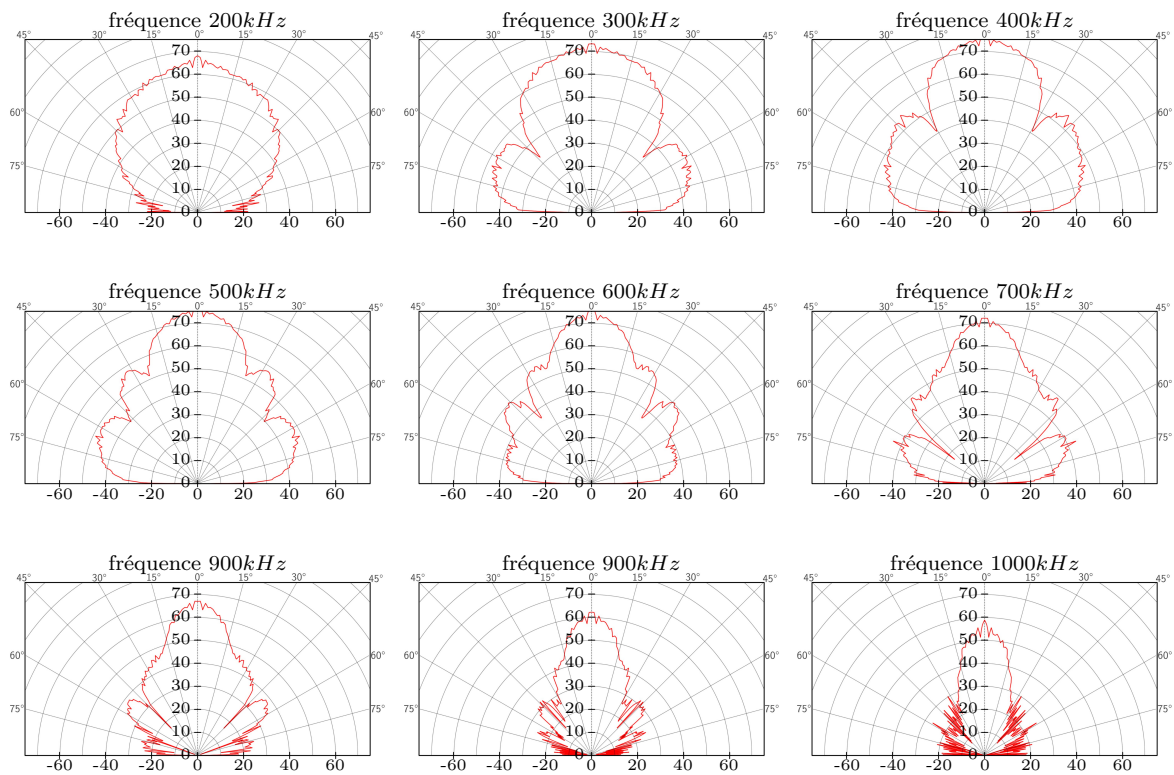


FIG. 3.38 – Diagrammes de directivité (amplitude en dB) de la source piézoélectrique V103 (sans adaptateur conique) à différentes fréquences - Composante normale

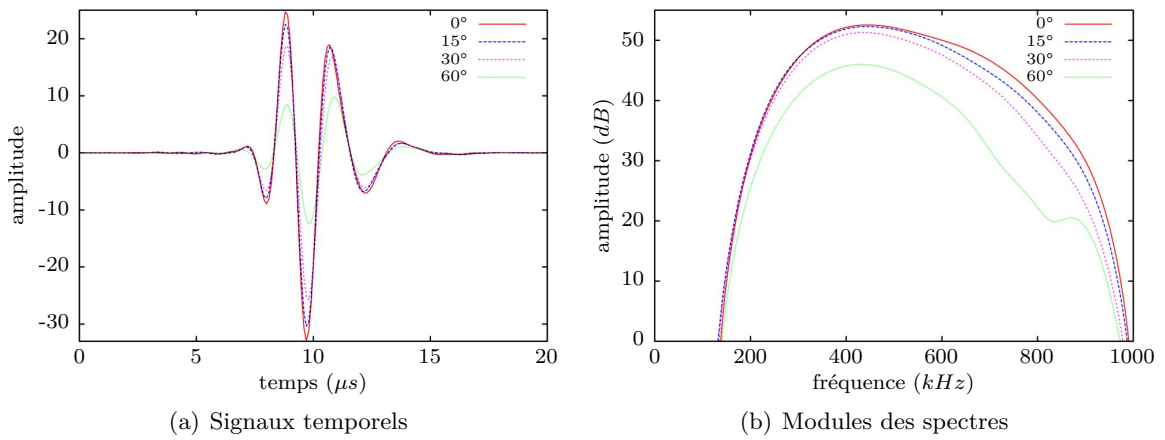


FIG. 3.39 – Signaux temporels et modules des spectres de la source piézoélectrique V103 avec adaptateur conique de polyuréthane pour différents angles d'incidence (0° , 15° , 30° , et 60°) - Composante normale

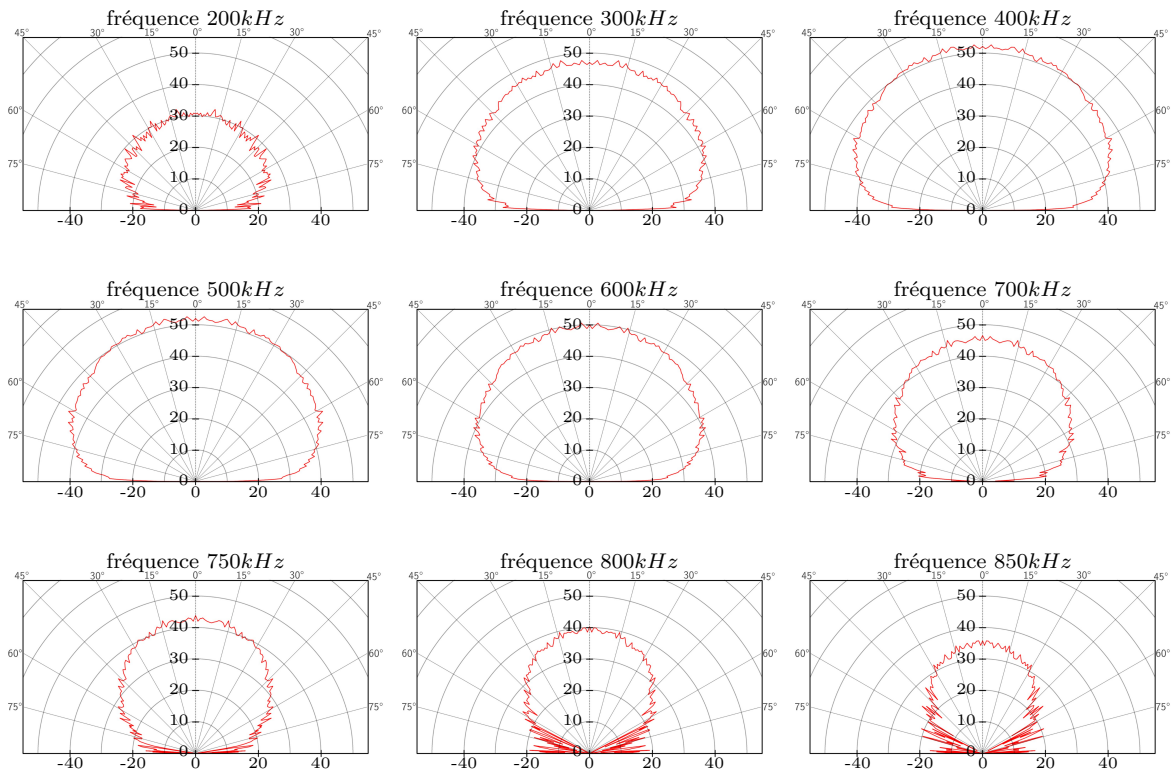


FIG. 3.40 – Diagrammes de directivité (amplitude en dB) de la source piezoélectrique V103 avec adaptateur conique de polyuréthane à différentes fréquences - Composante normale

ment directionnelle, l'intégralité de l'énergie reste confinée dans la direction normale à la surface. Le comportement est bien celui prédit par la théorie. Au contraire, lorsque la surface de contact est réduite par l'adaptateur conique, la source n'est plus du tout directionnelle. Le diagramme de rayonnement n'évolue pratiquement pas pour des fréquences inférieures à 600 kHz , et les lobes de directivité secondaires ont disparu. À partir de 700 kHz , la longueur d'onde ($\sim 3.5\text{ mm}$) devenant non négligeable devant le rayon de la surface rayonnante ($\sim 1\text{ mm}$), la source devient plus directionnelle.

Les résultats observés en terme de directivité correspondent aux prédictions analytiques de Tang et al. (1994) pour une force normale rayonnant sur un milieu semi-infini (figures 1.6 et annexe A). On pourra conclure de cette étude que les sources au contact direct ne sont pas adaptées à la modélisation sismique à échelle réduite dès lors que l'on s'écarte de l'incidence normale. En revanche, pour des matériaux ayant des vitesses de l'ordre de grandeur de celle du PVC, on pourra parfaitement les utiliser avec un adaptateur du type de celui proposé, dans la gamme $200 - 700\text{ kHz}$. Au-delà, il conviendra d'être prudent, la source adaptée ne sera valide que pour de petits angles d'incidence.

3.4.2.c Source ponctuelle ACSYS[®] à 120 kHz

On procède de la même manière pour la source ACSYS[®] que pour les sources précédentes, mais en excitant au moyen d'un Ricker centré sur 120 kHz d'amplitude crête à crête de 200 V . Un tir est réalisé sur le même bloc de polypropylène avec cette fois un pas de 0.5 mm et jusqu'à 200 mm de la source (400 points). On peut voir sur le sismogramme obtenu (figure 3.41) l'onde P directe, l'onde de Rayleigh, l'onde réfléchie au fond du modèle (vers $0.05\text{ }\mu\text{s}$) et ses multiples (vers $0.10\text{ }\mu\text{s}$ et $0.15\text{ }\mu\text{s}$). L'autre hyperbole (sommet vers $0.11\text{ }\mu\text{s}$) est une réflexion latérale de l'onde de Rayleigh. Bien que les déplacements mesurés soit assez faibles (quelques dizaines d'Angstrom), l'atténuation étant plus faible à 120 kHz , on peut détecter l'onde de surface jusqu'à 300 mm dans ce matériau (environ 30 fois la longueur d'onde de l'onde de Rayleigh à 120 kHz).

Les signaux mesurés en transmission au travers du cylindre de PVC pour différents angles d'incidence et les modules de leurs transformées de Fourier, représentés sur les figures 3.42 a et b, montrent qu'il n'y a que très peu de variation de la forme de l'ondelette et de son contenu fréquentiel large bande en fonction de l'angle de rayonnement. Les diagrammes de rayonnement (figures 3.43) confirment que cette source se comporte bien comme une force normale rayonnant sur un demi-espace infini : la répartition spatiale de l'énergie est indépendante de la fréquence et indépendante de la direction de l'espace. Pour les très grands angles de rayonnement, la directivité mesurée est néanmoins faussée par des effets de bords du demi-cylindre utilisé pour la mesure puisque l'on mesure en même temps une onde de Rayleigh.

Les résultats de la mesure de la composante tangentielle sont présentés sur les figures 3.44 et 3.45. La forme de l'ondelette est également bien conservée et ne varie pas avec la direction de propagation. Les diagrammes de rayonnement présentent tous, quelque soit la fréquence considérée, les deux lobes latéraux caractéristiques du rayonnement des ondes S générées par une force normale en surface (voir figure 1.6 et annexe A). L'asymétrie que l'on observe sur

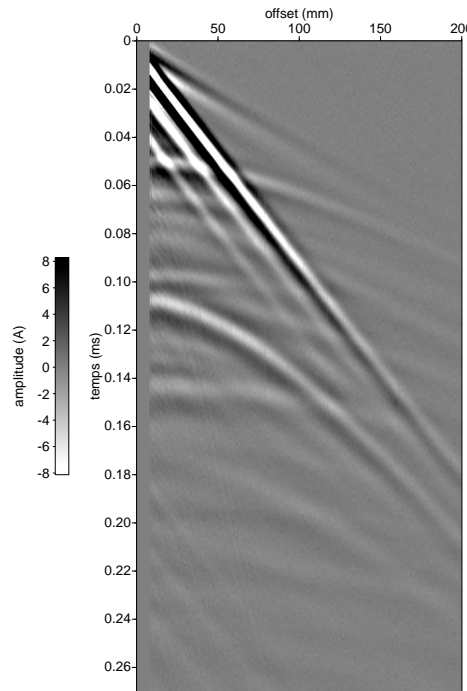


FIG. 3.41 – Sismogramme obtenu dans un milieu homogène en polypropylène avec la source ponctuelle ACSYS[®] pour une excitation de type « Ricker » centré sur 120 kHz . L'amplitude absolue est donnée en Angstrom (Å)

les diagrammes de rayonnement est liée au fait que le récepteur utilisé est un transducteur piézoélectrique ponctuel, et que sa réponse en fréquence n'est pas plate comme celle de l'interféromètre laser, et dépend également de l'orientation et de l'inclinaison du transducteur. Ce résultat pourrait être amélioré en mesurant la composante tangentielle du champ par interférométrie laser également, ce qui n'est pas techniquement possible actuellement.

Ces résultats sont toutefois suffisants pour conclure que cette source se comporte bien comme nous l'attendions, et peut tout à fait être utilisée pour la modélisation d'une source sismique à l'échelle de nos modèles réduits.

3.5 Le banc de mesure

Le banc Microcontrol[®] (photo figure 3.2) permet le positionnement des sources et récepteurs au dessus des modèles. Le banc peut recevoir des modèles de $1\text{ m} \times 1\text{ m}$ de côté, 50 cm de profondeur, et de poids inférieur à 270 kg . La table recevant les modèles est en équilibre pneumatique de manière à être isolée des perturbations extérieures, et a une planéité suffisante pour permettre la mesure par interférométrie laser. L'ensemble est stabilisé à une température de 20°C . Un système asservi permet le positionnement et le maintient en position du récepteur dans toutes les directions de l'espace, avec un pas minimal de $100\ \mu\text{m}$ et une précision de

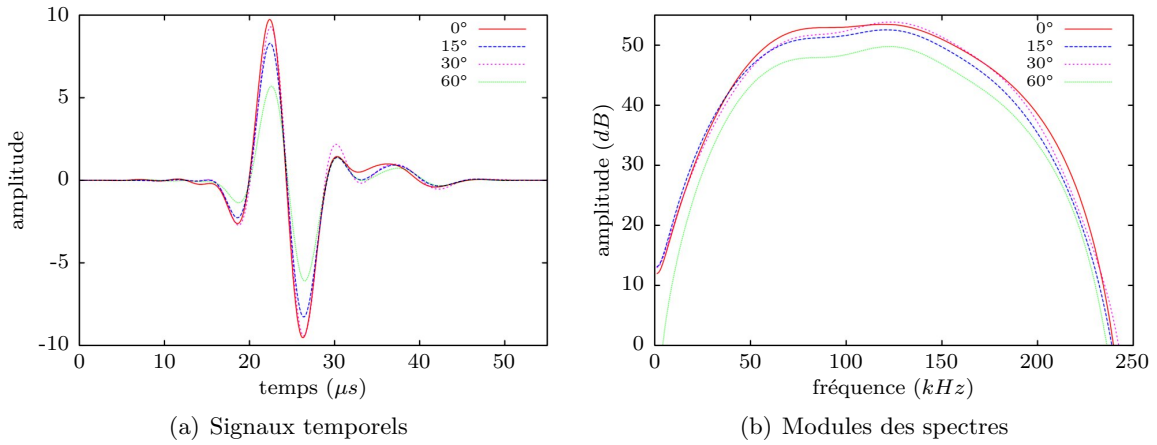


FIG. 3.42 – Signaux temporels et modules des spectres de la source ACSYS[®] (0° , 15° , 30° , et 60°) - Composante normale

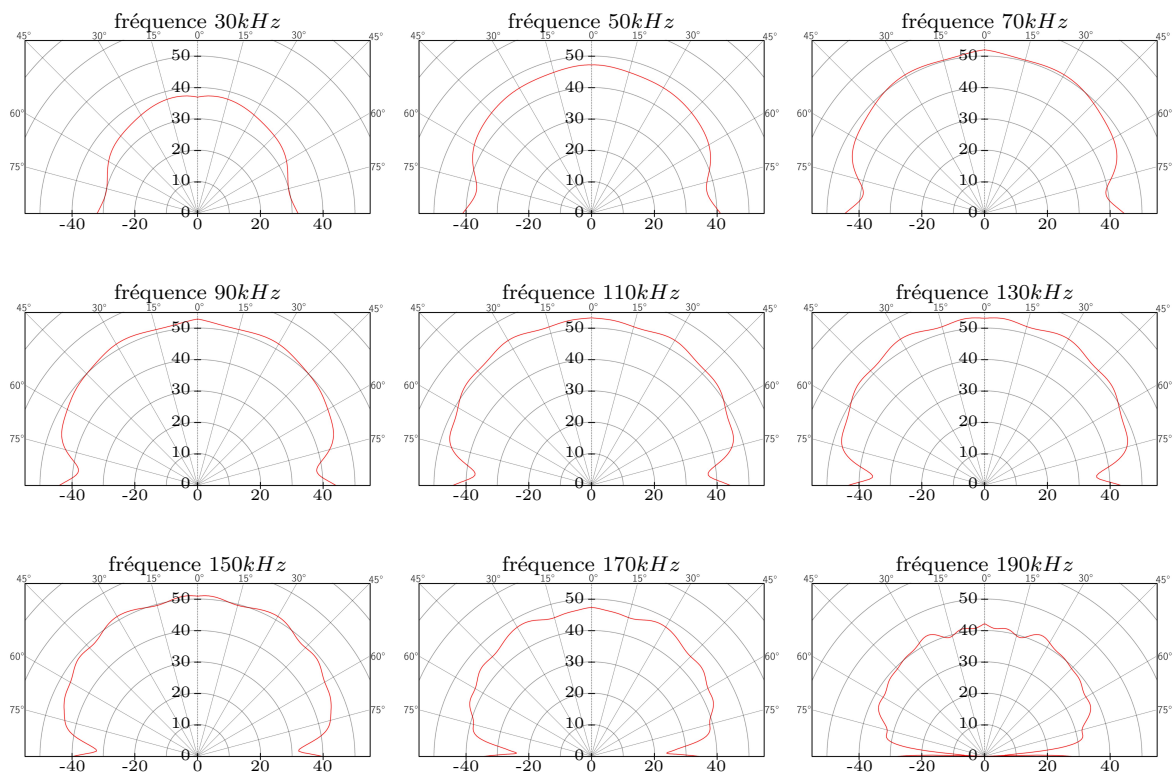


FIG. 3.43 – Diagrammes de directivité (amplitude en dB) de la source ACSYS[®] à différentes fréquences - Composante normale

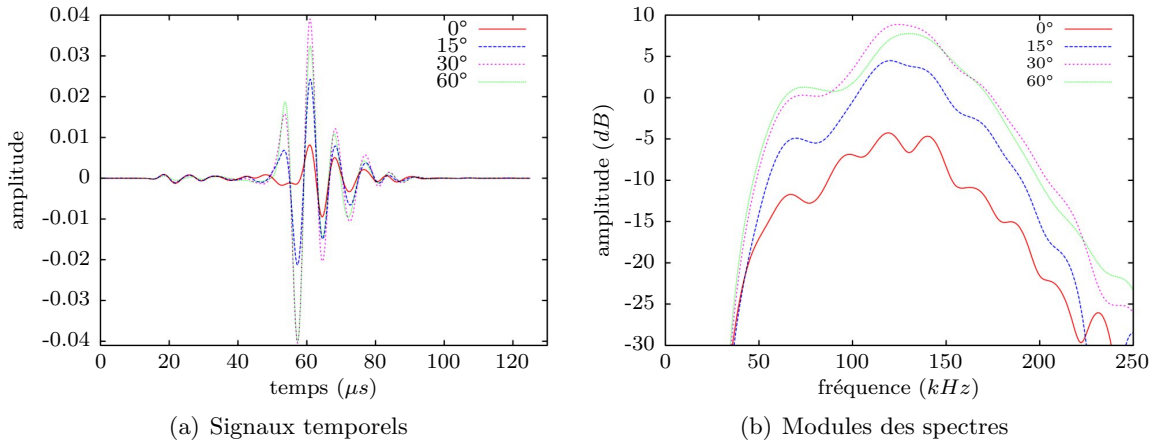


FIG. 3.44 – Signaux temporels et modules des spectres de la source ACSYS[®] (0° , 15° , 30° , et 60°) - Composante cisillante

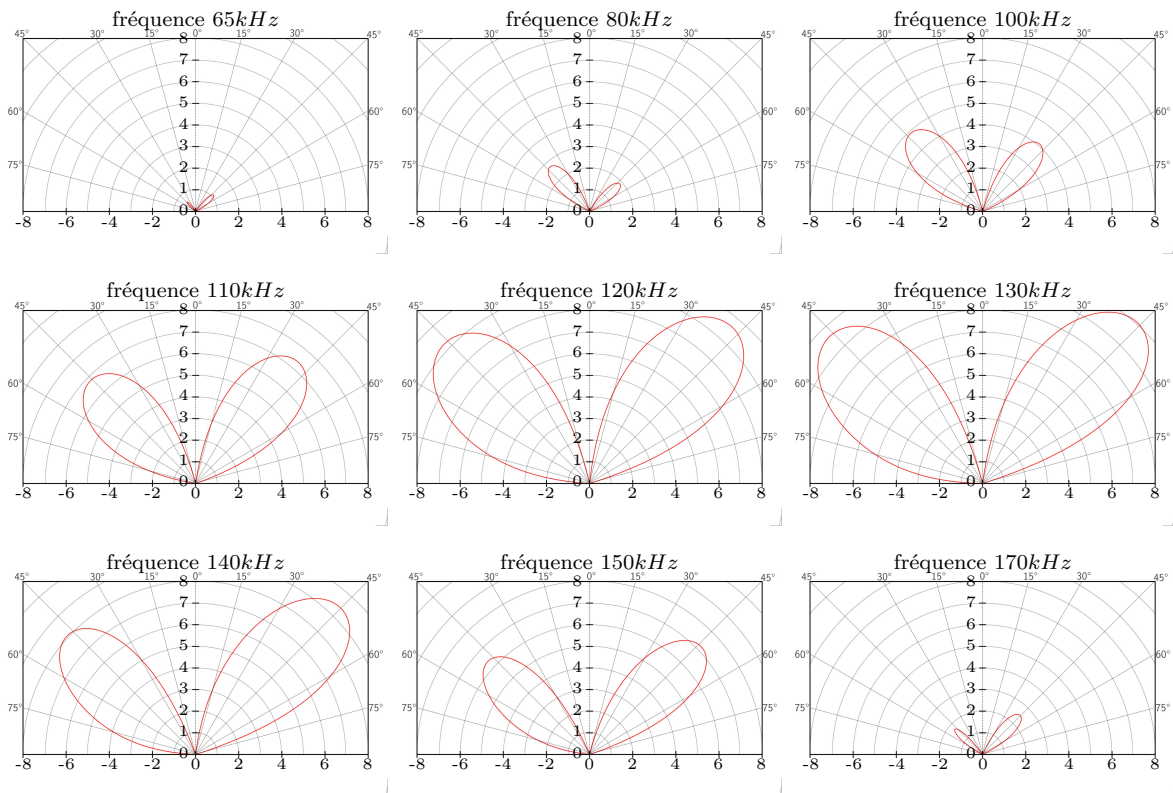


FIG. 3.45 – Diagrammes de directivité (amplitude en dB) de la source ACSYS[®] à différentes fréquences - Composante cisillante

$10\ \mu m$. Les sources piézoélectriques sont déplacées par un bras au dessus du modèle avec un pas minimal de $100\ \mu m$ et une précision de $10\ \mu m$, et plaquées sur le modèle au moyen d'un petit vérin pneumatique avec une pression stabilisée (figures 3.33 et 3.34). Au cours de cette étude, nous ne réaliserons que des dispositifs d'acquisitions de surface 2D, mais la réalisation de dispositifs 3D ou d'acquisition en transmission est néanmoins possible.

Afin d'automatiser l'acquisition de données sismiques multisources / multirécepteurs, nous avons développé un logiciel permettant le pilotage et le contrôle visuel de l'ensemble du système. Ce logiciel, programmé en langage C par Olivier Durand afin d'optimiser ses performances, permet le paramétrage du type de mesure et l'automatisation du déplacement de la source et du récepteur au dessus du modèle, la génération et l'acquisition des signaux ultrasonores via une carte de génération de signaux (échantillonnée à $100\ MHz$) et une carte d'acquisition ($10\ MHz$), des opérations de prétraitements de signaux (filtrage, prise en compte de la sensibilité en temps réel, contrôle de validité des signaux, moyennage, estimation du rapport signal sur bruit, etc), le stockage des données au format standard SEG2, et propose un système évolué de visualisation et de contrôle en temps réel des données mesurées.

L'acquisition des données se déroule généralement de la manière suivante : le modèle, la source et le récepteur sont placés en position initiale. On procède à la génération et l'acquisition répétée des signaux ultrasonores pour le couple source-récepteur donné. L'interféromètre est déplacé à la position de récepteur suivante. L'acquisition des données est ensuite renouvelée pour chaque position de récepteur correspondant à la première position de source. La source est ensuite déplacée, et l'on procède à nouveau à l'acquisition des données pour chaque position de récepteur. L'excellente répétabilité des sources piézoélectriques permet donc de générer des collections de données en sources communes (CSG), en récepteurs communs (CRG), ou même de réaliser directement des profils à offsets constants.

L'acquisition de données en un point de réception dure pour un moyennage sur 512 tirs, environ 30 secondes. Pour réaliser l'acquisition d'un jeu de données multisource / multirécepteur pour 37 positions de sources, et 180 récepteurs pour chaque source, il faut environ $30 \times 180 \times 37$ secondes, soit environ 55 heures en continu. Un exemple de jeu de données multisource / multirécepteur obtenu sur le modèle à six couches (annexe B.3) pour les paramètres cités est présenté figure 3.46.

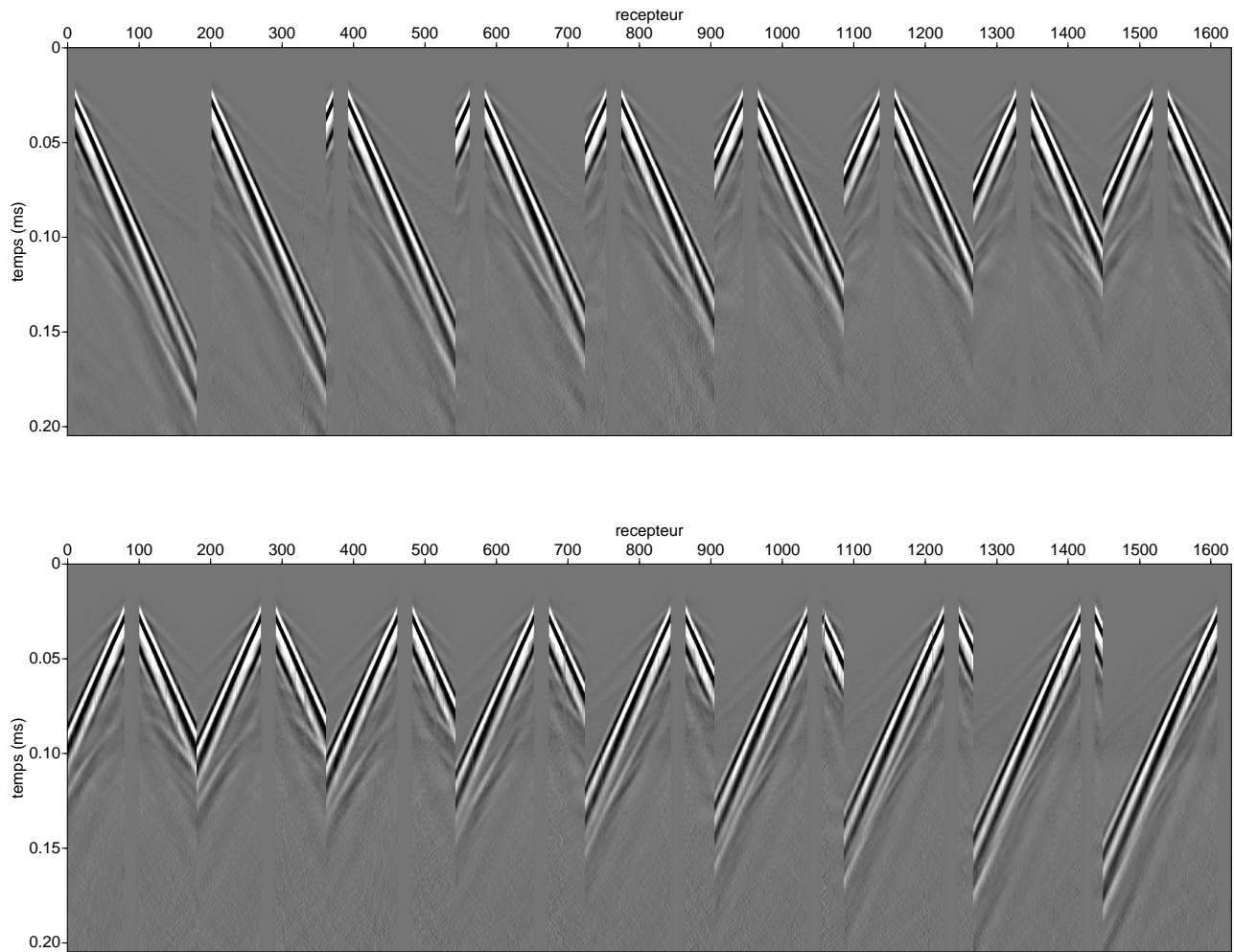


FIG. 3.46 – Illustration d'un jeu de données multisource / multirécepteur obtenu sur le modèle en résine à 6 couches présenté en annexe B.3.

3.6 Validation des données

Nous avons jusqu'ici mis en place et validé les quatre éléments du laboratoire MUSC : les modèles réduits, le système de réception, la génération des signaux ultrasonores, et le positionnement relatif de ces trois éléments. Cette partie propose la validation des données sismiques ultrasonores obtenues. Pour cela, nous réalisons deux acquisitions multisources / multirécepteurs sur le modèle en polypropylène avec cavité présenté en annexe B, dans deux gammes de fréquences jointes avec les deux sources ponctuelles dont nous disposons. Nous présentons les données, ainsi que les quelques prétraitements que nous avons appliqués aux données.

Parallèlement, nous construisons le modèle numérique associé en vue de l'inversion des données. L'ondelette source est obtenue par l'inversion linéaire décrite dans le chapitre 2. L'ondelette source déterminée est ensuite utilisée pour calculer par simulation numérique, les données synthétiques correspondant aux données acquises sur le modèle réduit.

3.6.1 Présentation des données ultrasonores

Deux jeux de données sont obtenus avec un dispositif d'acquisition identique, mais en utilisant deux sources différentes. La source ACSYS[®] excitée par un Ricker centré sur 120 kHz fournit un jeu de données basses fréquences. La source V103 utilisée avec son adaptateur conique, excitée par un Ricker centré sur 500 kHz fournit un jeu de données plus hautes fréquences (en réalité plutôt centré sur 350 kHz en raison du filtrage basse fréquence imposé par le couplage de l'adaptateur de polyuréthane avec le milieu). Dans le polypropylène, les longueurs d'onde moyennes sont à 120 kHz , $\lambda_P \approx 23\text{ mm}$ et $\lambda_S \approx 10\text{ mm}$, et à 350 kHz , $\lambda_P \approx 8\text{ mm}$ et $\lambda_S \approx 3\text{ mm}$. La plus petite longueur d'onde générée dans ce milieu correspond à celle de l'onde de Rayleigh à 700 kHz et est de l'ordre de $\lambda_R \approx 1.5\text{ mm}$. Un échantillonnage spatial de 0.5 mm est donc suffisant pour respecter le critère de Shannon. La longueur d'onde la plus grande correspondant à l'onde P aux plus basses fréquences ($\sim 20\text{ kHz}$) dépasse les 120 mm .

Le dispositif d'acquisition choisi (figure 3.47) s'étend en surface sur 120 mm . Il est constitué de 241 récepteurs espacés de 0.5 mm et de 25 sources espacées de 5 mm . Le pas d'échantillonnage temporel est $dt = 0.1\ \mu\text{s}$. Après 512 moyennes, le bruit de fond est de l'ordre de $0.2\ \text{\AA}$.

La divergence géométrique 3D est ramenée à une divergence géométrique 2D en appliquant une correction en \sqrt{t} sur chacune des traces, à partir du temps t_0 correspondant au centre du Ricker. Les signaux seront par la suite toujours présentés après l'application de cette correction.

Un filtre passe-bande à phase nulle est utilisé pour supprimer les bruits basses et hautes fréquences situés hors de la bande utile des signaux. Le fenêtrage temporel, et des opérations de filtrages sélectifs dans le domaine $f-k$, permettent de supprimer les réflexions parasites sur les parois des modèles, l'onde de Scholte, ainsi que les multiples de la source les plus lointains dans le cas des données hautes fréquences. Les zones des sismogrammes les plus tardives, et les zones antérieures à l'arrivée de l'onde directe, où aucune arrivée n'est présente, sont mises

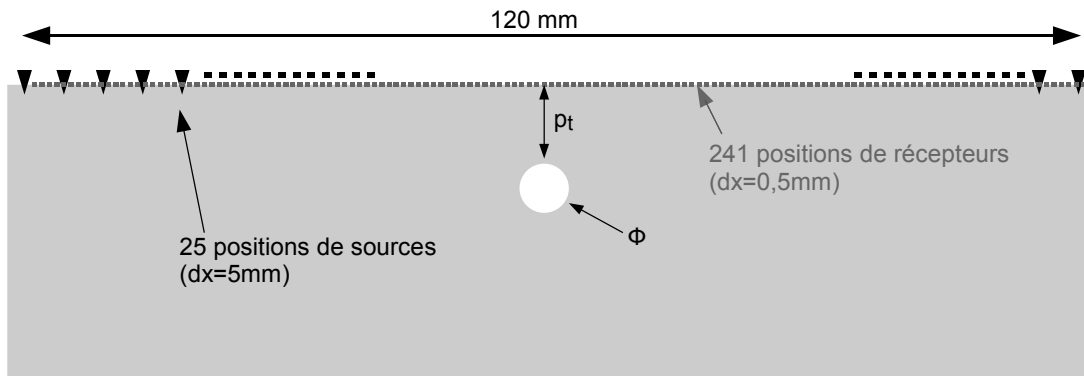


FIG. 3.47 – Modèle homogène avec cavité et dispositif d'acquisition associé

à zéro afin de s'affranchir des résidus de bruit d'origines diverses¹⁴.

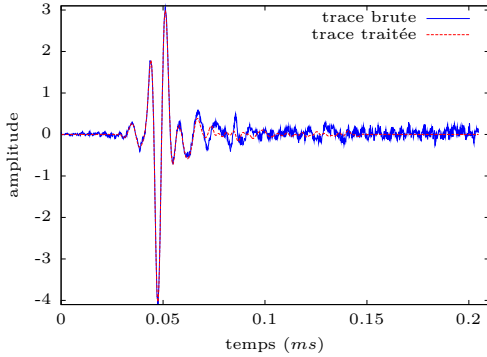
Un sismogramme avant et après l'application des prétraitements est présenté pour chacun des jeux de données figures 3.49 a et b pour les données basses fréquences, et figures 3.50 a et b pour les données hautes fréquences. La figure 3.48 montre sur une trace de chaque jeu de données, l'influence des prétraitements appliqués sur le signal temporel et le spectre.

Sur les deux jeux de données, les traces les plus proches de la source sont manquantes, car inaccessibles à l'interféromètre lors de l'acquisition. 20 traces manquent de chaque côté de la source pour les données basses fréquences, et environ 30 de chaque côté pour les données hautes fréquences. Sur les données hautes fréquences (figure 3.50 a), quelques traces sont bruitées autour de l'offset 80 mm en raison d'une mauvaise réflectivité locale du faisceau laser de l'interféromètre à la surface du modèle réduit. Ces traces ne seront pas prises en compte lors de l'inversion des données.

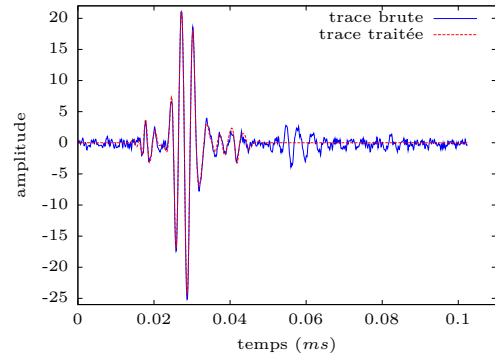
La cavité est située à l'offset 60 mm, à 10 mm de profondeur, son diamètre est de 5 mm. Sur les données basses fréquences, après prétraitement, apparaît une diffraction de très faible amplitude de l'onde P (vers l'offset 60 mm), ainsi qu'une diffraction de l'onde de surface se propageant en direction de la source. Une chute de l'amplitude de l'onde P directe est également observée à partir de son passage au dessus de la cavité. Pour les positions de source plus proches de la cavité, la diffraction en onde de volume est plus importante. Pour les positions de source plus éloignées de la cavité, on distingue plutôt la diffraction de l'onde de surface. Sur les données hautes fréquences, les longueurs d'onde étant plus petites, l'onde de surface pénètre moins profondément. La diffraction de l'onde de surface et la perte d'amplitude de l'onde P ne sont plus visibles. En revanche, on distingue clairement une réflexion de l'onde P (offset 60 mm, $t = 0.02$ ms sur la figure 3.50), ainsi qu'une conversion en onde de surface de cette réflexion (offset 70 mm, $t = 0.03$ ms sur la figure 3.50).

Les prétraitements effectués permettent bien de supprimer les réflexions tardives parasites, l'onde de Scholte, et le bruit en dehors de la gamme de fréquences utile, sans toutefois affecter les formes d'ondes.

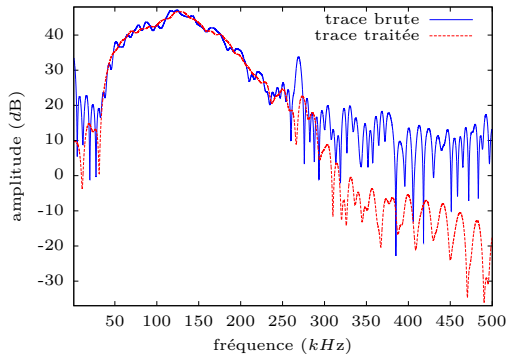
¹⁴Nous utilisons pour ces prétraitements les outils du package Seismic Unix* (sufilter, sudipfilt, sumute, etc.



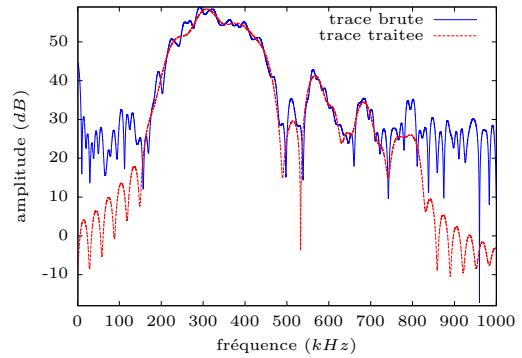
(a) Trace brute (bleu) et après prétraitements (rouge) - données 120 kHz - offset 25 mm



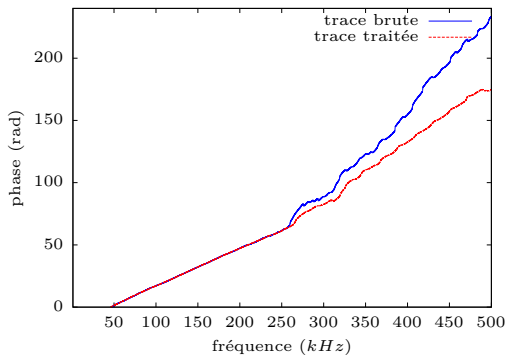
(b) Trace brute (bleu) et après prétraitements (rouge) - données 500 kHz - offset 20 mm



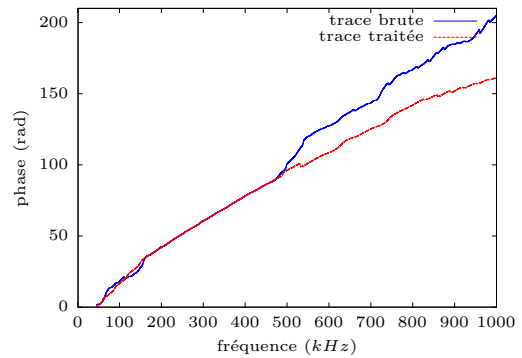
(c) Module de la FFT d'une trace brute (bleu) et après prétraitements (rouge) - données 120 kHz - offset 25 mm



(d) Module de la FFT d'une trace brute (bleu) et après prétraitements (rouge) - données 500 kHz - offset 20 mm



(e) Phase de la FFT d'une trace brute (bleu) et après prétraitements (rouge) - données 120 kHz - offset 25 mm



(f) Phase de la FFT d'une trace brute (bleu) et après prétraitements (rouge) - données 500 kHz - offset 20 mm

FIG. 3.48 – Influence des prétraitements sur une trace de chaque jeu de données et sa transformée de Fourier. Les réflexions tardives parasites, l'onde de Scholte, et les multiples dans la source sont supprimés. Le bruit dans les zones précoces et tardives est mis à zéro. Un filtre passe-bande à phase nulle est appliqué.

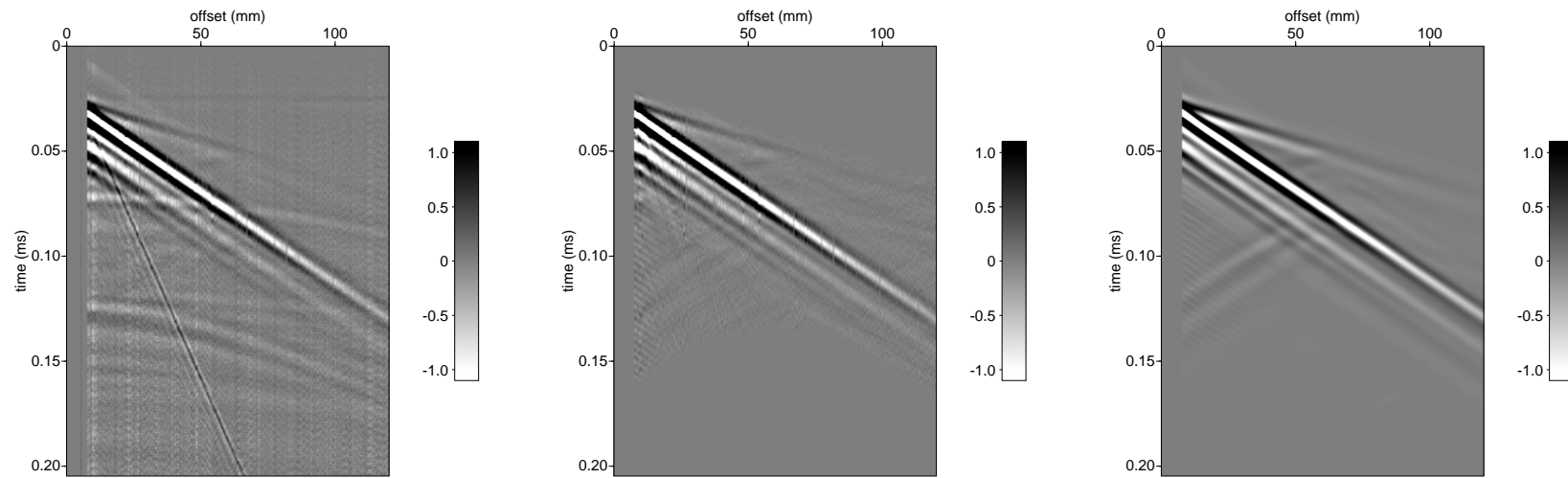
(a) Données brutes : Tir n°1 à 120 kHz (b) Données après prétraitements : Tir n°1 à 120 kHz (c) Données synthétiques obtenues en propageant l'ondelette source inversée : Tir n°1 à 120 kHz

FIG. 3.49 – Données ultrasonores et synthétiques obtenues sur le milieu homogène en polypropylène avec cavité cylindrique à 120 kHz . Les réflexions tardives parasites, le bruit électronique et lié au laser, l'onde de Scholte et le bruit basses et hautes fréquences dans (a) sont supprimés dans (b). Une diffraction de l'onde de volume P bar la cavité, de très faible amplitude, est observée au niveau de la cavité vers l'offset 60 mm . À partir de l'offset 60 mm , l'amplitude de l'onde P directe chute. Nettement plus importante, une diffraction de l'onde de surface revenant dans la direction de la source est également générée par la cavité. Tous ces évènements sont correctement reproduits par la modélisation numérique (c).

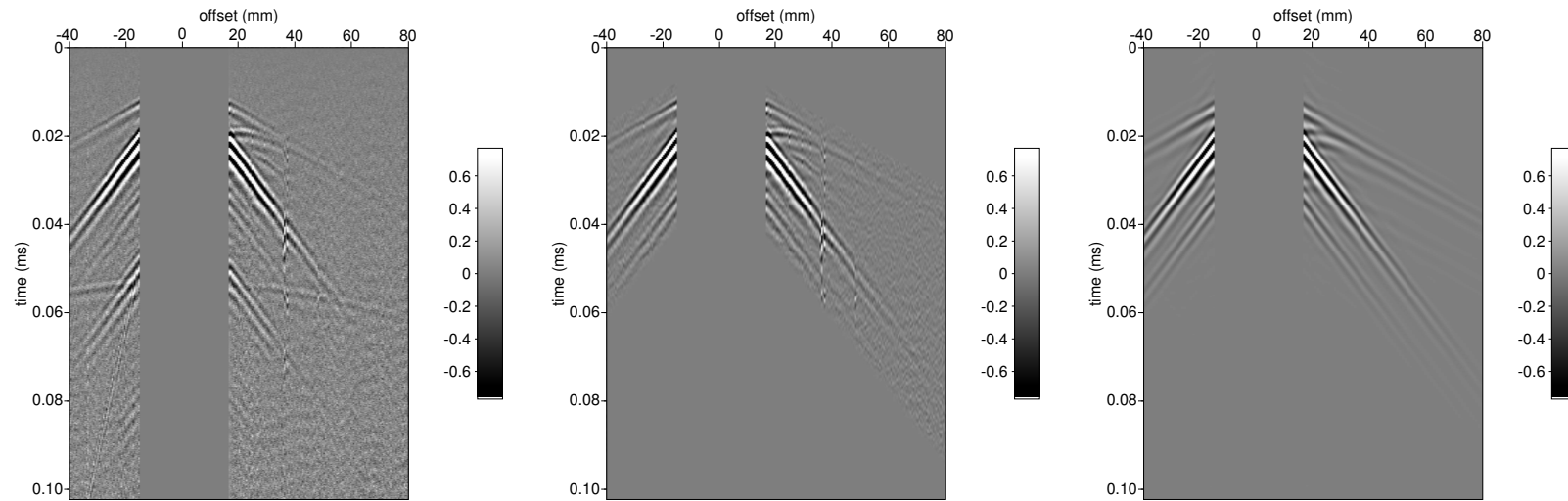
(a) Données brutes : Tir n°8 à 350 kHz (b) Données après prétraitements : Tir n°8 à 350 kHz (c) Données synthétiques obtenues en propageant l'ondelette source inversée : Tir n°8 à 350 kHz

FIG. 3.50 – Données ultrasonores et synthétiques obtenues sur le milieu homogène en polypropylène avec cavité cylindrique à 350 kHz . Les réflexions tardives parasites, le bruit électronique et lié au laser, l'onde de Scholte, les bruits basses et hautes fréquences, ainsi que les multiples de la source les plus éloignés dans (a) sont supprimés dans (b). Une diffraction de l'onde P par la cavité, ainsi qu'une conversion de cette réflexion en onde de surface sont clairement visibles sur les données expérimentales. Les réflexions multiples dans la source et tous les événements observés dans les données sont bien reproduites dans les synthétiques (c).

3.6.2 Confrontation des données synthétiques aux données expérimentales

Le modèle numérique est construit pour être similaire au modèle réduit. Les vitesses du milieu, la masse volumique, et les atténuations sont choisies d'après celles évaluées sur échantillons (voir annexes B et C). Les dispositifs d'acquisition sont identiques (y compris les récepteurs manquants aux proches offsets). Les cellules de la grille de volumes finis ont une taille moyenne de 0.3 mm de manière à correctement modéliser la propagation de toutes les ondes jusqu'aux fréquences les plus hautes en minimisant la dispersion numérique. L'interpolation est de type P0 avec un maillage structuré dans tout le milieu, et de type P1 non structuré sur 1 mm d'épaisseur le long de la surface. Le maillage P1 en surface permet de bien modéliser les ondes de surface, et autorise l'implémentation de la source sur une cellule, quand l'interpolation P0 nécessite l'étalement de la source sur plusieurs cellules afin de conserver une bonne isotropie. Le domaine de propagation fait 128 mm de long sur 34 mm de profondeur. Il est limité d'un côté par une surface libre sans variation topographique, et prolongé au fond et sur les parois latérales par des PML de 16 mm d'épaisseur. La grille utilisée est représentée figure 3.51. Les PML sont suffisamment efficaces pour empêcher les réflexions sur les bords du modèle jusqu'à 20 kHz , et la fréquence la plus basse des données est autour de 30 kHz . Les cartes en fréquences calculées à 20 kHz de la figure 3.52 confirment l'efficacité des PML jusqu'aux longueurs d'onde les plus grandes.

Le pas d'échantillonnage temporel est $dt = 0.1\ \mu\text{s}$. Pour les données basses fréquences, on utilise 2048 points, le pas d'échantillonnage fréquentiel est $df = 4.88\text{ kHz}$. Pour les données hautes fréquences, on utilise 1024 points, le pas d'échantillonnage fréquentiel est $df = 9.76\text{ kHz}$.

L'ondelette source est inversée comme décrit dans le chapitre 2. Pour cela, chacune des fréquences comprises dans la bande de fréquences utile des données expérimentales est utilisée dans l'inversion, soit 45 fréquences pour chacun des jeux de données. Le milieu initial utilisé pour l'inversion de la source est le milieu réel incluant la cavité. Tous les couples source-récepteur, à l'exception des très courts offsets et de quelques traces trop bruitées sont inversés (environ 5 par tir). L'ondelette source déterminée pour chaque jeu de donnée est représentée sur la figure 3.53, et comparée avec l'ondelette synthétique envoyée à la source piézoélectrique (recalées et normalisées). La comparaison de l'ondelette originelle et de l'ondelette inversée (correspondant à l'ondelette pénétrant réellement dans le milieu à la sortie du transducteur) permet d'évaluer la réponse de la chaîne de génération « générateur de signaux + amplification + transducteur + couplage ». L'ondelette est déformée par le système de génération et le couplage. Dans la configuration à 120 kHz , l'ondelette source est déphasée (figure 3.53 e), et quelques rebonds viennent s'ajouter à l'ondelette originale (figure 3.53 a), mais la réponse en fréquence en terme d'amplitude, est bien conservée (figure 3.53 c). Dans la configuration 350 kHz , le cône de polyuréthane est un milieu confiné, il est donc légèrement résonnant, et l'atténuation aux plus hautes fréquences est élevée, ce qui influe, également sur la réponse du système de génération : la largeur de la bande de fréquences de l'ondelette originale est fortement réduite (figure 3.53 d) et la résonance centrale descend de 500 kHz à 350 kHz , ce qui se traduit sur l'ondelette temporelle (figure 3.53 b) par l'élargissement et l'augmentation du nombre des oscillations, et l'apparition de rebonds. La phase du spectre semble toutefois peu affectée (figure 3.53 f). Ces observations mettent en évidence l'importance de l'inversion de la source, puisque même en conditions contrôlées, pour un milieu homogène dont les

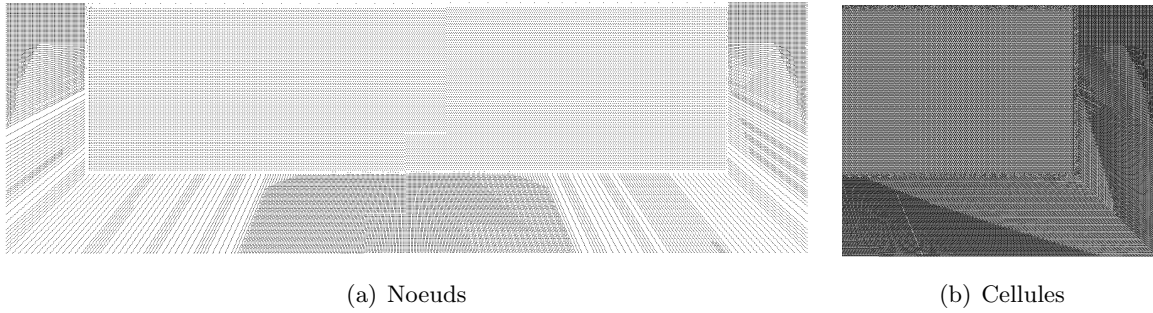
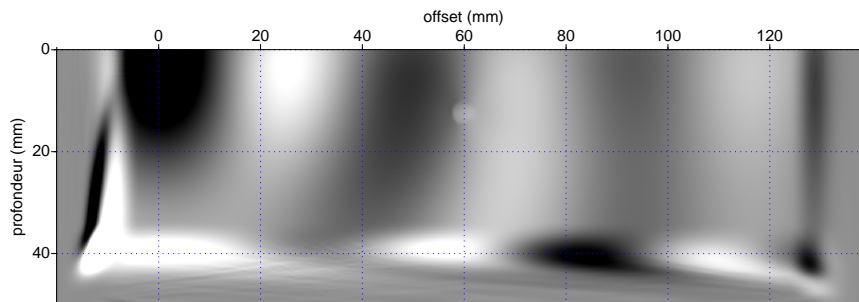
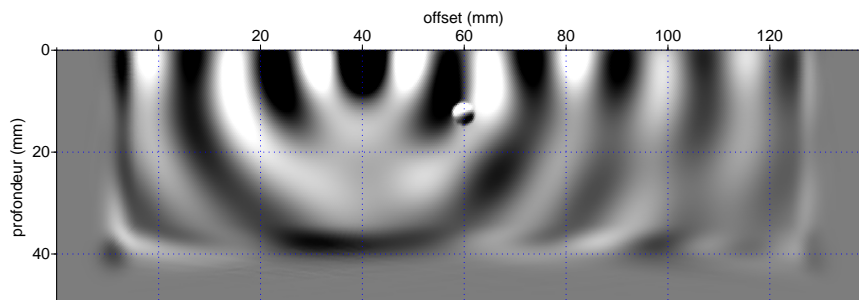


FIG. 3.51 – Grille de volumes finis utilisée pour la modélisation numérique.



(a) 20 kHz ($\lambda_P = 137\text{ mm}$, $\lambda_S = 61\text{ mm}$) - source en $x = 0$



(b) 34 kHz ($\lambda_P = 81\text{ mm}$, $\lambda_S = 36\text{ mm}$) - source en $x = 40\text{ mm}$

FIG. 3.52 – Partie réelle de la composante verticale du champ harmonique à 20 kHz pour une source en $x = 0$ et à 34 kHz pour une source en $x = 40\text{ mm}$. Les PML sont efficaces jusqu'aux plus basses fréquences des données.

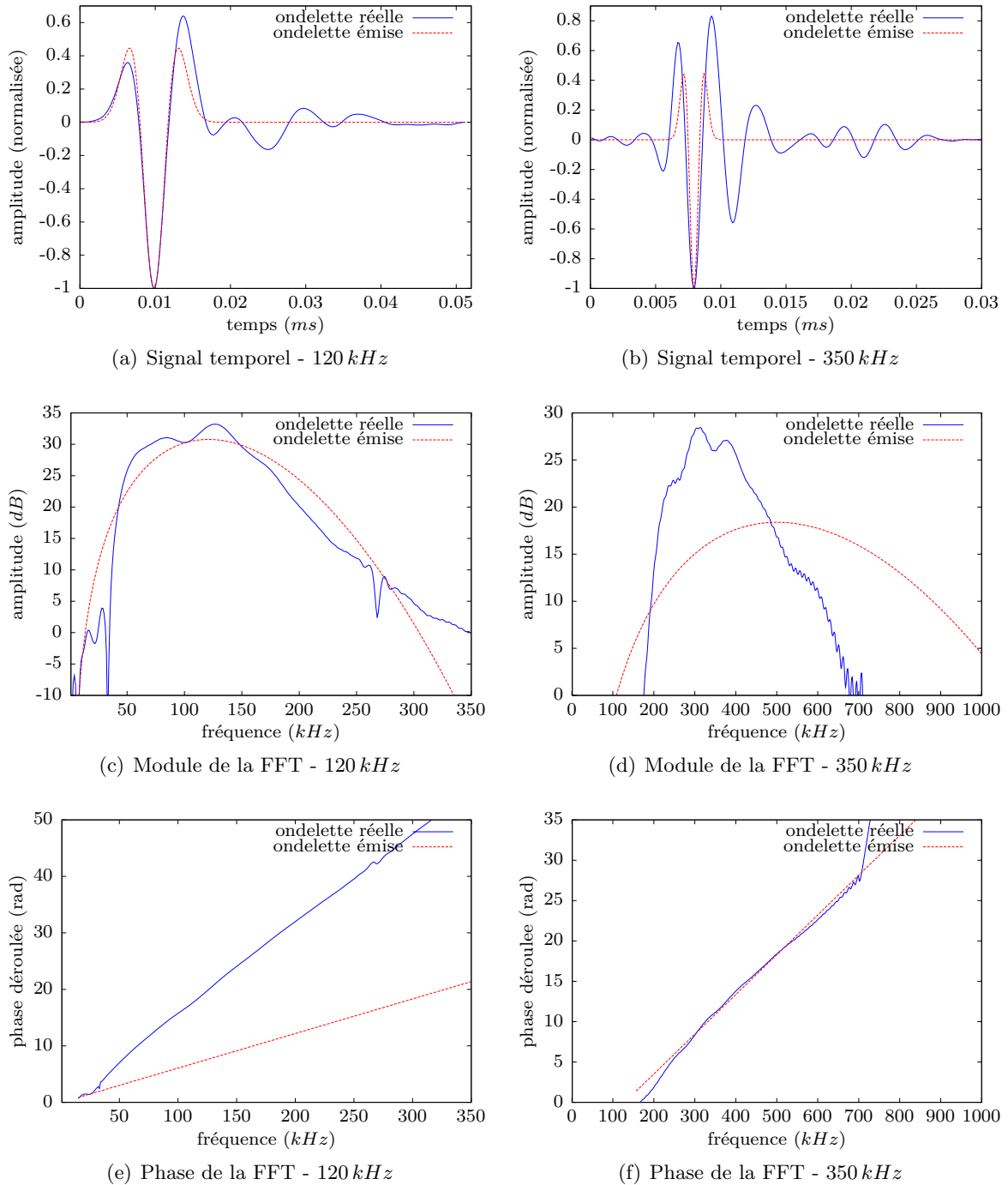


FIG. 3.53 – Comparaison de l'ondelette synthétique envoyée au transducteur (pointillé rouge) et de l'ondelette expérimentale inversée (plein bleu) pour les deux jeux de données 120 et 350 kHz. Les transducteurs et le couplage avec le milieu ont un effet non négligeable sur l'ondelette source émise.

propriétés sont connues, et pour une ondelette source émise parfaitement connue, l'ondelette source réellement transmise au milieu est difficilement prévisible.

Les ondelettes sources que nous venons de déterminer sont ensuite repropagées dans le même modèle. Les sismogrammes synthétiques obtenus sont représentés sur les figures 3.49 c et 3.50 c. Ils sont directement comparables aux données réelles des figures 3.49 b et 3.50 b. Tous les évènements observés sur les données expérimentales sont bien reproduits par la modélisation numérique. Des traces réelles et synthétiques sont comparées sur les figures 3.54 et 3.55. Les signaux sont bien corrélés en terme de phase, mais également d'amplitude, bien qu'aux plus lointains offsets, les erreurs sur les amplitudes soient plus importantes. Toutefois, les facteurs de qualité que nous avons estimés sont entachés d'une erreur importante (voir paragraphe 3.2.2), tout particulièrement Q_P , et de nombreux autres facteurs peuvent jouer sur l'amplitude des signaux mesurés (bruits parasites, influence des prétraitements, etc.) aussi bien que modélisés (mauvaise prise en compte des phénomènes 3D, imparfaite prise en compte des amplitudes le long de la surface libre, inadéquation entre le modèle d'atténuation théorique et l'atténuation réelle, etc).

Finalement, nous pouvons dire que les données sismiques modélisées numériquement par volumes finis expliquent bien les données expérimentales, et réciproquement, que le laboratoire de mesure ultrasonore sans contact MUSC que nous avons mis en place permet de modéliser physiquement à échelle réduite la propagation et la mesure des ondes en milieu viscoélastique en configuration de prospection sismique de surface pour de grands angles d'incidence, à la fois au niveau des temps d'arrivées et des amplitudes. Toutefois, il convient de rester prudent en ce qui concerne la précision de la modélisation des amplitudes.

3.7 Conclusions

Bilan

Nous avons mis en place au cours de cette thèse, un laboratoire de mesure ultrasonore sans contact (MUSC) dédié à la modélisation à échelle réduite en condition contrôlée, d'acquisitions de données sismiques. L'une des principales originalités de ce banc de mesure est de permettre des acquisitions « on-shore » à grands angles d'incidence modélisant à la fois les ondes de volume et de surface, et modélisant bien à la fois les temps d'arrivées et les amplitudes des signaux. Ce banc de mesure est également le premier de ce genre à être adapté aux applications de la proche surface.

Après évaluation des besoins, nous avons développé les éléments suivants :

Nous avons réalisé plusieurs modèles réduits modélisant des applications de la subsurface (annexe B), par assemblage et moulage de mélanges de différents polymères. Parallèlement, nous avons mis en place une procédure pour le contrôle des matériaux, et la caractérisation des propriétés viscoélastiques des matériaux utilisés, sur échantillon. Les vitesses de propagation et le facteur de qualité Q_S peuvent être mesurés à partir de tirs sismiques réalisés sur le banc MUSC sur de gros échantillons homogènes. Par ailleurs, nous avons proposé et validé l'adaptation de la méthode du ZGV (Prada et al., 2005; Clorennec et al., 2007) pour

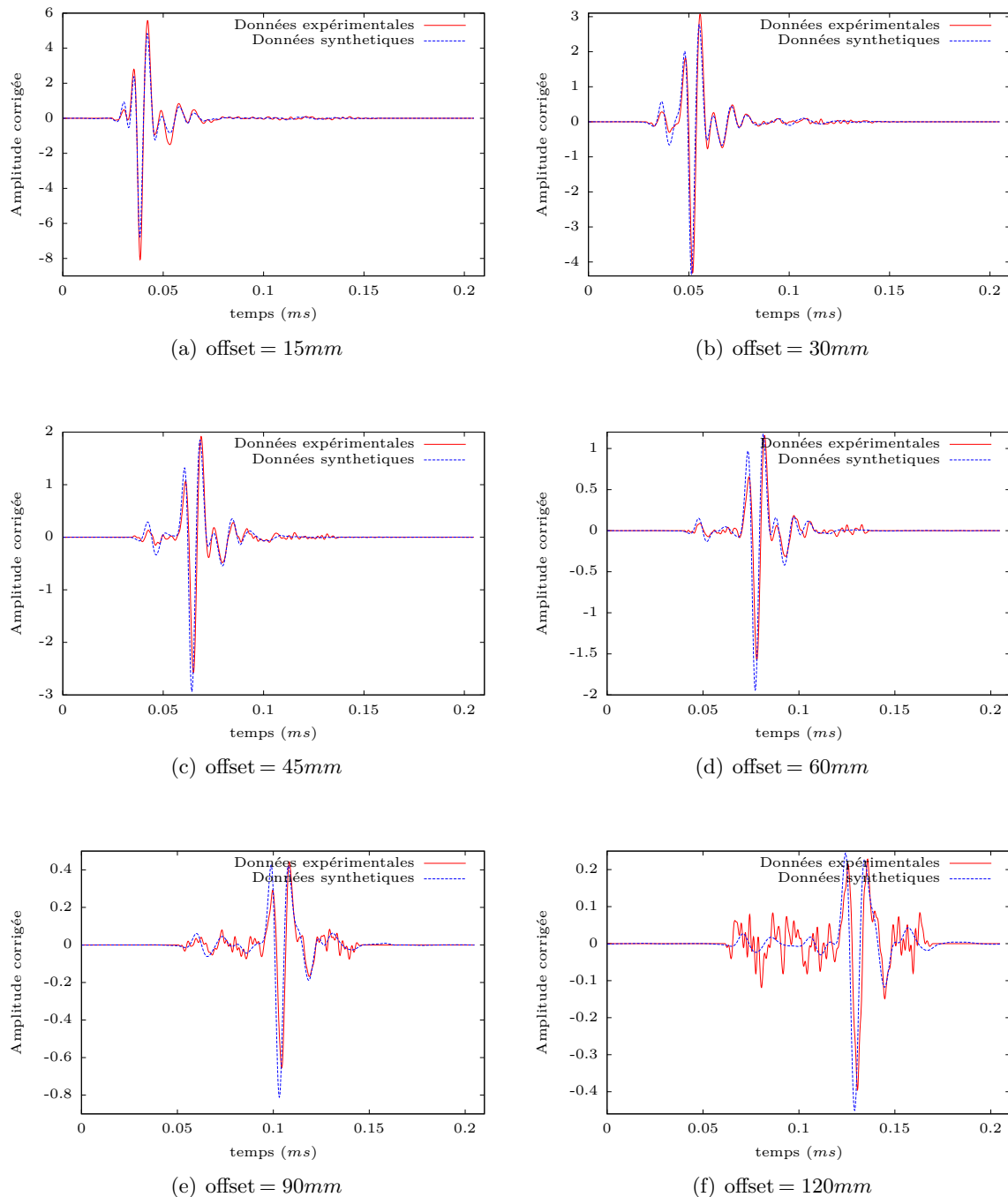


FIG. 3.54 – Comparaison de traces synthétiques (pointillés bleus) et traces réelles (plein rouge) pour différentes distance source-récepteur pour le jeu de données basses fréquences. Les formes d'ondes mesurées coïncident avec les synthétiques.

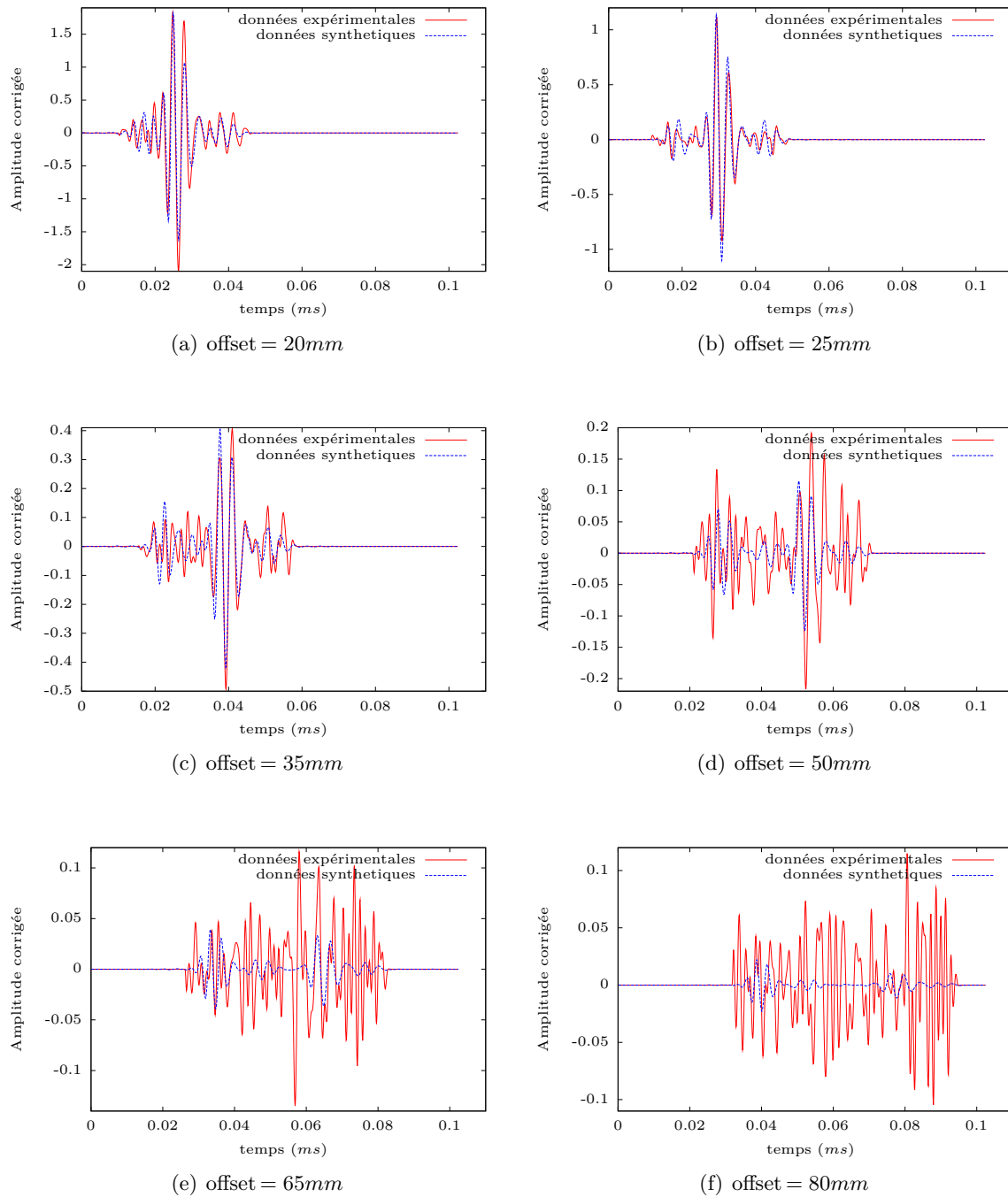


FIG. 3.55 – Comparaison de traces synthétiques (pointillés bleus) et traces réelles (plein rouge) pour différentes distance source-récepteur pour le jeu de données hautes fréquences. Les formes d’ondes mesurées coïncident avec les synthétiques.

l'obtention des vitesses de propagation localement dans notre gamme de fréquences. Cette méthode est précise, très rapide, et ne requiert que de petits échantillons et très peu de matériel (un échantillon sous forme de plaque, 4 transducteurs ACSYS[®], deux amplificateurs et un oscilloscope). Toutefois, le ZGV ne permet pas encore la mesure de l'atténuation.

Le laboratoire MUSC utilise l'interférométrie laser pour l'acquisition des signaux ultrasonores, ce qui permet de mesurer le déplacement particulaire exact, en se délivrant de l'influence des transducteurs (réponse en fréquence, sensibilité, couplage). Le système mis en place permet la mesure de signaux ultrasonores entre 10 kHz et 2 MHz . Par ailleurs, nous avons une bonne connaissance de notre bruit de mesure (bruit blanc gaussien), et pouvons exercer un contrôle sur le rapport signal sur bruit (large possibilité de moyennage).

Nous avons, au cours de cette thèse, testé et évalué la plupart des techniques permettant de générer des ultrasons. Nous avons notamment montré les limites de l'utilisation de transducteurs piézoélectriques de contact pour la modélisation des amplitudes en fonction des directions de l'espace. Parmi toutes les méthodes existantes, nous avons sélectionné deux types de sources. La première est une source piézoélectrique à pointe (ACSYS[®]) permettant de générer des ultrasons entre $20\text{--}30\text{ kHz}$ et $250\text{--}300\text{ kHz}$ selon les matériaux. L'autre source est une source piézoélectrique cylindrique classique (PANAMETRICS[®] V103) à laquelle nous avons ajouté un adaptateur. Ces deux sources ont été caractérisées, et leur fonctionnement dans le cadre de la modélisation de sources sismiques à échelle réduite a été validé.

Un système asservi permettant le positionnement des sources et des récepteurs au dessus du modèle avec une précision de $10\text{ }\mu\text{m}$, le contrôle, et l'automatisation complète de l'acquisition de données sismiques multisources / multirécepteurs, a été développé au LCPC au cours de cette thèse. Ce système permet aujourd'hui l'acquisition de données d'une grande répétabilité pour des configurations de mesure de surface 2D/3D ainsi qu'en transmission.

Finalement, nous avons montré sur un exemple concret (milieu homogène avec cavité cylindrique) que notre laboratoire de mesure permet l'acquisition de données sismiques en bonne corrélation avec les modèles de propagation numériques viscoélastiques.

Améliorations et perspectives d'évolution

Notre système est toutefois perfectible, et de nombreuses améliorations et évolutions sont envisageables.

D'autres modèles réduits peuvent être réalisés, et la modélisation d'autres types de caractéristiques de matériaux peut être envisagée : anisotropie, milieux hétérogènes, poreux, contrastes d'impédance plus forts, atténuations plus faibles, milieu fluide-solide, etc. La réalisation de modèles ayant une topographie non plane est également envisageable.

La caractérisation de nos matériaux peut, et doit être améliorée. En particulier, nous ne sommes pas en mesure d'obtenir avec précision le facteur de qualité Q_P des ondes P. La mesure de Q_S reste également entachée d'une erreur importante. Nous conseillons plutôt l'utilisation de la méthode du champ ultrasonore transmis (Bruneau and Potel, 2006), impliquant

des mesures sur échantillons en immersion, mais permettant d'accéder simultanément aux paramètres V_P , V_S , Q_P et Q_S , ainsi qu'à leur dépendance fréquentielle. Ce type de méthode doit également permettre de quantifier l'anisotropie de nos matériaux, ce que nous n'avons pas pu faire dans le cadre de cette thèse.

La société Bossa Nova Technologies, développant le récepteur laser que nous utilisons, propose maintenant une amélioration de l'interféromètre permettant également la mesure de la composante horizontale du déplacement particulaire en surface. Cet élément doit être implémenté dans le laboratoire MUSC afin de compléter les possibilités offertes par notre outil de modélisation.

Des améliorations sont également envisageables pour la modélisation des sources sismiques. En effet, la source ACSYS[®] ne permet pas de monter en fréquence au-delà de 250 kHz, et la source PANAMETRICS avec l'adaptateur conique n'est plus fiable au-delà de 600 kHz, et a un rendement faible. Les sources laser impulsionnelles permettent de générer des signaux plus impulsionnels et plus larges bandes, et d'obtenir des sources linéiques (2D). Toutefois, ces sources, en régime ablation, ne sont pas strictement non-destructives, et un nouveau travail d'adaptation et de validation serait donc nécessaire pour leur implémentation dans le laboratoire MUSC.

Un complément d'information intéressant sur les performances des sources pourra être obtenu avec la mesure de la composante horizontale avec l'interféromètre laser. En mesurant les deux composantes du champ en fonction de l'angle de rayonnement sur un dispositif comme celui que nous avons présenté dans le paragraphe 3.4.2, il est possible de déterminer expérimentalement quelle proportion d'énergie est rayonnée dans chaque mode P ou S.

Des mesures pseudoacoustiques sont également possibles en utilisant deux transducteurs ACSYS[®] cisailants de façon à générer et mesurer des ondes SH. Cette configuration peut être intéressante pour travailler sous l'hypothèse de champ scalaire (hypothèse acoustique).

Perspectives d'utilisation

Actuellement, le laboratoire MUSC permet de réaliser des acquisitions de données sismiques dans des configurations de surface 2D (dispositifs en ligne) ou 3D, en transmission, et même sur des modèles cylindriques.

Les utilisations possibles sont nombreuses et variées. Il peut être utilisé par exemple, comme l'ont proposé les premiers modélisateurs (Press et al., 1954; Olivier et al., 1954; Evans, 1959; Ebrom et al., 1990), pour aider à comprendre certains phénomènes complexes de la propagation des ondes observées en configuration de mesures sismiques, ou pour étudier la propagation en milieu hétérogène ou poreux (Purnell, 1986; Cheadle et al., 1991; Chekroun et al., 2009), pour des applications géophysiques, mais aussi de CND.

Dans le cadre de cette thèse, la vocation du laboratoire est plutôt d'aider à franchir le transfert de méthode d'imagerie sismique à l'expérimentation à échelle réelle. En multipliant les configurations, et en isolant les difficultés inhérentes à l'expérimentation à échelle réelle

(bruit, hétérogénéité, anisotropie, couplage, atténuation, etc), le laboratoire MUSC nous permet de prévoir le comportement des méthodes d'imagerie, de calibrer et optimiser les méthodes et les dispositifs de mesure, en vue de leur application sur le terrain en conditions expérimentales plus difficiles.

Nous proposons dans les deux chapitres suivants, de mettre en oeuvre notre outil pour évaluer le potentiel de l'inversion des formes d'ondes élastiques sur des problématiques typiques de la subsurface : la détection de cavités souterraines, et l'imagerie quantitative de milieux hétérogènes en présence d'onde de surface.

Chapitre 4

Évaluation des performances de l'inversion des formes d'ondes pour la détection de cavités souterraines

Sommaire

4.1	Imagerie de cavités souterraines dans la subsurface par méthodes sismiques	154
4.2	Modélisation numérique pour la compréhension des phénomènes	156
4.2.1	Cartes monofréquentielles	157
4.2.2	Analyse temporelle	161
4.2.3	Bilan et interprétation en vue de l'inversion des données expérimentales	166
4.3	Approche numérique	167
4.3.1	Le choix des fréquences inversées	167
4.3.1.a	Fréquence et longueurs d'onde imagées	167
4.3.1.b	Choix de la fréquence minimum	171
4.3.1.c	Inversion séquentielle	175
4.3.2	Influence du contraste d'impédance	177
4.3.3	Rôle du dispositif d'acquisition	184
4.3.3.a	Apport de la composante horizontale	185
4.3.3.b	Acquisition de surface : un dispositif insuffisant	187
4.3.4	Inversion de données en l'absence de basses fréquences	195
4.3.5	Profondeur et dimensions	198
4.3.6	Synthèse	201
4.4	Inversion de données expérimentales contrôlées	202
4.4.1	Inversion séquentielle de données basses fréquences	202
4.4.1.a	Imagerie très basse fréquence et exploitation des ondes de surface diffractées	202
4.4.1.b	Sensibilité aux erreurs d'amplitudes	207
4.4.1.c	Inversion robuste	208
4.4.1.d	Influence des perturbations proches du dispositif de mesure	213
4.4.2	Inversion de données expérimentales en l'absence de basses fréquences	213
4.4.3	Inversion de l'atténuation	217
4.5	Vers l'application de la méthode pour l'imagerie de cavité à échelle réelle	220

4.1 Imagerie de cavités souterraines dans la subsurface par méthodes sismiques

La détection et la caractérisation de cavités souterraines comme des tunnels, d'anciennes galeries de mines, des karsts, ou tout autre type de vides d'origine naturelle ou anthropique, sont des applications importantes de la géophysique appliquée. Ce n'est toutefois pas une tâche facile que de les caractériser avec précision. Selon la profondeur, les dimensions, la géométrie, le type de cavité et le contexte géologique environnant, la réponse des méthodes géophysiques peut être très différente. Dans certains cas, il est même parfois difficile de trouver une seule méthode géophysique efficace parmi le large éventail de méthodes possibles, alors que dans d'autres cas, plusieurs donneront des informations suffisantes. Par exemple, la profondeur de pénétration du radar géologique (GPR) chute dramatiquement en présence de milieux conducteurs comme des argiles. La microgravimétrie donne des informations précises pour des cavités isolées, mais devient peu fiable en milieu urbain, à cause du bruit généré par la présence de nombreux vides sous les infrastructures urbaines.

Pour ces raisons, il est nécessaire de développer une méthode alternative et complémentaire pouvant fonctionner sur une plus grande variété de contextes. Les méthodes mettant en jeu des ondes sismiques sont de très bonnes candidates pour répondre à cette problématique. Parmi ces méthodes, la sismique réfraction, et la sismique réflexion haute résolution utilisant l'effet de masquage par la cavité du réflecteur sous-jacent, ont été utilisées avec succès sur plusieurs cas pour la détection et la localisation de tunnels ou de karsts (Cook, 1965; Piwakowski et al., 1998; Leonard, 1999). Cependant, ces techniques fonctionnent seulement pour des cavités relativement profondes (20 – 50 m), et en présence d'un réflecteur visible sous la cavité. De plus, la faible résolution de ces méthodes conduit à des résultats difficiles à interpréter, et ne donne pas d'information précise sur la géométrie ni sur le remplissage éventuel de la cavité.

Ces manques ont conduit plus récemment les chercheurs à s'intéresser pour cette application à l'utilisation des ondes de surface, qui sont très énergétiques et très sensibles aux hétérogénéités proches de la surface. Suite à l'échec de l'utilisation de l'impact echo sur des données réelles, Leonard (1999) conseilla de s'intéresser aux perturbations de l'onde de Rayleigh générées par les hétérogénéités locales. Leparoux et al. (2000) observa sur des simulations numériques l'interaction des ondes élastiques avec un vide, et montra que le filtrage en fréquence de l'onde de surface résultant de la présence d'une cavité est étroitement lié à sa taille et sa profondeur. Ces constatations menèrent au développement d'un protocole de mesure et d'une méthode d'analyse basée sur des corrections dynamiques de la vitesse de phase de l'onde de Rayleigh (DLMO), et sur une sommation en points récepteurs communs. Cette méthode permet de réaliser des profils sismiques en ondes de surface mettant en évidence les anomalies locales provoquées par les cavités. Des applications à des cas réels ont illustré l'efficacité de cette méthode pour localiser latéralement une cavité, mais ont aussi permis de souligner la difficulté d'obtenir une information précise sur sa profondeur (Leparoux et al., 2000). Ces difficultés sont essentiellement liées aux caractéristiques hétérogènes et atténuantes des milieux auscultés, ainsi qu'aux conditions expérimentales difficiles.

Afin d'évaluer avec plus de précision les performances et les limites de cette méthode, indépendamment des difficultés inhérentes aux conditions expérimentales de terrain, Grandjean

and Leparoux (2004) mit en place un site test expérimental constitué d'un milieu homogène à basse vitesse et basse densité et d'une inclusion cylindrique en polystyrène. Grandjean and Leparoux (2004) traite dans ce cas séparément les parties basses et hautes fréquences des données. La partie hautes fréquences dominée par les ondes de volumes directes et diffractées par la cavité est migrée pour focaliser sur la position de l'hétérogénéité. La partie basses fréquences est dominée par l'onde de Rayleigh. Les sections sismiques en ondes de surface permettent clairement de localiser la cavité. Les résultats de cette étude ont conduit leurs auteurs à envisager l'utilisation combinée des ondes de volume et des ondes de surface par un unique procédé.

C'est notamment suite à ces travaux que Gélis (2005) développa un algorithme de modélisation et d'inversion des formes d'ondes élastiques prenant en compte les ondes de surface, et l'appliqua à la détection de cavités souterraines. Gélis (2005) parvient, dans le cadre d'études numériques, à détecter un vide dans un milieu homogène. Mais son application à un cas réel échoua. L'auteur conclut que cet échec sur les données réelles testées est principalement dû à :

- La forte dépendance de l'inversion des formes d'ondes à un modèle initial probablement trop éloigné du milieu réel.
- Un dispositif d'acquisition inadapté (source en bout de dispositif, manque de grands offsets).
- Des arrivées inexplicables dans les données probablement liées à des variations latérales du milieu.

Plus récemment, Smithyman et al. (2008) s'est également intéressé à la détection de petits vides dans des digues. Il parvient, par inversion des formes d'ondes acoustiques, en prenant en compte uniquement l'onde réfractée à certains offsets, et en inversant uniquement le facteur d'atténuation Q , à imager des vides de 2 à 4 m de diamètres à environ 7 m de profondeur, dans un site test homogène en argile. La résolution est toutefois mauvaise, et seules deux des trois cavités ciblées sont détectées. Smithyman et al. (2008) considère les ondes de surface comme du bruit, mais elles dominent largement les données, ce qui l'oblige à n'utiliser qu'une petite partie des données (en l'occurrence, la réfractée, seulement sur les grands offsets). Suivant une approche identique, mais uniquement dans le cadre de simulations numériques, Rao and Wang (2009) utilise les images d'atténuation pour détecter les fractures et en estimer la densité et l'orientation. Il observe ainsi la difficulté de distinguer une fracture verticale d'une fracture horizontale de petite taille.

C'est au vu des difficultés d'une part d'utilisation de ces méthodes aux problématiques de détection de cavité, et d'autre part d'adaptation de ces méthodes aux cas réels que nous avons choisi une approche conjointe numérique / expérimentale. L'étude que nous présentons dans ce chapitre est réalisée en trois étapes :

1. Les phénomènes physiques mis en jeu sont d'abord étudiés par modélisation numérique et par observation des données expérimentales contrôlées obtenues sur modèle réduit.
2. Le comportement de l'inversion et sa sensibilité à certains paramètres est étudié dans un cadre purement numérique.
3. Nous étudions l'inversion de données expérimentales sur un modèle réduit reproduisant le modèle numérique étudié au préalable.

Le modèle numérique et le modèle réduit sont similaires en dimensions, caractéristiques visco-élastiques, dispositifs et paramètres d'acquisition des données. Ce modèle est décrit en annexe B.1 et les données expérimentales sont celles présentées précédemment et utilisées pour la validation du banc de mesure (paragraphe 3.6).

L'approche en modèle réduit contrôlé va permettre d'évaluer la qualité des résultats tout en maîtrisant bien l'acquisition et les données. L'approche parallèle numérique a pour but d'aider à l'interprétation des résultats d'inversion des données expérimentales.

En conclusion de ce chapitre, nous discuterons comment mieux envisager le passage à l'inversion élastique de données expérimentales à échelle réelle en milieu hétérogène.

4.2 Modélisation numérique pour la compréhension des phénomènes

L'imagerie d'une cavité dans les premiers mètres du sous-sol est un cas particulier pour l'inversion des formes d'ondes sismiques pour deux raisons.

Premièrement, les rapports entre les longueurs d'onde mises en jeu et les dimensions des hétérogénéités dans la subsurface sont différents des rapports habituels de la sismique pétrolière pour laquelle a été développée l'inversion des formes d'ondes. Les critères d'imagerie et les recommandations habituellement utilisés pour l'imagerie profonde ne seront donc pas nécessairement valables dans la subsurface. En sismique pétrolière, les hétérogénéités recherchées sont situées à des profondeurs de plusieurs fois la longueur d'onde. La résolution théorique de l'inversion des formes d'ondes, dans cette configuration où l'information vient des ondes de volume réfléchies, est $\lambda/2$, où λ est la longueur d'onde du milieu encaissant. Au contraire, les sources impulsives (masse, explosion) utilisées dans la zone altérée de la subsurface génèrent des données dont le contenu fréquentiel peut être très bas compte tenu des dimensions et profondeurs des cibles recherchées. Il en résulte les spécificités suivantes :

- Une basse résolution due aux grandes longueurs d'onde.
- Une large prédominance dans les données des ondes de surface dispersives.
- De très grands angles d'illuminations donnant plus d'information par les ondes de volume et de surface transmises le long de la surface que par les ondes de volume réfléchies.

Plusieurs études ont montré que les basses fréquences et les grands offsets sont nécessaires à la reconstruction des grandes longueurs d'onde du milieu (Sirgue and Pratt, 2004). Pour ces raisons, les configurations de subsurface sont favorables à la robustesse de l'inversion des formes d'ondes. Cet avantage est toutefois mitigé par la forte atténuation aux grands offsets qui y est généralement associée.

La seconde raison de la spécificité de cette application est que la cavité, qu'elle soit un simple vide, ou une cavité maçonnée constituée de parois en béton, constitue un contraste

d'impédance très fort. Ce contraste, inhabituel en sismique profonde, conduit à un coefficient de réflexion $R = 1$ aux parois de la cavité, ne permettant aucune transmission des ondes au travers de la cavité. Aucune information quantitative sur les propriétés de l'intérieur de la cavité ne peut donc être obtenue, et la cavité va masquer l'accès aux informations sur les objets plus profonds, et sur la partie inférieure de la cavité elle-même.

Nous illustrons dans la suite l'interaction des ondes élastiques avec une cavité cylindrique à différentes échelles, en modélisant numériquement la propagation des ondes dans un même milieu, mais à différentes fréquences.

4.2.1 Cartes monofréquentielles

Nous utilisons un algorithme de modélisation et d'inversion dans le domaine fréquentiel : l'inversion est réalisée à chaque itération pour une seule composante fréquentielle des données, en modélisant le champ pour une onde harmonique monofréquentielle. Les cartes représentant la partie réelle de la composante horizontale et verticale du champ d'onde pour quatre fréquences différentes sont présentées sur les figures 4.1 à 4.4 pour un milieu homogène (a, d), pour le même milieu homogène en présence de la cavité (b, e). La différence entre les champs avec et sans cavité est représentée sur les figures 4.1 à 4.4 c et f. Dans le cadre de l'inversion des formes d'ondes pour la détection aveugle de cavité, la différence entre les parties réelles du champ avec et sans cavité est en fait la partie réelle des résidus à rétropropager. En pratique, seule l'information prélevée au niveau des récepteurs placés en surface peut être utilisée.

Les quatre fréquences sont choisies de manière à permettre l'observation des différentes configurations par rapport aux demi longueurs d'onde des ondes P et de l'onde de Rayleigh¹. Le tableau 4.1 résume les fréquences modélisées avec les demi longueurs d'onde correspondantes, et leurs relations vis-à-vis des dimensions de la cavité $p_t = 10\text{ mm}$ (profondeur du toit) et $\Phi = 5\text{ mm}$ (diamètre). Afin de mieux observer les interactions avec la cavité, nous avons placé la source plus loin de la cavité pour les basses fréquences et plus près pour les plus hautes fréquences (la position de la source est représentée par un point rouge sur les cartes en fréquences).

f (kHz)	$\lambda_P/2$ (mm)	Dimension relative onde P	$\lambda_R/2$ (mm)	Dimension relative onde R
24	56	$\lambda_P/2 > p_t + \Phi$	23.5	$\lambda_R/2 > p_t + \Phi$
54	25.6	$\lambda_P/2 > p_t + \Phi$	10.7	$\lambda_R/2 \approx p_t$
112	12.3	$\lambda_P/2 \approx p_t + \Phi/2$	5.1	$\lambda_R/2 < p_t$
620	2.2	$\lambda_P/2 < p_t$	0.9	$\lambda_R/2 < p_t$

TAB. 4.1 – Liste des fréquences pour lesquelles le champ d'onde monofréquentiel est calculé - demi longueurs d'onde λ_P et λ_R associées, et rapport de ces demi longueurs d'onde avec la profondeur de la cavité $p_t = 10\text{ mm}$ et son diamètre $\Phi = 5\text{ mm}$.

¹La résolution théorique de l'inversion pour une onde acoustique est de $\lambda_P/2$ et l'onde de Rayleigh est sensible aux hétérogénéités jusqu'à environ $\lambda_R/2$.

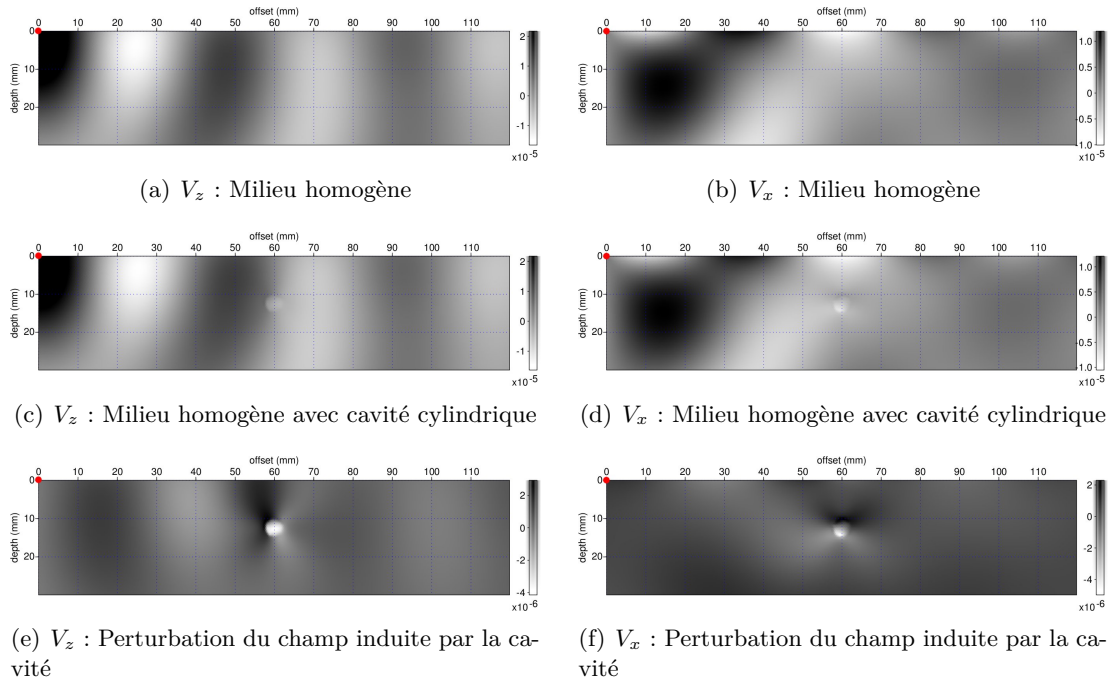


FIG. 4.1 – Composante verticale (gauche) et horizontale (droite) de la partie réelle du champ à 24 kHz . Seule une onde de surface se propage autour de la cavité à cette fréquence. La cavité génère une réflexion de l'onde de surface se propageant en direction du point d'excitation - $\lambda_P/2 = 56.3\text{ mm}$, $\lambda_S/2 = 25.0\text{ mm}$, $\lambda_R/2 = 23.5\text{ mm}$.

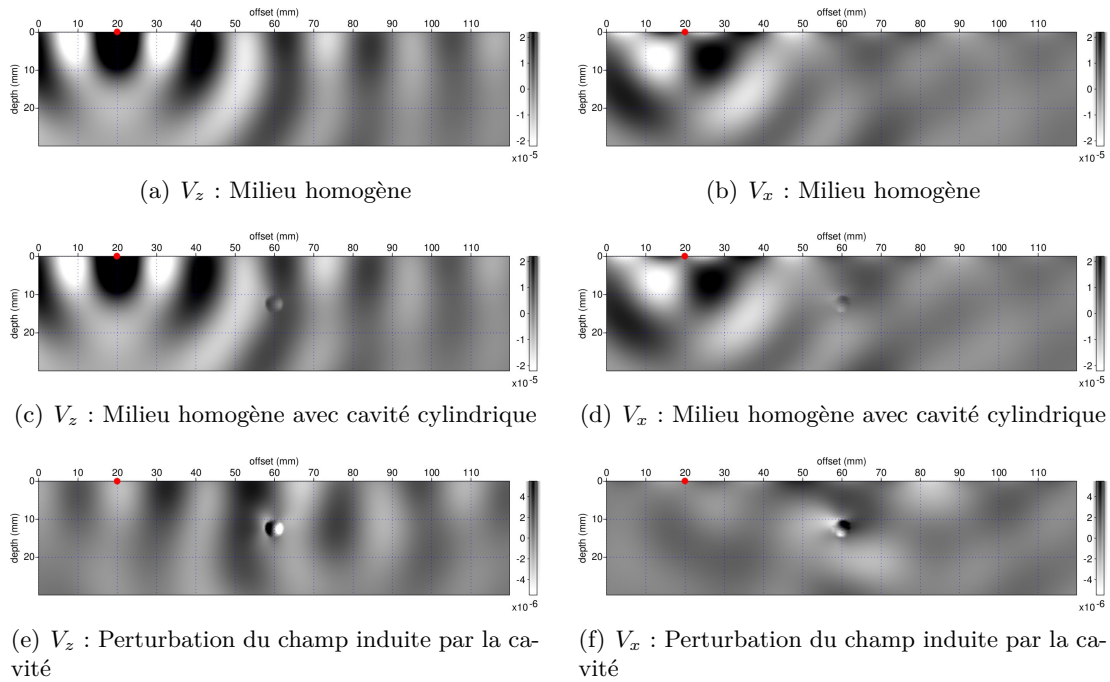


FIG. 4.2 – Composante verticale (gauche) et horizontale (droite) de la partie réelle du champ à 54 kHz . On distingue l'onde de surface jusqu'à une profondeur d'environ 12 mm , et des ondes de volume. La cavité engendre une diffraction de l'onde de surface (sur la gauche) et perturbe le champ transmis (à droite). L'information contenue dans les résidus est différente en V_z et en V_x - $\lambda_P/2 = 25.6\text{ mm}$, $\lambda_S/2 = 11.4\text{ mm}$, $\lambda_R/2 = 10.7\text{ mm}$.

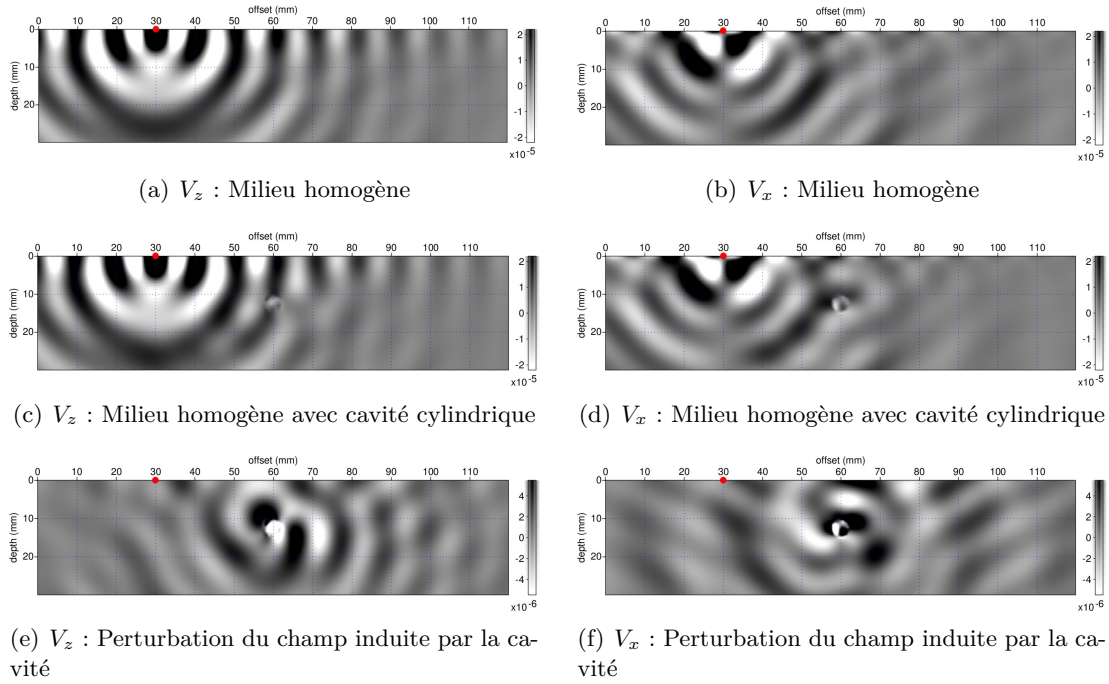


FIG. 4.3 – Composante verticale (gauche) et horizontale (droite) de la partie réelle du champ à 112 kHz . L'onde de surface ne pénètre pas jusqu'à la profondeur de la cavité. De fortes diffractions des ondes de volume apparaissent au-dessus de la cavité. Sur les résidus, on voit toutefois une onde se déplaçant en surface. L'information contenue dans les résidus est différente en V_z et en V_x - $\lambda_P/2 = 12.3\text{ mm}$, $\lambda_S/2 = 5.4\text{ mm}$, $\lambda_R/2 = 5.1\text{ mm}$.

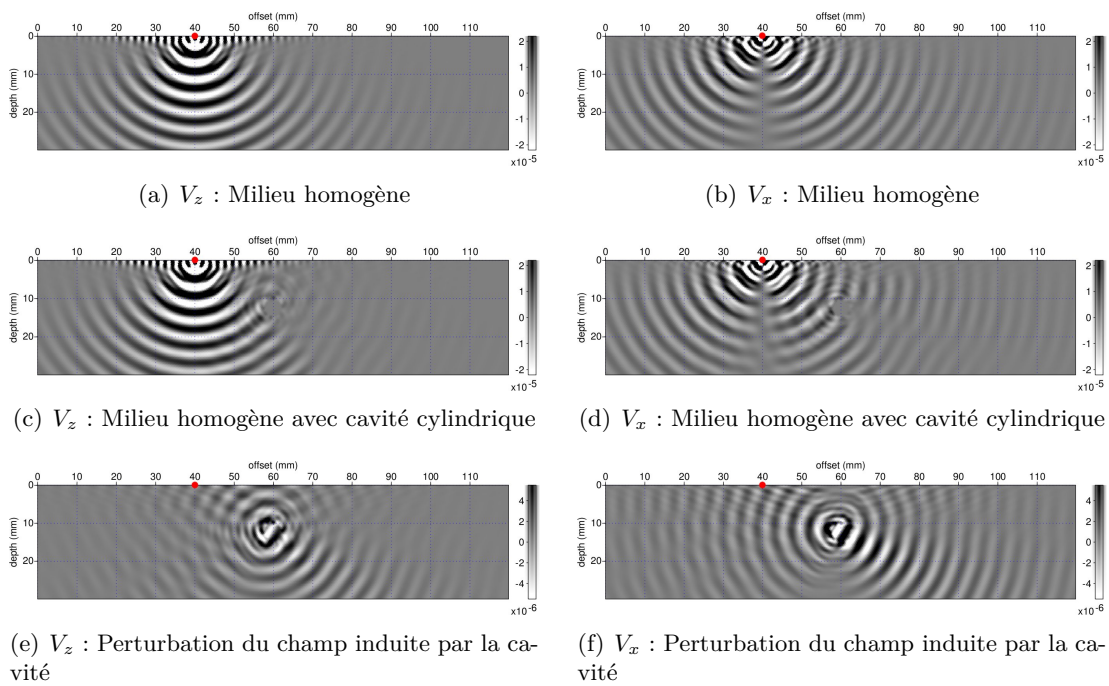


FIG. 4.4 – Composante verticale (gauche) et horizontale (droite) de la partie réelle du champ à 620 kHz . Le champ environnant la cavité est dominé par les ondes de volume directes et réfléchies. De fortes diffractions des ondes de volume sont observées au-dessus de la cavité. Les résidus en surface en V_z et en V_x contiennent une information redondante sur les réflexions des ondes de volume - $\lambda_P/2 = 2.2\text{ mm}$, $\lambda_S/2 = 1.0\text{ mm}$, $\lambda_R/2 = 0.9\text{ mm}$.

Sur l'ensemble des cartes en fréquences, la combinaison des ondes de compression et de cisaillement le long de la surface libre forme une onde de Rayleigh. Cette onde de surface est présente le long de la surface essentiellement sur la composante verticale du champ en raison de sa polarisation majoritairement cisailante, mais est également visible sur la composante horizontale dans l'ensemble du milieu. L'amplitude de l'onde de surface, en lien avec l'atténuation, décroît rapidement avec la distance de propagation et la profondeur. Plus en profondeur, et pour des fréquences plus élevées, les ondes de volume se détachent du train d'ondes de surface. Les facteurs de qualité du milieu modélisés étant relativement bas, les ondes de volume sont également très atténuées aux grands offsets. Il est possible de lire directement sur ces cartes en fréquence, une information qualitative sur le diagramme de rayonnement de la source localisée en surface. On observe notamment trois caractéristiques particulièrement visibles à 620 kHz mais également vraies aux plus basses fréquences :

- À l'aplomb de la source, dans la direction normale à la surface, essentiellement des ondes de compression (énergie suivant V_z).
- De part et d'autre de la source, pour des angles intermédiaires, la combinaison des deux types d'ondes (énergie suivant V_z et V_x).
- De chaque côté de la source, parallèlement à la surface, principalement des ondes de cisaillement (fortes énergies suivant V_z).

À 24 kHz , seule une onde de surface se propage dans l'environnement proche de la cavité. Malgré les longueurs d'onde très grandes devant les dimensions de la cavité, cette dernière génère une réflexion de l'onde de surface se repropageant en direction du point d'excitation. Cette réflexion n'est pas facilement visible sur les cartes représentant le champ en présence de la cavité (figures 4.1 c, d), mais est plus évidente sur la composante verticale et horizontale des résidus (figures 4.1 e, f). En y observant l'orientation du front d'onde et le signe des résidus, on voit qu'à gauche de la source, une onde de surface se propage, et à droite, le signe opposé des résidus montre que l'amplitude de l'onde de surface traversant la cavité est également légèrement affectée.

À 54 kHz , on distingue l'onde de surface jusqu'à une profondeur d'environ 10 à 12 mm , ainsi que les ondes de volume se détachant de l'onde de surface aux plus grandes profondeurs. Comme à 24 kHz , la cavité engendre une diffraction de l'onde de surface (à gauche le long de la surface sur les résidus en V_z), une diffraction en onde de volume (en bas à gauche), ainsi qu'une déformation du champ transmis (à droite de la cavité). On remarque également que l'information contenue dans les résidus paraît très différente en V_z et en V_x .

À 112 kHz , l'onde de surface ne pénètre pas jusqu'à la profondeur de la cavité. On observe cette fois de fortes diffractions en ondes de volume au dessus et autour de la cavité sur les deux composantes du champ V_z et en V_x . Le champ transmis de gauche à droite est fortement perturbé par la présence de la cavité. Cette dernière crée une zone d'ombre du côté opposé à la source. Sur les résidus, on distingue toutefois une onde se déplaçant en surface. On remarque également que l'information contenue dans les résidus est très différente en V_z et en V_x .

Enfin, à 620 kHz , le champ environnant la cavité est dominée par les ondes de volume, l'onde de surface étant à peine visible en raison de sa faible profondeur de pénétration à cette fréquence. De fortes diffractions des ondes de volume sont générées au dessus et autour de la cavité. La longueur d'onde P étant de l'ordre de grandeur de la cavité, cette dernière se com-

porte comme un point diffractant et agit comme une source ponctuelle secondaire. Les résidus en surface en V_z et en V_x contiennent uniquement des informations issues des réflexions des ondes de volume. Il est intéressant de noter que cette information est redondante en surface, mais qu'en raison des diagrammes de directivité différents des ondes P et S, elle est observable directement au-dessus de la cavité en V_z , alors qu'elle sera obtenue en V_x à de plus grandes distances de la cavité.

En présence d'une cavité, le vide représentant un très fort contraste avec le milieu environnant, l'influence de la cavité sur le champ d'onde est forte (les diffractions sont d'amplitudes environ 10 fois plus fortes que lorsque le contraste de vitesse est de 10 %). De plus, aucune onde transmise à l'intérieur, ni au travers de la cavité ne peut exister. Dans les résidus, une information est néanmoins donnée par l'absence du champ transmis par la cavité. Cette zone d'ombre apparaît dans les résidus comme une perturbation du champ, au même titre que les perturbations causées par les diffractions. En configuration de sismique réflexion, cette zone d'ombre se trouve sous la cavité, c'est-à-dire là où il n'y a pas de récepteurs. L'information est donc perdue. Pour de très grands angles d'incidence, en présence d'ondes de surface, ou en sismique de puits, le dispositif d'acquisition étant sensible aux ondes transmises, cette information est présente dans les résidus.

4.2.2 Analyse temporelle

Les sismogrammes synthétiques pour le milieu homogène et le milieu homogène en présence d'une cavité sont calculés dans les deux gammes de fréquences correspondant à nos données expérimentales, à partir de deux ondelettes de type Ricker centrées respectivement sur 120 kHz et 350 kHz . Les composantes verticale et horizontale sont représentées respectivement sur les figures 4.5 et 4.6 à 120 kHz , et sur les figures 4.7 et 4.8 à 350 kHz .

À 120 kHz , les sismogrammes obtenus en présence de la cavité montrent clairement l'onde de surface réfléchiée par la cavité (figures 4.5 b et 4.6 b). Les différences entre les sismogrammes avec et sans cavité mettent en évidence que d'autres événements secondaires sont présents dans les données, même s'ils n'y sont pas immédiatement visibles (figures 4.5 c et 4.6 c) : l'amplitude de l'onde de surface chute après son passage au dessus de la cavité ; une réflexion de l'onde P directe le long de la surface (revenant vers la source), et une chute de l'amplitude de l'onde P directe sont également très visibles. D'amplitudes moindres, des conversions de l'onde P directe en onde de surface et de l'onde de surface en onde P sont aussi provoquées par la cavité. Toutes ces perturbations sont présentes à la fois sur la composante verticale et sur la composante horizontale. Toutefois, la réflexion de l'onde de surface, qui est la plus importante, est plus forte sur la composante verticale.

À 350 kHz , sur les sismogrammes obtenus en présence de la cavité (figures 4.7 b et 4.8 b), l'effet de la cavité le plus important est la réflexion directe de l'onde P. Des multiples et des conversions P-S et S-P sont également présentes sur les deux composantes V_x et V_z . Contrairement à ce qui est observé aux plus basses fréquences, la soustraction des sismogrammes avec et sans cavité fait disparaître intégralement les ondes P directes et les ondes de surface. Cela confirme qu'à ces fréquences plus élevées, aucune information ne provient des champs directs, mais que la totalité des informations sur la cavité provient des réflexions profondes des ondes de volume.

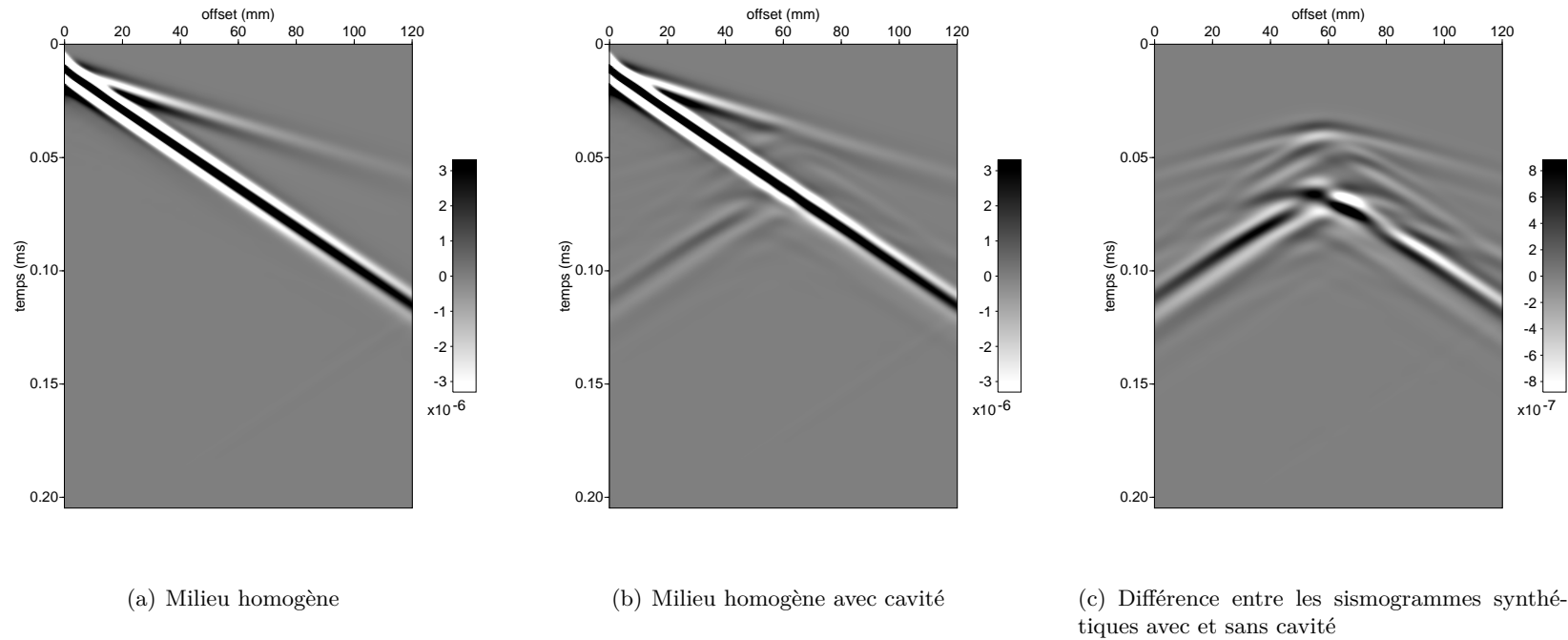


FIG. 4.5 – Sismogrammes synthétiques à 120 kHz calculés a) pour un milieu homogène b) pour un milieu homogène en présence d'une cavité c) différence entre a et b - Composante verticale V_z .

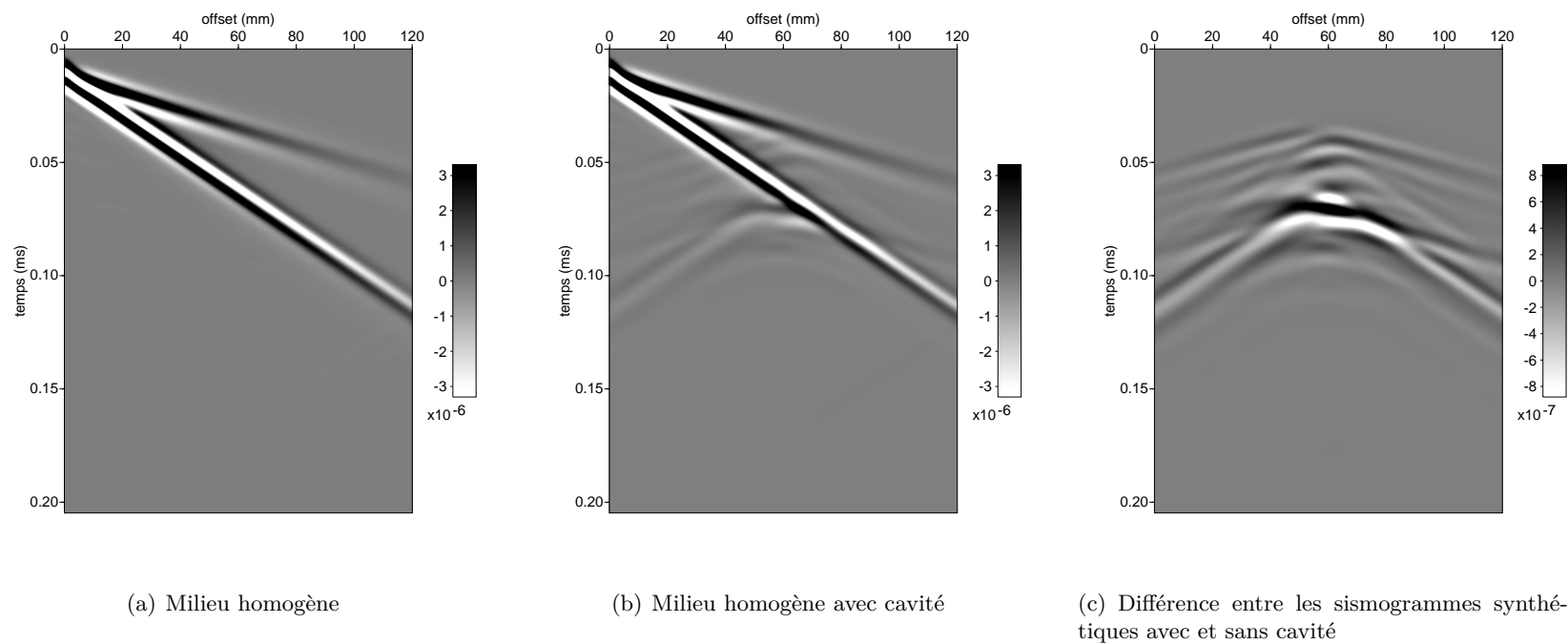


FIG. 4.6 – Sismogrammes synthétiques à 120 kHz calculés a) pour un milieu homogène b) pour un milieu homogène en présence d'une cavité c) différence entre a et b - Composante horizontale V_x .

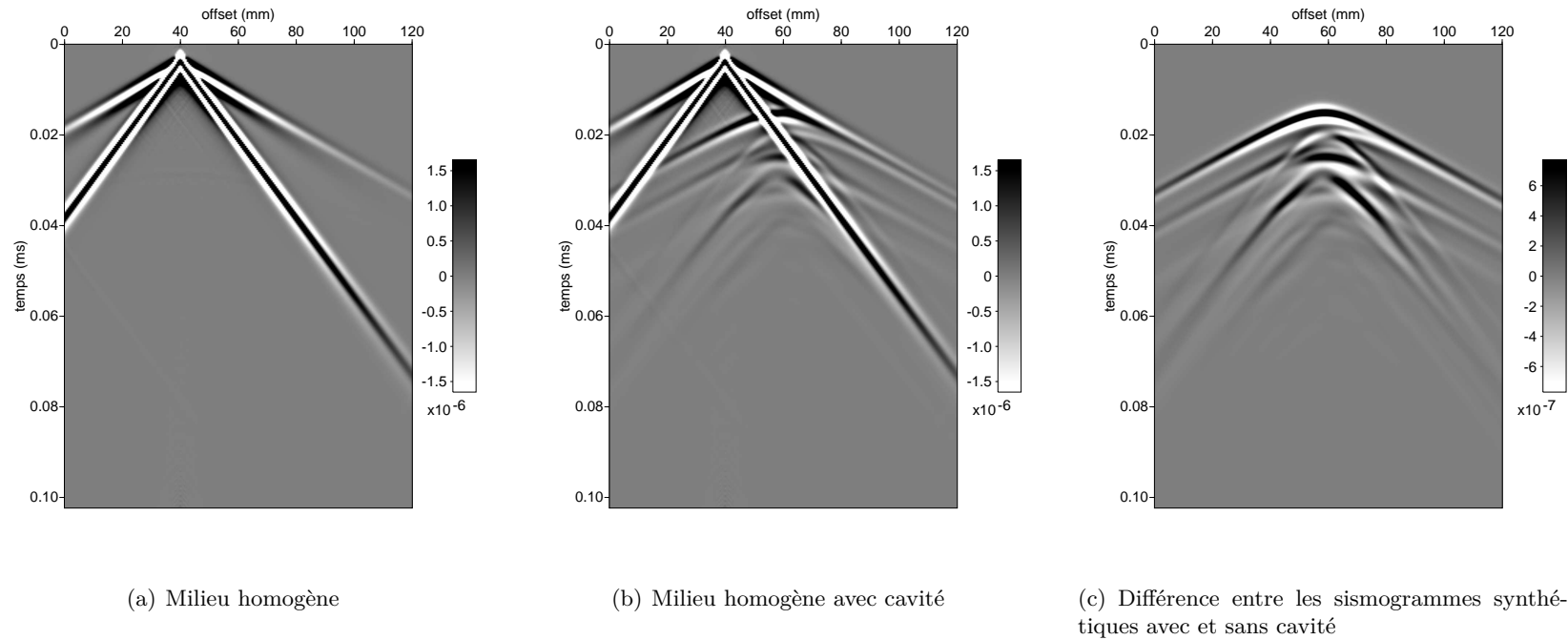


FIG. 4.7 – Sismogrammes synthétiques à 350 kHz calculés a) pour un milieu homogène b) pour un milieu homogène en présence d'une cavité c) différence entre a et b - Composante verticale V_z .

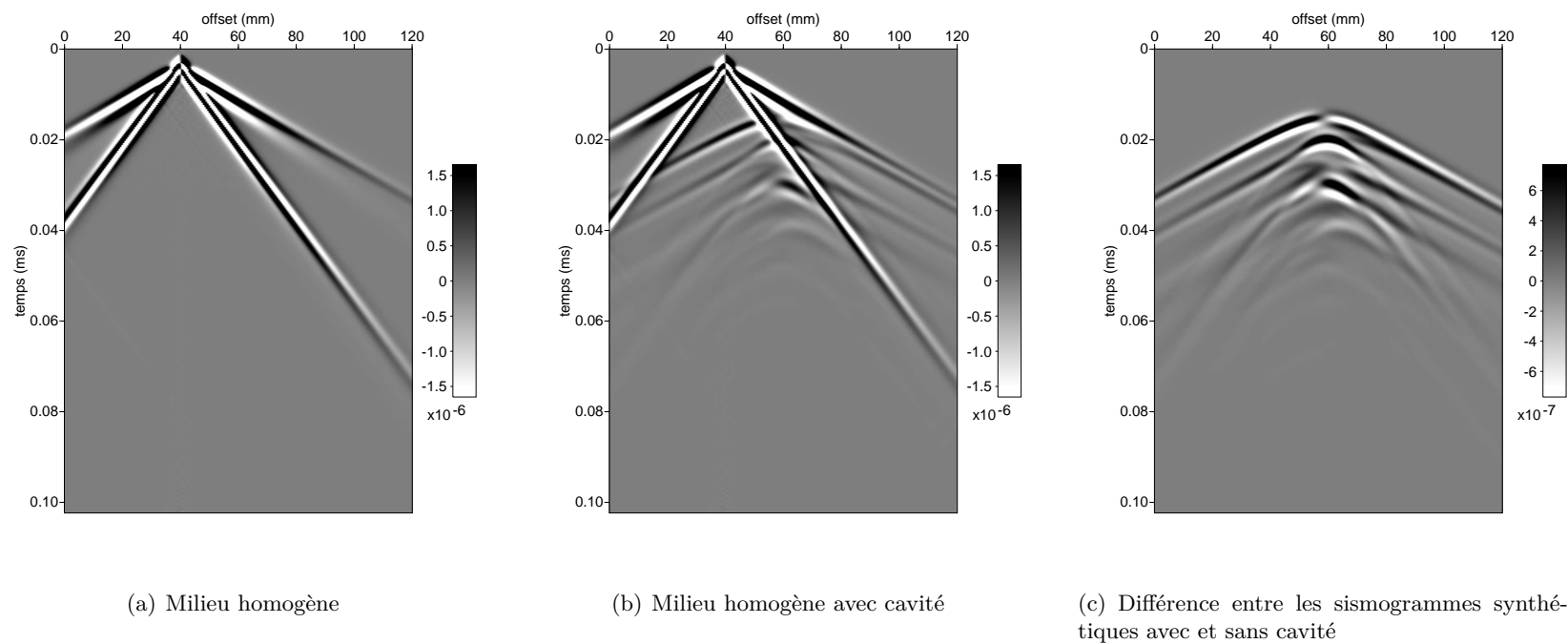


FIG. 4.8 – Sismogrammes synthétiques à 350 kHz calculés a) pour un milieu homogène b) pour un milieu homogène en présence d'une cavité c) différence entre a et b - Composante horizontale V_x .

4.2.3 Bilan et interprétation en vue de l'inversion des données expérimentales

Sur les données ultrasonores présentées dans le chapitre 3 sur les figures 3.49 et 3.50 (seulement la composante verticale), toutes les ondes observées sur les sismogrammes synthétiques sont présentes, même si certaines sont très faibles, et sont noyées dans le bruit, masquées par les multiples de la source, ou encore seulement présentes aux offsets les plus proches qui sont absents dans nos données ultrasonores. Sur les données basses fréquences (120 kHz), la diffraction de l'onde de surface, la perte d'amplitude sur l'onde de surface et sur l'onde P sont facilement observables. La diffraction en onde P émerge du bruit à proximité de l'emplacement de la cavité, mais les conversions sont par contre quasiment inexistantes sur l'ensemble des données. Sur les données hautes fréquences (350 kHz), la réflexion directe de l'onde de compression est présente pour toutes les positions de sources possibles, et des multiples sont même très présents pour les tirs où la source est placée directement au dessus de la cavité. Une conversion de la réflexion P-S apparaît presque systématiquement à environ 20 mm de chaque côté de la cavité. Les autres conversions sont noyées dans le bruit et les multiples de la source. Cela est essentiellement dû à la forte atténuation et à l'absence des offsets proches dans les données.

En conclusion, aux basses fréquences, l'essentiel de l'information mesurée utile pour imager la cavité est disponible dans les phases et les amplitudes de toutes les ondes se propageant le long de la surface.

Aux plus hautes fréquences, typiquement lorsque les ondes de surface ne pénètrent plus assez en profondeur pour être affectées par la cavité, alors l'essentiel de l'information sur la cavité qui est enregistrée en surface est contenue dans les temps d'arrivées des réflexions des ondes de volume sur la partie supérieure de la cavité.

Dans les deux cas, pour des données expérimentales, en plus de l'information sur la cavité, les résidus doivent également contenir des erreurs de phase si la vitesse du modèle initial n'est pas exactement celle du milieu réel, et des erreurs d'amplitudes liées à l'erreur d'estimation d'atténuation que nous avons faite, et éventuellement à une variabilité entre les tirs et entre les réponses du récepteur à chaque point de réception.

Il est donc prévisible, compte tenu de la diversité des informations contenues dans les résidus à différentes fréquences, que le comportement et les performances de l'inversion des formes d'ondes soient sensiblement différents selon la fréquence inversée, et entre l'inversion de données synthétiques et de données expérimentales. Les simulations nous permettent déjà de dégager deux tendances : l'une pour les plus basses fréquences, où le comportement de l'inversion sera conduit par le contenu des ondes se propageant le long de la surface, et l'autre, pour les plus hautes fréquences, pour laquelle la configuration correspond à la configuration habituelle de prospection sismique profonde, où l'inversion exploite l'information sur les ondes de volume réfléchies à de plus petits angles d'incidence.

4.3 Approche numérique

La partie qui suit présente une analyse du comportement de l'inversion des formes d'ondes élastiques pour l'imagerie de cavités souterraines, dans un cadre purement numérique : les données que nous inversons sont générées par le même algorithme de modélisation numérique en volumes finis que celui utilisé pour l'inversion. L'objet de cette étude est d'évaluer les performances et limites de la méthode pour cette application précise, indépendamment des conditions expérimentales. Dans toute la suite, la fonction coût minimisée est définie par la norme \mathcal{L}_2 des résidus. La recherche du gradient est réalisée par la méthode du gradient conjugué (Polak and Ribière, 1969), et les termes diagonaux du Hessien approché sont calculés une fois pour chaque fréquence inversée. Le problème est régularisé par l'application d'un lissage gaussien du gradient et du Hessien. Les paramètres V_P et V_S sont inversés conjointement tandis que la densité ρ et les facteurs de qualité Q_P et Q_S sont maintenus constant dans l'ensemble du milieu. Le dispositif d'acquisition comprend 25 sources et 241 récepteurs placés en surface et les sources modélisées sont toujours des dipôles de forces normales à la surface. Sauf indications contraires, nous considérons que le dispositif d'acquisition ne permet que l'enregistrement de la composante verticale du champ.

Au cours de cette partie, nous étudierons l'impact de plusieurs paramètres, parmi lesquels :

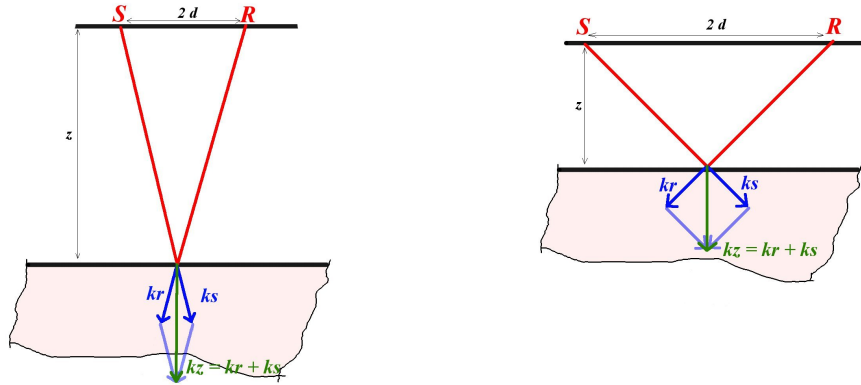
- Le choix des fréquences inversées au regard des dimensions des objets imagés.
- L'influence du contraste d'impédance fort.
- L'influence du dispositif d'acquisition (apport de la composante horizontale, limitation de l'acquisition de surface, influence de la surface libre).
- La forme et la position de la cavité recherchée.

4.3.1 Le choix des fréquences inversées

4.3.1.a Fréquence et longueurs d'onde imagées

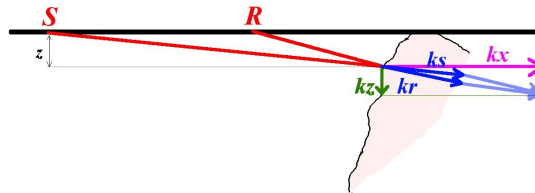
Dans la configuration monofréquentielle où nous nous trouvons, la longueur d'onde du milieu imagée (le nombre d'onde imagé) dépend de l'angle d'ouverture du couple source-récepteur, c'est-à-dire de l'écart source-récepteur et de la profondeur investiguée. Les figures 4.9 a et b illustrent ce qu'explique Sirgue (2003) : pour un réflecteur profond (1D), le nombre d'onde vertical est optimal à angle d'incidence nul (résolution en $\lambda/2$), et diminue lorsque l'angle d'éclairement augmente. Un dispositif multioffset permet alors d'obtenir pour une fréquence, une gamme finie des longueurs d'onde du milieu, délimitée par les plus petits et les plus grands offsets disponibles, et la profondeur d'investigation.

Afin de disposer d'une couverture totale en profondeur des longueurs d'onde du milieu, Sirgue and Pratt (2004) préconise d'inverser successivement plusieurs composantes fréquentielles judicieusement choisies de manière à conserver une couverture continue des longueurs d'onde verticales. L'inversion doit se faire des basses fréquences vers les hautes fréquences puisque la détermination des petites longueurs d'onde est conditionnée par la présence dans le modèle initial des plus grandes longueurs d'onde. L'inversion des petites perturbations du modèle lorsque les larges perturbations ne sont pas présentes dans le modèle initial peut



(a) Nombre d'onde vertical k_z pour un milieu 1D pour un angle d'incidence faible.

(b) Nombre d'onde vertical k_z pour un milieu 1D pour un angle d'incidence intermédiaire.



(c) Nombre d'onde vertical k_z et horizontal k_x pour une hétérogénéité latérale proche de la surface.

FIG. 4.9 – Nombres d'onde imagés dans différentes configurations. Le nombre d'onde imagé dépend de la fréquence, de la profondeur investiguée, et de l'angle d'ouverture du dispositif.

conduire à l'ambiguïté d'explication des phases. Le phénomène d'ambiguïté de phase se produit lorsque la différence entre les temps d'arrivée modélisés et les temps d'arrivée réels sont supérieurs à une demi période à la fréquence considérée (Sirgue and Pratt, 2004; Gélis, 2005). L'ambiguïté de phase mène à la convergence vers un minimum local. Pour une onde acoustique plane monochromatique de fréquence f , non atténuée, se propageant dans un milieu 1D homogène de vitesse V , et une cible située à une profondeur z , la gamme de longueurs d'onde verticales imagées (dans le sens de la profondeur) pour un dispositif de demi offset maximum d_{max} et de demi offset minimum d_{min} est comprise dans l'intervalle $[\lambda_{zmin}, \lambda_{zmax}]$ défini par :

$$\begin{aligned} \lambda_{zmax} &= \frac{\lambda_0}{2} \alpha_{max} \\ \lambda_{zmin} &= \frac{\lambda_0}{2} \alpha_{min}, \end{aligned} \tag{4.1}$$

avec :

$$\begin{aligned}\alpha_{max} &= \sqrt{1 + \left(\frac{d_{max}}{z}\right)^2} \\ \alpha_{min} &= \sqrt{1 + \left(\frac{d_{min}}{z}\right)^2},\end{aligned}\quad (4.2)$$

et

$$\lambda_0 = \frac{V}{f}. \quad (4.3)$$

Les équations (4.1) pouvant être exprimées en fonction de la vitesse de propagation V dans le milieu, il est possible d'exprimer la couverture en longueurs d'onde verticales à une fréquence donnée pour un dispositif multioffset par la relation suivante :

$$\Delta\lambda_z = |\lambda_{zmax} - \lambda_{zmin}| = \frac{V}{2f} (\alpha_{max} - \alpha_{min}). \quad (4.4)$$

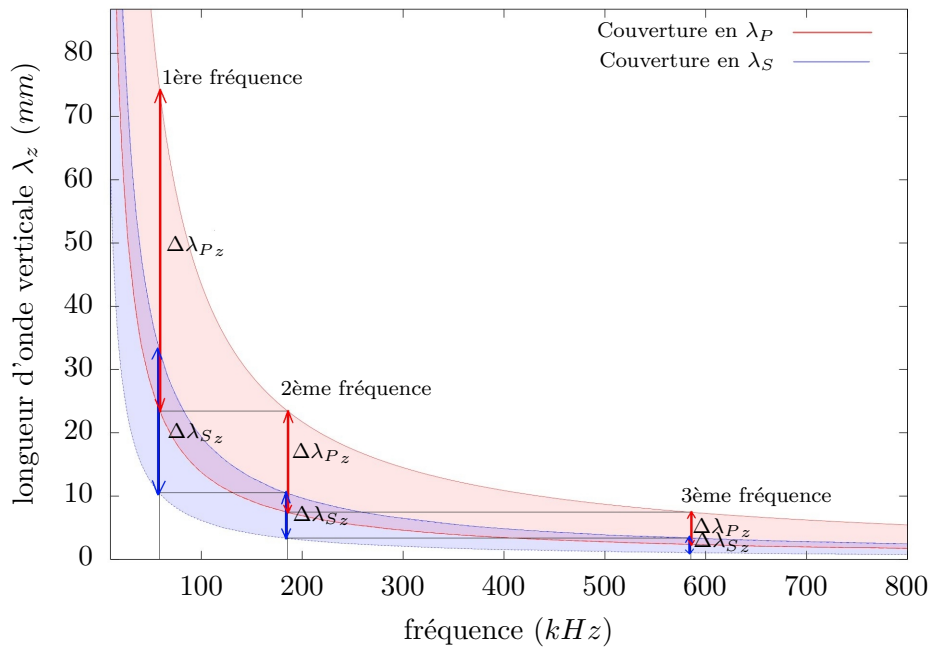


FIG. 4.10 – Couverture en longueur d'onde verticale en fonction de la fréquence pour notre dispositif d'acquisition avec $d_{min} = 0$, $d_{max} = 60\text{ mm}$ pour une profondeur d'investigation maximale de 20 mm .

Sur la figure 4.10, nous avons représenté en rouge la couverture des longueurs d'onde de l'image par les ondes de compression pour le dispositif d'acquisition que nous utilisons ($d_{min} = 0$, $d_{max} = 60\text{ mm}$), pour une profondeur maximale investiguée $z_{max} = 20\text{ mm}$, et en bleu la couverture des ondes de cisaillement pour le même dispositif. Le critère de couverture

continue (si l'on ne considère qu'un seul type d'onde et pas de conversion) se traduit par la sélection des fréquences telles que :

$$\lambda_{zmax}(f_{n+1}) = \lambda_{zmin}(f_n). \quad (4.5)$$

La fréquence à inverser est choisie en fonction de la fréquence inversée précédemment et des caractéristiques du dispositif d'acquisition données par les coefficients α .

$$f_{n+1} = f_n \frac{\alpha_{max}}{\alpha_{min}}. \quad (4.6)$$

Ce critère de sélection des fréquences à inverser est indépendant du type d'onde (P ou S). Sur la figure 4.10, nous avons également représenté (en trait fort) les gammes de longueurs d'onde verticales $\Delta\lambda_{Pz}$ et $\Delta\lambda_{Sz}$ couvertes pour une première fréquence située vers $65 kHz$, et pour les deux fréquences suivantes ($190, 590 kHz$), choisies de manière à respecter la relation (4.6). Cette courbe illustre notamment le fait que les dimensions des hétérogénéités couvertes pour une même fréquence peuvent être très différentes, en particulier pour les plus basses fréquences (à $60 kHz$: 10 à $33 mm$ pour V_S et 23 à $74 mm$ pour V_P).

Le critère répond aux spécificités suivantes :

- Plus la profondeur investiguée est importante, plus la couverture pour une fréquence donnée est limitée, et donc plus le nombre de fréquences inversées doit être important.
- Plus l'offset maximum est important, plus la gamme de longueurs d'onde verticales imagées s'étend vers les grandes longueurs d'onde (i.e. inclut les grandes variations du modèle) et donc moins le nombre de fréquences inversées doit être élevé.
- Plus l'offset minimum disponible est grand, moins la couverture vers les petites longueurs d'onde est bonne, ce qui impose d'augmenter le nombre de fréquences inversées.

En pratique, augmenter les offsets n'est pas toujours avantageux puisque cela requiert des dispositifs plus coûteux, et que l'atténuation des ondes rend les données aux lointains offsets bruitées, et donc pauvres en information. Les courts offsets ne sont par contre généralement pas un problème sur le terrain. Pour l'inversion de données expérimentales, il est préférable de prendre un plus grand nombre de fréquences que celles données par le critère de Sirgue and Pratt (2004) afin de disposer de redondance d'information et ainsi rendre l'inversion plus robuste. Ce critère est d'ailleurs défini pour un cas idéal de milieu acoustique 1D sans surface libre. L'inversion des formes d'ondes dans notre cas est élastique 2D, et prend donc en compte deux champs d'ondes, les effets de la surface libre, des conversions de modes et des réflexions multiples, ainsi que des variations latérales du milieu. Dans le cas de l'inversion élastique, la couverture se fait via deux gammes de longueurs d'onde distinctes liées aux paramètres V_P et V_S , plus ou moins couplés l'une avec l'autre, notamment par les conversions de modes. La manière dont ces deux paramètres influent l'un sur l'autre lors de l'inversion n'est pas encore très claire. Toutefois, certains auteurs proposent des solutions permettant de diminuer l'instabilité de l'inversion multiparamètre : Gélis (2005) montre par exemple la robustesse qu'apporte l'augmentation du nombre de fréquences à l'inversion des formes d'ondes élastiques ; Brossier et al. (2009) propose l'inversion de petits groupes de fréquences, et d'introduire dans l'inversion les ondes P avant les ondes S, les ondes de surface et les conversions.

À mesure que le réflecteur se rapproche de la surface, le nombre d'onde vertical diminue (la longueur d'onde verticale imagée augmente). Au contraire, plus le réflecteur est proche de

la surface, plus le nombre d'onde horizontal augmente (plus la longueur d'onde horizontale est petite) (figure 4.9 c). Aux extrêmes, on constate qu'en réflexion à offset nul, la résolution verticale est $\lambda/2$ et la longueur d'onde horizontale infini (c'est-à-dire que rien ne peut être imagé), tandis que pour une onde longeant la surface, c'est la résolution horizontale qui est de $\lambda/2$, tandis la résolution verticale est nulle. Il faut donc s'attendre à avoir pour les cibles proches de la surface, une résolution verticale mauvaise, mais une bonne résolution horizontale, avec toutefois une couverture étroite pour une unique fréquence.

4.3.1.b Choix de la fréquence minimum

Dans le contexte de l'imagerie de cavités souterraines, nous disposons généralement de très peu d'information a priori sur la cavité recherchée. Les méthodes de tomographie de surface ne sont pas efficaces pour donner une information sur les zones où les ondes ne se propagent pas. Aussi, dans la plupart des cas, le modèle initial ne pourra contenir, au mieux, que l'information sur les grandes longueurs d'onde du milieu environnant, mais aucune information sur la cavité elle-même. L'absence de cette information va contribuer à rendre le problème de l'imagerie d'un vide fortement non-linéaire, puisque l'écart entre le modèle initial et le modèle recherché sera élevé. La régularisation, ainsi que la stratégie d'inversion, et notamment le choix des fréquences inversées est de première importance. Nous avons vu qu'il existe plusieurs moyens pour mitiger ces non-linéarités, mais la présence de l'information basse fréquence dans le modèle initial est primordiale (Sirgue, 2003; Gélis, 2005). Si la première fréquence inversée est trop élevée, le risque d'ambiguïté de phase augmente, et avec, le risque de rester bloquer dans un minimum local. De nombreux auteurs, lors d'études sur des données synthétiques, utilisent la fréquence la plus basse possible. Gélis (2005) utilise par exemple pour imager des cavités, une fréquence de 1 Hz , tout à fait irréaliste², mais garantissant la convergence progressive vers le minimum global.

En pratique, on ne dispose pas toujours d'information pour des fréquences aussi basses. Dans les données expérimentales, la fréquence la plus basse possible ayant un rapport signal sur bruit acceptable doit être choisie, et le modèle initial doit alors contenir l'information manquante pour garantir le succès de l'imagerie.

Notre étude a pour objectif de contribuer à la détection aveugle de cavités, nous choisissons donc d'avoir un modèle initial contenant les propriétés exactes du milieu encaissant, mais aucune information sur la cavité. Avant toute chose, nous proposons donc de déterminer, pour notre configuration, à partir de quelle fréquence minimale il est possible de démarrer une inversion séquentielle, et de prévoir le comportement de l'inversion dans le cas où l'information dans le modèle initial n'est pas suffisante.

Les figures 4.11 et 4.12 montrent le résultat de l'inversion de la première fréquence après 5 itérations, pour différentes fréquences entre 10 kHz et 770 kHz . Pour chaque résultat, nous précisons la demi longueur d'onde correspondante. Ces résultats montrent que le comportement de l'inversion pour la détermination des paramètres V_P et V_S est différent. L'inversion monofréquentielle est la cause de l'apparition sur l'image d'oscillations périodiques dont la

² $\lambda_P = 900\text{ m}$ et $\lambda_S = 400\text{ m}$ pour imager des cavités de diamètre 2.5 m

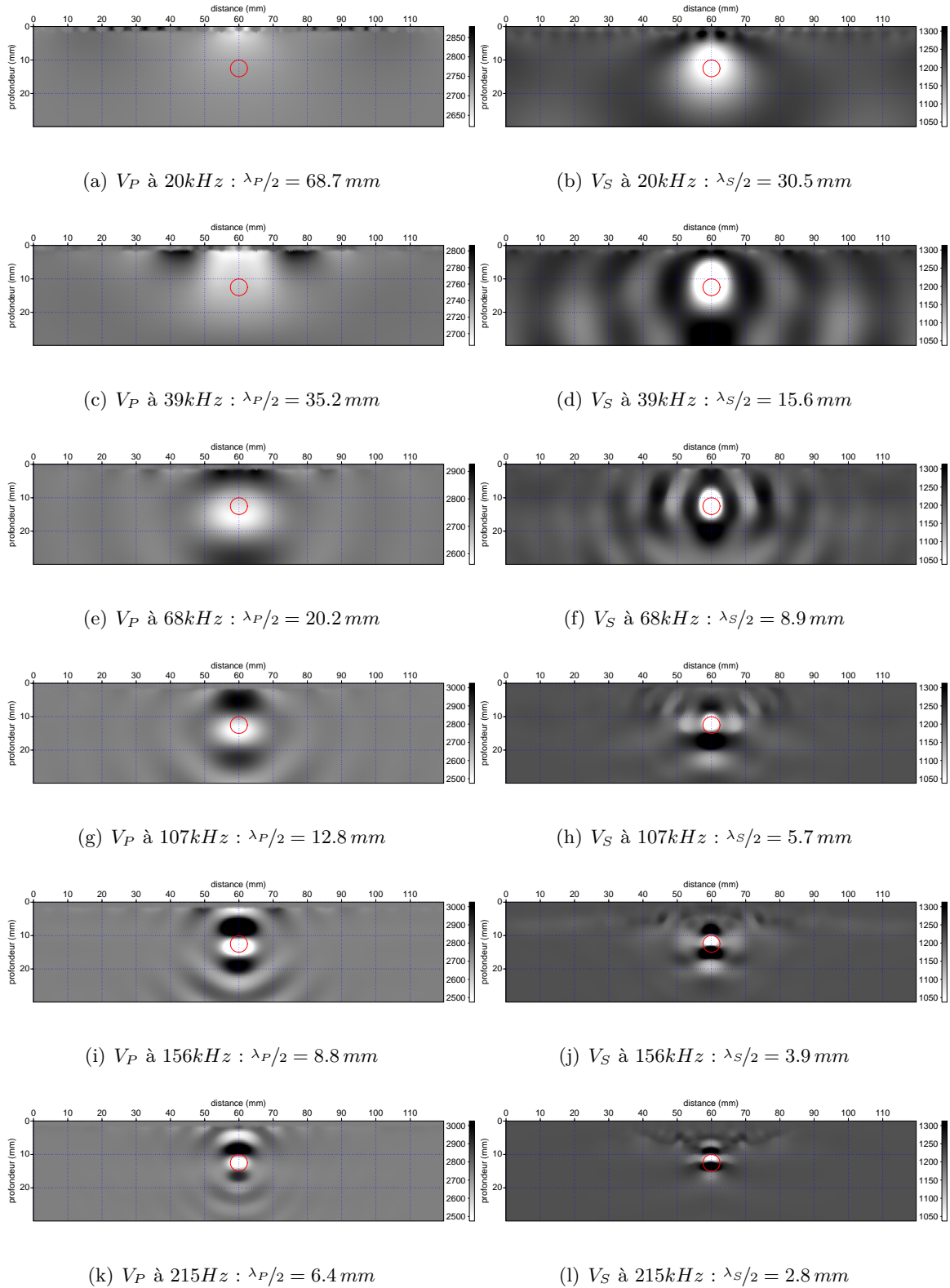
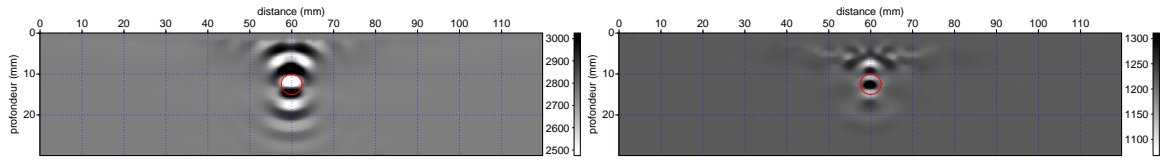
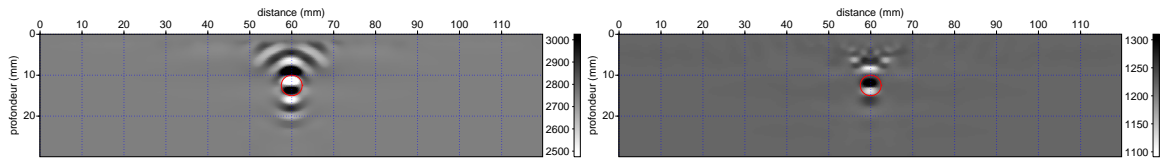
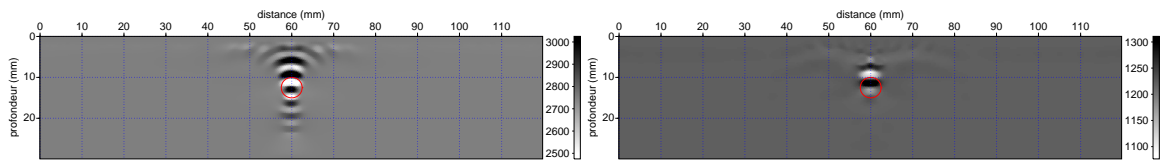
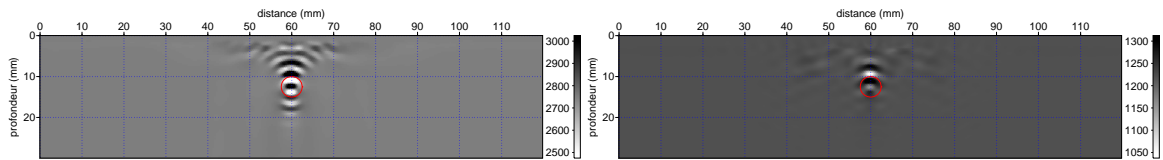
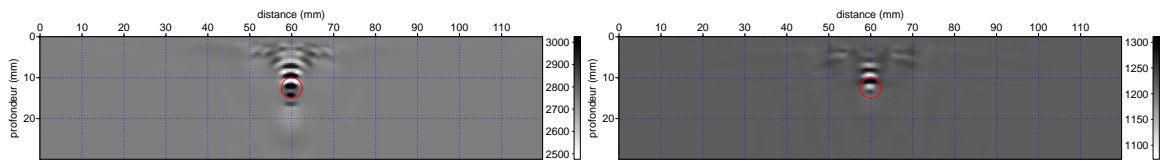
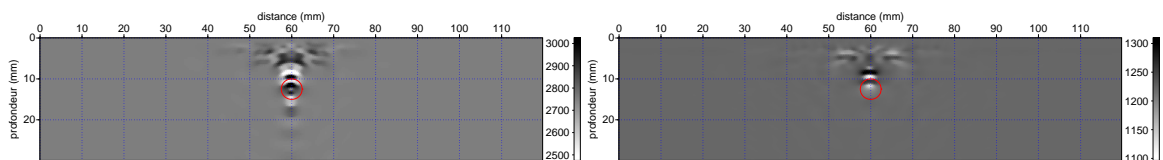


FIG. 4.11 – V_P et V_S pour différentes premières fréquences inversées

(a) V_P à $283kHz$: $\lambda_P/2 = 4.8 mm$ (b) V_S à $283kHz$: $\lambda_S/2 = 2.1 mm$ (c) V_P à $361kHz$: $\lambda_P/2 = 3.8 mm$ (d) V_S à $361kHz$: $\lambda_S/2 = 1.7 mm$ (e) V_P à $449kHz$: $\lambda_P/2 = 3.0 mm$ (f) V_S à $449kHz$: $\lambda_S/2 = 1.3 mm$ (g) V_P à $546kHz$: $\lambda_P/2 = 2.5 mm$ (h) V_S à $546kHz$: $\lambda_S/2 = 1.1 mm$ (i) V_P à $654kHz$: $\lambda_P/2 = 2.1 mm$ (j) V_S à $654kHz$: $\lambda_S/2 = 0.9 mm$ (k) V_P à $771kHz$: $\lambda_P/2 = 1.8 mm$ (l) V_S à $771kHz$: $\lambda_S/2 = 0.8 mm$ FIG. 4.12 – V_P et V_S pour différentes premières fréquences inversées (suite)

période est donnée par la longueur d'onde imagée localement (i.e. fréquence et dispositif d'acquisition). Dans le cas de la cavité, les contrastes sont très forts, et les oscillations sont d'amplitudes élevées dès les premières itérations. La période de ces oscillations est différente en V_P et en V_S du fait des longueurs d'onde différentes engendrées par les deux types d'ondes. De même, la répartition spatiale différente de l'énergie pour les deux types d'ondes engendre une couverture en nombres d'onde différente, les oscillations périodiques apparaissent donc dans différentes directions selon la fréquence inversée.

En V_P , en dessous de 39 kHz , de faibles oscillations apparaissent latéralement le long de la surface. Dans ce cas, l'inversion est guidée par les perturbations de l'onde P directe. Pour des fréquences supérieures, les oscillations apparaissent plutôt verticalement puisque ce sont les ondes P réfléchies verticalement qui apportent l'information. Notons qu'à partir de 68 kHz , les oscillations sont telles que la partie blanche sur les modèles inversés (vitesse tendant vers la vitesse de la cavité) est concentrée à l'intérieur de la cavité, et focalisée sur le toit de la cavité plutôt que sur sa partie inférieure. À partir de cette fréquence, il semble que l'inversion ne puisse donner qu'une information incomplète sur la forme de la cavité.

Le même phénomène est observé sur les profils en V_S . Jusqu'à une fréquence d'environ 100 kHz , les perturbations de V_S focalisent correctement sur le centre de la cavité. Sa morphologie est bien reconstruite (le même test réalisé sur des cavités rectangulaires et ovoïdales confirme cette observation). Des oscillations périodiques apparaissent également, d'abord tout autour de la cavité, puis horizontalement jusqu'à une fréquence d'environ 100 kHz . Ces oscillations apparaissent horizontalement parce qu'à cette fréquence, la cavité interagit en incidence quasi horizontale avec le champ d'onde S, en raison de son rayonnement latéral et des ondes de surface. Au-delà de 100 kHz , comme pour V_P , les oscillations apparaissent dans la direction verticale, correspondant à la direction de l'interaction des ondes de volume S avec la cavité. De même que pour V_P , à partir de 100 kHz , les oscillations sont focalisées sur le toit de la cavité, et aucune information sur la partie inférieure de la cavité n'est disponible, conduisant à la convergence de l'inversion dans un minimum local.

Nous remarquons que la fréquence charnière entre laquelle l'inversion cesse d'être dominée par les oscillations horizontales pour l'être par les oscillations verticales est différente en V_P et en V_S . Ce changement de comportement a lieu entre 40 et 50 kHz pour V_P , et entre 80 et 100 kHz pour V_S . Le fait que ce changement de comportement ait lieu aux plus basses fréquences pour V_P que pour V_S , bien que les longueurs d'onde λ_P soit plus grandes que les λ_S , est lié à l'influence de la surface libre et à la directivité de chacune de ces ondes : l'énergie de l'onde de surface et des ondes S est majoritairement orientée parallèlement à la surface, procurant une information forte sur une bande étroite de longueurs d'onde horizontales à une résolution proche de $\lambda_S/2$, tandis que l'énergie des ondes P est majoritairement orientée vers le fond du milieu, et donne une information sur une plus large gamme de longueurs d'onde, principalement verticales.

Il est donc déjà possible d'observer deux tendances :

- L'interaction de la cavité avec les ondes de volume réfléchies verticalement ne donne qu'une information incomplète sur la morphologie de la cavité, grâce à un apport des nombres d'onde verticaux. Dans cette configuration, sur les modèles de vitesse détermi-

nés en V_P et en V_S , l'inversion converge vers une solution n'expliquant que la position du toit de la cavité.

- L'interaction de la cavité avec les ondes transmises parallèlement à la surface (onde P pour les très basses fréquences, onde de surface, ondes S pour les plus grands angles) permet d'obtenir une image plus complète de la cavité. Dans la configuration étudiée, un modèle de départ suffisamment complet pour l'inversion peut être obtenu pour les fréquences inférieures à 70 kHz .

Pour une profondeur maximum investiguée $z_{max} = p_t + \Phi$, nous proposons le critère suivant permettant d'assurer que le modèle initial est suffisamment complet pour permettre la convergence vers la solution complète :

$$\begin{aligned}\lambda_P &> 2z_{max} \\ \lambda_S &> z_{max}\end{aligned}\tag{4.7}$$

Lorsque la fréquence de départ est telle que ce critère n'est pas respecté, il n'est pas possible de distinguer une cavité d'un décollement horizontal.

4.3.1.c Inversion séquentielle

Dans notre cas, les offsets minimum et maximum sont $d_{min} = 0$, $d_{max} = 60\text{ mm}$. Pour une profondeur maximale investiguée $z_{max} = 20\text{ mm}$, les gammes de longueurs d'onde verticales imagées en fonction de la fréquence ont été représentées sur la figure 4.10. La fréquence de départ est choisie de manière à respecter le critère donné par les relations (4.7) : dans notre première configuration, nous choisissons $f_0 = 68\text{ kHz}$ qui est suffisante. Par rapport à l'exemple que nous donnons sur la figure 4.10 (où trois fréquences étaient suffisantes pour couvrir toute la gamme des longueurs d'onde), nous choisissons d'utiliser 5 fréquences pour augmenter la redondance d'information et la robustesse de l'inversion. Les 5 fréquences inversées séquentiellement sont 68 kHz , 107 kHz , 185 kHz , 332 kHz et 478 kHz . À chaque fréquence, on procède à 5 itérations, et on utilise comme modèle initial le résultat de l'inversion de la fréquence précédente.

Les résultats d'inversion sont représentés sur la figure 4.13. À la première fréquence inversée, la cavité est imagée en V_P avec une résolution faible, et en V_S avec une meilleure résolution. Pour l'image de V_P , l'inversion des fréquences supérieures conduit inévitablement à un minimum local comme celui que nous venons d'observer sur les inversions monofréquentielles aux plus hautes fréquences : l'image obtenue après l'inversion des plus hautes fréquences est dominée par les oscillations centrées sur la cavité apportées par l'inversion des plus basses fréquences. Le contraste entre la cavité et le milieu encaissant étant très fort, l'amplitude de ces oscillations (positives et négatives) est importante, et l'inversion des fréquences supérieures ne semble pas pouvoir les compenser. Concernant V_S , une image clairement focalisée sur la cavité est obtenue dès la première fréquence. L'augmentation des fréquences, en même temps que l'augmentation du nombre d'itérations permet de se rapprocher progressivement de l'amplitude de la perturbation recherchée à l'intérieur de la cavité. Des artefacts subsistent

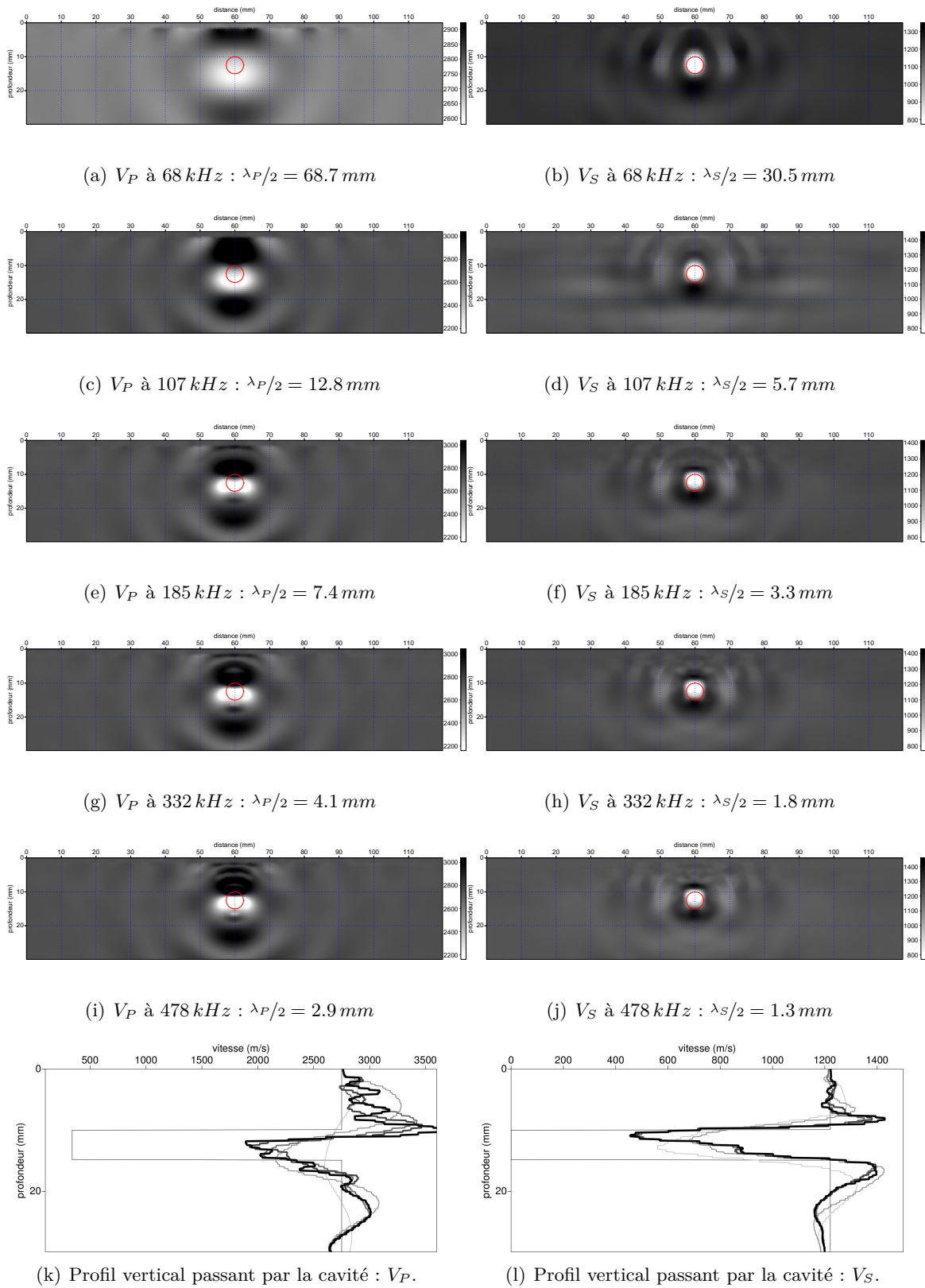


FIG. 4.13 – Inversion séquentielle de 5 fréquences : V_P et V_S à 68 kHz , 107 kHz , 185 kHz , 332 kHz et 478 kHz .

néanmoins, et les fréquences plus élevées n'apportent que peu d'information. Après l'inversion des 5 fréquences, la détermination de la position du toit est meilleure qu'après la première fréquence, mais l'image de la partie inférieure de l'hétérogénéité n'est pas améliorée, et est même légèrement dégradée par l'information incomplète apportée par les ondes de volume réfléchies.

Cette première approche numérique nous permet de confirmer les conclusions tirées de l'analyse des cartes monofréquentielles et des sismogrammes, à savoir que deux comportements différents coexistent :

1. Aux plus basses fréquences, l'information sur la cavité est complète et est obtenue des ondes transmises le long de la surface.
2. Aux plus hautes fréquences, l'information provient des ondes de volume réfléchies par les hétérogénéités du milieu. Cette information est incomplète en raison du coefficient de réflexion de la cavité, et peut même mener à la dégradation du modèle de paramètre de départ.

4.3.2 Influence du contraste d'impédance

Nous avons vu que la cavité est un cas très particulier de l'inversion des formes d'ondes. Nous proposons de comparer son comportement sur des inclusions de morphologies identiques, mais de propriétés mécaniques différentes afin d'évaluer l'impact du contraste d'impédance extrême de la cavité sur la qualité de l'imagerie. En plus du cas de la cavité, nous étudions 4 cas d'inclusions plus rigides que le milieu encaissant, et 4 cas d'inclusion plus souples. Pour chaque cas, les propriétés (V_P , V_S , ρ , Q_P et Q_S) de l'inclusion sont les propriétés du milieu encaissant multipliées par un facteur a ($a = [10, 3, 1.5, 1.1, \frac{1}{1.1}, \frac{1}{1.5}, \frac{1}{3}, \frac{1}{10}]$), puis les propriétés de l'air pour la cavité³. Les propriétés de chacune de inclusions sont données dans le tableau 4.2.

a	$V_{P_{inc}}$	$V_{S_{inc}}$	ρ_{inc}	$Z_{P_{inc}}$	$Z_{S_{inc}}$	R_P	R_S
10	27500	12210	9100	$2.5 \cdot 10^8$	$1.1 \cdot 10^8$	0.98	0.98
3	8250	3663	2730	$2.2 \cdot 10^7$	$1.0 \cdot 10^7$	0.80	0.80
1.5	4125	1831	1365	$5.6 \cdot 10^6$	$2.5 \cdot 10^6$	0.38	0.38
1.1	3025	1343	1001	$3.0 \cdot 10^6$	$1.3 \cdot 10^6$	0.10	0.10
$1/1.1$	2500	1110	827	$2.1 \cdot 10^6$	$9,2 \cdot 10^5$	0.10	0.10
$1/1.5$	1833	814	607	$1.1 \cdot 10^6$	$4.9 \cdot 10^5$	0.38	0.38
$1/3$	917	407	303	$2.8 \cdot 10^5$	$1.2 \cdot 10^5$	0.80	0.80
$1/10$	275	122	91	$2.5 \cdot 10^4$	$1.1 \cdot 10^4$	0.98	0.98
cavité	340	0	1	340	0	1	—

TAB. 4.2 – Propriétés de chaque inclusion testée et coefficient de réflexion avec le milieu encaissant R_P et R_S .

³ $V_{P_{air}} = 340 \text{ m.s}^{-1}$, $V_{S_{air}} = 0 \text{ m.s}^{-1}$, $\rho_{air} = 1 \text{ kg.m}^{-3}$

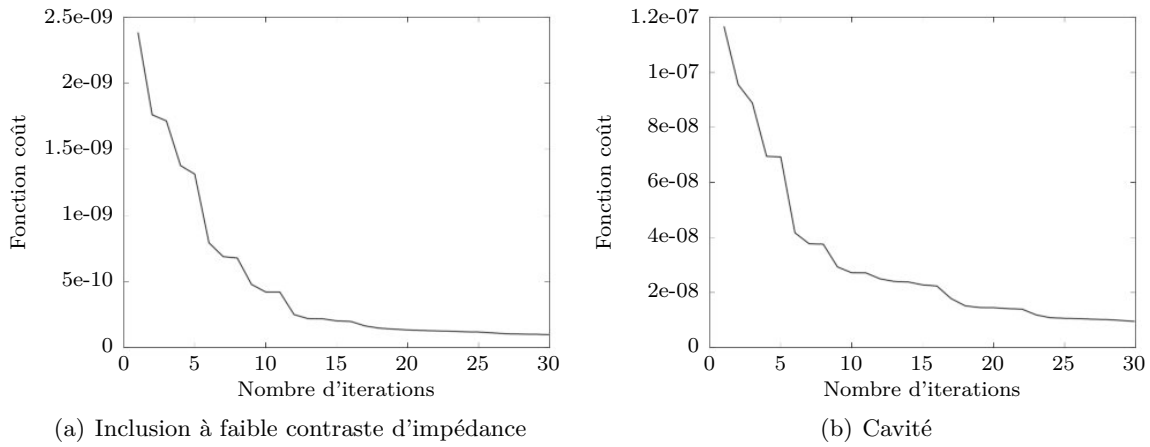


FIG. 4.14 – Décroissance de la fonction coût en fonction du nombre d'itérations pour un contraste d'impédance faible $R_P = 0.1$ (a) et fort $R_P = 1.0$ (b).

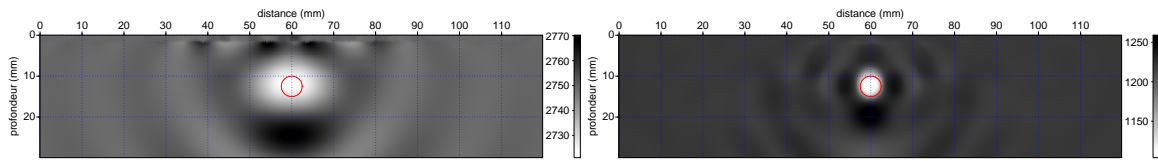


FIG. 4.15 – V_P et V_S à 68 kHz après 30 itérations : inclusion à faible contraste d'impédance.

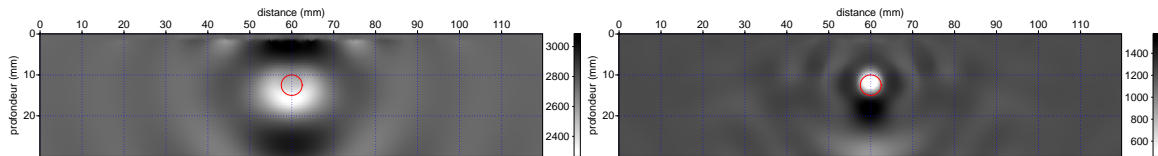


FIG. 4.16 – V_P et V_S à 68 kHz après 30 itérations : cavité.

Tout d'abord, nous procédons à l'inversion de la première fréquence (68 kHz) pour le milieu à faible contraste correspondant à $a = 1/1.1$, et pour le milieu avec la cavité. La figure 4.14 représente l'évolution de la fonction coût en fonction du nombre d'itérations dans le cas du faible contraste, et dans le cas de la cavité. Les valeurs de la fonction coût sont 50 fois plus élevées dans le cas de la cavité. La décroissance de la fonction coût a une allure exponentielle, mais est différente dans ces deux cas : elle ne descend pas autant dans le cas de la cavité que dans le cas du faible contraste. Après 30 itérations, la fonction coût est 250 fois plus élevée dans le cas de la cavité. La convergence est plus difficile avec la cavité, on en observe la conséquence sur les modèles de paramètres inversés à la fréquence 68 kHz sur les figures 4.15 et 4.16. Dans le cas de la cavité, les perturbations et les artefacts ont des amplitudes relatives plus importantes. Qualitativement, l'image obtenue pour V_S est proche de la solution exacte dans les deux cas, mais l'image obtenue pour V_P est plus éloignée de la forme réelle

de l'inclusion lorsque celle-ci est vide. On voit bien que dans le cas de l'inclusion pleine, la perturbation est centrée sur l'inclusion, alors que ce n'est pas le cas pour l'inclusion vide.

L'inversion est ensuite réalisée séquentiellement en utilisant les 5 mêmes fréquences que précédemment : 68 kHz , 107 kHz , 185 kHz , 332 kHz et 478 kHz , et 5 itérations par fréquence. Le modèle de départ est toujours un milieu homogène dont les propriétés sont celles du milieu exact en polypropylène sans cavité (voir annexes B.1 et C). Les profils verticaux et horizontaux des modèles de paramètres inversés sont représentés sur les figures 4.17 et 4.18 pour chacun des milieux à inclusions rigides, et sur les figures 4.19 et 4.20 pour chacun des milieux à inclusions moins rigides. Le résultat après la 5ème fréquence est représenté en noir et les résultats des fréquences intermédiaires sont tracés en traits plus fins sur les figures 4.17 et 4.20. À l'évidence, un plus grand nombre d'itérations serait nécessaire pour obtenir les vitesses optimales dans les inclusions, a fortiori pour les plus forts contrastes. Le choix d'un faible nombre d'itérations permet néanmoins une comparaison des résultats entre eux.

Dans toutes les configurations et dans toutes les directions des milieux, le paramètre V_S est mieux reconstruit en amplitude, et avec une meilleure résolution. Les fréquences supérieures apportent de l'information complémentaire pour les profils en V_P , tandis que V_S est bien reconstruit dès la première fréquence, et l'augmentation des fréquences inversées n'apporte que peu d'information supplémentaire utile.

Les profils horizontaux (figures 4.18 et 4.20) illustrent que la morphologie latérale des inclusions est toujours retrouvée, même si les images en V_P manquent de petites longueurs d'onde, et que les profils en V_S exhibent des oscillations qui deviennent importantes lorsque l'importance de la perturbation augmente.

Sur les profils verticaux (figures 4.17 et 4.19), l'influence du degré de contraste est beaucoup plus importante. Pour les faibles perturbations, la morphologie de l'inclusion est bien reconstruite avec V_P et V_S . L'apport des plus hautes fréquences permet normalement par l'apport des plus petites longueurs d'onde, de corriger les oscillations basses longueurs d'onde générées par l'inversion monofréquentielle des fréquences précédentes ; mais lorsque la perturbation devient plus forte, les hautes fréquences ne suffisent plus à corriger ces oscillations, et des oscillations parasites subsistent en V_P et V_S au dessus et au dessous des inclusions. Dans le cas de la cavité, ces oscillations résiduelles peuvent être très importantes. De plus, comme il a été montré précédemment pour les contrastes les plus importants, les ondes ne pouvant pas traverser l'inclusion, les hautes fréquences contiennent seulement l'information portée par les ondes de volume réfléchies. Dans ce cas, les profils verticaux montrent clairement que l'augmentation en fréquence conduit à une image focalisée sur la partie supérieure des inclusions, mais peut même dégrader la partie inférieure présente dans les images obtenues aux fréquences plus basses.

Ces comparaisons confirment qu'il n'est pas possible d'imager correctement les parties les plus profondes d'un objet à fort contraste au seul moyen des ondes de volume réfléchies. Seule la partie supérieure peut être imagée. En pratique, si les ondes transmises au travers de l'inclusion sont trop atténuées et ne parviennent pas jusqu'aux récepteurs, alors que les réflexions par l'interface supérieure de l'objet parviennent à la surface, l'hétérogénéité sera vue comme un objet de contraste infini ne permettant pas la transmission des ondes, c'est-à-dire

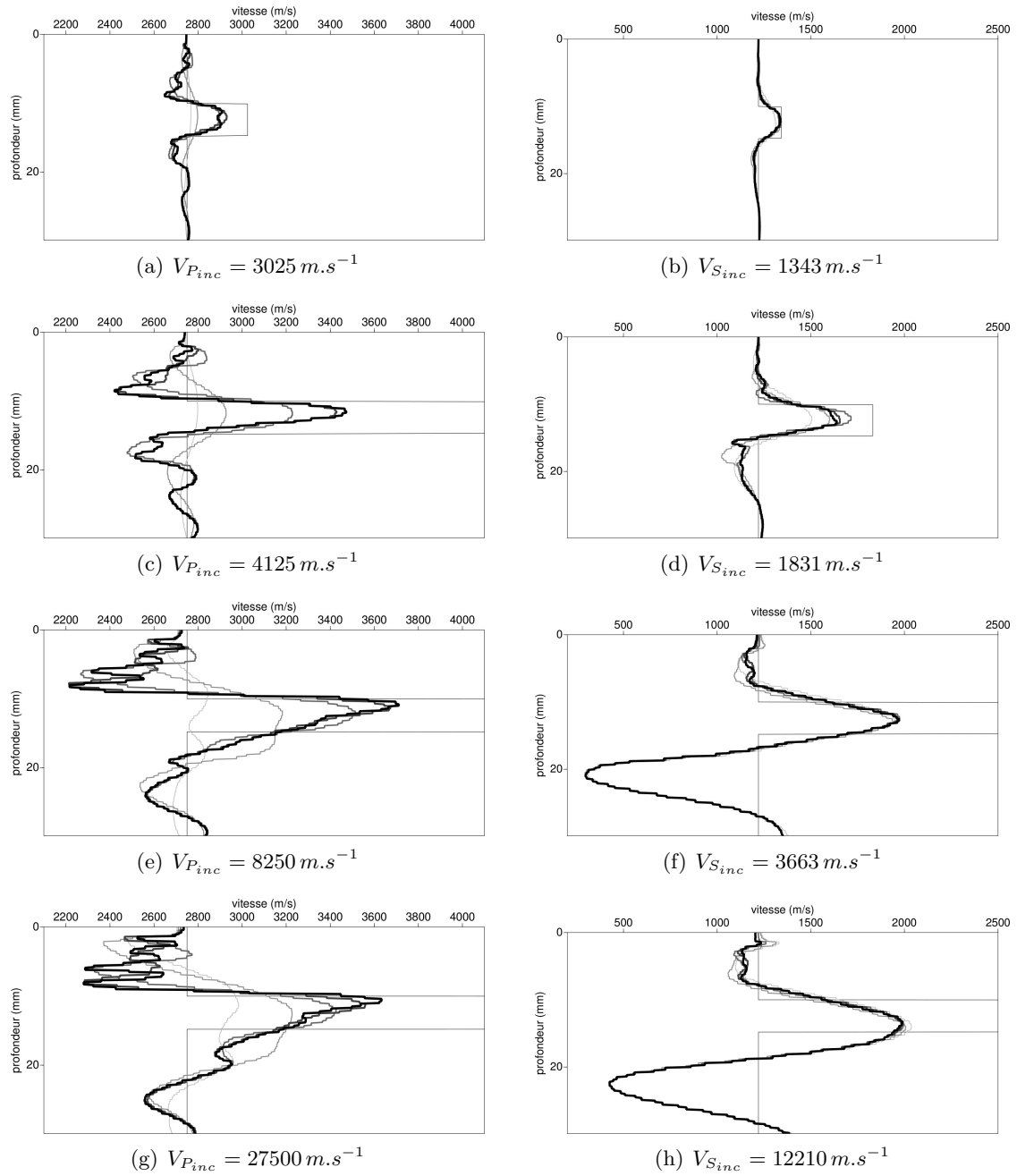


FIG. 4.17 – Profils de vitesses verticaux de V_P et V_S passant au centre de l'inclusion après 5 fréquences et 5 itérations pour différents contrastes d'impédances : inclusions plus rigides

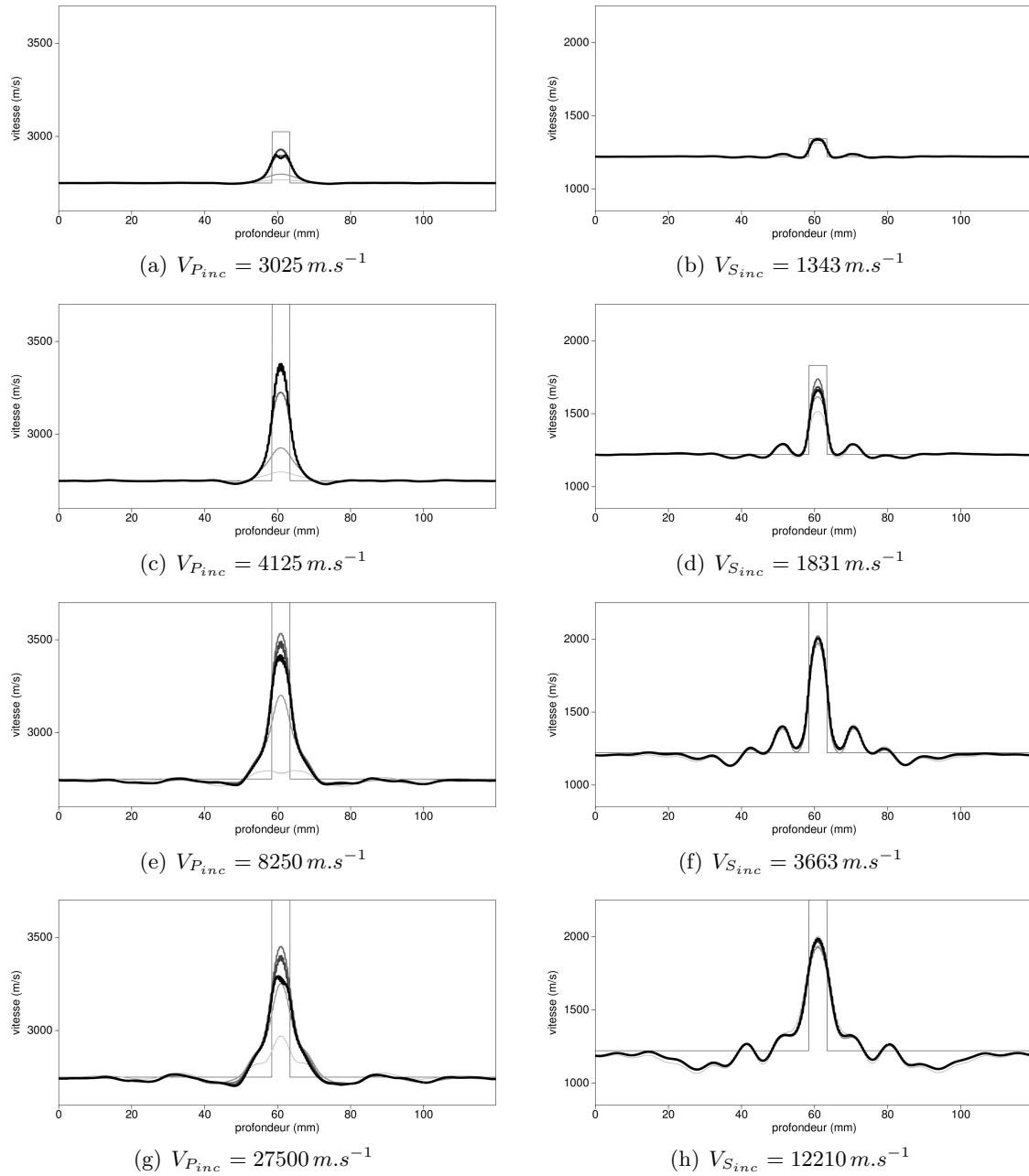


FIG. 4.18 – Profils de vitesses horizontaux de V_P et V_S passant au centre de l'inclusion après 5 fréquences et 5 itérations pour différents contrastes d'impédances : inclusions plus rigides

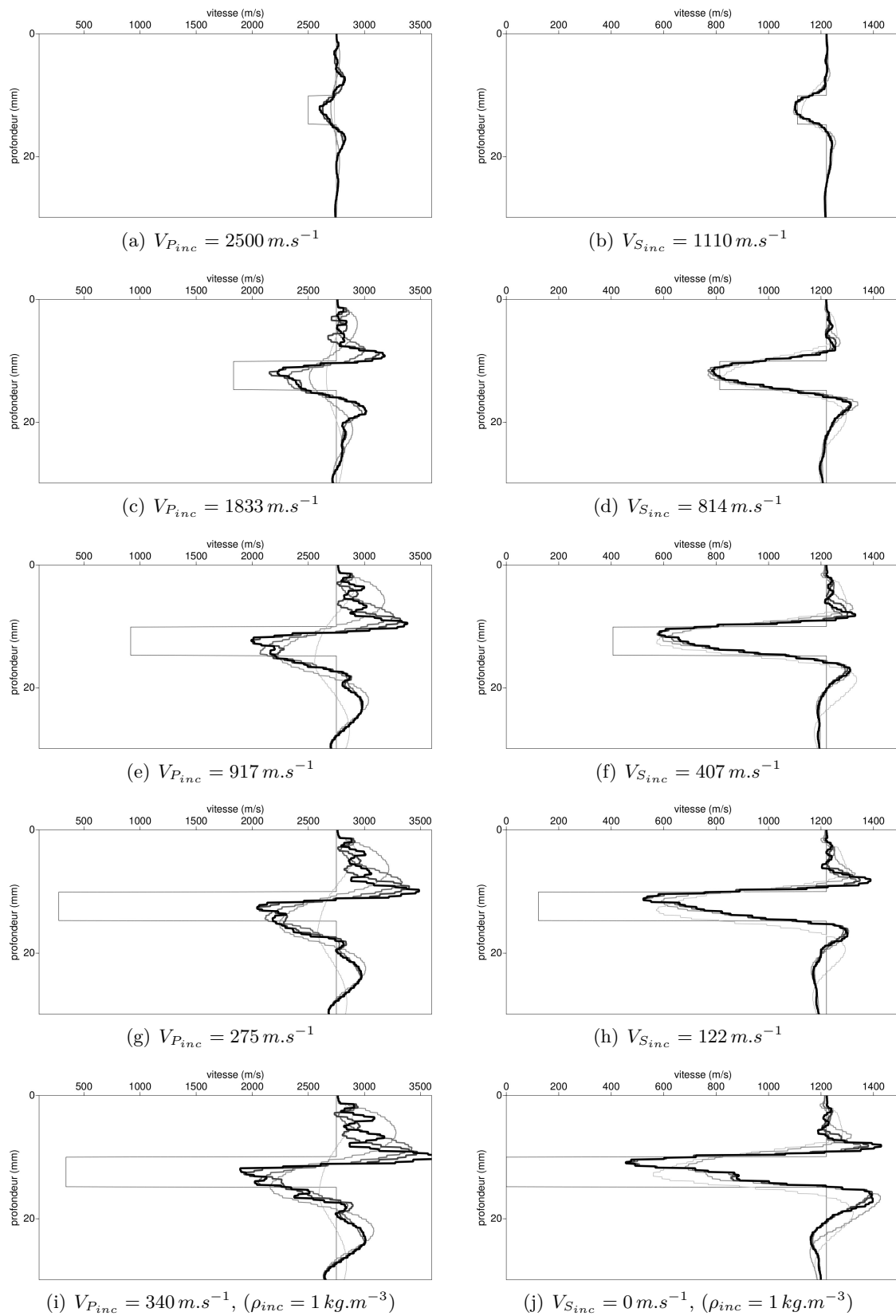


FIG. 4.19 – Profils de vitesses verticaux de V_P et V_S passant au centre de l'inclusion après 5 fréquences et 5 itérations pour différents contrastes d'impédances : inclusions moins rigides

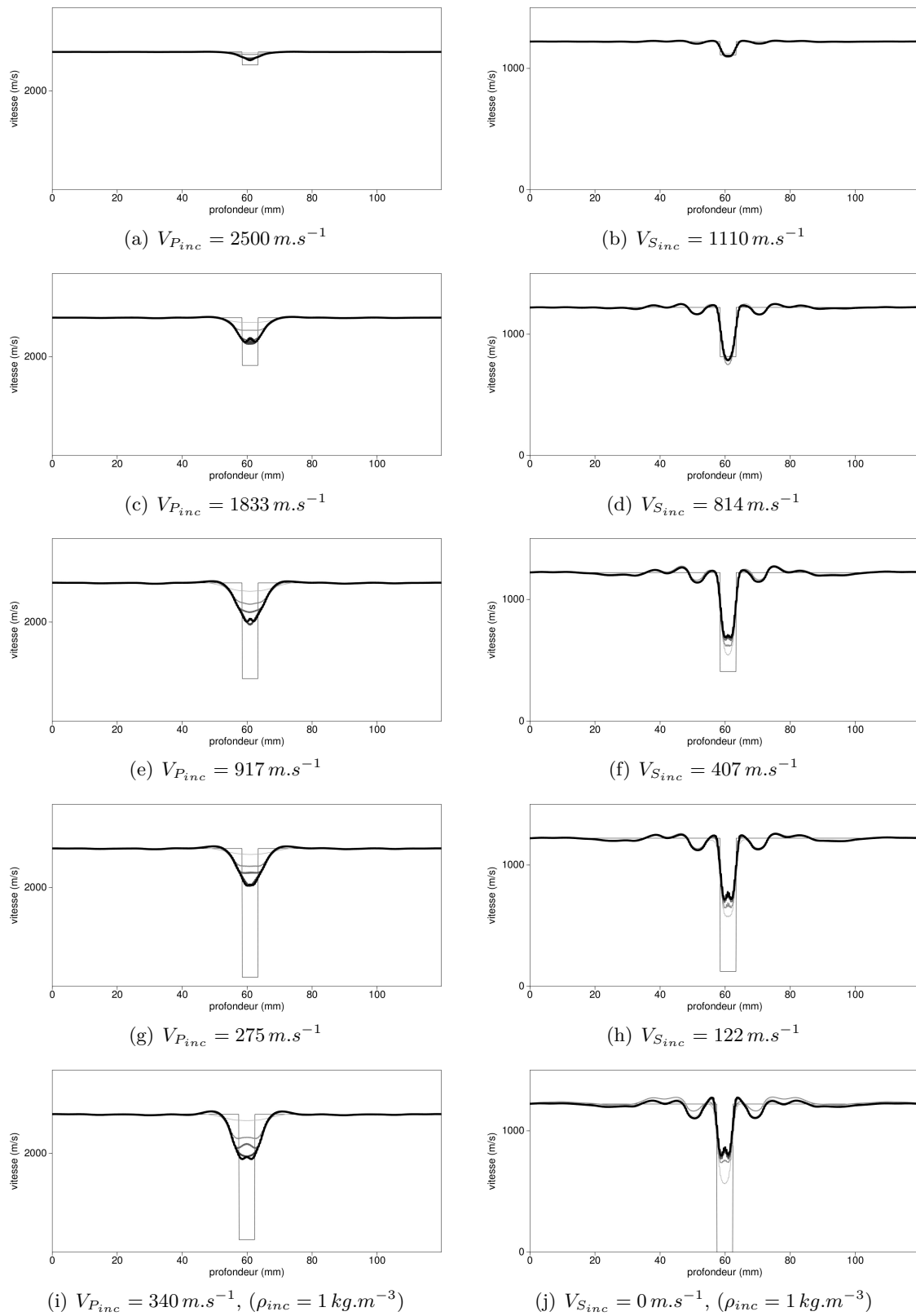


FIG. 4.20 – Profils de vitesses horizontaux de V_P et V_S passant au centre de l'inclusion après 5 fréquences et 5 itérations pour différents contrastes d'impédances : inclusions moins rigide

que le rapport signal sur bruit des données intervient directement dans la possibilité d'imager l'intérieur et les parties les plus profondes d'un objet avec les ondes de volume. En revanche, nous montrons que l'image de V_S obtenue dès les premières fréquences grâce aux informations véhiculées par les ondes de surface est correcte quelque soit le degré de contraste, même si des artefacts apparaissent pour les cas les plus extrêmes.

4.3.3 Rôle du dispositif d'acquisition

Nous avons vu que les limitations de l'imagerie pour un objet à fort contraste comme une cavité sont étroitement liées au dispositif d'acquisition de surface. Nous proposons dans cette partie de mieux quantifier le rôle du dispositif d'acquisition. Pour cela, nous avons réalisé des tests comparatifs sur le modèle à cavité, en modifiant le dispositif de génération et de réception.

Nous procédons cette fois à l'inversion d'un plus grand nombre de fréquences, et en partant d'une fréquence la plus basse possible. L'augmentation de la densité de fréquences inversées doit permettre de mieux contraindre les modèles obtenus au fil des itérations. Le choix d'une fréquence de départ la plus basse possible doit normalement permettre d'obtenir les grandes longueurs d'onde nécessaires à l'obtention des plus petites.

Les tests d'inversion que nous présentons dans cette partie pourront être comparés aux résultats d'inversion de données expérimentales que nous présentons dans la partie suivante (paragraphe 4.4). La fréquence de départ est donc choisie la plus basse possible en fonction du contenu fréquentiel des données expérimentales à 120 kHz . Nous prenons donc pour fréquence de départ $f = 34\text{ kHz}$. À cette fréquence, $\lambda_P/2 = 40.5\text{ mm}$ et $\lambda_S/2 = 18.0\text{ mm}$. Notre critère (équation 4.7) pour le choix de la fréquence de départ est donc bien respecté. 15 fréquences sont inversées séquentiellement, et 10 itérations sont réalisées pour chaque fréquence. Les 15 fréquences inversées sont données dans le tableau 4.3, avec les demi longueurs d'onde associées.

$f(\text{kHz})$	34.	39.	44.	49.	54.	59.	63.	68.	73.	78.	83.	88.	93.	98.	102.
$\lambda_P/2(\text{mm})$	40.	35.	31.	28.	26.	23.	22.	20.	19.	18.	17.	16.	15.	14.	13.
$\lambda_S/2(\text{mm})$	18.	16.	14.	12.	11.	10.	10.	9.	8.	8.	7.3	6.9	6.6	6.25	6.0

TAB. 4.3 – Liste des fréquences inversées, et demi longueurs d'onde correspondantes.

Nous commençons par évaluer l'apport de l'utilisation d'un dispositif de réception permettant l'enregistrement de la composante verticale seulement, horizontale seulement, ou de la prise en compte simultanément des deux composantes verticale et horizontale. Dans une seconde partie, nous essayons d'apporter des éléments de réponses sur le rôle du dispositif d'acquisition de surface sur la qualité de l'imagerie de la cavité, nous essayons notamment de déterminer quel est le rôle des ondes de surface.

Les modèles de vitesses obtenus pour la première fréquence (34 kHz), une fréquence intermédiaire (54 kHz) et la dernière fréquence (102 kHz), ainsi que les profils de vitesses verticaux

et horizontaux associés passants par le centre de l'inclusion sont représentés pour chacune des configurations testées.

- La première fréquence (34 kHz), permet de contrôler que la fréquence de départ choisie apporte des longueurs d'onde suffisamment basses pour ne pas conduire à un minimum local (courbe jaune sur les profils de vitesse).
- La fréquence 54 kHz correspond à une fréquence charnière : au-delà de cette fréquence, la demi longueur d'onde $\lambda_s/2$ devient inférieure à la profondeur de la cavité, et les ondes S n'interagissent plus avec la cavité en transmission, mais en réflexion, et l'image du paramètre V_S commence à être détériorée. Dans la configuration de surface normale, nous considérons que c'est à cette fréquence que l'image de la cavité est la meilleure (courbe rouge sur les profils de vitesse).
- La fréquence 102 kHz est la dernière fréquence inversée. À cette fréquence, ce sont uniquement des ondes de volume réfléchies qui apportent l'information sur la cavité (le toit de la cavité), et l'on s'attend à avoir une image plus focalisée sur le toit de la cavité que l'image obtenue à 54 kHz (courbe bleue sur les profils de vitesse).

4.3.3.a Apport de la composante horizontale

Généralement, pour les méthodes classiques d'imagerie de la subsurface, seuls des géophones donnant la composante verticale du champ V_z sont utilisés. Il est cependant possible de mesurer et d'utiliser aussi la composante horizontale V_x . En effet, nous avons vu précédemment que la directivité de chacun des types d'ondes n'est pas la même et peut même dépendre de la fréquence (voir annexe A). D'autre part, nous savons que le mouvement des particules est colinéaire à la direction de propagation dans le cas des ondes P, et perpendiculaire à la direction de propagation dans le cas des ondes S. En surface, nous prélevons soit la composante normale à la surface, soit la composante tangentielle. Il s'ensuit qu'en fonction du type d'onde et de la direction dans laquelle elle s'est propagée, le mouvement des particules associé à cette onde lorsqu'elle parvient à la surface n'est pas nécessairement le même. L'information sur une onde collectée en surface peut alors être uniquement suivant V_z , uniquement suivant V_x ou bien une combinaison des deux.

Le schéma 4.21 représente la direction de la polarisation et l'amplitude des ondes P et S pour différents chemins de propagation. Ce schéma permet de bien visualiser quelle information peut être enregistrée en surface, et suivant quelle direction. Pour de petits angles d'incidences de l'onde, peu d'information est collectée sur la composante horizontale, mais beaucoup sur l'onde P sur la composante verticale. Pour des angles intermédiaires, l'information est répartie sur les deux composantes. Pour de grands angles d'incidence, les ondes P sont polarisées dans une direction proche de l'horizontale, et leurs amplitudes sont plus faibles. En contrepartie, l'amplitude des ondes S est plus importante pour les grands angles, et ces dernières sont polarisées dans une direction proche de la verticale. À l'extrême, les ondes P transmises le long de la surface et les réfractées ont des amplitudes très faibles et sont essentiellement polarisées suivant V_x , tandis que les ondes de Rayleigh ont une polarisation majoritairement verticale.

En résumé :

- La composante V_z est bien adaptée pour collecter l'information sur les ondes de surface,

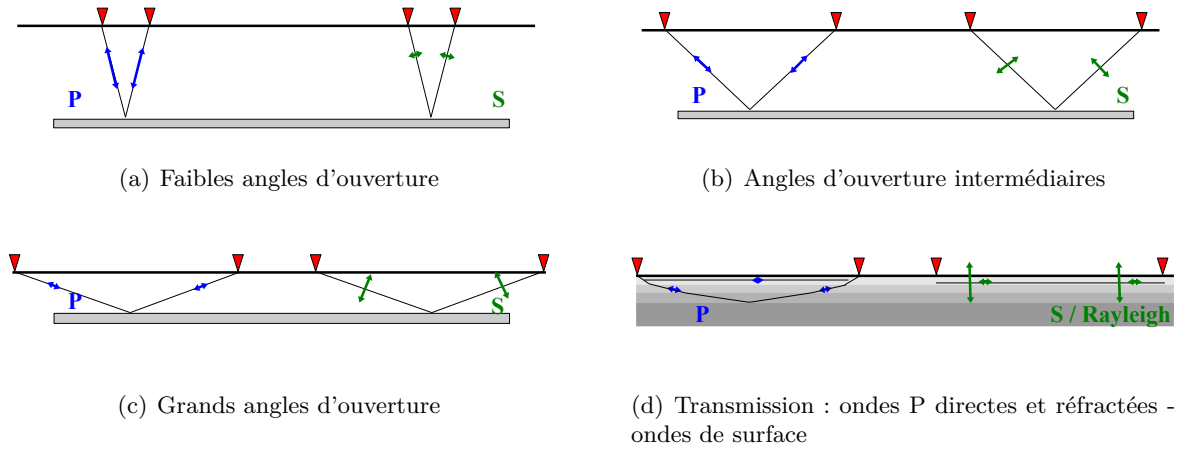


FIG. 4.21 – Direction de polarisation et amplitude du déplacement d'une onde P (bleu) et d'onde S (vert) pour différents angles d'ouverture du dispositif d'acquisition

les ondes P réfléchies aux courts et moyens offsets, les ondes S réfléchies aux moyens et grands offsets.

- La composante V_x est bien adaptée pour collecter l'information sur les ondes P aux moyens et grands offsets (mais elles sont de plus faibles amplitudes pour les grands offsets), les ondes S aux courts et moyens offsets (elles sont d'amplitudes faibles à inexistantes aux courts offsets).

En d'autres termes :

- Sans la composante V_z , on perd de l'information sur l'onde P aux courts offsets et sur l'onde de surface.
- Sans la composante V_x , on perd de l'information sur l'onde P aux grands offsets.

La répartition des informations sur les hétérogénéités du sous-sol est toutefois homogénéisée par les réflexions et conversions multiples ainsi que par le dispositif multioffset. Il est cependant possible que certaines informations soient partiellement perdues par l'utilisation d'une seule composante.

Nous souhaitons évaluer l'apport de chaque composante à l'imagerie d'une cavité proche de la surface. Pour cela, trois essais sont réalisés, en utilisant seulement la composante verticale prélevée aux positions des récepteurs, puis seulement la composante horizontale, et enfin les deux composantes simultanément. La source utilisée reste dans tous les cas une force normale puisque c'est ce que nous utiliserons expérimentalement. Les résultats d'inversion sont présentés sur les figures 4.22 à 4.24.

En V_P , la cavité est détectée dans les trois configurations, mais les images obtenues sont éloignées du modèle réel. Les amplitudes des perturbations déterminées sont beaucoup plus faibles que la perturbation réelle du modèle, et d'importants artefacts apparaissent sur les côtés et au-dessous de la cavité. La cavité ne peut être imagée avec précision par aucune des informations relatives à aucune des composantes prélevées en surface. Le résultat est peu

modifié par l'utilisation de l'une ou l'autre composante.

En revanche, pour V_S , malgré la présence des artefacts décrits précédemment, la forme et l'amplitude de la cavité sont bien déterminées par les premières fréquences. L'utilisation de V_x seule donne un résultat plus précis que V_z seule sur l'intérieur de la cavité, et les artefacts latéraux sont moins importants. Le résultat de l'utilisation des deux composantes simultanément, bien qu'amélioré par l'utilisation de V_x , est plus proche du résultat de l'inversion de V_z seule. Cela suggère que les informations contenues dans V_z sont dominantes, c'est d'ailleurs ce qu'explique le schéma de la figure 4.21.

Bien que l'inversion des deux composantes simultanément ne montre pas d'amélioration spectaculaire, dans la mesure où l'information contenue dans les deux composantes est en grande partie redondante et où les limitations de l'imagerie sont plus liées à l'acquisition de surface et à l'imperméabilité de la cavité au passage des ondes, ce test prouve que la composante horizontale peut aussi apporter une information complémentaire non redondante pouvant améliorer la qualité de l'image. Son poids dans l'inversion, visiblement plus faible que celui de V_z , pourrait par exemple être compensé par l'utilisation d'une pondération plus élevée des données suivant V_x . Cela sort pour le moment du cadre de cette étude, nous n'utiliserons dans la suite que la composante verticale.

4.3.3.b Acquisition de surface : un dispositif insuffisant

Le dispositif d'acquisition incomplet et l'imperméabilité de la cavité sont incriminés dans l'échec de l'imagerie de la partie inférieure de la cavité. Nous avons déjà démontré que le fort contraste d'impédance mécanique que représente la cavité mène à des difficultés d'imagerie. Cependant, ces difficultés sont aussi intimement liées au dispositif d'acquisition placé le long de la surface libre. Nous proposons de tenter de découpler l'influence de ces différentes causes, en observant l'effet de la modification du dispositif d'acquisition.

La figure 4.25 illustre le comportement de l'inversion lorsque, en plus du dispositif de génération/réception le long de la surface libre, un dispositif identique est placé en profondeur parallèlement à l'autre, sous la cavité (profondeur $p_d = 25\text{ mm}$).

Le dispositif sous la cavité lève l'ambiguïté sur la partie inférieure de la cavité. Les résultats en V_P montrent que même avec un dispositif plus complet, la cavité ne peut pas être imagée en V_P . L'image de V_S est identique à celle obtenue pour un dispositif de surface pour les basses fréquences (i.e. via les ondes de surface), mais la reconstruction de la partie inférieure de la cavité par les plus hautes fréquences, impossible avec une acquisition en surface, est nettement améliorée par la présence d'un dispositif d'acquisition plus complet permettant de collecter l'information en transmission.

À l'inverse, le comportement de l'inversion lorsque le dispositif d'acquisition de surface est moins complet, n'est que peu modifié. La figure 4.26 illustre le comportement de l'inversion pour un dispositif d'acquisition de surface correspondant à celui des données réelles à 120 kHz . Sur chaque tir, les traces correspondant à des offsets de moins de 10 mm ne sont pas prises en compte. L'absence des cours offsets dégrade légèrement la résolution de V_P , ainsi

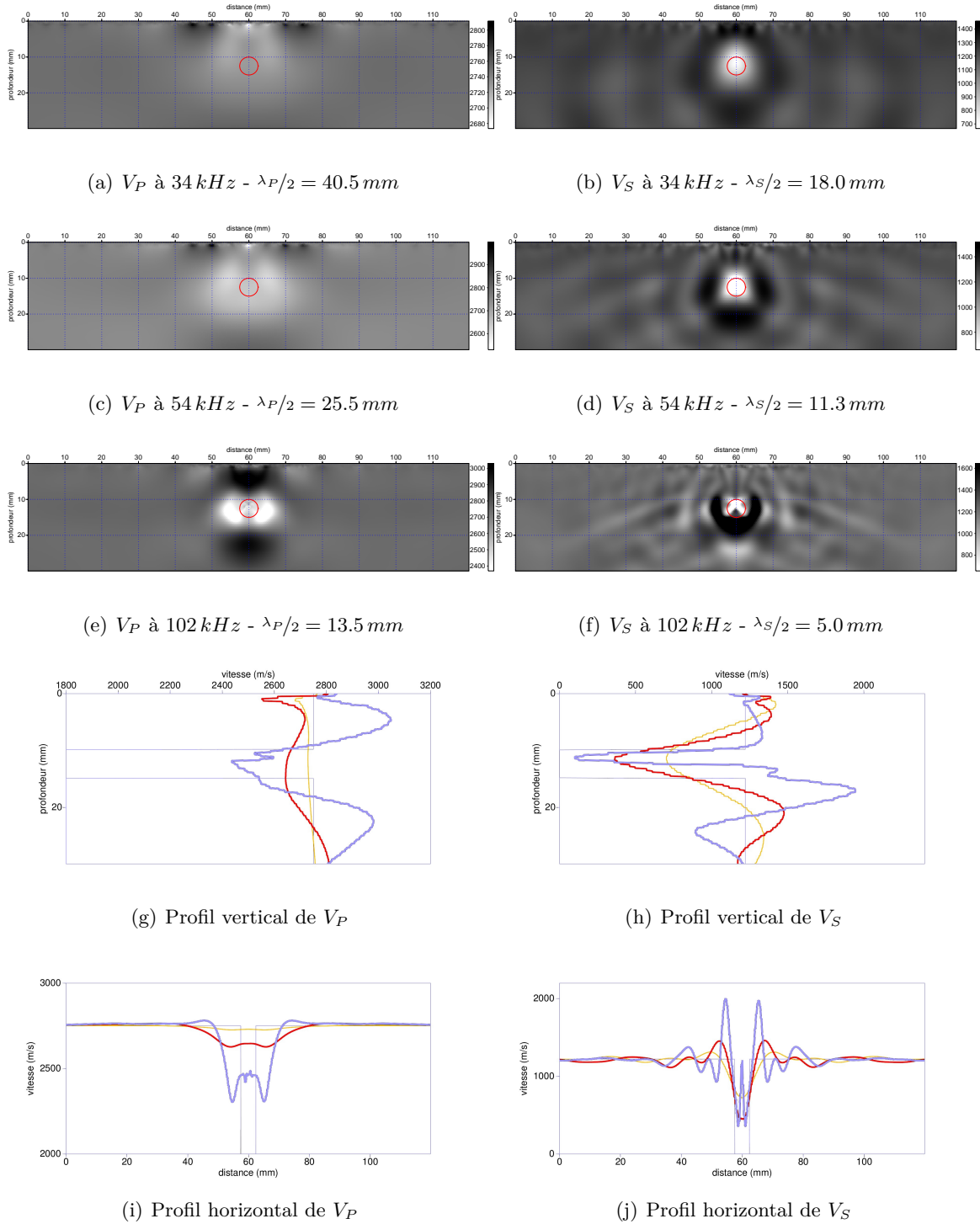


FIG. 4.22 – V_P et V_S à 34 (orange), 54 (rouge) et 102 kHz (bleu) - dispositif d'acquisition en surface - **composante V_z seule.**

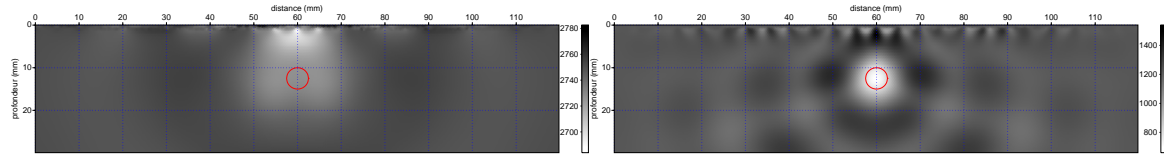
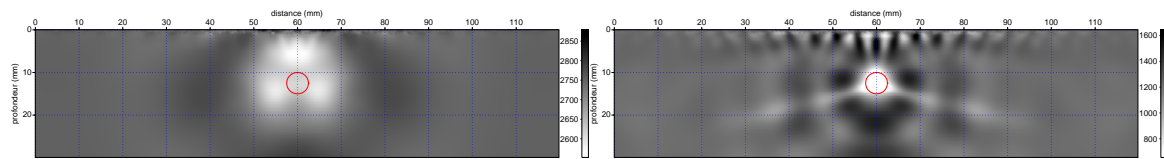
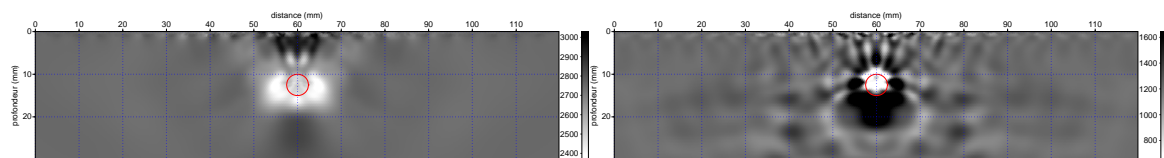
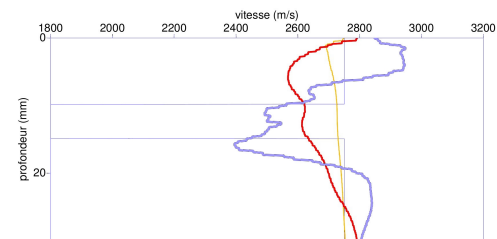
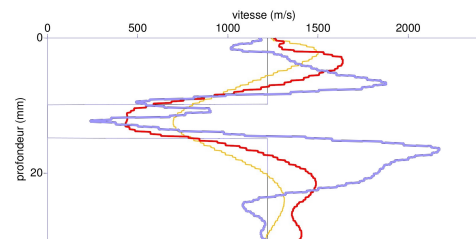
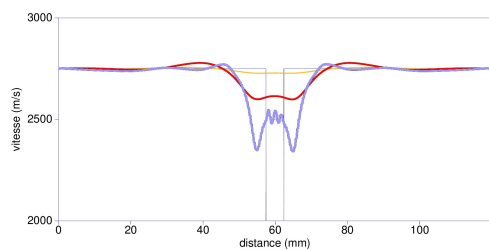
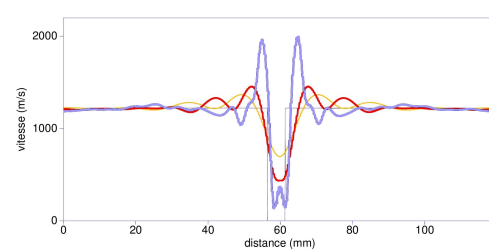
(a) V_P à 34 kHz - $\lambda_P/2 = 40.5\text{ mm}$ (b) V_S à 34 kHz - $\lambda_S/2 = 18.0\text{ mm}$ (c) V_P à 54 kHz - $\lambda_P/2 = 25.5\text{ mm}$ (d) V_S à 54 kHz - $\lambda_S/2 = 11.3\text{ mm}$ (e) V_P à 102 kHz - $\lambda_P/2 = 13.5\text{ mm}$ (f) V_S à 102 kHz - $\lambda_S/2 = 5.0\text{ mm}$ (g) Profil vertical de V_P (h) Profil vertical de V_S (i) Profil horizontal de V_P (j) Profil horizontal de V_S

FIG. 4.23 – V_P et V_S à 34 (orange), 54 (rouge) et 102 kHz (bleu) - dispositif d'acquisition en surface - **composante V_x seule.**

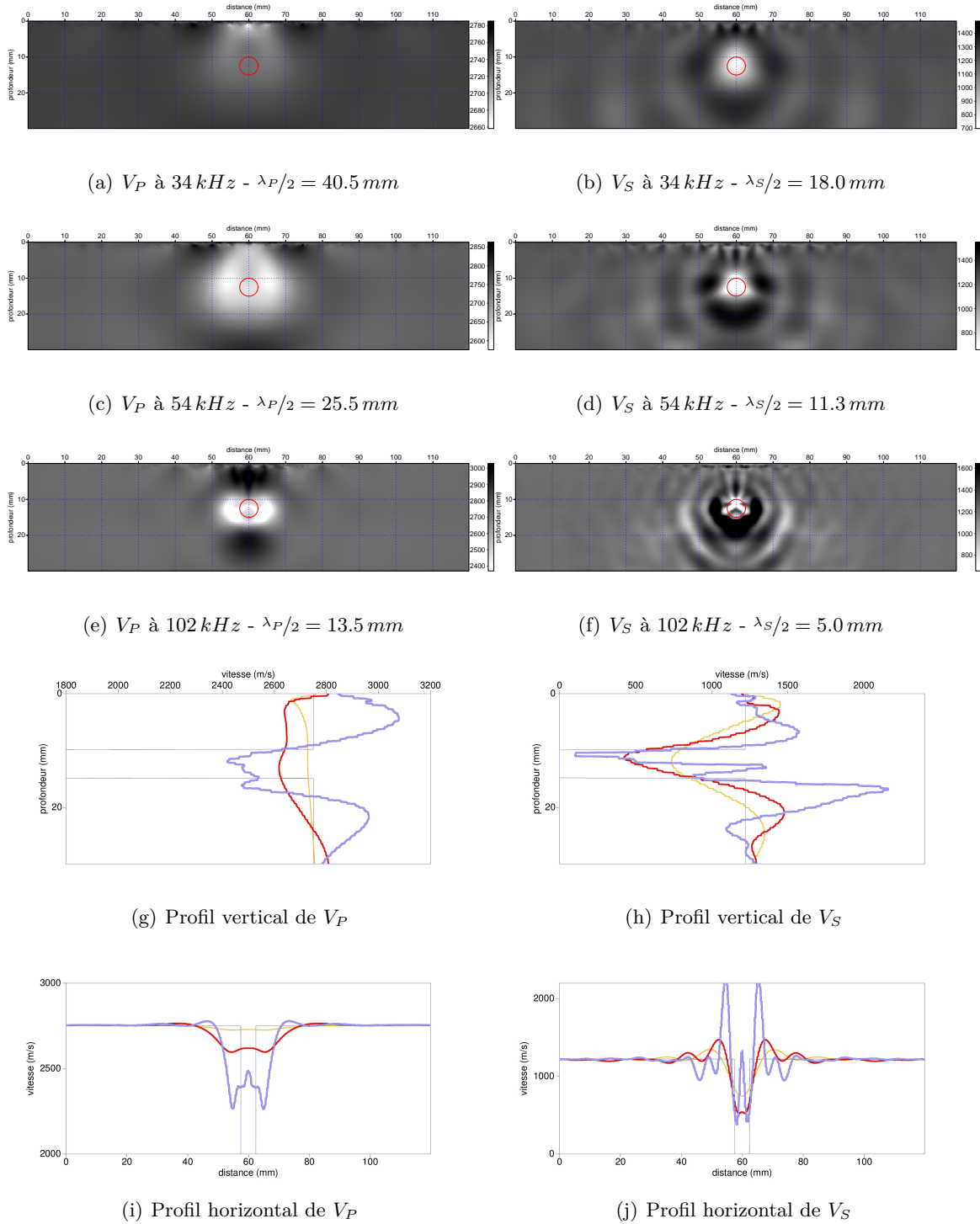


FIG. 4.24 – V_P et V_S à 34 (orange), 54 (rouge) et 102 kHz (bleu) - dispositif d'acquisition en surface - **composantes V_x et V_z simultanément.**

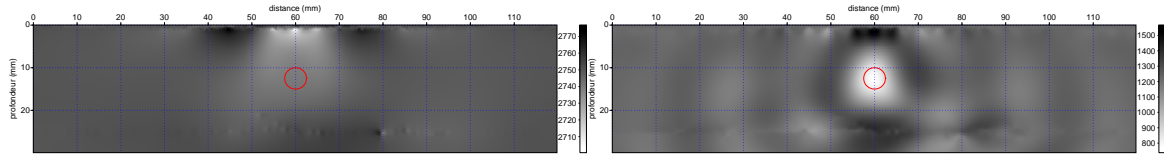
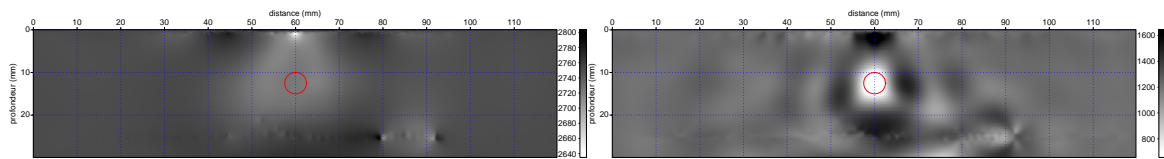
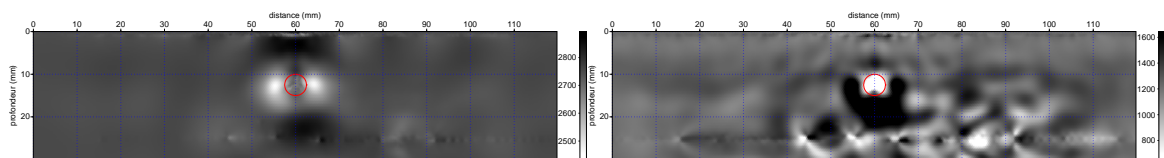
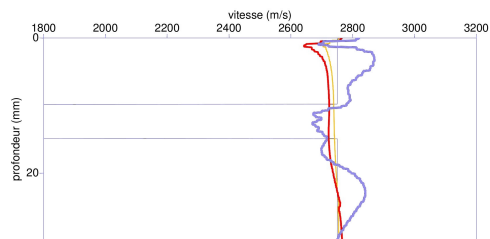
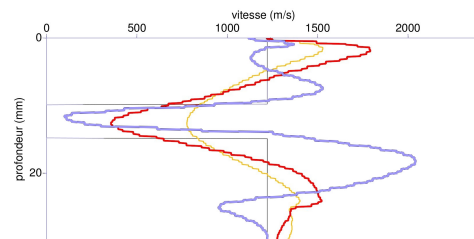
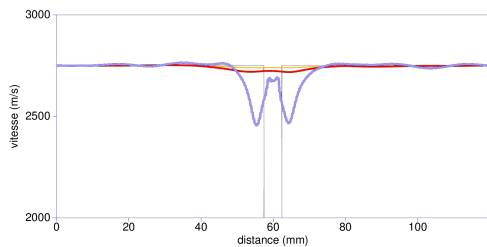
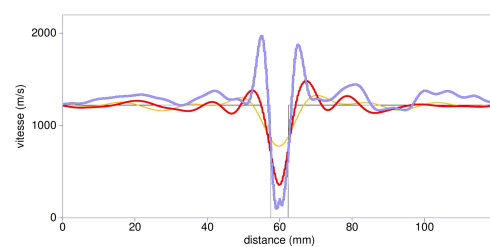
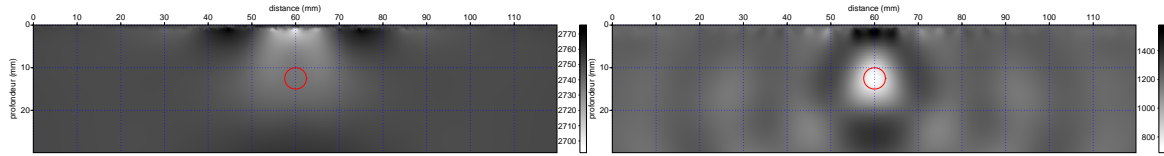
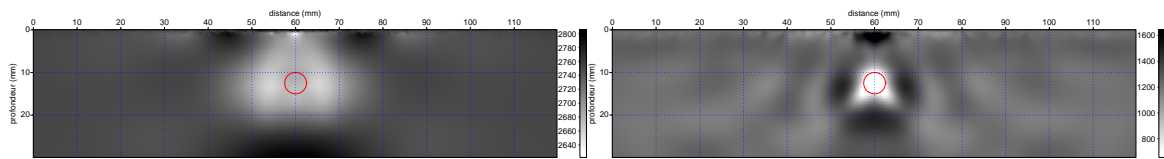
(a) V_P à 34 kHz - $\lambda_P/2 = 40.5\text{ mm}$ (b) V_S à 34 kHz - $\lambda_S/2 = 18.0\text{ mm}$ (c) V_P à 54 kHz - $\lambda_P/2 = 25.5\text{ mm}$ (d) V_S à 54 kHz - $\lambda_S/2 = 11.3\text{ mm}$ (e) V_P à 102 kHz - $\lambda_P/2 = 13.5\text{ mm}$ (f) V_S à 102 kHz - $\lambda_S/2 = 5.0\text{ mm}$ (g) Profil vertical de V_P (h) Profil vertical de V_S (i) Profil horizontal de V_P (j) Profil horizontal de V_S

FIG. 4.25 – V_P et V_S à 34 (orange), 54 (rouge) et 102 kHz (bleu) - **dispositif d'acquisition en surface et dispositif identique au fond** - composante V_z seule.



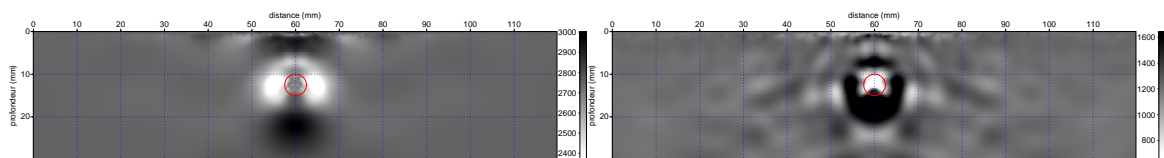
(a) V_P à 34 kHz - $\lambda_P/2 = 40.5\text{ mm}$

(b) V_S à 34 kHz - $\lambda_S/2 = 18.0\text{ mm}$



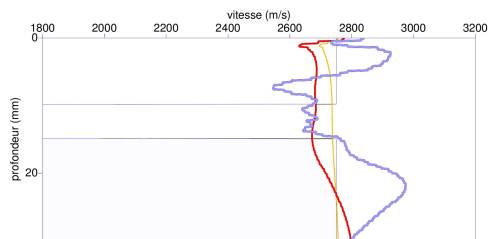
(c) V_P à 54 kHz - $\lambda_P/2 = 25.5\text{ mm}$

(d) V_S à 54 kHz - $\lambda_S/2 = 11.3\text{ mm}$

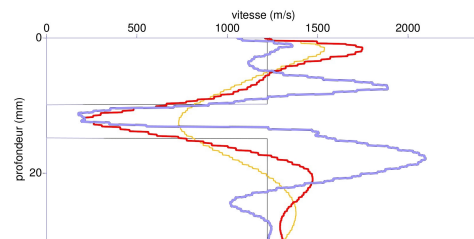


(e) V_P à 102 kHz - $\lambda_P/2 = 13.5\text{ mm}$

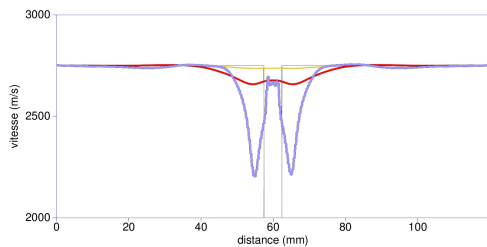
(f) V_S à 102 kHz - $\lambda_S/2 = 5.0\text{ mm}$



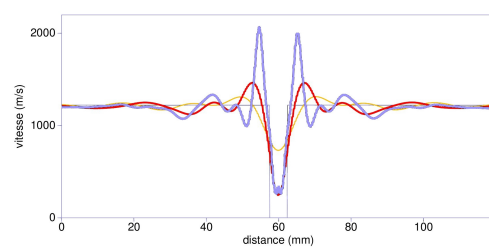
(g) Profil vertical de V_P



(h) Profil vertical de V_S

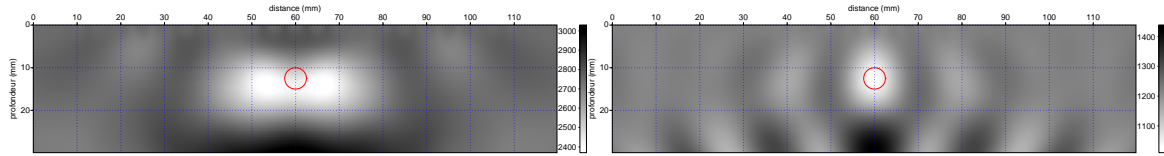


(i) Profil horizontal de V_P



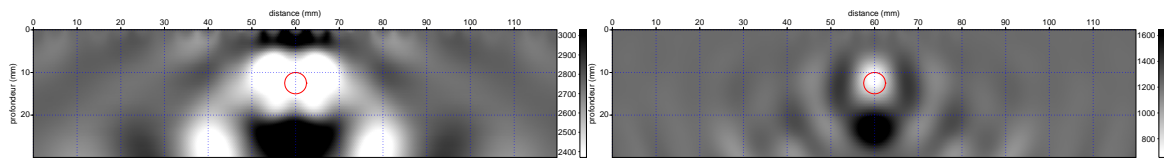
(j) Profil horizontal de V_S

FIG. 4.26 – V_P et V_S à 34 (orange), 54 (rouge) et 102 kHz (bleu) - dispositif d'acquisition de surface sans les courts offsets - composante V_z seule.



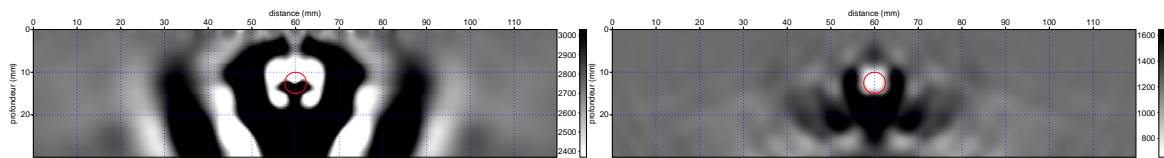
(a) V_P à 34 kHz - $\lambda_P/2 = 40.5\text{ mm}$

(b) V_S à 34 kHz - $\lambda_S/2 = 18.0\text{ mm}$



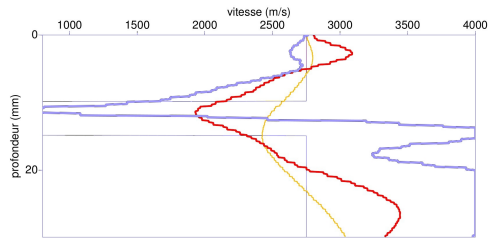
(c) V_P à 54 kHz - $\lambda_P/2 = 25.5\text{ mm}$

(d) V_S à 54 kHz - $\lambda_S/2 = 11.3\text{ mm}$

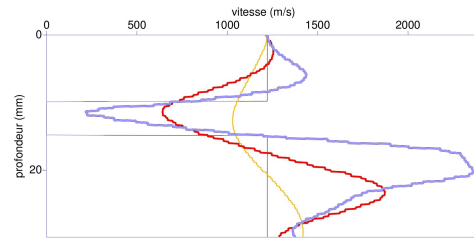


(e) V_P à 102 kHz - $\lambda_P/2 = 13.5\text{ mm}$

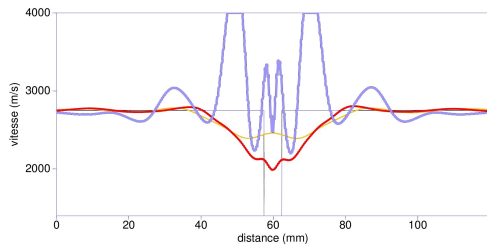
(f) V_S à 102 kHz - $\lambda_S/2 = 5.0\text{ mm}$



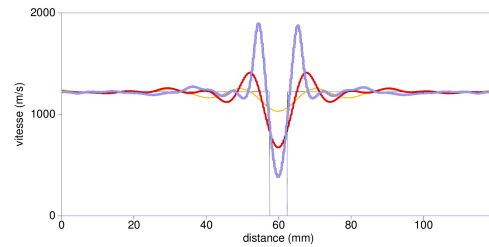
(g) Profil vertical de V_P



(h) Profil vertical de V_S

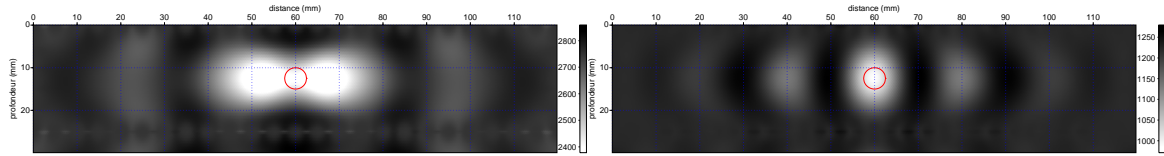


(i) Profil horizontal de V_P



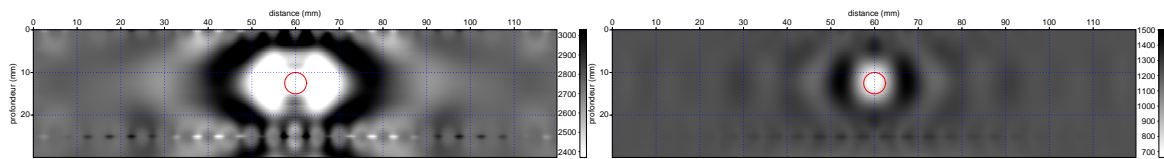
(j) Profil horizontal de V_S

FIG. 4.27 - V_P et V_S à 34 (orange), 54 (rouge) et 102 kHz (bleu) - **modèle sans surface libre** - dispositif d'acquisition en surface - composante V_z seule.



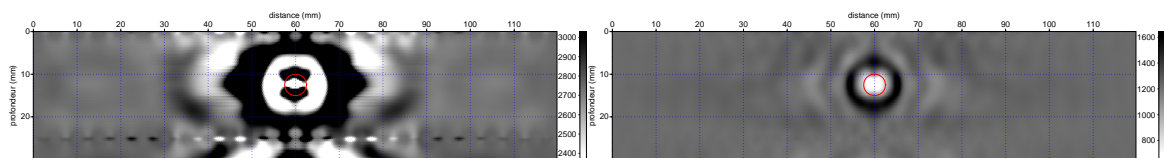
(a) V_P à 34 kHz - $\lambda_P/2 = 40.5\text{ mm}$

(b) V_S à 34 kHz - $\lambda_S/2 = 18.0\text{ mm}$



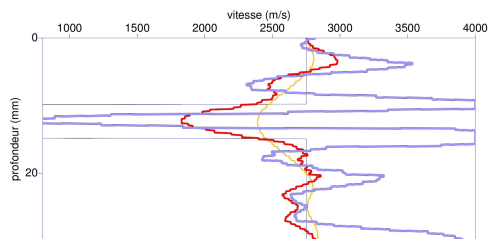
(c) V_P à 54 kHz - $\lambda_P/2 = 25.5\text{ mm}$

(d) V_S à 54 kHz - $\lambda_S/2 = 11.3\text{ mm}$

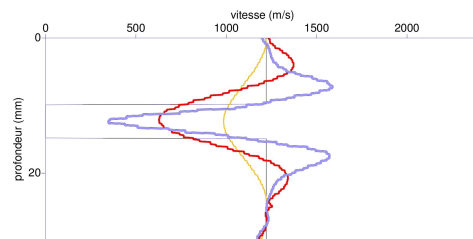


(e) V_P à 102 kHz - $\lambda_P/2 = 13.5\text{ mm}$

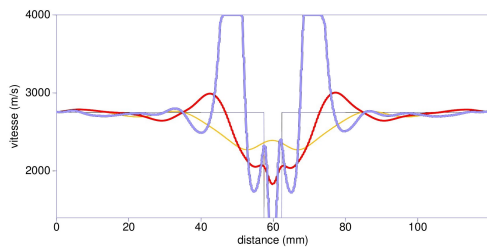
(f) V_S à 102 kHz - $\lambda_S/2 = 5.0\text{ mm}$



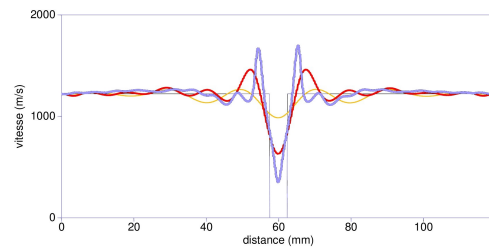
(g) Profil vertical de V_P



(h) Profil vertical de V_S



(i) Profil horizontal de V_P



(j) Profil horizontal de V_S

FIG. 4.28 - V_P et V_S à 34 (orange), 54 (rouge) et 102 kHz (noir) - modèle sans surface libre - dispositif d'acquisition sur chacun des 4 côtés - composante V_z seule.

que de V_S aux plus hautes fréquences puisque la couverture en nombres d'onde verticaux est réduite, mais n'a pas d'influence sur la résolution de l'image obtenue des ondes transmises (i.e. ondes de surface) puisque la couverture en nombres d'onde horizontaux reste inchangée.

Les deux tests suivants sont réalisés sans la surface libre, afin d'évaluer la contribution de la surface libre à l'imagerie de la cavité. Pour cela, la condition de surface libre est supprimée du modèle numérique, et remplacée par une zone de PML afin de simuler un milieu infini. L'imagerie de la cavité avec le même dispositif d'acquisition de surface (figure 4.27), par comparaison aux résultats en présence de la surface libre de la figure 4.22, montre l'importance de la surface libre. En effet, la surface libre, par la création de réflexions et de conversions multiples, est reconnue comme une importante source de non-linéarité du problème. La convergence vers les amplitudes des perturbations recherchées est plus forte qu'avec la surface libre pour V_P . En revanche, les hautes fréquences ne permettent toujours pas d'imager correctement la cavité avec V_P , des artefacts apparaissent sous la cavité et l'inversion des hautes fréquences mène à la convergence vers un minimum local. La forme de la cavité en V_S peut également être déterminée sans la surface libre. Cela signifie que les ondes S réfléchies et transmises latéralement sont suffisantes pour imaginer complètement la cavité, et que la singularité du comportement des ondes provoquée par la surface libre n'est pas nécessaire. La surface libre a néanmoins un effet sur la répartition spatiale de l'énergie de l'onde S, et force une partie du champ d'onde à se propager parallèlement à la surface, sa présence a notamment pour conséquence de faire apparaître les artefacts à des endroits différents et avec des amplitudes différentes.

Enfin, la figure 4.28 représente les résultats d'inversion obtenus sans surface libre, mais en plaçant des sources et des récepteurs le long des 4 côtés du modèle (composante V_z seulement). La cavité peut ainsi être entièrement imagée jusqu'aux plus hautes fréquences avec le paramètre V_S . Les artefacts liés au dispositif n'éclairant l'objet que partiellement sont supprimés par l'utilisation d'un dispositif complet. Quelques oscillations subsistent qui pourraient peut-être être réduites par une meilleure régularisation de l'inversion et l'inversion de fréquences supplémentaires. En revanche, ce résultat montre bien qu'un dispositif d'acquisition idéal ne suffit pas à reconstruire l'image de la cavité avec le paramètre V_P .

4.3.4 Inversion de données en l'absence de basses fréquences

Les données réelles ne contiennent pas toujours les fréquences suffisamment basses pour garantir la caractérisation géométrique de la cavité. Nous cherchons donc à prévoir le comportement de l'inversion des formes d'ondes élastiques dans le cas où la fréquence de départ est trop élevée pour donner les grandes longueurs d'onde et l'information en transmission nécessaires. Pour cela, quatre fréquences sont inversées séquentiellement à partir d'une fréquence trop élevée pour respecter le critère donné par la relation (4.7). Les quatre fréquences choisies sont : 180 kHz , 200 kHz , 239 kHz et 288 kHz , et l'on procède à 10 itérations pour chaque fréquence.

La figure 4.29 illustre le résultat de l'inversion de ces fréquences à partir d'un modèle initial homogène. L'inversion des hautes fréquences ne permet d'imager que le toit de la cavité. Les images obtenues pour V_P et V_S sont formées d'oscillations verticales centrées horizontale-

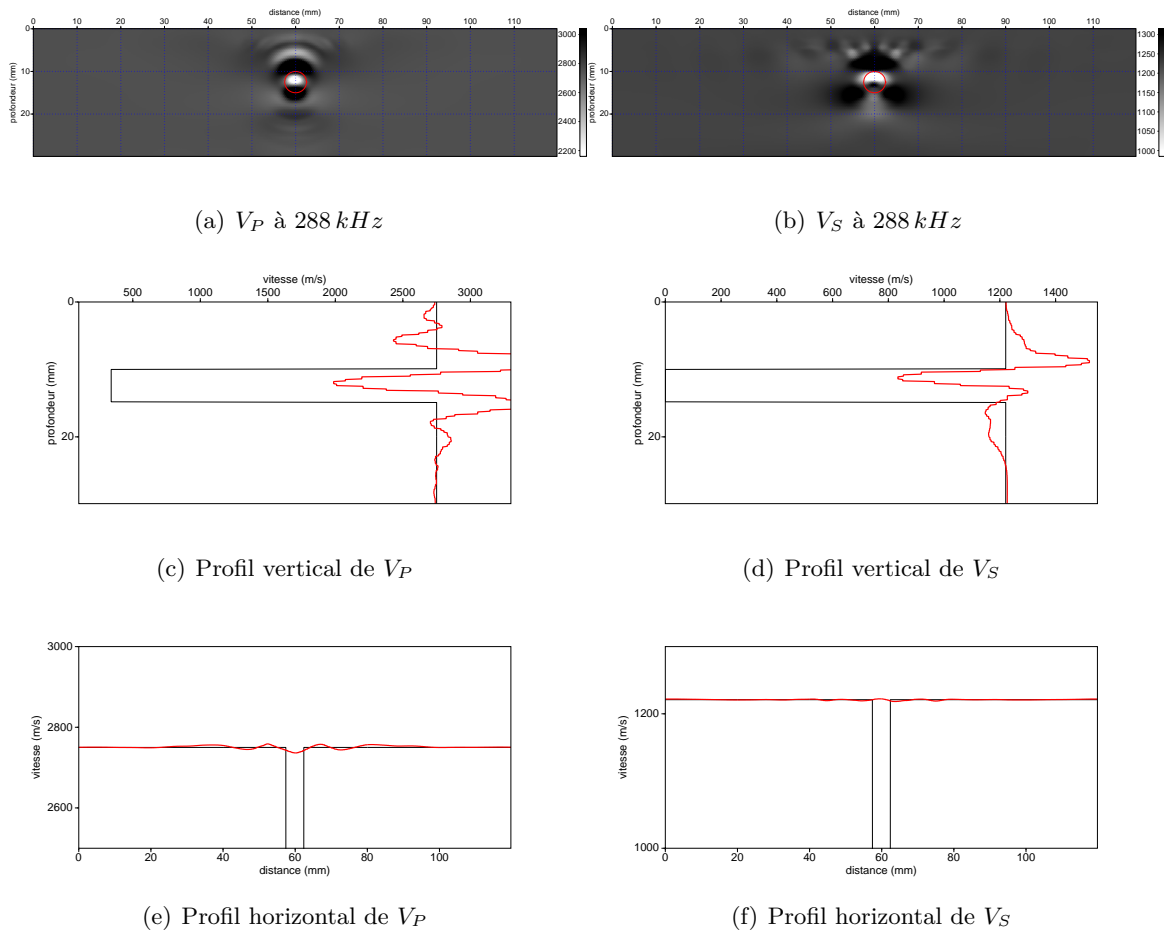


FIG. 4.29 – V_P et V_S à 288 kHz après inversion de 4 fréquences à partir d'un modèle initial homogène - Sur les profils : modèle exact (fin noir), modèle final inversé (épais rouge).

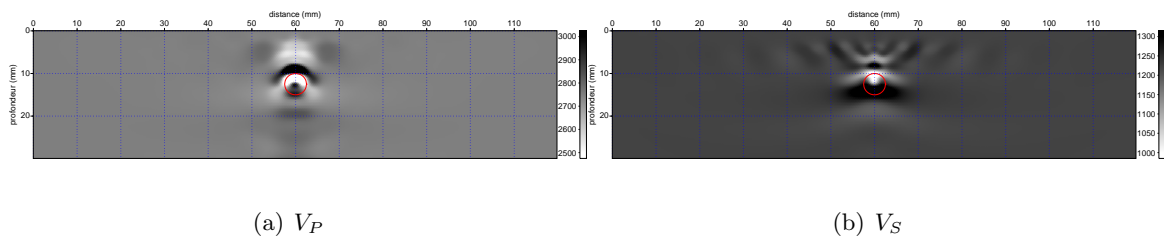


FIG. 4.30 – V_P et V_S inversion d'un groupe de 18 fréquences allant de 180 kHz à 600 kHz.

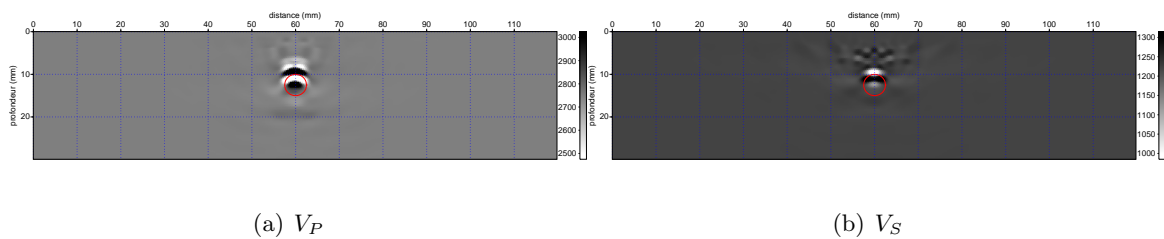


FIG. 4.31 – V_P et V_S inversion d'un groupe de 80 fréquences allant de 10 kHz à 800 kHz.

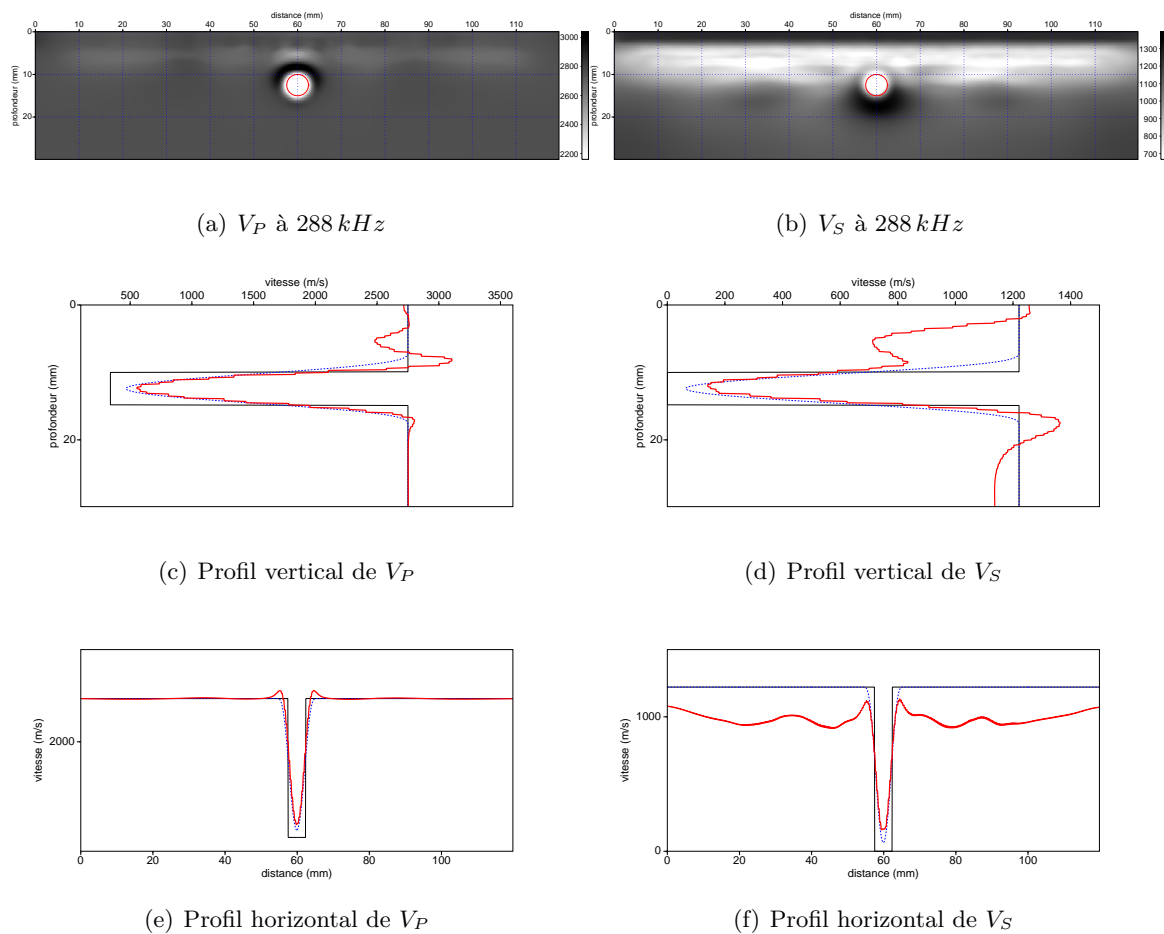


FIG. 4.32 – V_P et V_S à 288 kHz après inversion de 4 fréquences à partir d'un modèle initial contenant l'information basse fréquence sur la cavité - Sur les profils : modèle exact (fin noir), modèle initial (pointillé bleu), modèle final inversé (épais rouge).

ment sur le centre de la cavité, et verticalement sur le toit de cette dernière. La polarisation de ces oscillations est cependant cohérente. Le maximum de l'oscillation verticale est situé juste au-dessus de la cavité, et le minimum est situé juste au dessous. Les profils horizontaux passant par le centre de la cavité (figure 4.29) montrent bien qu'aucune information n'est obtenue sur l'intérieur de la cavité.

Ces résultats sont cohérents avec les conclusions obtenues précédemment. Les hautes fréquences ne véhiculant que des informations sur les ondes de volume (P et S) réfléchies, ne peuvent apporter d'autres informations que celles sur le sommet de la cavité. D'ailleurs, nous pouvons montrer que même lorsque le modèle initial contient les grandes longueurs d'onde nécessaires à la reconstruction des plus petites, les composantes hautes fréquences des données ne contiennent qu'une information partielle, et l'image du fond de la cavité est dégradée par l'absence d'information sur cette zone (figure 4.32).

La période des oscillations est directement liée aux fréquences inversées. La convergence

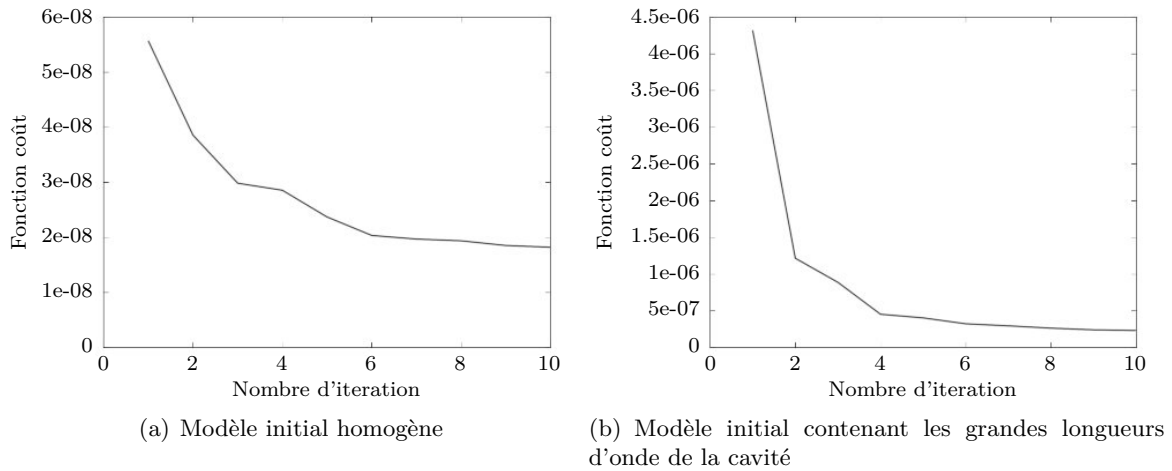


FIG. 4.33 – Décroissance de la fonction coût à la fréquence 180 kHz en fonction du nombre d'itérations lorsque le modèle initial est (a) homogène, (b) le modèle avec cavité lissé par une gaussienne.

étant rapide dès la première fréquence inversée, la période des oscillations est en fait principalement donné par les nombres d'onde imagés lors de l'inversion de la première fréquence. Pour avoir une meilleure résolution, de plus hautes fréquences doivent être utilisées. Un compromis pour obtenir une résolution plus élevée tout en réduisant la longueur et le nombre des oscillations peut être obtenu par l'inversion simultanée d'un groupe de plusieurs fréquences. Les figures 4.30 et 4.31 montrent l'effet de l'inversion d'un groupe de 18 fréquences allant de 180 kHz à 600 kHz avec une densité de fréquence décroissante (180, 185, 190, 195, 200, 204, 210, 219, 230, 244, 260, 278, 302, 337, 376, 429, 483, 542, 600), et d'un groupe de 80 fréquences allant de 10 kHz à 800 kHz espacées régulièrement de 10 kHz . L'image focalise toujours de la même manière sur la partie supérieure de la cavité, mais avec une résolution accrue et une réduction de la taille et du nombre des oscillations, aussi bien sur V_P que sur V_S . Plus les fréquences sont élevées et plus les fréquences inversées sont nombreuses, plus les oscillations sont courtes et focalisées sur la forme du toit de la cavité.

La première itération de l'inversion de toutes les fréquences simultanément revient à effectuer une opération de migration des données en temps. Dans un cas similaire, la migration ne pourrait pas non plus imagier le fond de la cavité, mais permettrait au mieux d'en imagier la surface supérieure.

4.3.5 Profondeur et dimensions

Nous avons montré que la morphologie d'un vide de diamètre $\Phi = 5\text{ mm}$ et de profondeur de toit $p_t = 10\text{ mm}$ peut être retrouvée par l'inversion du paramètre V_S à condition que les fréquences soit suffisamment basses pour que le vide interagisse avec l'onde de surface. La question subsiste de savoir si cette cavité parvient à être imagée grâce aux très grandes longueurs d'onde utilisées, ou bien grâce aux ondes transmises le long de la surface. Les simulations suivantes ont pour but de lever cette incertitude.

Pour cela, nous réalisons tout d'abord l'inversion sur une cavité de diamètre très inférieur à la longueur d'onde ($\Phi < \lambda_S/2$), mais située à une profondeur plus importante que la profondeur de pénétration de l'onde de surface ($p_t > \lambda_P/2$). La cavité recherchée dans notre exemple a un diamètre de 2 mm et est située à 20 mm de profondeur. Le résultat final de l'inversion séquentielle des 4 fréquences 78, 93, 117 et 166 kHz correspondant à des demi longueurs d'onde $\lambda_S/2$ de 7.8, 6.6, 5.2 et 3.7 mm , est représenté figure 4.34. Sur V_P comme sur V_S , des oscillations apparaissent verticalement dans la direction de propagation privilégiée des ondes de volume réfléchies par la cavité. Pour les angles d'incidence correspondants, l'onde S est d'amplitude très faible, c'est ce qui explique que la perturbation de V_S soit très faible (environ 20 m.s^{-1}), alors que celle de V_P est plus importante. La morphologie complète de la cavité n'est pas retrouvée. Les oscillations que nous observons sont comparables à celles de la figure 4.29 obtenues lorsque la demi longueur d'onde est inférieure à la fois à la profondeur et au diamètre de la cavité : c'est-à-dire que l'apparition de ces oscillations n'est pas liée à la dimension et à la forme de la cavité, mais uniquement à sa position par rapport au dispositif d'acquisition. Cela implique que l'inversion ne permet pas de distinguer deux cavités de tailles et de morphologies différentes l'une de l'autre si leur profondeur est identique.

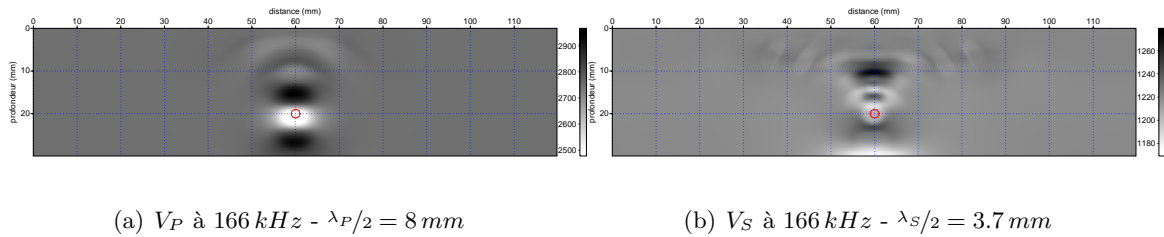


FIG. 4.34 – V_P et V_S à 166 kHz après inversion de 4 fréquences d'une cavité petite ($\Phi = 2\text{ mm}$) et profonde ($p_t = 20\text{ mm}$). Les demi longueurs d'onde aux fréquences inversées sont plus grandes que les dimensions de la cavité, mais inférieures à sa profondeur.

Au contraire, même une cavité de plus grandes dimensions pourra être imagée grâce aux ondes de surface si elle est située suffisamment proche de la surface. La figure 4.35 illustre le résultat de l'inversion séquentielle de 15 fréquences sur une cavité ellipsoïdale proche de la surface, à partir de fréquences suffisamment basses (34 kHz). Les dimensions de la cavité sont telles que la profondeur du fond de la cavité $p_{fond} = 10\text{ mm}$ est inférieure à la demi longueur d'onde S aux premières fréquences inversées ($p_{fond} < \lambda_P/2$). Aux premières fréquences, son épaisseur $\Phi_z = 5\text{ mm}$ est aussi inférieure à la demi longueur d'onde S ($\Phi_z < \lambda_S/2$) mais sa largeur $\Phi_x = 20\text{ mm}$ plus grande que la demi longueur d'onde P ($\Phi_x > \lambda_P/2$). Les modèles de paramètres inversés présentés figure 4.35 prouvent que malgré quelques artefacts, la morphologie de la cavité peut être obtenue en V_S latéralement, ainsi qu'en profondeur pour des fréquences inférieures à 50 kHz . Pour les fréquences supérieures, l'image focalise sur le sommet de la cavité. Il en est de même pour V_P où seule l'information sur la partie supérieure de la cavité peut être obtenue.

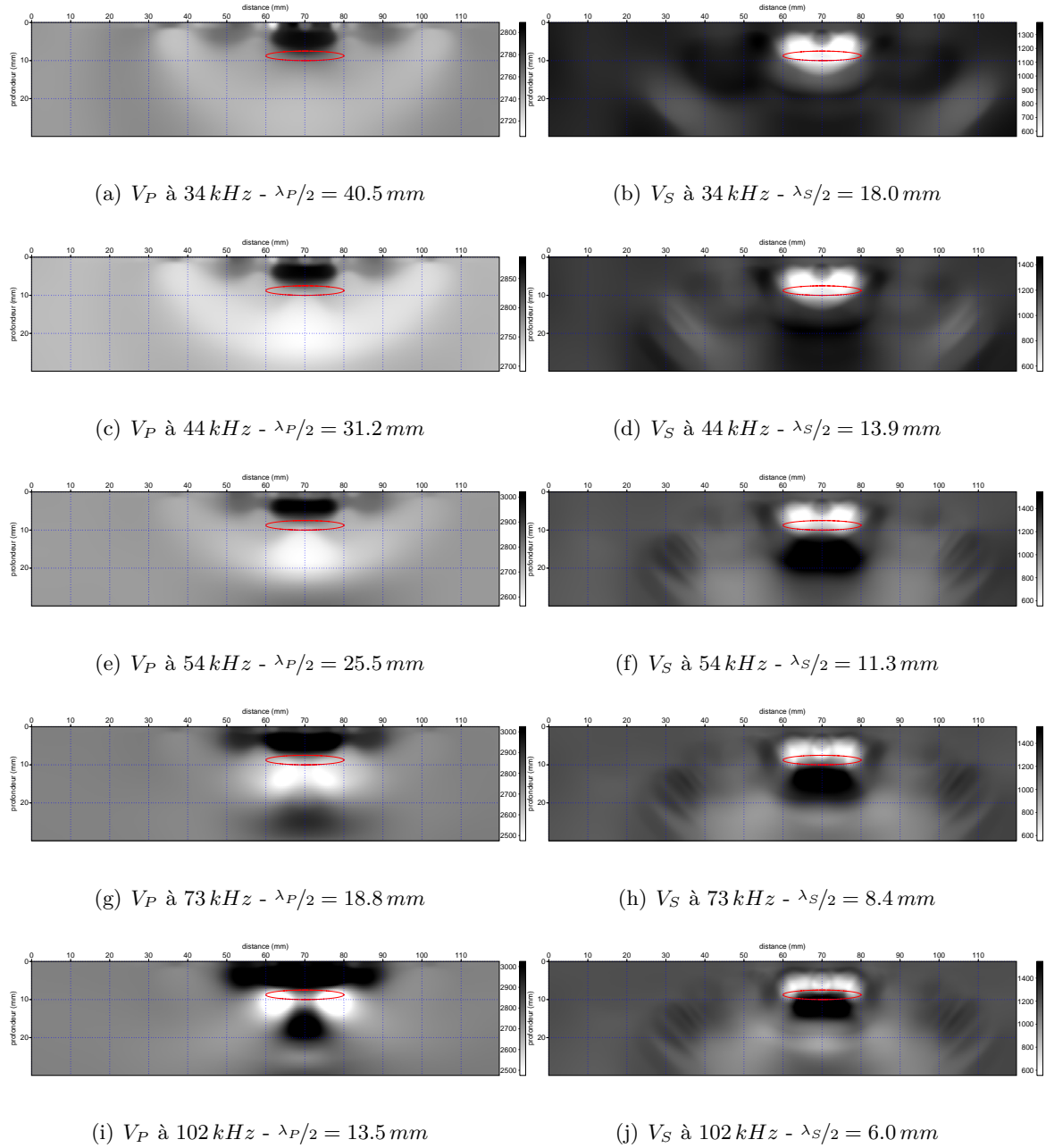


FIG. 4.35 – Résultats d'inversion séquentielle de V_P et V_S à 34, 44, 54, 73, et 102 kHz dans le cas d'une cavité ellipsoïdale proche de la surface : $p_{fond} = 10\text{ mm}$, $p_{toit} = 7.5\text{ mm}$, $\Phi_z = 5\text{ mm}$, $\Phi_x = 20\text{ mm}$.

4.3.6 Synthèse

Nous avons mis en évidence lors de cette étude numérique, le comportement des ondes élastiques avec une inclusion circulaire vide située dans la subsurface, et étudié les conséquences sur l'imagerie par inversion des formes d'ondes élastiques de cavités souterraines. Nous avons pour cela étudié les capacités de l'inversion pour l'imagerie d'un vide à différentes échelles, en montrant l'importance de la première fréquence inversée au regard des dimensions de la cavité, ainsi qu'en évaluant le rôle du contraste d'impédance et du dispositif d'acquisition.

Il ressort de cette étude que le problème de l'imagerie d'une cavité souterraine, et même plus généralement d'hétérogénéités locales à forts contrastes situées dans les premiers mètres du sous-sol, à partir de dispositif d'acquisition sismique de surface, peut mettre en jeu deux comportements différents de l'inversion des formes d'ondes élastiques selon le contenu fréquentiel des données et la profondeur de l'hétérogénéité recherchée :

- Lorsque les fréquences sont basses et que l'hétérogénéité génère des perturbations de l'onde de Rayleigh, la morphologie de la cavité peut être intégralement retrouvée en seulement quelques itérations, ce qu'aucune autre méthode sismique ne peut réaliser.
- Lorsque seules les ondes de volume interagissent avec la cavité, l'action combinée du fort contraste et du dispositif d'acquisition de surface fini est à l'origine de l'incapacité de l'inversion à retrouver plus que la localisation et la forme du toit de la cavité.

En présence de fréquences suffisamment basses dans les données pour que la demi longueur d'onde S soit plus grande que la profondeur investiguée, l'intégralité de la cavité peut être imagée. Dans le cas contraire, l'inversion de larges groupes de fréquences permet de réduire l'incertitude sur la localisation du toit de la cavité, en diminuant l'étalement spatial des artefacts liés à l'inversion monofréquentielle.

Du point de vue de la méthode elle-même, nous pouvons tirer d'importantes conclusions de ces observations. D'une part, cela confirme que l'utilisation des ondes de surface dans l'inversion des formes d'ondes permet d'imager des objets proches de la surface, là où l'inversion acoustique ne pourrait donner d'information. D'autre part, l'imagerie d'un objet à contraste infini comme une cavité ne peut être résolue complètement que par l'utilisation des ondes transmises (ondes de surface ou ondes de volume avec dispositif en transmission). Cependant, même dans le cas de l'imagerie de tels objets situés plus en profondeur, et où l'information nécessaire à la résolution du problème n'est pas disponible, le résultat de l'inversion élastique sera au moins égal à celui obtenu par les méthodes de migration.

Cette première approche numérique nous permet de mieux comprendre le comportement de l'inversion sur le cas d'une inclusion vide. Nous pouvons maintenant mieux appréhender l'inversion de données réelles sur un cas identique.

4.4 Inversion de données expérimentales contrôlées

Nous procédons dans cette partie à l'inversion des données sismiques ultrasonores présentées dans la partie 3.6 du chapitre précédent. Les prétraitements effectués sont ceux présentés dans cette partie, à savoir : la suppression par fenêtrage temporel et filtrage dans le domaine $f - k$ des arrivées parasites, l'application d'une correction d'amplitude en \sqrt{t} , et la suppression des traces proches de la source et de quelques traces jugées anormalement bruitées (pas plus de 10 traces sur 241 par tir).

Deux jeux de données sont utilisés, le premier étant centré sur 120 kHz , et le second centré sur 350 kHz . La plus basse fréquence présente dans les données est de l'ordre de $30 - 35\text{ kHz}$ pour les données à 120 kHz . La plus basse fréquence présente dans les données à 350 kHz est 200 kHz . À 30 kHz , $\lambda_S = 40\text{ mm}$ et $\lambda_P/2 = 46\text{ mm}$, le fond de la cavité étant situé à 15 mm de profondeur, le critère (4.7) est respecté. À 200 kHz , $\lambda_P = 6.1\text{ mm}$ et $\lambda_S/2 = 6.9\text{ mm}$, le critère (4.7) n'est pas respecté. Dans une première phase, nous étudions le comportement de l'imagerie à partir de la plus basse fréquence disponible dans les données à 120 kHz . Dans la seconde partie, nous discuterons les résultats obtenus par l'inversion des données à 350 kHz n'ayant pas l'information basse fréquence nécessaire.

Les paramètres d'inversion utilisés sont les mêmes qu'utilisés dans l'étude numérique (gradient conjugué, diagonale du Hessien calculé à chaque fréquence, lissage gaussien du gradient et du Hessien). Le modèle et les dispositifs d'acquisition sont exactement les mêmes.

4.4.1 Inversion séquentielle de données basses fréquences

4.4.1.a Imagerie très basse fréquence et exploitation des ondes de surface diffractées

Les données ultrasonores mesurées dans le domaine temporel sont passées dans le domaine fréquentiel en vue de leur inversion, au moyen d'une transformée de Fourier discrète. La fréquence d'échantillonnage des signaux est de 10 MHz , le pas temporel est donc de $0.1\text{ }\mu\text{s}$. La durée du signal utilisée est de 0.2048 ms , soit 2048 points. Le pas fréquentiel de notre transformée de Fourier est alors 4.88 kHz .

La première fréquence que nous inversons est la plus basse contenant un signal émergent du bruit de fond (34 kHz). À partir de celle-ci, nous inversons séquentiellement toutes les fréquences discrètes supérieures. Les fréquences inversées correspondent à celles déjà utilisées lors de l'étude numérique (paragraphe 4.3.3) et données dans le tableau 4.3. Toutefois, un maximum de 25 itérations est choisi, plus important que pour les études numériques (10 itérations), permettant de compenser la convergence plus lente de l'inversion pour des données bruitées.

Les modèles de vitesses V_P et V_S inversés sont représentés sur les figures 4.36 et 4.37 pour dix des fréquences intermédiaires. Les profils de vitesses verticaux et horizontaux correspondants sont tracés figures 4.38 et 4.39. Les fonctions coût pour 4 des fréquences sont présentées figure 4.40. Ces résultats peuvent être directement comparés avec les résultats d'inversion de

données synthétiques sans les courts offsets donnés dans la figure 4.26.

Comme nous l'avons observé sur les cas synthétiques, les perturbations du paramètre V_P sont faibles pour les fréquences les plus basses, tandis que celles du paramètre V_S sont plus significatives (à 54 kHz , environ 1 % de la perturbation recherchée pour V_P et 35 % pour V_S). En V_P , les perturbations sont concentrées dans l'environnement proche de la cavité, mais ne correspondent pas à sa forme réelle. La morphologie circulaire du vide est en revanche bien retrouvée en V_S . L'image est affinée au fil des itérations et de l'augmentation des fréquences, jusqu'à atteindre une vitesse de 100 m.s^{-1} à l'intérieur de l'inclusion. Vers $80\text{--}90\text{ kHz}$, l'image de l'inclusion est optimale, l'inversion de plus hautes fréquences vient dégrader le modèle de V_S construit aux fréquences précédentes. Les perturbations de V_P deviennent plus importantes puisqu'à ces fréquences, ce sont principalement des ondes de volumes réfléchies qui apportent l'information, mais la caractérisation morphologique de la cavité n'en est pas pour autant améliorée.

Le comportement de l'inversion des données expérimentales est similaire à celui observé lors de l'étude numérique réalisée sur un milieu identique (figure 4.26). De nombreux et parfois importants artefacts viennent cependant distordre l'image du milieu. Ces artefacts, propres aux données réelles, peuvent avoir plusieurs origines :

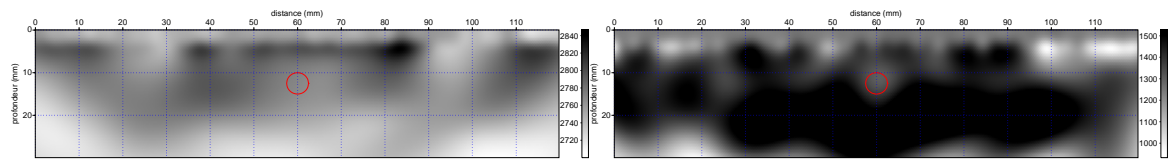
- La nature bruitée des données.
- Des différences entre le modèle numérique et le modèle physique, d'ordre cinématique (erreur sur les vitesses, dispersion, mauvais positionnement des hétérogénéités ou des sources et récepteurs), ou d'amplitude (modèle d'atténuation imparfait, etc).
- Des limites intrinsèques à l'imagerie de cavités, comme nous avons vu précédemment (partie 4.3).

Les artefacts qui apparaissent le long de la surface sont rattachés aux positions des sources. Ils peuvent être liés aux petites erreurs de positionnement relatif des sources et récepteurs réels par rapport à leur position dans le modèle numérique⁴, ou aux petites variations d'amplitudes pouvant exister d'un tir à l'autre, et d'un point de réception à l'autre. Les réponses en fréquence de l'interféromètre et de la source ultrasonore sont très stables, mais l'influence de légères variations au niveau de la surface du modèle réduit n'est pas impossible. Néanmoins, sur nos données ultrasonores, ces variations d'amplitudes restent de l'ordre de grandeur du bruit de fond de la mesure. Il se peut également que l'imparfaite inversion de la source, en générant des erreurs d'amplitudes entre les données réelles et simulées, soit une cause de la création de ces artefacts dans le modèle à proximité des positions des sources.

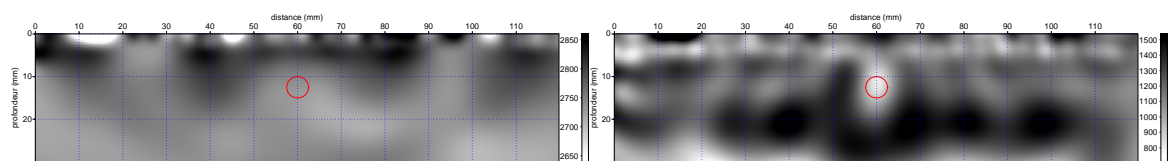
Des oscillations comme celles décrites dans l'étude numérique de la partie 4.3 sont également présentes verticalement sur V_P , et horizontalement sur V_S .

Enfin, nous observons qu'une bande latérale de vitesse anormalement élevée traversant le modèle apparaît systématiquement sur l'image du milieu en V_S (zones sombres sur les modèles figures 4.36 et 4.37). La profondeur et la largeur de cette zone dépendent de la fréquence

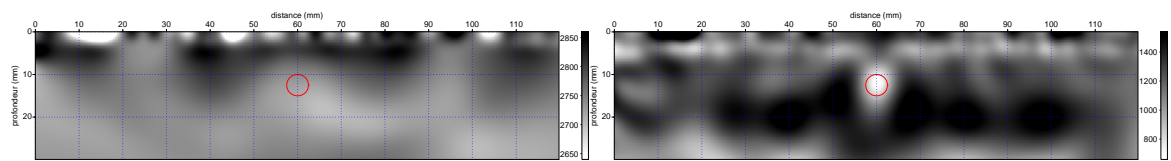
⁴Le positionnement physique des sources ultrasonores est dans notre cas plus précis ($\pm 0.01\text{ mm}$) que dans le modèle numérique, ce dernier dépendant de la discrétisation du modèle ($\pm 0.2\text{ mm}$).



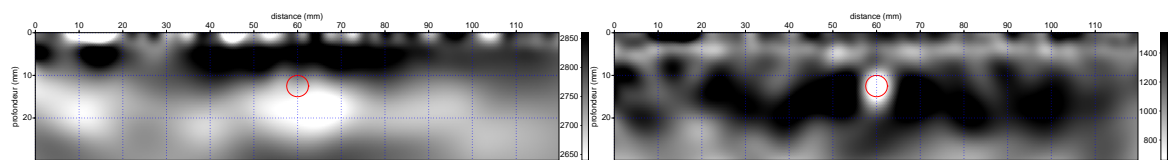
(a) V_P à 34 kHz (1ère fréquence) : $\lambda_P/2 = 40.2\text{ mm}$ (b) V_S à 34 kHz (1ère fréquence) : $\lambda_S/2 = 17.9\text{ mm}$



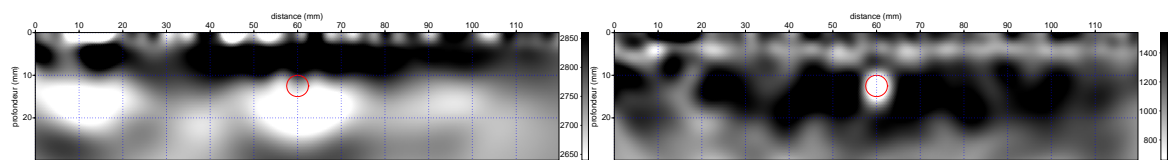
(c) V_P à 44 kHz (3ème fréquence) : $\lambda_P/2 = 31.3\text{ mm}$ (d) V_S à 44 kHz (3ème fréquence) : $\lambda_S/2 = 13.9\text{ mm}$



(e) V_P à 54 kHz (5ème fréquence) : $\lambda_P/2 = 25.6\text{ mm}$ (f) V_S à 54 kHz (5ème fréquence) : $\lambda_S/2 = 11.4\text{ mm}$

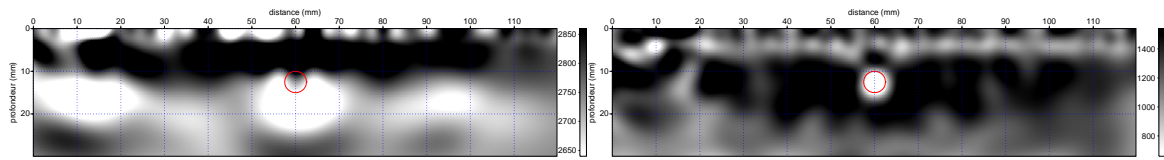


(g) V_P à 63 kHz (7ème fréquence) : $\lambda_P/2 = 21.7\text{ mm}$ (h) V_S à 63 kHz (7ème fréquence) : $\lambda_S/2 = 9.6\text{ mm}$

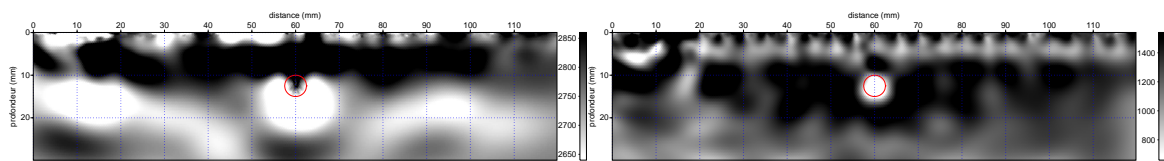


(i) V_P à 73 kHz (9ème fréquence) : $\lambda_P/2 = 18.8\text{ mm}$ (j) V_S à 73 kHz (9ème fréquence) : $\lambda_S/2 = 8.3\text{ mm}$

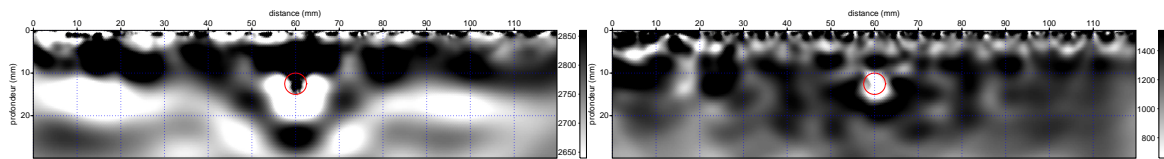
FIG. 4.36 – Inversion séquentielle des données expérimentales à 120 kHz : V_P et V_S .



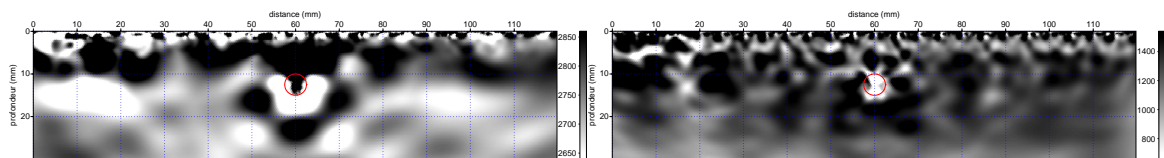
(a) V_P à 83 kHz (11ème fréquence) : $\lambda_P/2 = 16.6\text{ mm}$ (b) V_S à 83 kHz (11ème fréquence) : $\lambda_S/2 = 7.4\text{ mm}$



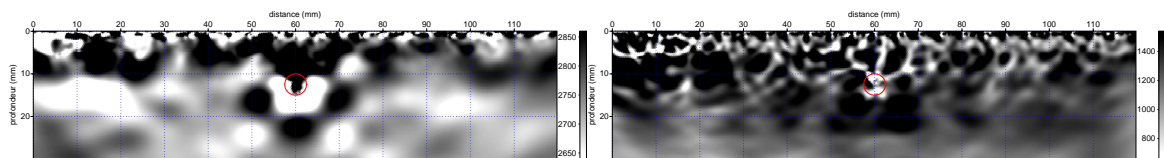
(c) V_P à 93 kHz (13ème fréquence) : $\lambda_P/2 = 14.8\text{ mm}$ (d) V_S à 93 kHz (13ème fréquence) : $\lambda_S/2 = 6.6\text{ mm}$



(e) V_P à 117 kHz (18ème fréquence) : $\lambda_P/2 = 11.7\text{ mm}$ (f) V_S à 117 kHz (18ème fréquence) : $\lambda_S/2 = 5.2\text{ mm}$



(g) V_P à 142 kHz (23ème fréquence) : $\lambda_P/2 = 9.7\text{ mm}$ (h) V_S à 142 kHz (23ème fréquence) : $\lambda_S/2 = 4.3\text{ mm}$



(i) V_P à 190 kHz (33ème fréquence) : $\lambda_P/2 = 7.2\text{ mm}$ (j) V_S à 190 kHz (33ème fréquence) : $\lambda_S/2 = 3.2\text{ mm}$

FIG. 4.37 – Inversion séquentielle des données expérimentales à 120 kHz : V_P et V_S (suite).

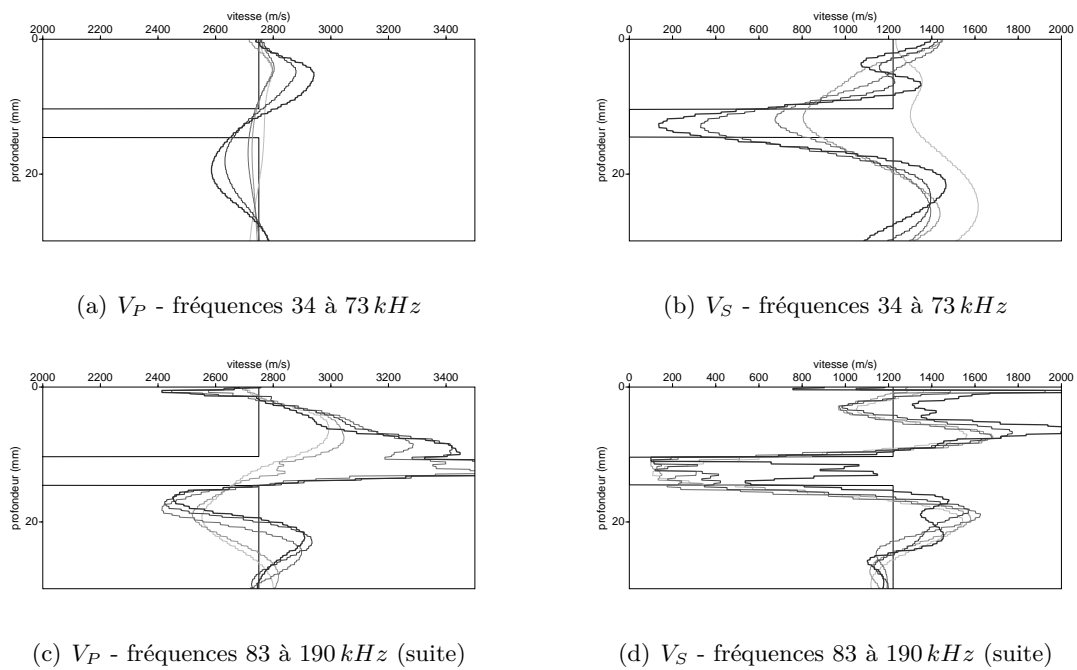


FIG. 4.38 – Profils de vitesses verticaux passant par le centre de la cavité pour l'inversion séquentielle des données expérimentales à 120 kHz.

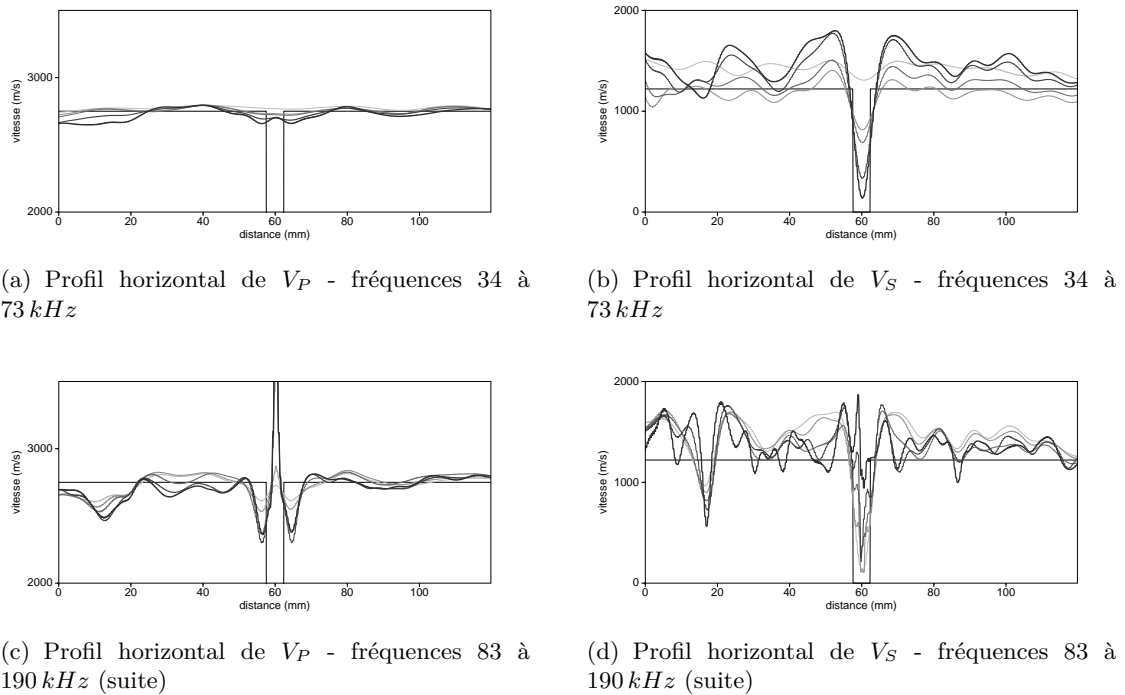


FIG. 4.39 – Profils de vitesses horizontaux passant par le centre de la cavité pour l'inversion séquentielle des données expérimentales à 120 kHz.

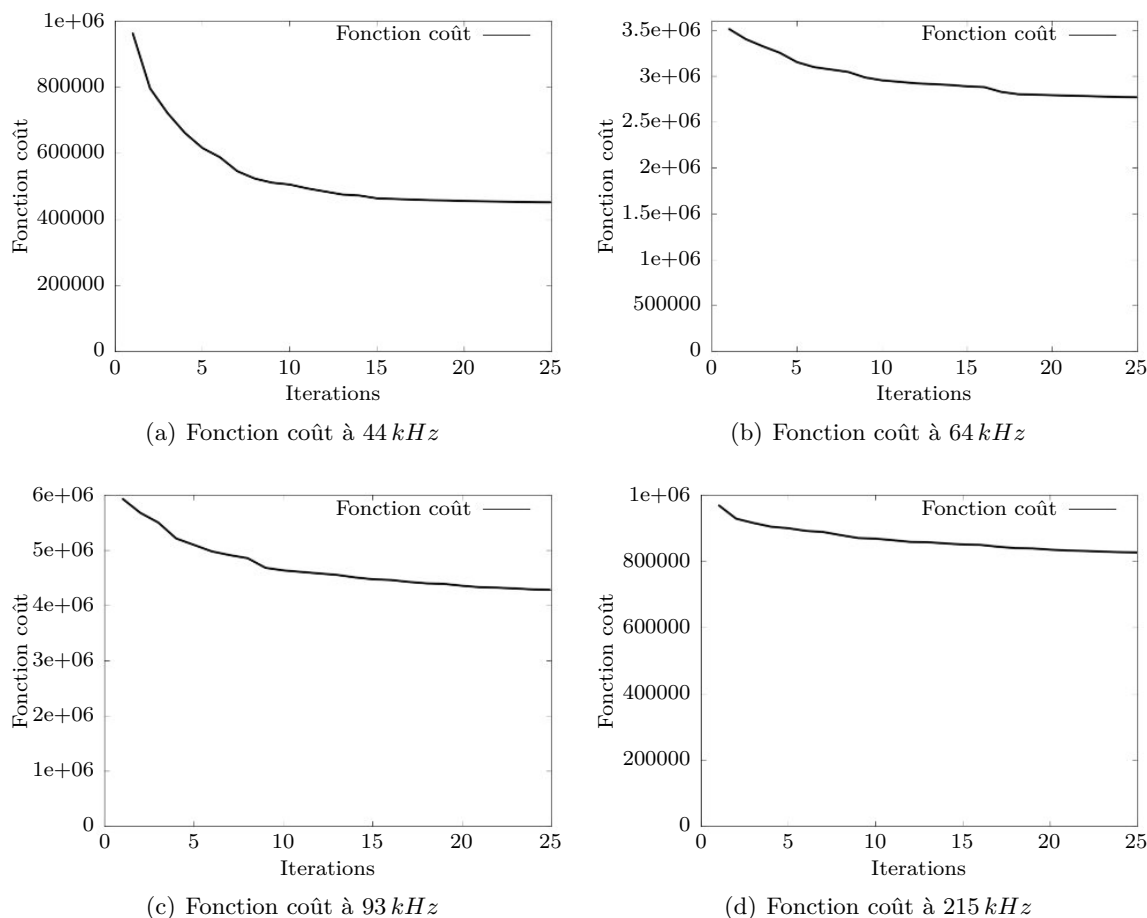


FIG. 4.40 – Décroissance de la fonction coût en fonction du nombre d'itération pour quatre fréquences différentes.

inversée. À 34 kHz , elle conduit à la surévaluation de la vitesse dans la majeure partie du modèle. Lorsque la fréquence augmente, la vitesse du fond du modèle reprend globalement sa valeur exacte, et cette zone à vitesse élevée devient progressivement plus étroite et sa profondeur diminue, elle correspond à une fraction constante de la longueur d'onde imagée. Son apparition latérale uniquement en V_S nous laisse supposer qu'elle puisse être liée à une erreur d'estimation des amplitudes de l'onde de Rayleigh. En effet, le modèle d'atténuation utilisé dans le problème direct n'explique probablement pas parfaitement l'atténuation physique dans le modèle réduit, la divergence 3D est prise en compte de manière semi-empirique, enfin, d'autres paramètres imprévus peuvent avoir une incidence sur les amplitudes de l'onde de Rayleigh.

4.4.1.b Sensibilité aux erreurs d'amplitudes

Afin de vérifier cette hypothèse concernant l'origine de cet artefact, nous nous appuyons sur l'inversion de données synthétiques lorsque l'atténuation est mal prise en compte dans le problème direct. Deux cas sont réalisés (les paramètres d'inversion restant les mêmes que

précédemment). Dans le premier cas, les facteurs de qualité dans le milieu réel sont $Q_P = 25$ et $Q_S = 8.5$, et les facteurs de qualité sont surestimés dans le problème direct : $Q_{P_{pd}} = 50$ et $Q_{S_{pd}} = 20$. Dans le second cas, les facteurs de qualité du milieu réel sont $Q_P = 50$ et $Q_S = 20$ et sont sous-estimés dans le modèle initial : $Q_{P_{pd}} = 25$ et $Q_{S_{pd}} = 8.5$. Les résultats de la figure 4.41 et de la figure 4.42 peuvent être directement comparés avec ceux illustrés figure 4.22 obtenus dans la partie 4.3.3.

Lorsque l'atténuation réelle est sous-estimée dans le problème direct (1er cas - figure 4.41), une zone à plus faible vitesse apparaît latéralement dans le modèle de V_S . La profondeur de cette zone à faible vitesse diminue lorsque la fréquence augmente. En V_P , la vitesse dans la zone la plus superficielle du modèle est surestimée.

Lorsque l'atténuation réelle est surestimée dans le problème direct (2ème cas - figure 4.42), une zone à vitesse plus élevée apparaît latéralement dans le modèle de V_S . La profondeur de cette zone à vitesse élevée diminue lorsque la fréquence augmente. En V_P , la vitesse dans la zone la plus superficielle du modèle est sous-estimée.

Les artefacts qui apparaissent sur V_P et sur V_S ont de nombreuses similitudes avec ceux observés sur les figures 4.36 et 4.37 avec les données réelles (formes, amplitudes, dépendance de la profondeur avec la fréquence). Cette simulation montre qu'une erreur d'estimation des amplitudes des données par le problème direct pourrait engendrer ces artefacts. Le signe des perturbations observées lors de l'inversion des données expérimentales suggère que les amplitudes modélisées des ondes S sont inférieures aux amplitudes réelles, et que les amplitudes modélisées des ondes P sont supérieures aux amplitudes réelles. Autrement dit, si ces erreurs d'amplitudes sont bien liées à une mauvaise prise en compte du facteur de qualité, cela signifie que le facteur Q_S du problème direct est sous-estimé, et que le facteur Q_P du problème direct est surestimé.

4.4.1.c Inversion robuste

Ces observations sur l'influence des erreurs d'amplitude sur l'image inversée du modèle de vitesse sont inquiétantes pour l'application à des données réelles de terrain. En effet sur le terrain, les coefficients d'atténuation sont très difficiles à obtenir. Ils ne pourront en aucun cas être évalués avec autant de précision qu'ils ne peuvent l'être sur des modèles réduits. Si dans le cas des modèles réduits contrôlés, ces erreurs ont une influence non négligeable sur les modèles de vitesse inversés, on peut s'attendre à une influence plus importante lors de l'application sur le terrain ou l'atténuation sera prise en compte de manière très approximative. Crase et al. (1990) expérimente la robustesse de différentes normes autres que \mathcal{L}_2 sur des données de sismique marine. Crase et al. (1990) explique que la norme \mathcal{L}_1 revient à négliger complètement l'amplitude des résidus et à n'en conserver que les phases. L'utilisation d'une telle norme permet de mieux tolérer de larges erreurs d'amplitudes des données. Nous proposons ici de comparer l'effet des normes \mathcal{L}_1 et \mathcal{L}_2 sur un même cas.

Les résultats des figures 4.43 et 4.44 montrent qu'en utilisant une norme \mathcal{L}_1 , les amplitudes des perturbations, et en particulier celles des artefacts, sont beaucoup plus importantes. La forme de la cavité est moins bien retrouvée, la bande latérale de vitesse surestimée en V_S

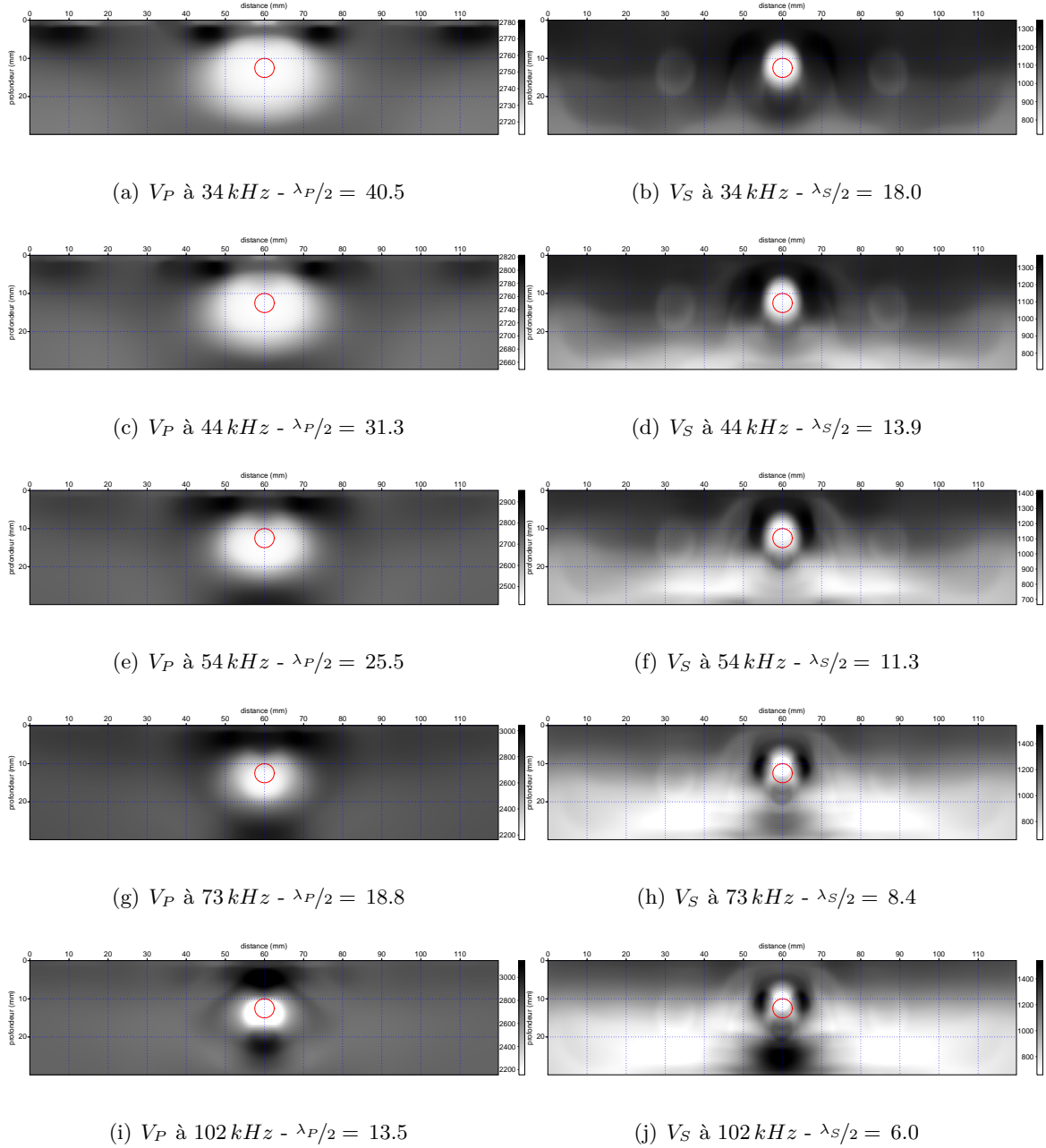
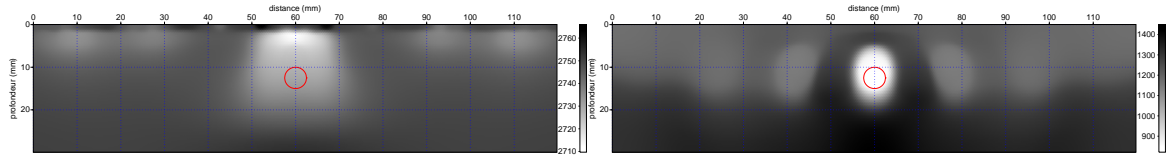
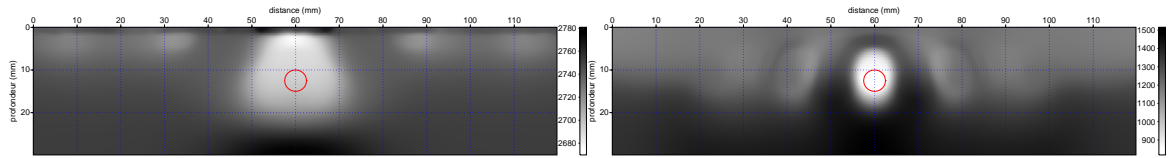


FIG. 4.41 – V_P et V_S à 34, 44, 54, 73, et 102 kHz lorsque les facteurs de qualité dans le problème direct sont supérieurs à ceux ces données.



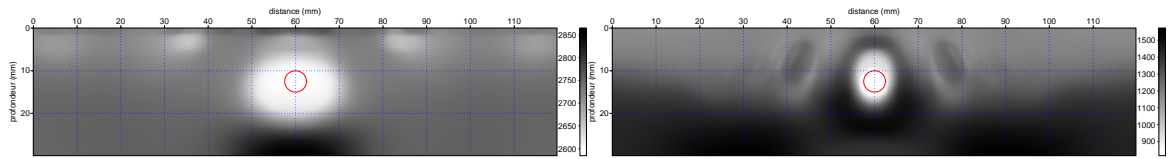
(a) V_P à $34\text{ kHz} - \lambda_P/2 = 40.5$

(b) V_S à $34\text{ kHz} - \lambda_S/2 = 18.0$



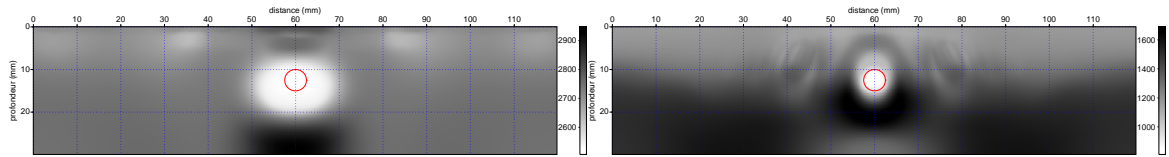
(c) V_P à $44\text{ kHz} - \lambda_P/2 = 31.3$

(d) V_S à $44\text{ kHz} - \lambda_S/2 = 13.9$



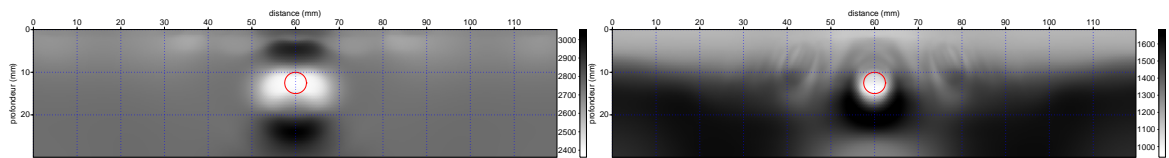
(e) V_P à $54\text{ kHz} - \lambda_P/2 = 25.5$

(f) V_S à $54\text{ kHz} - \lambda_S/2 = 11.3$



(g) V_P à $73\text{ kHz} - \lambda_P/2 = 18.8$

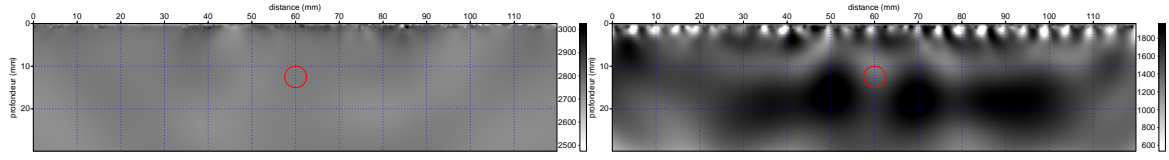
(h) V_S à $73\text{ kHz} - \lambda_S/2 = 8.4$



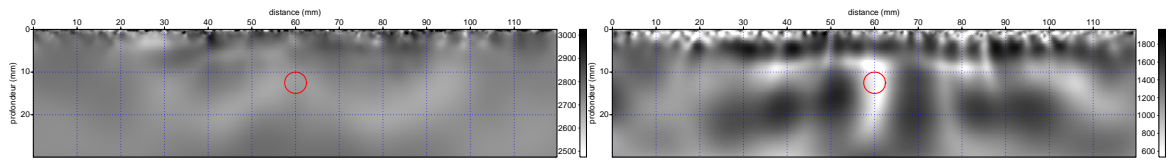
(i) V_P à $102\text{ kHz} - \lambda_P/2 = 13.5$

(j) V_S à $102\text{ kHz} - \lambda_S/2 = 6.0$

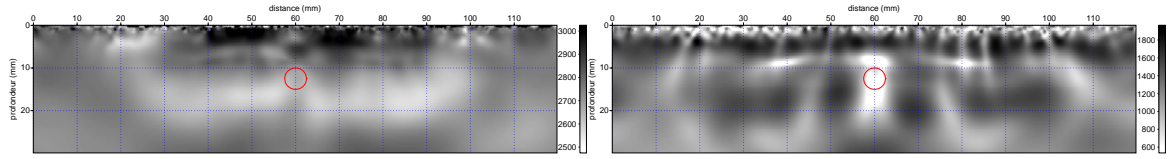
FIG. 4.42 – V_P et V_S à 34, 44, 54, 73, et 102 kHz lorsque les facteurs de qualité dans le problème direct sont inférieurs à ceux ces données.



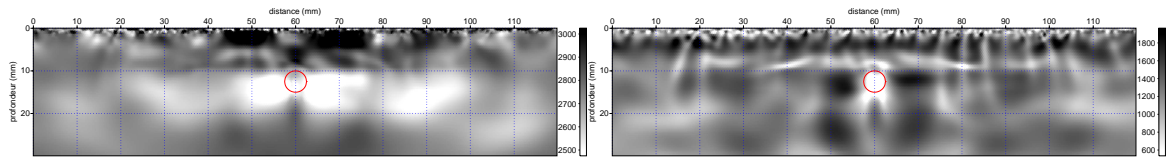
(a) V_P à 34 kHz (1ère fréquence) : $\lambda_P/2 = 40.2\text{ mm}$ (b) V_S à 34 kHz (1ère fréquence) : $\lambda_S/2 = 17.9\text{ mm}$



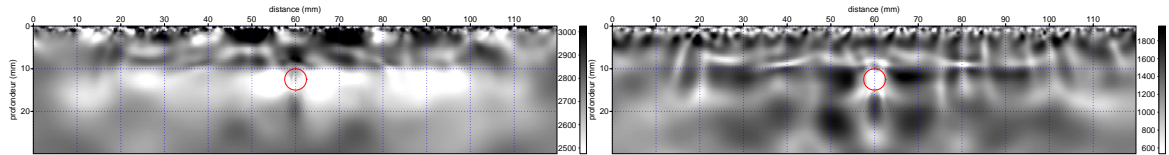
(c) V_P à 44 kHz (3ème fréquence) : $\lambda_P/2 = 31.3\text{ mm}$ (d) V_S à 44 kHz (3ème fréquence) : $\lambda_S/2 = 13.9\text{ mm}$



(e) V_P à 54 kHz (5ème fréquence) : $\lambda_P/2 = 25.6\text{ mm}$ (f) V_S à 54 kHz (5ème fréquence) : $\lambda_S/2 = 11.4\text{ mm}$

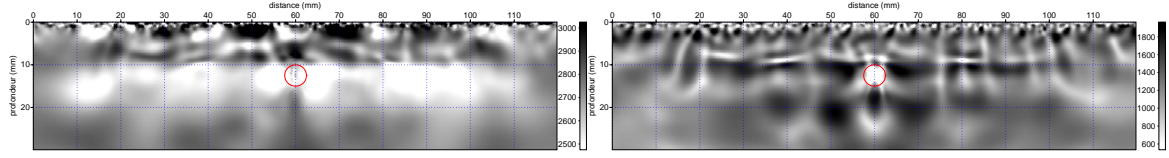


(g) V_P à 63 kHz (7ème fréquence) : $\lambda_P/2 = 21.7\text{ mm}$ (h) V_S à 63 kHz (7ème fréquence) : $\lambda_S/2 = 9.6\text{ mm}$

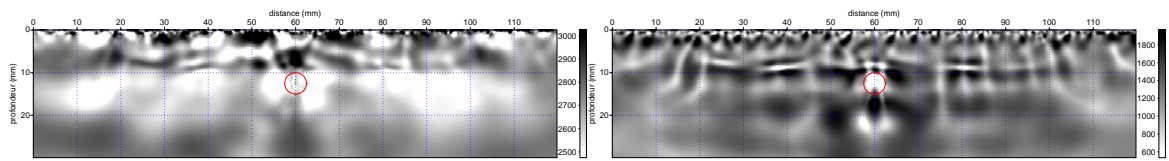


(i) V_P à 73 kHz (9ème fréquence) : $\lambda_P/2 = 18.8\text{ mm}$ (j) V_S à 73 kHz (9ème fréquence) : $\lambda_S/2 = 8.3\text{ mm}$

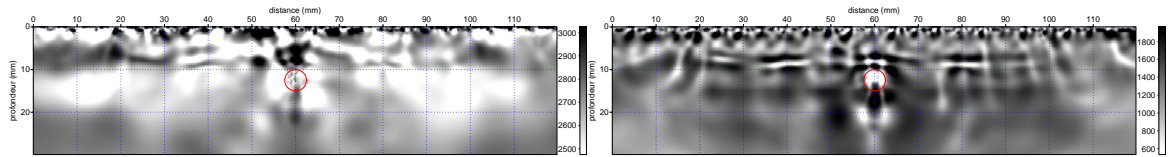
FIG. 4.43 – Inversion séquentielle des données expérimentales à 120 kHz avec une **norme** \mathcal{L}_1 : V_P et V_S .



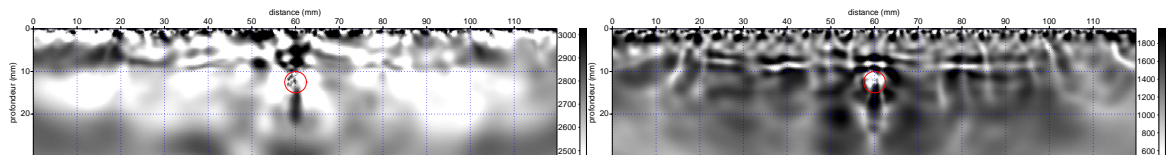
(a) V_P à 83 kHz (11ème fréquence) : $\lambda_P/2 = 16.6\text{ mm}$ (b) V_S à 83 kHz (11ème fréquence) : $\lambda_S/2 = 7.4\text{ mm}$



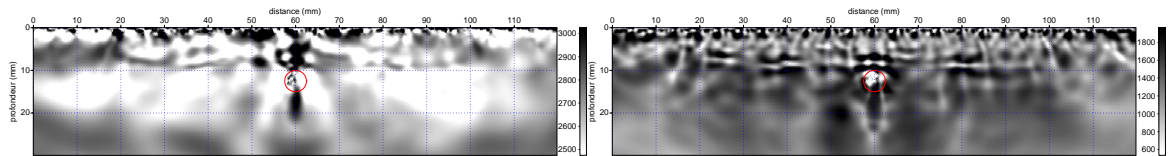
(c) V_P à 93 kHz (13ème fréquence) : $\lambda_P/2 = 14.8\text{ mm}$ (d) V_S à 93 kHz (13ème fréquence) : $\lambda_S/2 = 6.6\text{ mm}$



(e) V_P à 117 kHz (18ème fréquence) : $\lambda_P/2 = 11.7\text{ mm}$ (f) V_S à 117 kHz (18ème fréquence) : $\lambda_S/2 = 5.2\text{ mm}$



(g) V_P à 142 kHz (23ème fréquence) : $\lambda_P/2 = 9.7\text{ mm}$ (h) V_S à 142 kHz (23ème fréquence) : $\lambda_S/2 = 4.3\text{ mm}$



(i) V_P à 190 kHz (33ème fréquence) : $\lambda_P/2 = 7.2\text{ mm}$ (j) V_S à 190 kHz (33ème fréquence) : $\lambda_S/2 = 3.2\text{ mm}$

FIG. 4.44 – Inversion séquentielle des données expérimentales à 120 kHz avec une **norme** \mathcal{L}_1 : V_P et V_S (suite).

est toujours présente (au moins pour les plus basses fréquences), et d'autres artefacts apparaissent. Le fait que l'utilisation d'une norme \mathcal{L}_1 tolérant mieux les erreurs d'amplitudes ne donne pas de résultat meilleur, sinon identique, signifie que les données, amplitudes comprises, sont de suffisamment bonne qualité pour utiliser une norme \mathcal{L}_2 (erreur gaussienne) (Cruse et al., 1992). Dans notre cas, cela signifie également que la bande d'artéfact observée précédemment n'est pas liée à des erreurs d'amplitudes, mais plutôt à des erreurs d'ordre cinématique (erreur sur la vitesse, les temps d'arrivées, le positionnement).

4.4.1.d Influence des perturbations proches du dispositif de mesure

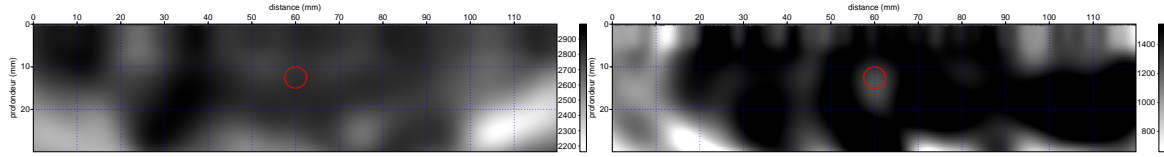
Nous avons pu observer également sur les résultats de l'inversion en norme \mathcal{L}_1 et \mathcal{L}_2 , l'apparition sur les modèles de paramètres, d'importants artefacts localisés à proximité des positions des sources. V_S prend parfois des valeurs pouvant descendre localement au niveau des sources jusqu'à $100 m.s^{-1}$. En effet, la surface libre peut engendrer des effets très non-linéaires, et le dispositif étant placé en surface, les amplitudes du champ sont localement plus élevées, ce qui augmente l'importance de ces effets non-linéaires dans l'inversion. Les perturbations à proximité de la surface libre étant mal expliquées par l'inversion, elle converge vers un minimum local créant ici, une sous-évaluation locale des vitesses de propagation. Cette sous-évaluation des vitesses en surface doit être compensée ailleurs dans le modèle par une surestimation de la vitesse pour que les phases des résidus soient bien expliquées. C'est probablement ce qui se passe dans notre cas.

Les données sont inversées avec les mêmes paramètres qu'auparavant, mais les paramètres V_P et V_S dans la zone la plus superficielle du milieu ($4 mm$) ne sont pas inversés, et les propriétés du premier millimètre sont figées (les $3 mm$ étant toutefois modifiés par le gradient lissé). Le résultat est présenté sur les figures 4.45 et 4.46 et montre que cette bande latérale d'artefacts peut être supprimée de cette manière. Les amplitudes des perturbations sont par contre moins importantes, notamment à l'intérieur de la cavité. Par comparaison aux résultats d'inversion présentés sur les figures 4.36 et 4.37, la détection complète de la morphologie de la cavité est nettement améliorée en V_S , et rendu possible en V_P . Ces résultats sont alors similaires à ceux obtenus par l'inversion de données synthétiques (figure 4.26). Comme l'avait prévu l'étude numérique, les limites liées au dispositif d'acquisition de surface et à la nature de la cavité ne permettent pas d'améliorer l'image en V_S au-delà de $80 kHz$ ($\lambda_S \approx p_t + \Phi$).

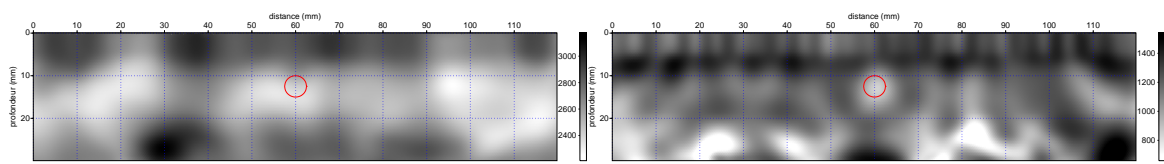
4.4.2 Inversion de données expérimentales en l'absence de basses fréquences

Comme nous l'avons montré dans la partie 4.3.4 de ce chapitre, les données ne contiennent pas toujours d'information aux fréquences suffisamment basses et contenant des ondes de surface pénétrant suffisamment en profondeur pour assurer l'obtention de la morphologie complète de la cavité. Dans ce cas, seule la partie supérieure de la cavité pourra être détectée. Nous avons également vu que l'inversion d'un groupe de fréquences permet de réduire le nombre et l'étendue des oscillations apparaissant au voisinage d'une cible de fort contraste lorsqu'elle n'est que sollicitée par des ondes de volume.

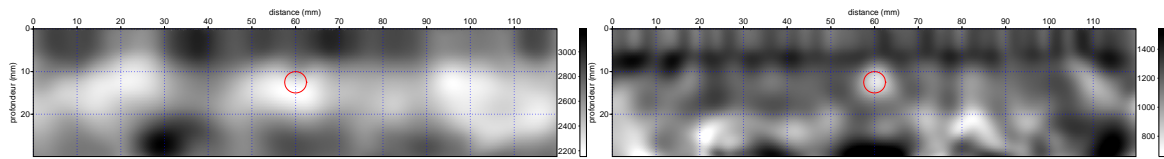
Nous tentons ici d'imager la même cavité que précédemment, mais à partir des données ultrasonores centrées sur $350 kHz$. La fréquence minimum utilisable dans ce jeu de données



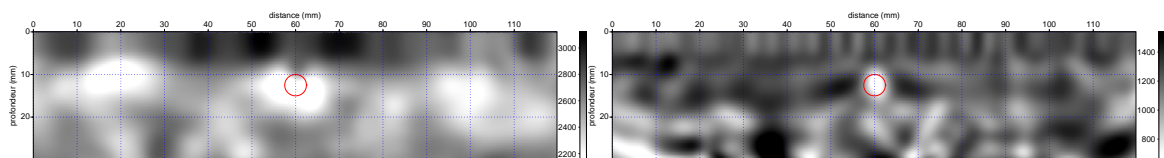
(a) V_P à 34 kHz (1ère fréquence) : $\lambda_P/2 = 40.2\text{ mm}$ (b) V_S à 34 kHz (1ère fréquence) : $\lambda_S/2 = 17.9\text{ mm}$



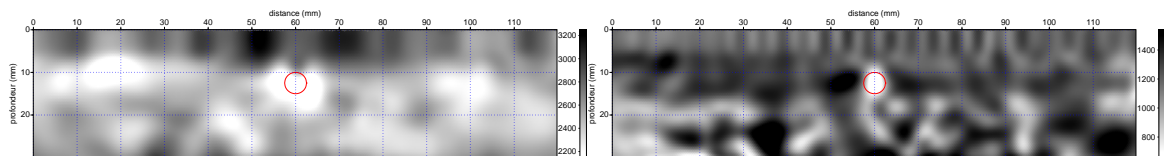
(c) V_P à 44 kHz (3ème fréquence) : $\lambda_P/2 = 31.3\text{ mm}$ (d) V_S à 44 kHz (3ème fréquence) : $\lambda_S/2 = 13.9\text{ mm}$



(e) V_P à 54 kHz (5ème fréquence) : $\lambda_P/2 = 25.6\text{ mm}$ (f) V_S à 54 kHz (5ème fréquence) : $\lambda_S/2 = 11.4\text{ mm}$

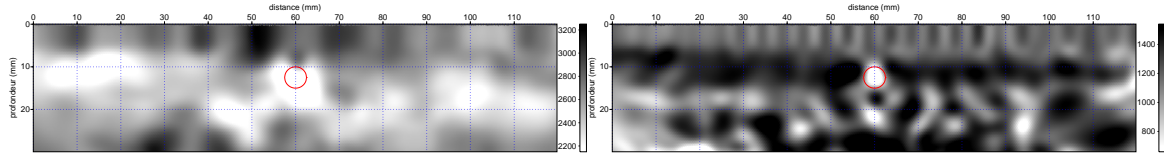


(g) V_P à 63 kHz (7ème fréquence) : $\lambda_P/2 = 21.7\text{ mm}$ (h) V_S à 63 kHz (7ème fréquence) : $\lambda_S/2 = 9.6\text{ mm}$

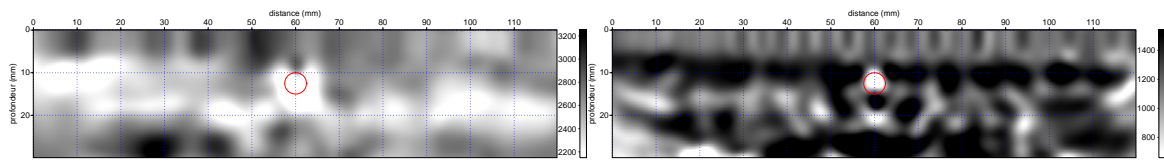


(i) V_P à 73 kHz (9ème fréquence) : $\lambda_P/2 = 18.8\text{ mm}$ (j) V_S à 73 kHz (9ème fréquence) : $\lambda_S/2 = 8.3\text{ mm}$

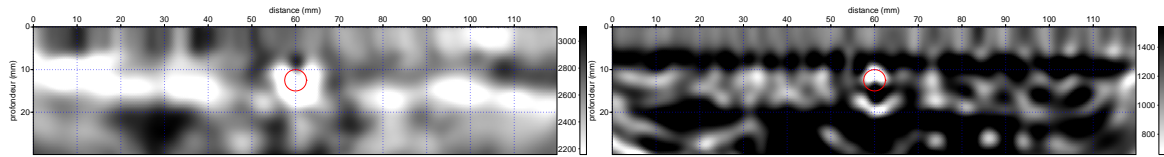
FIG. 4.45 – Inversion séquentielle des données expérimentales à 120 kHz sans inverser la zone la plus superficielle (4 mm de profondeur) : V_P et V_S .



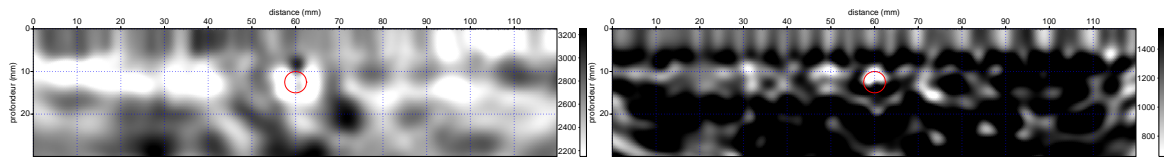
(a) V_P à 83 kHz (11ème fréquence) : $\lambda_P/2 = 16.6\text{ mm}$ (b) V_S à 83 kHz (11ème fréquence) : $\lambda_S/2 = 7.4\text{ mm}$



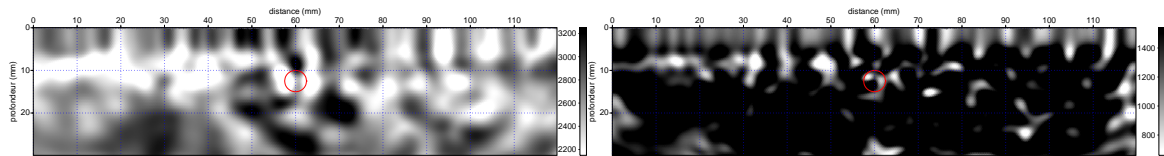
(c) V_P à 93 kHz (13ème fréquence) : $\lambda_P/2 = 14.8\text{ mm}$ (d) V_S à 93 kHz (13ème fréquence) : $\lambda_S/2 = 6.6\text{ mm}$



(e) V_P à 117 kHz (18ème fréquence) : $\lambda_P/2 = 11.7\text{ mm}$ (f) V_S à 117 kHz (18ème fréquence) : $\lambda_S/2 = 5.2\text{ mm}$



(g) V_P à 142 kHz (23ème fréquence) : $\lambda_P/2 = 9.7\text{ mm}$ (h) V_S à 142 kHz (23ème fréquence) : $\lambda_S/2 = 4.3\text{ mm}$



(i) V_P à 190 kHz (33ème fréquence) : $\lambda_P/2 = 7.2\text{ mm}$ (j) V_S à 190 kHz (33ème fréquence) : $\lambda_S/2 = 3.2\text{ mm}$

FIG. 4.46 – Inversion séquentielle des données expérimentales à 120 kHz sans inverser la zone la plus superficielle (4 mm de profondeur) : V_P et V_S (suite).

est 200 kHz , ce qui est au-delà de notre critère (4.7), et correspond à une cavité ayant un diamètre de l'ordre de grandeur des longueurs d'onde imagées ($\lambda_P/2 = 7\text{ mm}$, $\lambda_S/2 = 3\text{ mm}$) mais située trop en profondeur pour générer des diffractions de l'onde de surface.

Nous avons vu lors de l'inversion de données synthétiques en l'absence de basses fréquences (partie 4.3.4) que la morphologie de la cavité ne peut être obtenue complètement, et que l'inversion de larges groupes de fréquences permet d'obtenir la meilleure précision sur la localisation du toit de la cavité. Nous procédons de la même manière avec les données expérimentales : la totalité du contenu fréquentiel des données est inversée simultanément, soit 43 fréquences allant de 200 kHz à 620 kHz par pas régulier de 9.76 kHz . Les fréquences inversées sont habituellement plus espacées dans les hautes fréquences que dans les basses fréquences ; l'utilisation d'un pas de sélection de fréquence constant permet de compenser le fait que l'atténuation du milieu réduit le rapport signal sur bruit, et donc le poids dans l'inversion des hautes fréquences par rapport aux plus basses. Nous utilisons ici une régularisation par application sur le gradient et le Hessien de la méthode « Totale Variation », dans le but d'améliorer la détection de l'interface franche que nous recherchons (voir annexe D).

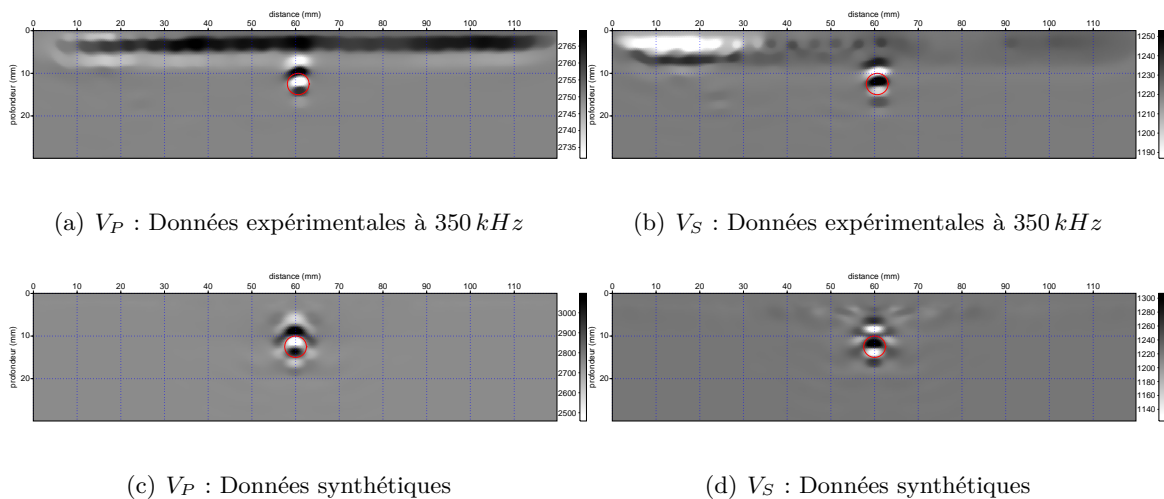


FIG. 4.47 – Inversion simultanée de 43 fréquences entre 200 kHz à 620 kHz - a) et b) V_P et V_S avec les données réelles, c) et d) V_P et V_S avec données synthétiques, mais dispositif équivalent au dispositif d'acquisition réel.

Les figures 4.47 a et b montrent le résultat d'inversion simultanée de ces 43 fréquences pour le jeu de données expérimentales à 350 kHz , et les figures 4.47 c et d pour des données synthétiques équivalentes, pour une configuration de mesure et des paramètres d'inversion identiques (mêmes fréquences, dispositif identique sans offsets proches). Sur les deux paramètres, on retrouve les quelques oscillations verticales focalisées sur le toit de la cavité que nous avons observées lors des simulations d'inversion sur des cas synthétiques. L'image obtenue avec les données réelles correspond parfaitement à celle obtenue avec des données synthétiques. Les amplitudes des perturbations sont plus importantes dans le cas des données synthétiques ($\pm 300\text{ m.s}^{-1}$ en V_P et $\pm 100\text{ m.s}^{-1}$ en V_S) que dans le cas des données expérimentales bruitées ($\pm 30\text{ m.s}^{-1}$ en V_P et V_S), mais la forme et la localisation des oscillations est

identique pour les deux paramètres V_P et V_S . Seule une bande d'artefacts apparaît le long de la surface pour les données expérimentales, inexistante pour les données synthétiques. Cette bande d'artefacts est, comme nous avons pu l'observer pour les données à 120 kHz , liée aux instabilités de l'inversion à proximité du dispositif d'acquisition de surface, mais elle est ici localisée en surface en raison des fréquences inversées plus élevées, et réduite par l'inversion d'un large groupe de fréquences.

4.4.3 Inversion de l'atténuation

Pour la localisation de petits vides dans des ouvrages en terre, Smithyman et al. (2008) préfère inverser l'atténuation. Il utilise pour cela un algorithme de modélisation et inversion viscoacoustique, et fenêtré ses données dans le domaine temporel pour ne conserver que les ondes réfractées. Il supprime également les proches offsets où les ondes de surface, considérées dans ce cas comme du bruit, sont proéminentes. L'inversion de l'atténuation tire parti de l'information contenue dans les amplitudes. La caractérisation de l'atténuation des hétérogénéités d'un milieu est normalement conditionnée par la validité du modèle de vitesse (Kamei and Pratt, 2008). Cependant, dans une problématique de simple localisation d'un objet, et non de quantification de l'atténuation du milieu, l'inversion de l'atténuation seule sans a priori sur les propriétés cinématiques de la cible peut au moins mener à la localisation dans le modèle de l'origine des anomalies d'amplitudes.

Dans notre configuration, par son coefficient de réflexion élevé, la cavité a une influence importante sur les amplitudes de l'onde de surface. Nous nous sommes donc intéressés ici à évaluer le potentiel de cette stratégie pour la caractérisation de cavités proches de la surface. À la différence de Smithyman et al. (2008), nous inversons à la fois les atténuations des ondes P et S, tirant ainsi parti des amplitudes des ondes de surface. Les paramètres V_P et V_S ne sont pas inversés, ils sont donc figés aux valeurs du milieu encaissant, ce qui constitue bien sûr une approximation forte.

Nous étudions tout d'abord deux cas synthétiques : l'un correspondant à une inversion séquentielle à partir d'une fréquence suffisamment basse pour respecter le critère (4.7) (34 kHz), et l'autre démarrant à une fréquence plus élevée (68 kHz), plus proche de la limite. Les résultats d'inversion figures 4.4.3 a et b montrent que l'inclusion peut être localisée en utilisant seulement l'information contenue dans les amplitudes, mais le résultat pour les deux fréquences de départ est très différent. Ces résultats suggèrent qu'il y ait une très forte dépendance aux modèles de départ : les modèles de vitesses étant considérés homogènes, les résultats de l'inversion de Q_P et Q_S dépendent donc de la validité des modèles de facteur de qualité inversés aux itérations précédentes, ainsi que de modèles de vitesses faux (ici milieu homogène). Cela peut expliquer les importantes différences observées entre les deux tests réalisés en démarrant l'inversion à des fréquences différentes. Lorsque l'inversion démarre aux très basses fréquences (figure 4.4.3 a et b), une forte réaction de Q_S est observée latéralement, suggérant l'explication des variations d'amplitudes de l'onde de surface par une forte atténuation des ondes S par la zone superficielle du milieu. En revanche, Q_P n'est pas du tout sensible à la cavité, et seuls des artefacts le long de la surface libre sont observés. Un comportement très différent est observé si la première fréquence inversée est plus élevée. Comme pour l'inversion des modèles de vitesses, des oscillations verticales indiquent une sensibilité aux ondes

de volume réfléchies plutôt qu'aux ondes transmises. Cette fois, les deux paramètres Q_P et Q_S réagissent. La période des oscillations est deux fois plus courte en Q_S qu'en Q_P , et est directement liée aux longueurs d'onde imagées avec chacun des paramètres à la fréquence de départ (ici 68 kHz : $\lambda_P/2 = 19.9\text{ mm}$, $\lambda_S/2 = 8.9\text{ mm}$), ce qui renforce l'hypothèse du rôle décisif du modèle de départ. Ces oscillations ne permettent pas une caractérisation précise, ni même une localisation précise de la cavité, d'autant que l'erreur sur V_P et V_S commise en considérant un milieu sans cavité peut influencer fortement sur la localisation de l'origine des anomalies d'amplitudes.

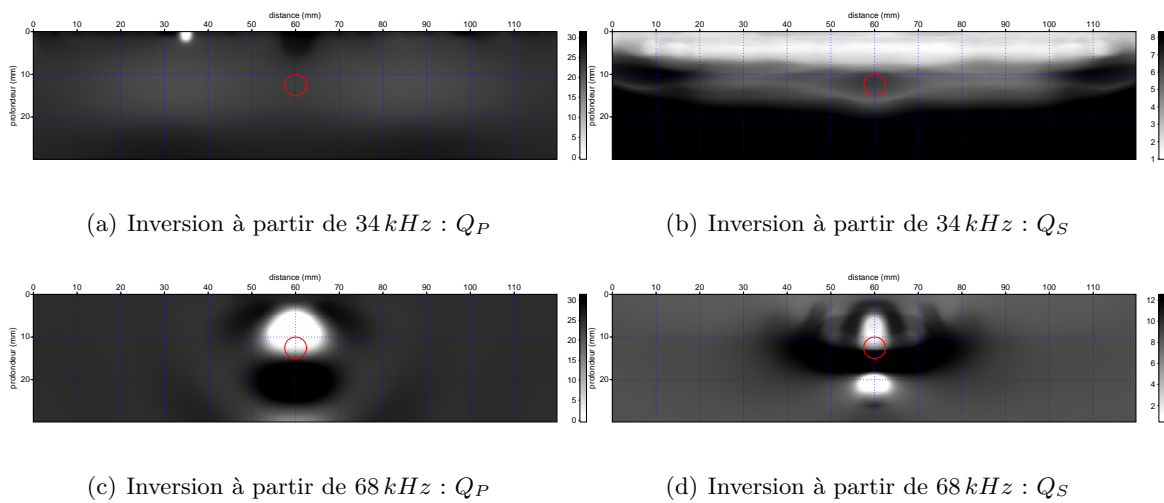


FIG. 4.48 – Inversion séquentielle des facteurs de qualité Q_P et Q_S avec un modèle de vitesse homogène à partir de deux fréquences différentes (34 et 68 kHz) - données synthétiques.

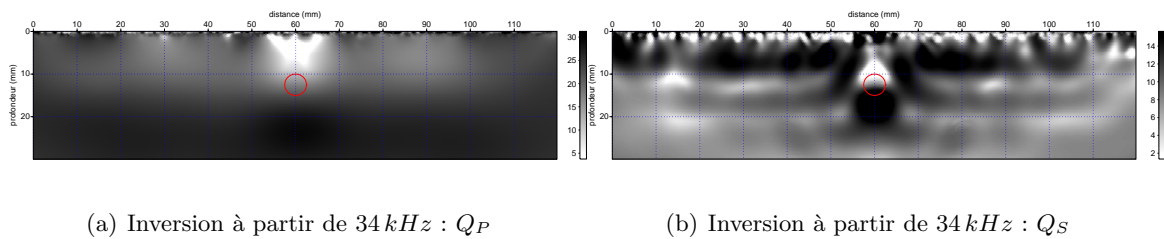


FIG. 4.49 – Inversion séquentielle des facteurs de qualité Q_P et Q_S avec un modèle de vitesse homogène à partir 34 kHz - données expérimentales.

L'application de cette même procédure sur les données ultrasonores à 120 kHz montre tout de même une très bonne sensibilité de l'inversion aux variations d'amplitudes des données (figure 4.49). La cavité est détectée dès la première itération suivant V_S . Le paramètre V_P ne donne qu'une information grossière sur la position latérale de la cavité, exploitant vraisemblablement les variations d'amplitudes de l'onde P directe. De la même manière que ce que montre les résultats numériques, les oscillations sont focalisées sur le centre de la cavité.

La stratégie proposée par Smithyman et al. (2008) s'avère donc justifiée par le fait que l'inversion est très sensible aux amplitudes et que la présence d'un vide peut générer de fortes anomalies d'amplitudes, mais elle est en réalité peu précise, peut induire un biais dans la localisation de la cible, et dépend de manière cruciale de la première fréquence inversée au regard de la position de la cible. Cette technique est donc peut être adaptée à la détection de la présence de petits vides relativement profonds dans un milieu peu hétérogène comme le propose Rao and Wang (2009), mais elle nous paraît mal adaptée à la caractérisation morphologique précise de cavités souterraines en milieu hétérogène en présence d'ondes de surface.

4.5 Vers l'application de la méthode pour l'imagerie de cavité à échelle réelle

L'étude qui vient d'être exposée dans ce chapitre a pour but d'évaluer l'adaptabilité de l'inversion des formes d'ondes sismiques à l'imagerie de cavités souterraines. L'approche conjointe numérique / expérimentation contrôlée nous a permis en ce sens de prévoir le comportement de l'inversion et d'en déterminer certaines limites dans ce contexte particulier, et ainsi d'anticiper les difficultés de l'application de la méthode à l'imagerie de cavités souterraines à échelle réelle.

Nous avons tout d'abord étudié au moyen de simulations numériques et de l'observation de données ultrasonores en milieu contrôlé, le comportement des ondes en milieu viscoélastique en présence d'un vide cylindrique proche de la surface. Nous avons pu ainsi déterminer quelle information est disponible dans le cadre de mesures sismiques de surface. Forts de ces informations, des tests d'inversion sur des données synthétiques, puis sur des données expérimentales ultrasonores, ont permis d'une part de prévoir le comportement de l'inversion dans un tel contexte, et d'autre part d'évaluer quelles peuvent être les causes d'échec de l'inversion de données réelles propres aux conditions expérimentales.

Du point de vue de l'imagerie, nous pouvons tirer deux conclusions importantes :

- Les ondes de surface peuvent être utilisées pour imager des hétérogénéités très proches de la surface, là où les ondes P ne le permettent pas.
- Un objet acoustiquement opaque, comme un vide ou un objet très rigide, ne peut pas être intégralement imagé par les ondes de volume réfléchies seules à partir d'un dispositif d'acquisition de surface.

Pour l'imagerie de cavités souterraines, si seule l'acquisition de surface est possible, cela se manifeste de la manière suivante :

- Si les données ont des fréquences suffisamment basses pour que le critère suivant soit a priori respecté,

$$\begin{aligned} \lambda_P &> 2 z_{max} \\ \lambda_S &> z_{max} \end{aligned} \tag{4.8}$$

avec $z_{max} = p_t + \Phi$, la profondeur du fond de la cavité, alors la morphologie de la cavité pourra être intégralement retrouvée par le paramètre V_S au moyen des ondes de surface, en procédant par inversion séquentielle de V_P et V_S , des basses vers les hautes fréquences. Les fréquences trop hautes pour que ce critère soit respecté n'apporteront qu'une information incomplète qui risque de dégrader l'image. L'inversion donnera également une information sur le type de cavité (pleine d'eau, vide franc, présence de maçonnerie) à partir du signe et du degré de contraste.

- Si ces données ne contiennent pas de fréquences suffisamment basses, et qu'aucune information a priori sur la cavité n'est disponible, alors la forme et l'information sur

l'intérieur de la cavité ne peuvent pas être obtenus. L'inversion de larges groupes de fréquences pourra au moins permettre de localiser la cavité latéralement, et d'imager sa partie supérieure. Le résultat obtenu par cette stratégie correspond en fait à une simple migration élastique.

En conclusion, nous avons pu montrer que l'inversion des formes d'ondes élastiques permet de caractériser des cavités dans la subsurface, mieux que ce que peuvent faire les autres méthodes sismiques (sismique réflexion haute résolution (Cook, 1965; Piwakowski et al., 1998; Leonard, 1999), section en ondes de surface (Leparoux et al., 2000)), notamment en apportant à la fois une information sur sa position latérale, sur sa profondeur, sur sa nature, et sur sa forme si les données contiennent suffisamment de basses fréquences.

Si l'on transpose les dimensions du modèle réduit de cavité que nous avons étudié à l'échelle réelle, on peut avoir pour un milieu lent (argile par exemple) les dimensions suivantes :

$$V_P = 900 \text{ m.s}^{-1} \text{ et } V_S = 400 \text{ m.s}^{-1}, \\ \lambda_P = 18 \text{ m et } \lambda_S = 8 \text{ m à } 50 \text{ Hz},$$

et une cavité de diamètre $\Phi = 3.2 \text{ m}$ dont le toit serait à une profondeur $p_t = 6.5 \text{ m}$.

Les courbes de la figure 4.50 représentent l'anomalie gravitationnelle pour différentes masses volumiques du milieu encaissant entre 800 et 2200 kg.m^{-3} . La plus petite anomalie gravitationnelle significative pouvant être mesurée sur le terrain est de l'ordre de $20 \mu \text{ gal}$ (Lagabrielle, 1998). Cet exemple montre que pour certaines cavités comme celle que nous venons d'étudier, la microgravimétrie serait en limite de détectabilité, alors que le problème pourrait être résolu par inversion des formes d'ondes sismiques.

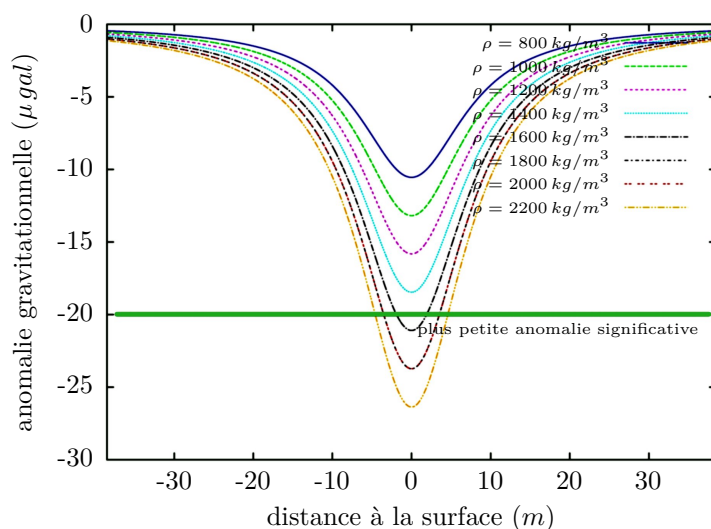


FIG. 4.50 – Anomalie gravitationnelle pour une cavité de dimensions proportionnelles à celles du modèle réduit pour différentes masses volumiques du milieu encaissant.

Cependant, les données prélevées sur le terrain sont rarement aussi favorables que le cas d'un vide circulaire dans un milieu homogène connu ! Les milieux réels sont généralement très hétérogènes et les données fortement bruitées. Le sismogramme qu'illustre la figure 4.51 a été enregistré au dessus d'une ancienne galerie de mine, dans un milieu essentiellement composé de calcaire, partiellement karstique, et dont la géométrie et les dimensions sont transposables à notre cas ultrasonore (cavité de diamètre $2 m$ à $4 m$ de profondeur, $\lambda_{S_{max}} > 50 m$ et $\lambda_{S_{min}} < 2 m$). Cet exemple, par simple comparaison aux données ultrasonore (figure 4.52) donne un aperçu de la complexité que peuvent atteindre des données collectées sur un site naturel, et donne une idée de la marche qui reste à franchir pour pouvoir imager des cavités dans de tels milieux.

En effet, de nombreux paramètres sont beaucoup plus complexes et moins bien contrôlés sur le terrain. Premièrement, le sous-sol n'est jamais homogène, et la mauvaise connaissance du milieu environnant risque de conduire par exemple à une caractérisation et une localisation erronée de la cavité. Il nous faut donc, avant d'aller plus loin, savoir comme va se comporter l'inversion des formes d'ondes élastiques pour l'imagerie de la subsurface, dans un milieu hétérogène pour des faibles contrastes. Il est nécessaire avant toute chose d'évaluer les capacités de l'inversion à déterminer quantitativement les paramètres élastiques d'un milieu, et en particulier en présence des ondes de surface qui peuvent être dispersives.

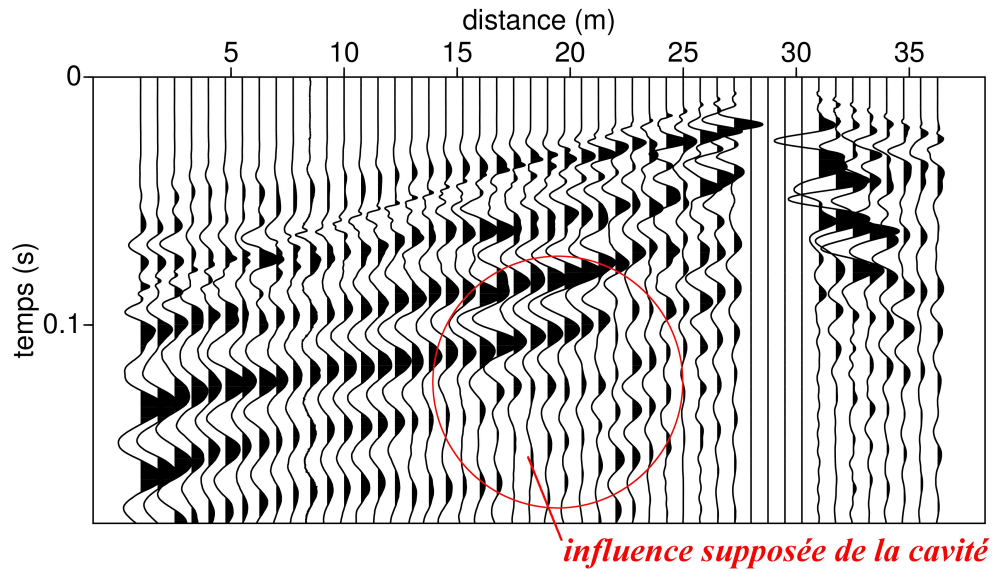


FIG. 4.51 – Sismogramme enregistré à Saint Aubin (71) dans un milieu calcaire en présence d'une galerie souterraine ($\Phi \approx 2\text{ m}$, $p_t \approx 4\text{ m}$) - LCPC - LRPC Autun

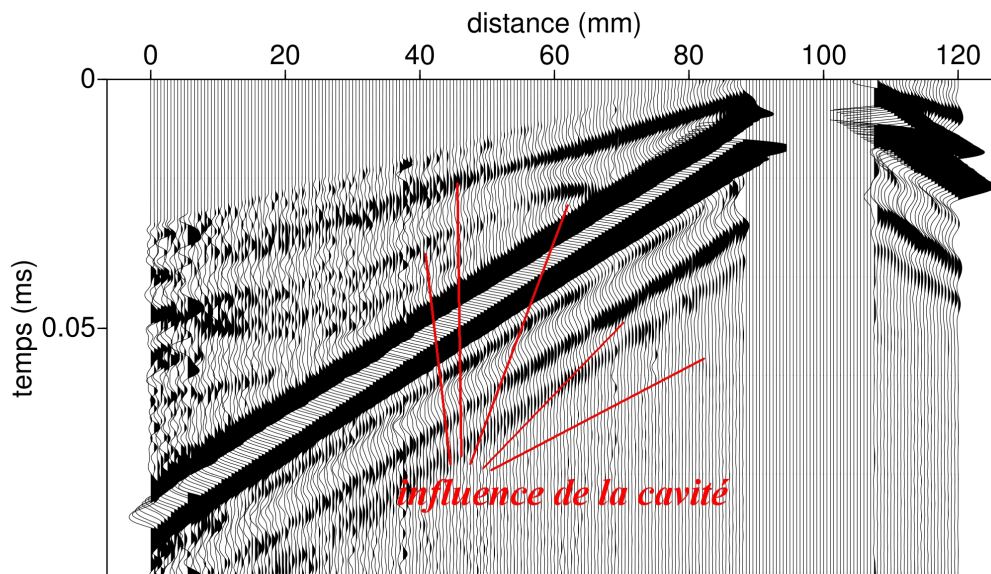


FIG. 4.52 – Sismogramme ultrasonore à 120 kHz dans le modèle à cavité en polypropylène ($\Phi = 5\text{ mm}$, $p_t = 10\text{ m}$)

Chapitre 5

Apport des ondes de surface à l'imagerie quantitative des premiers mètres du sous-sol

Sommaire

5.1	Introduction	226
5.2	Imagerie élastique quantitative en présence d'ondes de surface	227
5.2.1	Présentation et analyse du cas d'étude	227
5.2.1.a	Modèle et dispositif d'acquisition	227
5.2.1.b	Données ultrasonores et données synthétiques	228
5.2.1.c	Cartes en fréquences et résidus	234
5.2.2	Inversion de données synthétiques	237
5.2.2.a	Inversion séquentielle sans régularisation	237
5.2.2.b	Influence du dispositif de mesure	241
5.2.2.c	Régularisation	244
5.2.2.d	Importance du facteur de qualité dans le problème direct	246
5.2.2.e	Bilan	249
5.2.3	Inversion de données expérimentales contrôlées	249
5.2.3.a	Inversion séquentielle de données réelles	249
5.2.3.b	Optimisation de la stratégie d'inversion	252
5.2.3.c	Imagerie d'une zone atténuante	257
5.2.3.d	Conclusion	259
5.3	Imagerie d'un milieu dispersif à variations latérales et inversion de vitesse	261
5.3.1	Présentation et analyse du cas d'étude	261
5.3.1.a	Modèle et dispositif d'acquisition	261
5.3.1.b	Données ultrasonores et données synthétiques	262
5.3.2	Inversion de données synthétiques	264
5.3.3	Inversion de données expérimentales contrôlées	268
5.4	Conclusions	273

5.1 Introduction

Nous avons vu dans le chapitre précédent les possibilités offertes par l'inversion des formes d'ondes élastiques pour la détection et la caractérisation géométrique d'un objet à fort contraste dans un milieu homogène. Le sous-sol est cependant un milieu très hétérogène, et un milieu homogène est peu représentatif de la réalité. Pour la plupart des applications de la subsurface, il est utile, sinon nécessaire de pouvoir imager quantitativement le milieu ausculté. Par exemple, des applications géotechniques peuvent nécessiter l'évaluation quantitative des caractéristiques mécaniques du milieu, en plus de la simple localisation des diffractants. D'autre part, la caractérisation géométrique d'un objet enfoui, quelles que soient sa nature et ses dimensions, est fortement conditionnée par la connaissance des propriétés du milieu environnant. Dans les deux cas, la détermination des propriétés élastiques du milieu s'avère indispensable.

Les données sismiques pour l'imagerie des premiers mètres du sous-sol sont généralement dominées par les ondes réfractées et les ondes de surface. Ces dernières sont souvent dispersives en raison des variations de propriétés du milieu à proximité de la surface. L'évaluation quantitative du paramètre V_S est actuellement réalisée par l'inversion de la dispersion de l'onde de surface. Cependant, ces méthodes ne sont valables que pour des milieux tabulaires, et sont peu robustes et d'utilisation délicate dans le cas de milieux à inversion de vitesse (vitesse lente sous vitesse rapide) (Bodet, 2005). L'exploitation des ondes réfractées (sismique réfraction, tomographie de surface) permet d'évaluer le paramètre V_P . Ces méthodes ont toutefois une profondeur d'investigation et une résolution limitée, tolèrent mal de fortes variations latérales, et sont aveugles aux zones à inversion de vitesse.

L'inversion des formes d'ondes sismiques doit théoriquement permettre la caractérisation géométrique et quantitative, à la fois des paramètres V_P et V_S , en présence de variations latérales ou d'inversions de vitesses, en tous points du milieu.

Le premier objectif de ce chapitre est d'évaluer expérimentalement la capacité de l'inversion des formes d'ondes sismiques à imager quantitativement un milieu hétérogène à faibles contrastes de vitesses, en présence d'ondes de surface. Pour cela, nous étudierons à la fois expérimentalement sur modèles réduits contrôlés et dans le cadre de simulations numériques, le cas d'un milieu à trois strates horizontales à vitesses croissantes, en présence d'une inclusion dans la première couche (annexe B.2).

Notre second objectif est d'évaluer par la même stratégie numérique/expérimentale, comment l'inversion des formes d'ondes élastiques peut tirer parti des ondes de surface dispersives. Pour cela, nous étudions le cas d'un milieu plus complexe avec variations latérales et inversion de vitesse, pour lequel les ondes de surface mesurées sont dispersives (annexe B.3).

À l'issue de ce chapitre, nous discuterons de l'applicabilité de cette méthode à des données expérimentales de terrain, dans le cadre d'applications géotechniques ou environnementales.

5.2 Imagerie élastique quantitative en présence d'ondes de surface

5.2.1 Présentation et analyse du cas d'étude

5.2.1.a Modèle et dispositif d'acquisition

Un modèle numérique et un modèle réduit en résine sont conçus parallèlement de manière à présenter les mêmes caractéristiques géométriques et mécaniques. Les propriétés viscoélastiques (vitesses et atténuations) de chacun des matériaux constituant le modèle réduit ont été mesurées sur échantillons par les méthodes présentées dans le chapitre 3, puis reportées dans le modèle numérique utilisé pour la modélisation numérique et l'inversion. Ce modèle est présenté en détail en annexe B.2, et ses propriétés viscoélastiques sont données en annexe C. Nous avons mesuré dans la couche la plus lente $V_P = 2300 \text{ m.s}^{-1}$ et $V_S = 1080 \text{ m.s}^{-1}$, dans la couche intermédiaire $V_P = 2565 \text{ m.s}^{-1}$ et $V_S = 1118 \text{ m.s}^{-1}$, et $V_P = 2750 \text{ m.s}^{-1}$ et $V_S = 1450 \text{ m.s}^{-1}$ pour la zone la plus rapide correspondant au milieu semi-infini au fond du modèle. Les coefficients de Poisson correspondant aux trois couches sont de $\nu = 0.358$ pour la couche superficielle, $\nu = 0.383$ pour la fine couche centrale, et $\nu = 0.314$ pour le fond du modèle. Les propriétés élastiques de l'hétérogénéité ellipsoïdale incrustée dans la couche supérieure (R1 : la plus lente) sont identiques à celles du fond du milieu (R4 : la plus rapide).

Pour l'inversion des paramètres du milieu, le modèle initial utilisé est obtenu en appliquant un lissage du modèle de paramètres numérique exact sans inclusion par une gaussienne de longueur de corrélation de 10 mm .

Le dispositif d'acquisition s'étend sur 180 mm , et est composé de 37 sources espacées de 5 mm , et de 181 récepteurs espacés de 1 mm , placés immédiatement en surface (profondeur 0 mm). Pour les données expérimentales, le signal source généré est un Ricker centré sur 120 kHz . Le transducteur étant très large bande, le contenu fréquentiel des données enregistrées est large bande, contenu entre 20 kHz et 250 kHz . Les neuf traces les plus proches, de chaque côté des sources, correspondant aux points de réceptions masqués par la source piezo-électrique, sont mises à zéro. Le rapport signal sur bruit dans la bande utile $20 \text{ kHz} - 250 \text{ kHz}$ est d'environ 110 dB pour les offsets les plus proches (10 mm), et d'environ 20 dB aux offsets les plus lointains (180 mm). La fréquence d'échantillonnage est de 10 MHz (soit $dt = 0.1 \mu\text{s}$). La durée d'acquisition qui sera prise en compte dans l'inversion est de 0.2048 ms , soit 2048 points. La discrétisation dans le domaine de Fourier mène donc à $df = 4.88 \text{ kHz}$.

Compte tenu des vitesses dans le milieu, et de la largeur de spectre des données, les longueurs d'onde se propageant dans le milieu vont d'environ 140 mm pour les ondes P aux plus basses fréquences dans le milieu le plus rapide, à environ 4 mm pour les ondes S aux plus hautes fréquences dans le milieu le plus lent. Les longueurs d'onde les plus grandes sont donc beaucoup plus grandes que les hétérogénéités de notre milieu, et les longueurs d'onde les plus petites (en S) sont plus petites que nos plus petites hétérogénéités. Compte tenu de la résolution théorique de l'inversion des formes d'ondes en $\lambda/2$, le milieu doit pouvoir être entièrement imagé.

Afin de pouvoir inverser les données jusqu'à environ 150 kHz , le modèle numérique est

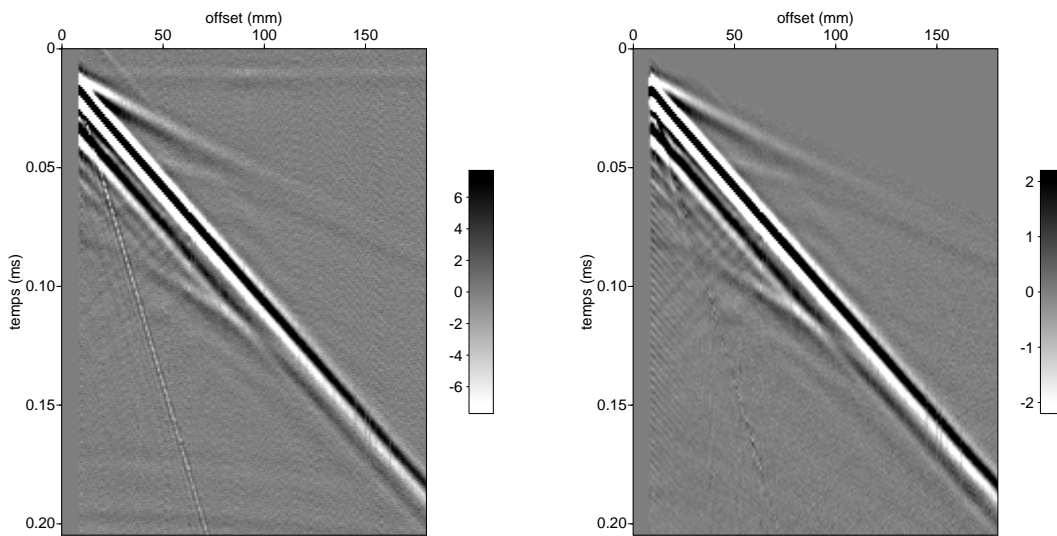
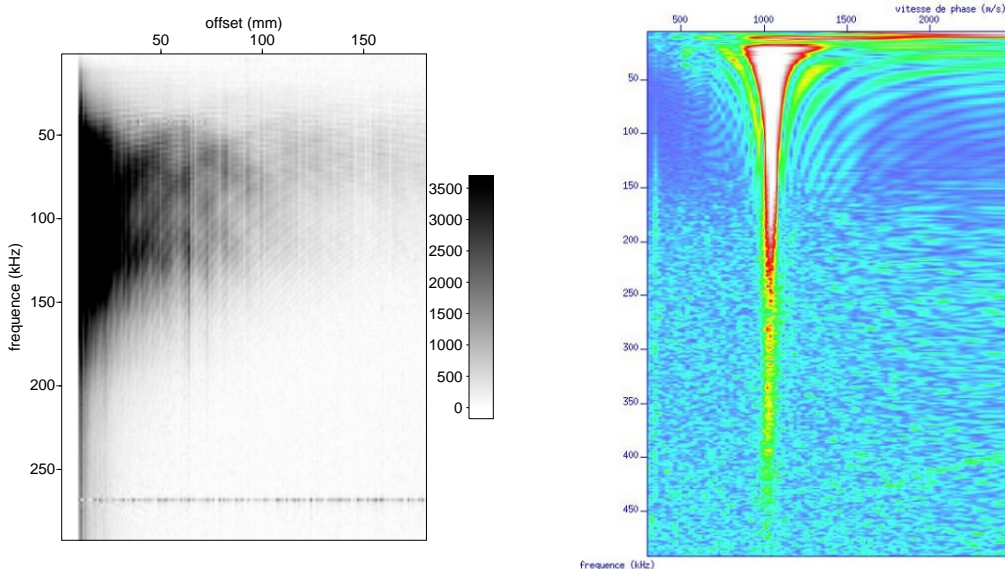
discretisé en triangles avec une résolution de l'ordre de $\lambda_{s_{min}}/10$. Notre maillage est donc constitué de triangles d'environ 0.67 mm de côtés, réguliers et structurés dans l'ensemble du modèle (pour l'interpolation P_0), et non réguliers et non structurés dans les 2 mm situés directement sous la surface libre (pour interpolation P_1). Des PML de 90 mm sont utilisés afin d'absorber les plus grandes longueurs d'onde. Notre grille contient environ 280000 cellules (PML compris). Pour la modélisation de la propagation en vue de l'inversion des fréquences supérieures à 150 kHz , un nouveau maillage pourra être réalisé par exemple avec une taille de triangle de 0.4 mm , et des PML plus petits (15 mm) afin de minimiser les temps de calcul tout en conservant une modélisation directe précise.

5.2.1.b Données ultrasonores et données synthétiques

Le sismogramme correspondant au tir en $x = 0$ (à l'extrême gauche du modèle) tiré des données ultrasonores acquises en surface est représenté sur la figure 5.1 avant (a), et après l'application des prétraitements (b). Ces prétraitements consistent en la suppression de l'onde de Scholte se déplaçant à 350 m.s^{-1} par filtrage dans le domaine $f - k$, la suppression des arrivées précoces et tardives, du bruit basses et hautes fréquences, et la correction en \sqrt{t} de la divergence géométrique 3D.

On distingue sur le sismogramme vers 0.05 ms les réflexions des ondes P par les interfaces des couches inférieures, et vers 0.11 ms les réflexions des ondes S sur ces mêmes interfaces. L'inclusion ellipsoïdale est située entre les offsets 60 et 80 mm . L'inclusion génère, à partir de cette position, une diffraction de faible amplitude de l'onde de surface. Une petite diffraction de l'onde de volume est également visible vers 0.075 ms au niveau de l'inclusion. La figure 5.1 c montre le module du spectre de chaque trace du sismogramme brut (figure 5.1 a). Le contenu fréquentiel rapidement atténué avec l'offset pour les plus hautes fréquences témoigne d'une atténuation intrinsèque importante ($Q < 50$). Il pourra être intéressant de ne pas prendre nécessairement tous les offsets en compte lors de l'inversion des composantes plus hautes fréquences, les lointains offsets étant particulièrement pauvres et bruités aux hautes fréquences. Le diagramme de dispersion obtenu d'après un tir similaire réalisé loin de l'inclusion est illustré figure 5.1 d (offset min 10 mm , dispositif 170 mm). Ce résultat atteste que l'onde de surface n'est pas dispersive au-dessus de 30 kHz , ce qui signifie que les propriétés des couches inférieures ne sont pas accessibles par inversion de la dispersion des ondes de surface, en raison de leur profondeur trop importante vis-à-vis des longueurs d'onde les plus basses des données ($\lambda_R = 34\text{ mm}$ à 30 kHz et la profondeur de la première couche est à 35 mm).

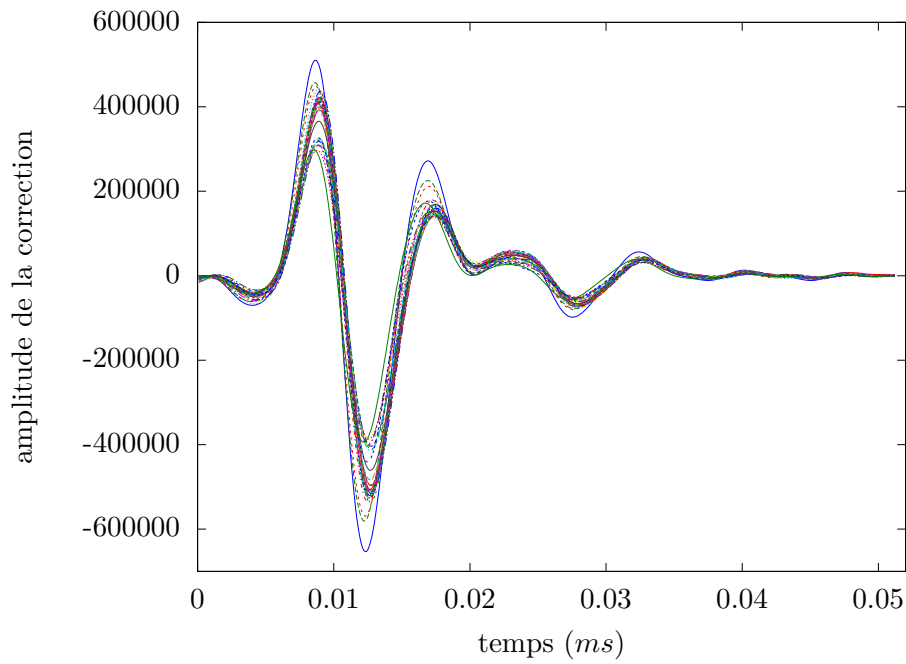
Utilisant la même stratégie que celle déjà utilisée dans la partie 3.6 pour l'obtention de l'ondelette source, une ondelette source est cette fois déterminée pour chacun des 37 sismogrammes, en utilisant le modèle exact comme milieu de propagation, et une impulsion de Dirac d'amplitude 1 comme fonction source initiale. Les 37 ondelettes obtenues sont représentées dans le domaine temporel et dans le domaine fréquentiel sur la figure 5.2. La forme temporelle entre les différentes sources est très reproductible, le déphasage maximal entre les différentes ondelettes est de l'ordre de $0.5\text{ }\mu\text{s}$. En revanche, les variations en amplitude sont plus importantes (de l'ordre de 5 dB dans le cas le plus extrême). La figure 5.3 représente la variation de l'amplitude maximale des ondelettes sources inversées en fonction de la position du point de tir correspondant. Il y a manifestement une corrélation entre l'amplitude de la source et sa

(a) Données brutes : Tir n°1 à 120 kHz (b) Données après prétraitements : Tir n°1 à 120 kHz 

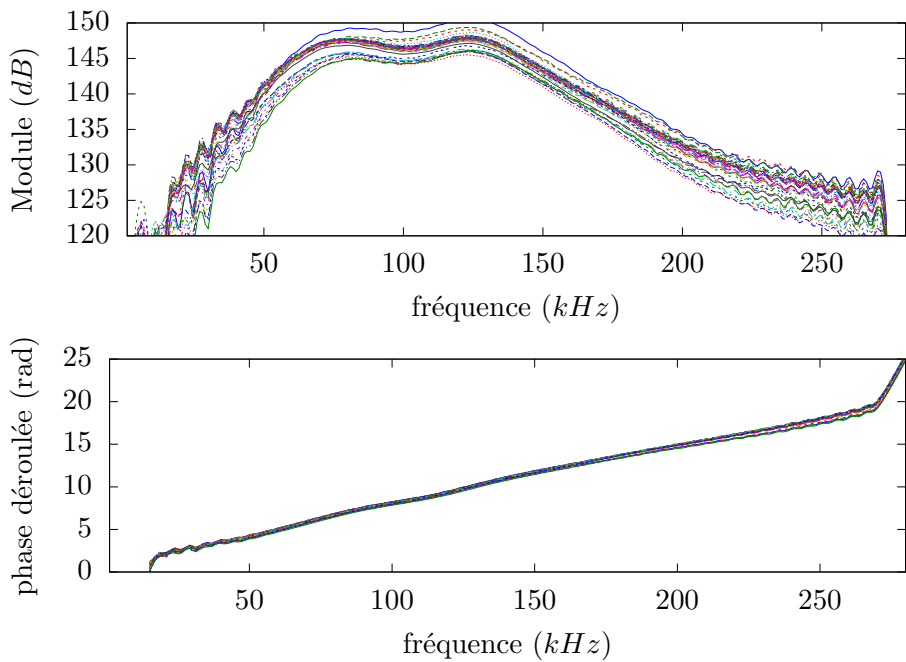
(c) FFT du tir n°1

(d) Diagramme de dispersion

FIG. 5.1 – Données ultrasonores obtenues sur le milieu à trois couches à 120 kHz . (a) données brutes (b) données après prétraitements (c) module de la FFT de chaque trace (d) le diagramme de dispersion (dispositif 170 mm loin de l'inclusion). L'inclusion ovale est située entre les offset 60 et 80 mm . On distingue vers 0.05 ms les réflexions des ondes P par les interfaces des couches inférieures, et vers 0.11 ms les réflexions des ondes S sur ces mêmes interfaces. Une diffraction de l'onde de surface par l'inclusion ovale de faible amplitude est également observée à partir de la position de l'inclusion. Une petite diffraction de l'onde de volume est également visible vers 0.075 ms au niveau de l'inclusion. L'onde de surface n'est pas dispersive au-dessus de 30 kHz .



(a) Ondelettes sources inversées - signaux temporels



(b) Ondelettes sources inversées - Module et phase de la FFT

FIG. 5.2 – Résultat de l'inversion de l'ondelette source pour chacun des 37 tirs. La variation maximale est de l'ordre de $0.5 \mu s$ sur les temps d'arrivés, et de l'ordre de $5 dB$ en amplitude. Les extrêmes correspondent aux tirs aux extrémités du modèle.

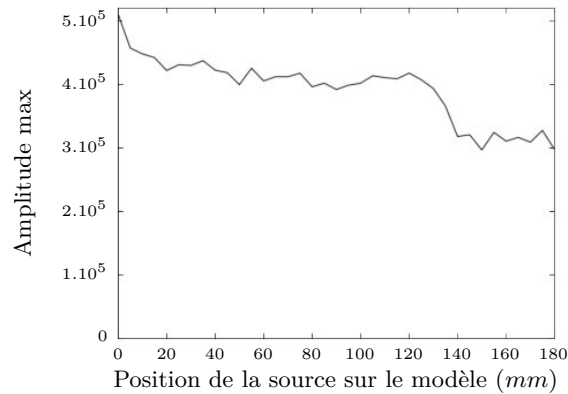


FIG. 5.3 – Amplitude maximale de chacune des 37 ondes sources inversées en fonction de la position sur le modèle du point de tir correspondant. L'amplitude de la source décroît lentement avec la position, puis chute d'environ 20 % entre 120 et 140 mm.

position sur le modèle. Cette variation d'amplitude peut être liée à la variabilité de la source ultrasonore ou à la variation locale de son contact avec le modèle réduit. Cette observation montre qu'il va être intéressant lors de l'inversion des paramètres du milieu, d'utiliser dans le problème direct, une fonction source différente pour chacun des tirs. Dans la suite, nous inversons donc un paramètre source pour chacun des tirs.

Une ondelette source moyenne est ensuite utilisée pour le calcul des sismogrammes synthétiques (source en $x = 0$) représentés sur les figures 5.4 et 5.5. La figure 5.4 a représente la composante verticale du champ enregistré par le dispositif d'acquisition à la surface du modèle initial lissé, et la figure 5.4 b à la surface du modèle exact. La figure 5.4 c est obtenue par la différence entre les sismogrammes issus des modèles exact et lissé. À partir du modèle exact, on retrouve bien les différentes arrivées observées expérimentalement (figure 5.1 b) : diffraction de l'onde de surface et de l'onde P par l'inclusion, réflexion P et S sur les interfaces des couches profondes, et aux plus grands offsets, on commence à distinguer la réfraction sur ces mêmes interfaces. Sur le sismogramme obtenu avec le modèle lissé, aucune réflexion ou diffraction n'est observée puisqu'aucune interface franche n'existe. En revanche, le début de l'onde réfractée est toujours visible. La différence entre ces deux sismogrammes montre clairement des réflexions d'onde P et d'onde S sur les interfaces profondes ainsi que des multiples et des conversions. Toutefois, différencier les réflexions liées à chacune des deux interfaces des arrivées résultantes de conversions de modes semble difficile en raison de la proximité des différentes arrivées. Les diffractions générées par l'inclusion sont bien visibles, mais la plus nette manifestation de son influence est toutefois l'effet provoqué sur l'amplitude de l'onde de surface en aval de l'inclusion. Des observations similaires peuvent être faites sur la composante horizontale enregistrée en surface (figure 5.5). Cependant, certaines des arrivées, notamment des réflexions S d'ondes P et S, sont plus visibles aux offsets proches que sur la composante verticale. Certains événements y sont d'amplitudes plus faibles, par exemple, les réflexions P-P ne sont quasiment plus visibles en incidence verticale.

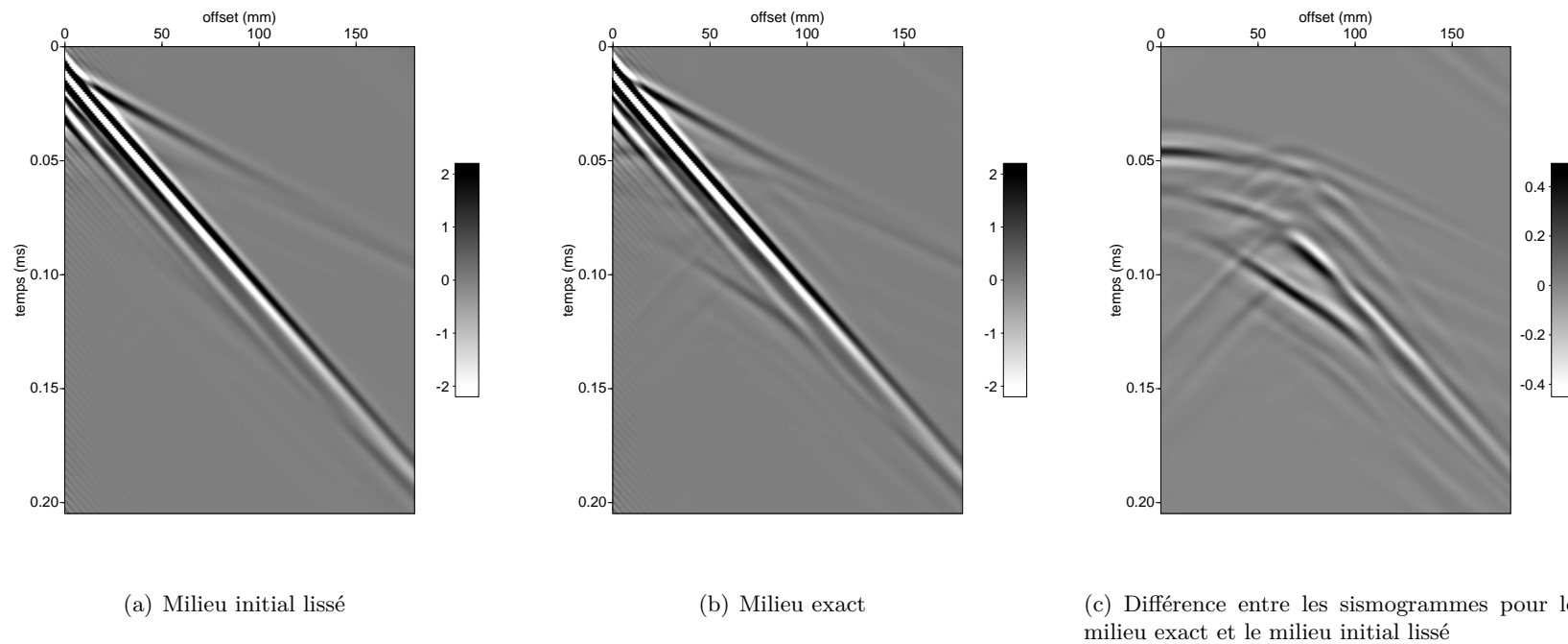


FIG. 5.4 – Sismogrammes synthétiques calculés à 120 kHz avec l'ondelette source inversée : (a) pour le milieu initial lissé (b) pour le milieu exact (c) différence entre (b) et (a) - Composante verticale V_z

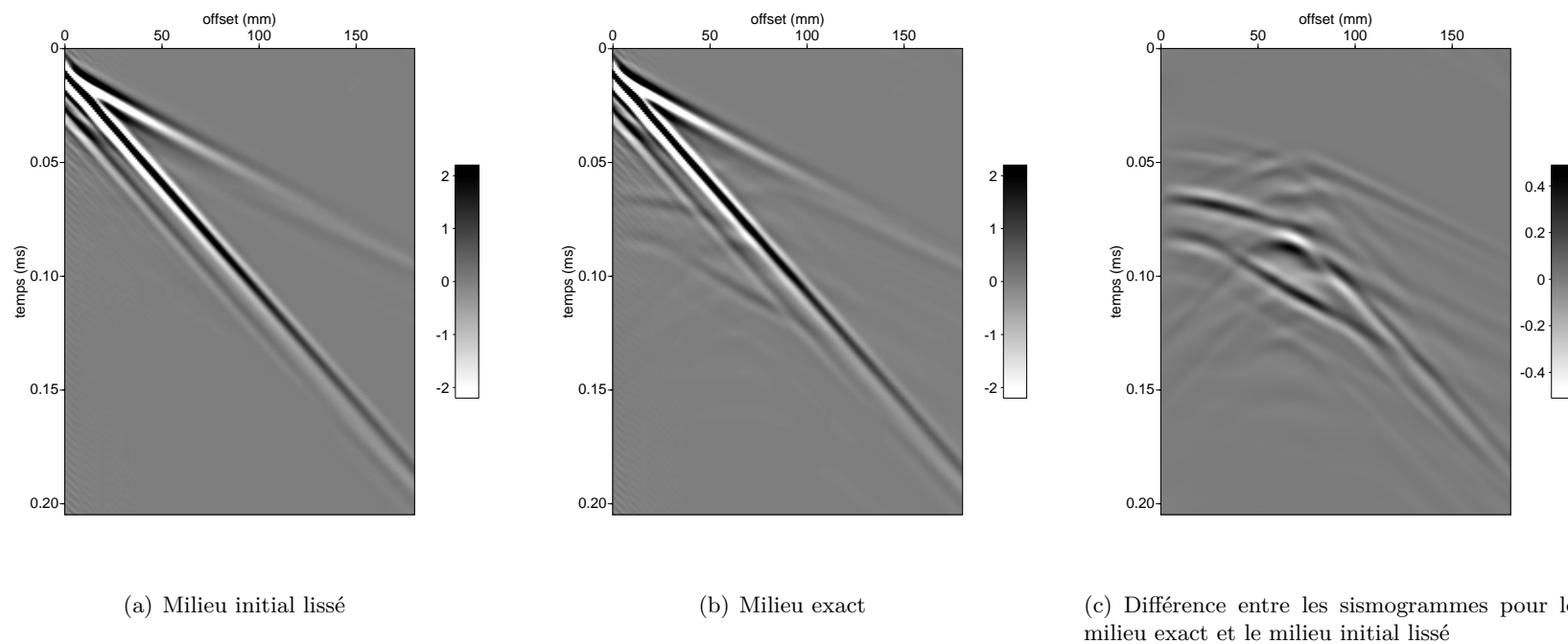


FIG. 5.5 – Sismogrammes synthétiques calculés à 120 kHz avec l'ondelette source inversée : (a) pour le milieu initial lissé (b) pour le milieu exact (c) différence entre (b) et (a) - Composante horizontale V_x

L'observations de ces sismogrammes synthétiques permet de se rendre compte de l'important nombre d'événements présents dans les résidus, même pour un milieu aussi simple. Cela met donc en évidence la richesse des informations contenues dans les données qui est délaissée par les méthodes classiques. Remarquons d'ailleurs qu'avec un tel dispositif d'acquisition, ni la sismique réfraction, ni l'inversion de la dispersion des ondes de surface, ni la sismique réflexion ne permettraient d'imager correctement les couches profondes puisque les données ne présentent ni réfractions, ni dispersion de l'onde de surface, et que les réflexions sont trop rapprochées les unes des autres, et sont masquées par l'onde de surface. La diffraction de l'onde de surface par l'inclusion est bien visible, mais difficilement interprétable directement en terme de position et propriétés mécaniques. De plus, les diffractés des ondes P sont d'amplitudes très faibles, et la réflexion de l'onde S et les conversions P-S, pourtant d'amplitudes élevées, ne sont habituellement pas prises en compte par les méthodes classiques.

Le sismogramme synthétique de la figure 5.4 b est parfaitement cohérent avec les données ultrasonores de la figure 5.1 b : même si la présence de bruit masque partiellement certaines arrivées, les mêmes événements y sont observés, et les amplitudes coïncident. Le modèle numérique et les données ultrasonores doivent donc pouvoir être utilisés dans l'inversion pour la détermination des paramètres du milieu. Notons toutefois que les ondelettes sources ont été ici déterminées à partir du modèle de paramètres du milieu parfaitement connu, ce qui n'est bien évidemment pas le cas lorsque l'inversion de la source est utilisée préalablement à l'inversion des paramètres mécaniques du milieu. Lors de l'application de l'inversion des formes d'ondes aux données réelles dans la suite de ce chapitre, nous inverserons le paramètre source pour chacun des tirs, à chaque itération à partir du modèle de paramètre déterminé à l'itération précédente.

5.2.1.c Cartes en fréquences et résidus

Nous proposons à présent d'observer les résidus entre les champs calculés pour le milieu exact et le milieu initial lissé pour quatre fréquences (30, 54, 93 et 190 kHz), d'après les cartes représentant la partie réelle des composantes verticales et horizontales du champ d'ondes élastique monofréquentiel généré par le point de tir en $x = 0$ (figures 5.6 à 5.9 : (a) et (b) milieu initial lissé, (c) et (d) milieu exact, (e) et (f) résidus). L'observation de ces résidus est intéressante puisqu'elle permet de voir quelles sont les diffractés et les modifications du champ qui sont présentes dans le milieu et dans les données collectées en surface, quelles sont leurs origines, ou encore sur quelle composante et à quelle distance de la source et avec quel poids sont elles enregistrées. L'observation des résidus monofréquentiels apporte une information différente des résidus temporels représentés sur les figures 5.4 c et 5.5 c, puisque les résidus temporels correspondent à la somme de tous les résidus fréquentiels. De plus ce sont les résidus monofréquentiels que nous utilisons dans l'inversion, cette représentation permet donc de voir exactement quelle information est présente en surface pour chaque fréquence.

Rappelons que l'inclusion est située entre 13 et 18 mm de profondeur, entre les offsets 60 et 80 mm , et que les interfaces des couches profondes sont respectivement à 35 et 40 mm .

Comme dans le cas de la cavité en milieu homogène, on peut voir pour les quatre fréquences les ondes de Rayleigh se déplaçant en surface (principalement sur la composante V_z).

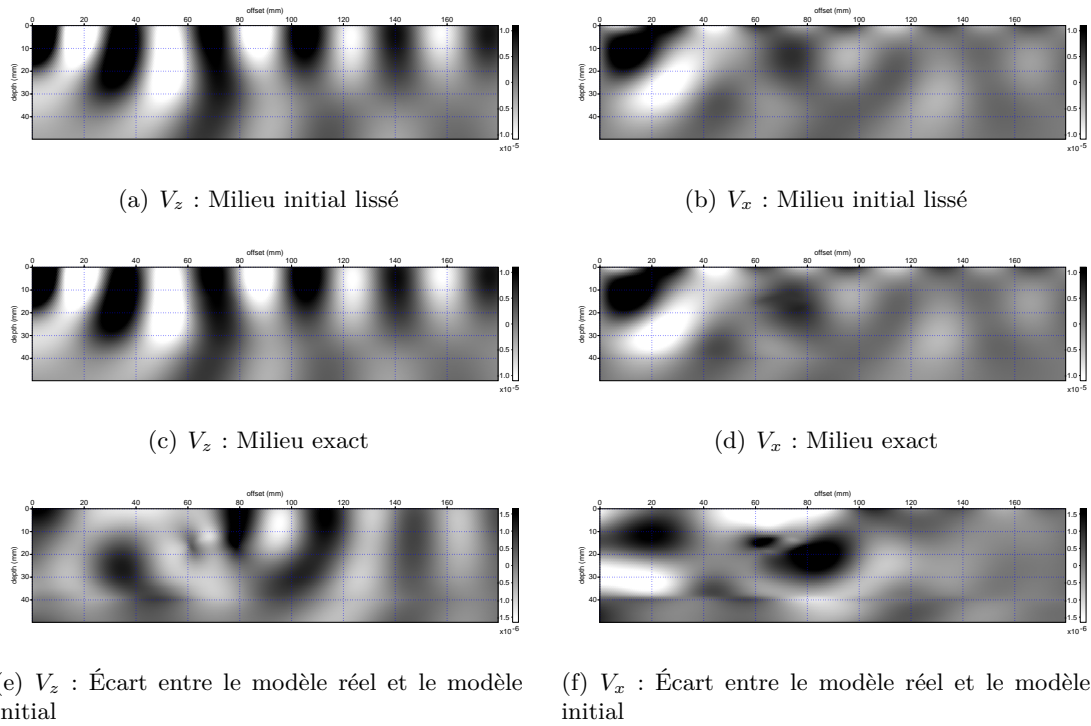


FIG. 5.6 – Composante verticale (gauche) et horizontale (droite) de la partie réelle du champ à 30 kHz . $\lambda_P/2 = 38.\text{ mm}$ - $\lambda_S/2 = 18.\text{ mm}$

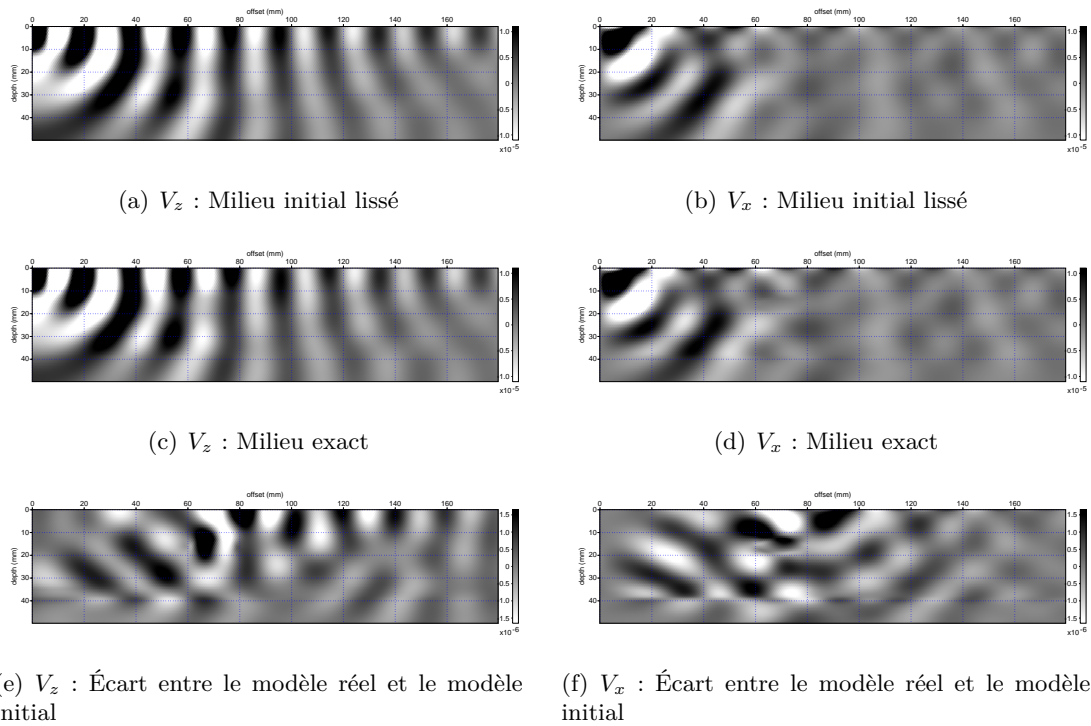


FIG. 5.7 – Composante verticale (gauche) et horizontale (droite) de la partie réelle du champ à 54 kHz . $\lambda_P/2 = 21.3\text{ mm}$ - $\lambda_S/2 = 10.0\text{ mm}$

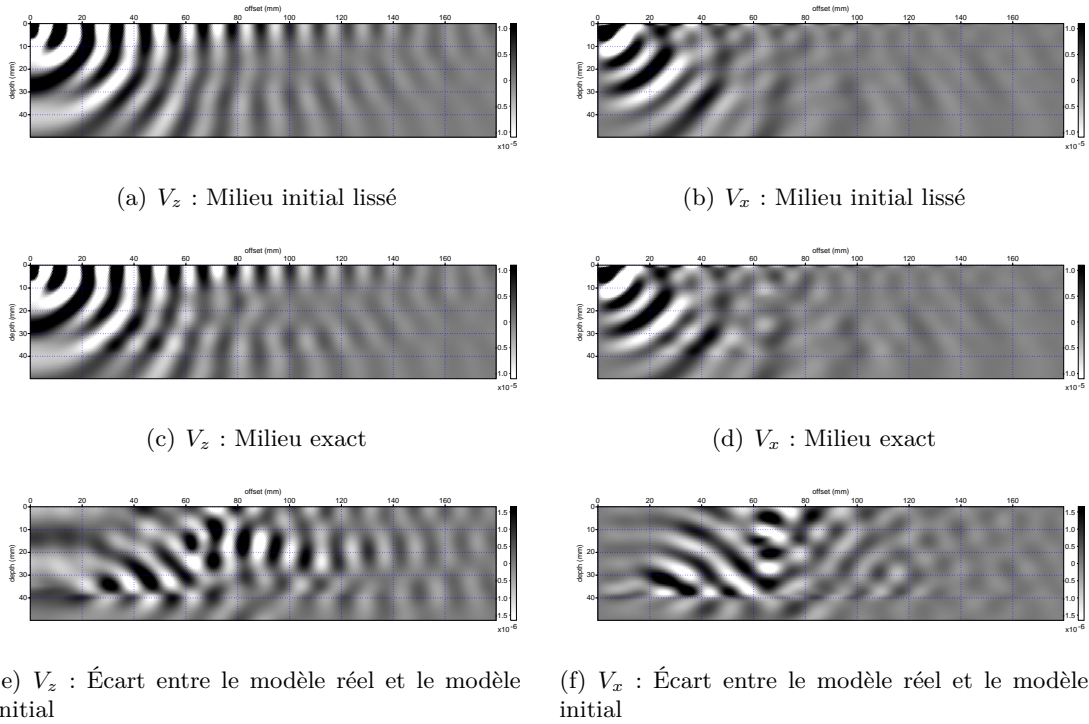


FIG. 5.8 – Composante verticale (gauche) et horizontale (droite) de la partie réelle du champ à 93 kHz . $\lambda_P/2 = 12.3\text{ mm}$ - $\lambda_S/2 = 5.8\text{ mm}$

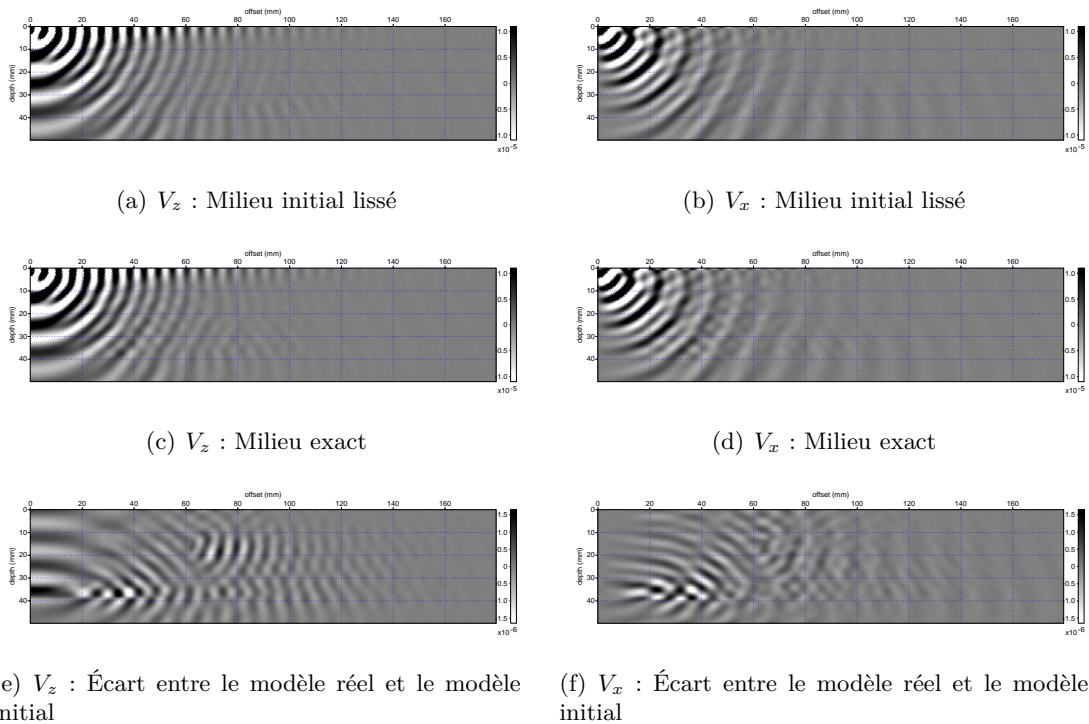


FIG. 5.9 – Composante verticale (gauche) et horizontale (droite) de la partie réelle du champ à 190 kHz . $\lambda_P/2 = 6.1\text{ mm}$ - $\lambda_S/2 = 2.8\text{ mm}$

On voit également la déformation du champ liée au gradient de vitesse dans le milieu : par exemple, on voit clairement sur les figures 5.7 a et c qu'aux plus grandes profondeurs, les fronts d'ondes divergent vers les plus grands offsets puisque les vitesses sont plus élevées dans les couches profondes que dans les couches superficielles. Aux plus hautes fréquences, comme sur la figure 5.9, on voit même une rupture dans le champ au niveau de l'interface à 40 mm de profondeur. L'influence de l'interface à 35 mm n'est par contre pas évidente, en raison du contraste plus faible du milieu intermédiaire avec le milieu supérieur ($R \approx 0.2$).

Ces cartes sont plus difficilement interprétables que celles présentées dans le chapitre 4 en raison du nombre et de la complexité des événements, et des contrastes plus faibles, mais on peut tout de même observer les diffractions sur les résidus. À la différence du comportement de la cavité, un champ se propage cette fois à l'intérieur de l'inclusion (par exemple figure 5.8). En dessous de 50 kHz , par exemple sur la figure 5.6, l'inclusion interagit essentiellement avec les ondes de surface et les résidus en surface contiennent essentiellement des diffractions d'onde de surface, tandis que pour les fréquences plus élevées (figure 5.9), les résidus sont uniquement constitués d'ondes de volume réfléchies et transmises par l'inclusion qui parviennent à la surface. Les résidus en surface à toutes les fréquences contiennent à la fois une information provenant de l'inclusion et des interfaces profondes, bien que les basses fréquences semblent dominées par les diffractions de l'inclusion, et les hautes fréquences plutôt dominées par les diffractions venant des couches profondes. Cette remarque peut sembler contradictoire avec le fait que les ondes arrivant de plus profond doivent être plus atténuées, mais est en fait justifiée par le fait que les résidus basses fréquences sont dominés par l'activité des ondes de surface.

D'autre part, on voit clairement à toutes les fréquences que l'information contenue dans les résidus en surface suivant la composante V_z ou V_x se manifeste très différemment, même si les deux composantes véhiculent des informations en grande partie redondantes.

5.2.2 Inversion de données synthétiques

L'inversion de données synthétiques générées par l'algorithme de modélisation utilisé pour l'inversion va nous permettre de prédire comment va se comporter l'inversion des formes d'ondes élastiques sur notre milieu pour des données optimales, sans bruit et sans erreur de mesure. Nous pourrions ainsi évaluer quel est le résultat optimal que nous pouvons espérer obtenir avec les données expérimentales, et s'en servir de référence.

Les 14 fréquences données dans le tableau 5.1 sont inversées séquentiellement. La première fréquence est choisie comme étant la fréquence des données expérimentales la plus basse contenant du signal : 29 kHz . Les fréquences suivantes sont choisies de manière à être environ deux fois plus nombreuses que ce que recommande le critère de Sirgue (équation (4.6) paragraphe 4.3.1.a).

5.2.2.a Inversion séquentielle sans régularisation

Utilisant la même approche que pour l'imagerie de la cavité, la recherche de la solution est réalisée par la méthode du gradient conjugué, préconditionné par la diagonale du Hessien

f (kHz)	29.	34.	39.	44.	49.	54.	63.	73.	83.	93.	107.	122.	137.	156.
$\lambda_P/2$ (mm)	39.3	33.7	29.5	26.1	23.6	21.4	18.1	15.7	13.9	12.4	10.7	9.4	8.4	7.3
$\lambda_S/2$ (mm)	18.4	15.8	13.8	12.3	11.0	10.1	8.5	7.4	6.5	5.8	5.0	4.4	4.0	3.5

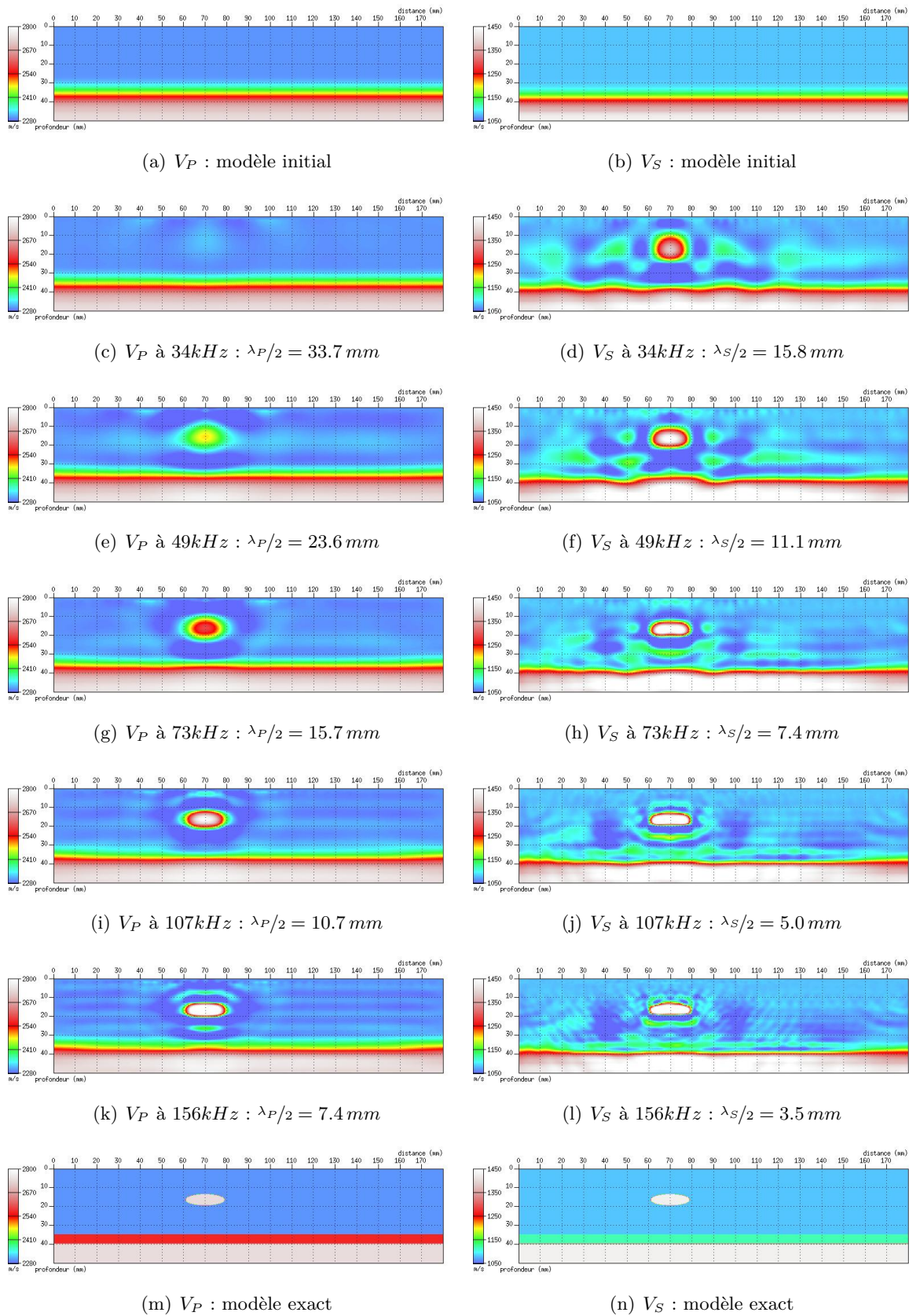
TAB. 5.1 – Liste des fréquences inversées dans le modèle à trois couches, et demi longueurs d'onde correspondantes dans le milieu encaissant supérieur.

approché. Habituellement, le gradient est filtré en nombre d'onde ou lissé (Sirgue, 2003; Ravaut et al., 2004) de manière à réduire les plus hauts nombres d'onde du gradient tout en conservant les plus bas nombres d'onde. Ce type de régularisation, de la même manière que l'inversion séquentielle en partant des plus basses fréquences, permet de limiter le nombre de minimums secondaires de la fonction coût, et ainsi réduire le risque de converger vers un minimum local. Cependant, nos tests réalisés sur ce modèle en utilisant des lissages gaussiens du gradient et du Hessien plus ou moins forts ont montré qu'un lissage trop important peut également conduire à un minimum secondaire. Les raisons exactes de l'augmentation de l'instabilité de l'inversion avec le lissage du gradient, en particulier pour les plus basses fréquences, restent aujourd'hui obscures. Nous supposons que comme les résidus contiennent principalement l'information sur les longueurs d'onde très grandes devant les hétérogénéités, un lissage trop fort conduit à interpréter plusieurs zones à différentes vitesses comme à milieu unique à une seule vitesse, par conséquent d'autant plus éloigné du modèle réel que le lissage est important. Des études complémentaires seront nécessaires pour éclaircir ce point. Après plusieurs essais, nous avons finalement observé que les lissages les plus faibles donnent les meilleurs résultats. Dans la suite, le lissage est régulier dans le modèle, indépendant de la fréquence et de la vitesse locale, et réalisé au moyen d'une gaussienne de longueur de corrélation de 1 mm, ce qui revient pratiquement à ne pas modifier le gradient, compte tenu des grandes longueurs d'onde mises en jeu et des dimensions caractéristiques des cellules de la grille de volumes finis. Aucune autre régularisation ou pondération n'est employée pour le moment.

5 itérations sont suffisantes pour une décroissance significative de la fonction coût.

Les modèles de paramètres V_P et V_S inversés pour quelques-unes des fréquences sont représentés sur la figure 5.10. Les modèles donnés en (a) et (b) représentent les modèles de départ, et (m) et (n) les modèles exacts. Notons que la première fréquence représentée (34 kHz) n'est pas la première fréquence inversée (29 kHz), mais la seconde.

Dès les premières fréquences (< 40 kHz), le modèle en V_S est mis à jour grâce à l'information véhiculée par les ondes de surface, tandis que le modèle en V_P est peu amélioré en raison des trop grandes longueurs d'onde P. De petits artefacts apparaissent d'ailleurs latéralement en V_S de chaque côté de l'inclusion (figures 5.10 d et f). Les extrémités latérales du modèle (distance < 20 mm et > 160 mm) sont moins bien mises à jour puisque la couverture de ces zones par le dispositif d'acquisition y est incomplète, tout particulièrement pour V_S . L'ajout des hautes fréquences réduit les artefacts, met également à jour l'image de l'inclusion en V_P , et augmente progressivement le degré de détail des images des deux paramètres. Les longueurs d'onde S étant environ deux fois plus petites que les longueurs d'onde P, la résolution pour une même fréquence est bien évidemment deux fois plus élevée avec V_S qu'avec V_P . À

FIG. 5.10 – Inversion séquentielle de V_P et V_S - données synthétiques

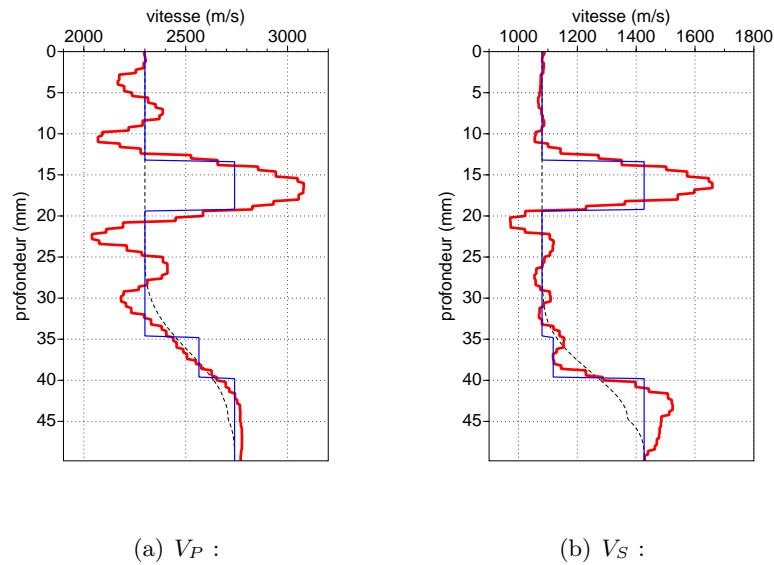


FIG. 5.11 – Profils de vitesses verticaux à 156 kHz passant par le centre de l’inclusion - données synthétiques avec dispositif d’acquisition complet (pointillés noirs : modèle initial, trait fin bleu : modèle exact, trait épais rouge : modèle inversé à 156 kHz)

longueur d’onde équivalente, la résolution est comparable entre V_P et V_S , et les images sont comparables (par exemple figures 5.10 h et k).

L’interface la plus profonde est parfaitement détectée par V_S , et les propriétés du 3ème milieu (en blanc sur les modèles) sont bien déterminées, comme l’attestent les profils de vitesses verticaux passant par l’inclusion représentés figure 5.11. La couche intermédiaire (en vert sur les modèles) est en revanche moins bien imagée, ce qui n’est pas surprenant puisque le contraste en V_S avec le milieu supérieur (en bleu sur les modèles) est d’à peine 40 m.s^{-1} , et que la résolution théorique à la fréquence 156 kHz , d’environ 3.5 mm , est proche de l’épaisseur de cette couche (5 mm). Cette interface parvient toutefois à être partiellement détectée en V_S aux plus hautes fréquences (figure 5.10 j et l).

En V_P , les zones profondes du modèle sont peu mises à jour par l’inversion, même à 156 kHz . Mais la résolution des ondes P à cette fréquence est relativement mauvaise (environ 7.5 mm), et l’image des couches profondes pourrait probablement être améliorée par l’injection dans le problème de données à des fréquences plus élevées. Toutefois, à ces mêmes fréquences, l’inclusion rigide ellipsoïdale est bien reconnue, malgré la présence de quelques oscillations au-dessus et en dessous.

Quantitativement, le paramètre V_S est bien évalué dans l’ensemble du modèle, à l’exception des zones situées à proximité des contrastes les plus élevés, comme à l’intérieur et autour de l’inclusion, ou à proximité des interfaces. Cela se voit également sur le profil de vitesse figure 5.11 b : la vitesse maximale dans l’inclusion est surévaluée de plus de 200 m.s^{-1} (50 % de la perturbation de vitesse réelle), et dans la couche profonde d’environ 100 m.s^{-1} (25 %), tandis que la vitesse dans le reste du milieu reste proche des vitesses réelles.

A fortiori sur V_P , de fortes oscillations liées à l'approximation harmonique et l'inversion monofréquentielle subsistent même après l'inversion des plus hautes fréquences, et contribuent à l'erreur d'évaluation quantitative des paramètres (figure 5.10 k). Sur le profil de vitesse figure 5.11 a, on voit que la vitesse dans l'inclusion est surévaluée de 300 m.s^{-1} (75 % de la perturbation réelle) et des oscillations d'environ 200 m.s^{-1} subsistent de part et d'autre de l'inclusion. Les couches profondes ne parviennent cependant pas à être imagées.

Les oscillations engendrées par la présence de l'inclusion perturbent également l'imagerie des interfaces profondes directement en dessous de l'inclusion (figures 5.10 e et f), cependant, l'ajout des hautes fréquences et l'augmentation de la résolution associée viennent corriger l'essentiel des déformations figures 5.10 k et l).

L'inversion d'un plus grand nombre de fréquences, voire de groupes de fréquences, comme il a déjà été discuté et comme le montre Gélis (2005), pourrait permettre de réduire ces oscillations, et par conséquent améliorer l'évaluation qualitative et quantitative, moyennant des durées de calculs plus importantes.

5.2.2.b Influence du dispositif de mesure

Nous avons déjà observé l'influence du dispositif d'acquisition sur la détection d'un vide circulaire, nous allons voir maintenant l'influence du dispositif sur l'imagerie quantitative du milieu. Jusqu'ici, nous avons inversé les données uniquement sur la composante verticale V_z . Nous procédons maintenant dans la même configuration que précédemment, à l'inversion de données suivant la composante horizontale V_x , puis en prenant en compte simultanément les deux composantes V_z et V_x . Les résultats sont comparés avec ceux obtenus avec seulement la composante verticale sur la figure 5.12.

Les résultats obtenus dans les trois configurations sont très proches, les amplitudes des perturbations de vitesse sont similaires (figures 5.12 g et h), ce qui montre que les deux composantes V_x et V_z contiennent les informations nécessaires pour imager l'ensemble du modèle. Toutefois, l'image obtenue avec la composante V_x seule (figures 5.12 c et d et courbes jaunes sur les profils) présente, par rapport à la composante V_z seule (figures 5.12 a et c et courbes bleues sur les profils), des artefacts légèrement plus forts en V_S et moins forts en V_P : l'effet le plus remarquable est la disparition dans l'image de V_P avec la composante V_x , des oscillations apparaissant parallèlement à la surface lors de l'utilisation de V_z (figure 5.12 c). Cette amélioration s'explique par le fait que les ondes P transmises et réfléchies pour les très grands angles d'incidence mis en jeu ici sont polarisées essentiellement suivant V_x (voir schéma 4.21).

L'utilisation des deux composantes simultanément (figures 5.12 e et f et courbes rouges sur les profils) diminue certaines des oscillations parasites, bien que le résultat soit plus proche de celui obtenu avec la composante V_z seule qu'avec la composante V_x seule. Les conclusions sont donc identiques à celles déjà tirées d'une telle comparaison sur le cas de la cavité en milieu homogène (paragraphe 4.3.3.a) : bien que la composante verticale contienne l'essentiel des informations nécessaires pour imager le milieu, l'utilisation conjointe des deux composantes pourrait apporter une information complémentaire permettant de diminuer les artefacts. Tou-

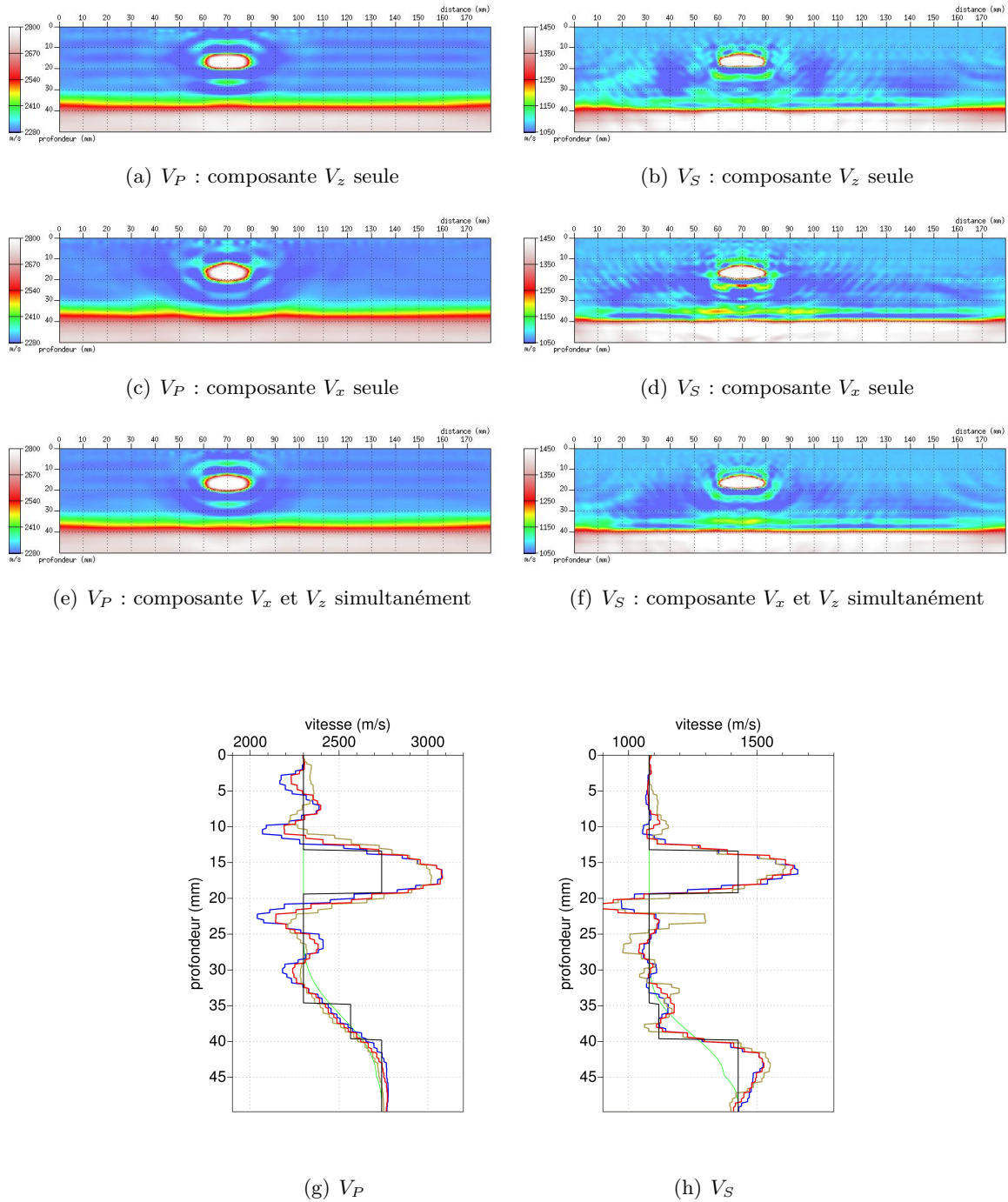


FIG. 5.12 – Influence de la composante du champ inversée (V_z, V_x) - Inversion séquentielle de 14 fréquences - Résultats à $156 kHz$. (a) à (f) : modèles de paramètres V_P et V_S , (g) et (h) : profils de vitesses verticaux passant par le centre de l'inclusion (vert : modèle initial, noir : modèle exact, jaune : V_x seule, bleu : V_z seule, rouge : V_x et V_z simultanément).

tefois, le poids des données étant plus faible suivant V_x que suivant V_z , une pondération des données en fonction de la composante et de l'offset pourrait être utile.

Notre banc de mesure ne permet pas à l'heure actuelle d'enregistrer la composante horizontale par interférométrie laser. La composante verticale seule donnant déjà des résultats satisfaisants, nous nous contenterons dans la suite des données suivant V_z uniquement.

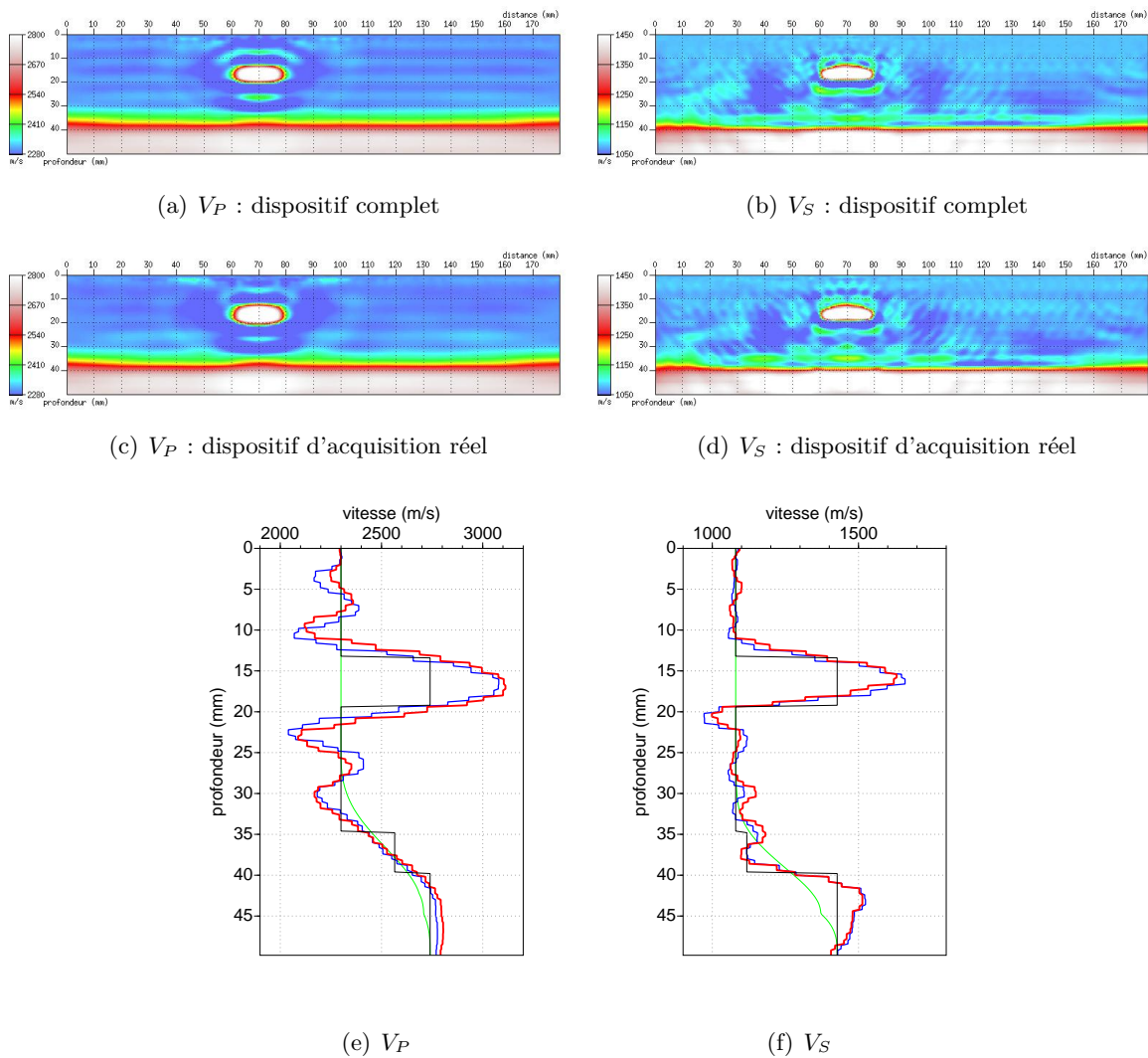


FIG. 5.13 – Inversion séquentielle de 14 fréquences - Résultat à 156 kHz avec et sans prise en compte des courts offset (vert : modèle initial, noir : modèle exact, bleu : dispositif complet, rouge : dispositif réel).

D'autre part, les données expérimentales que nous allons exploiter ne contiennent pas d'information prélevée aux proches offsets. Un même test d'inversion réalisé avec le dispositif d'acquisition correspondant au dispositif réel (figure 5.13) permet de montrer que l'absence

de cette partie des données a essentiellement comme influence la diminution de la résolution verticale de V_P , puisque la couverture en nombre d'onde est réduite. Reprenant la relation (4.1), on peut déterminer que la plus petite variation verticale λ_z qui peut être imagée avec V_P est donné par la relation :

$$\lambda_z = \frac{\lambda_P}{2} \sqrt{1 + \left(\frac{d_{max}}{z}\right)^2}. \quad (5.1)$$

C'est à dire qu'à 15 mm de profondeur, à 156 kHz dans notre milieu où $V_P = 2300 \text{ m.s}^{-1}$, on a $\lambda_z = \frac{\lambda_P}{2} = 7.4 \text{ mm}$ à l'offset nul, et $\lambda_z = 8.5 \text{ mm}$ dans le cas de notre dispositif d'acquisition réel où l'offset le plus petit pouvant être mesuré est de 10 mm.

En revanche, l'image de V_S n'est quasiment pas affectée, puisqu'elle dépend essentiellement d'ondes se propageant parallèlement à la surface, et que la couverture en nombres d'onde horizontaux pour les très grands angles d'incidence ne dépend que très peu des offsets (voir schéma 4.9).

5.2.2.c Régularisation

Brossier et al. (2009) montre que l'inversion élastique peut être stabilisée, et certains artefacts induits par la surface libre peuvent être supprimés en réduisant la non-linéarité du problème, par l'inversion de petits groupes de fréquences plutôt que des fréquences uniques, et en introduisant progressivement dans les données inversées les arrivées de plus en plus non-linéaires. La stratégie que propose Brossier et al. (2009) consiste à introduire dans le processus d'inversion tout d'abord les premières arrivées (réfractées) pour lesquelles le problème est le plus linéaire, dans un second temps les réflexions profondes des ondes de volume, et enfin les ondes de surface, les multiples et les conversions de modes arrivant plus tard et rendant l'inversion particulièrement instable par la plus forte non-linéarité du problème. La sélection temporelle dans le domaine fréquentiel des différentes arrivées peut être faite pour chaque fréquence ou groupe de fréquence par l'utilisation de fréquences complexes, principe que nous avons décrit dans le paragraphe 2.4.

Nous avons appliqué cette stratégie en inversant de petits groupes de fréquences ([29, 34, 39, 44], [49, 54, 63], [73, 83], [93, 107], [122], [137], [156] kHz) et en utilisant pour chaque groupe 4 coefficients d'atténuation¹ ($\gamma = 175, 100, 40, 0$) appliqués pour chaque trace à partir du début de la première arrivée.

Le résultat de l'inversion du premier groupe de fréquences, à l'issue de 5 itérations pour chacune des 4 fréquences complexes avec les coefficients γ est illustré sur les figures 5.14 a à h. L'évolution de l'image des paramètres V_P et V_S en fonction de la diminution du coefficient γ montre l'apport progressif à l'image fournie par l'inversion séquentielle des données en introduisant progressivement l'information de plus en plus tardive. Les données atténuées avec la première fréquence complexe contiennent presque seulement l'onde P directe et son interaction avec l'inclusion. Cette information est suffisante pour obtenir un début d'image

¹Ces coefficients d'atténuation correspondent à la partie imaginaire des fréquences complexes (c.f. paragraphe 2.4 et Brossier et al. (2009))

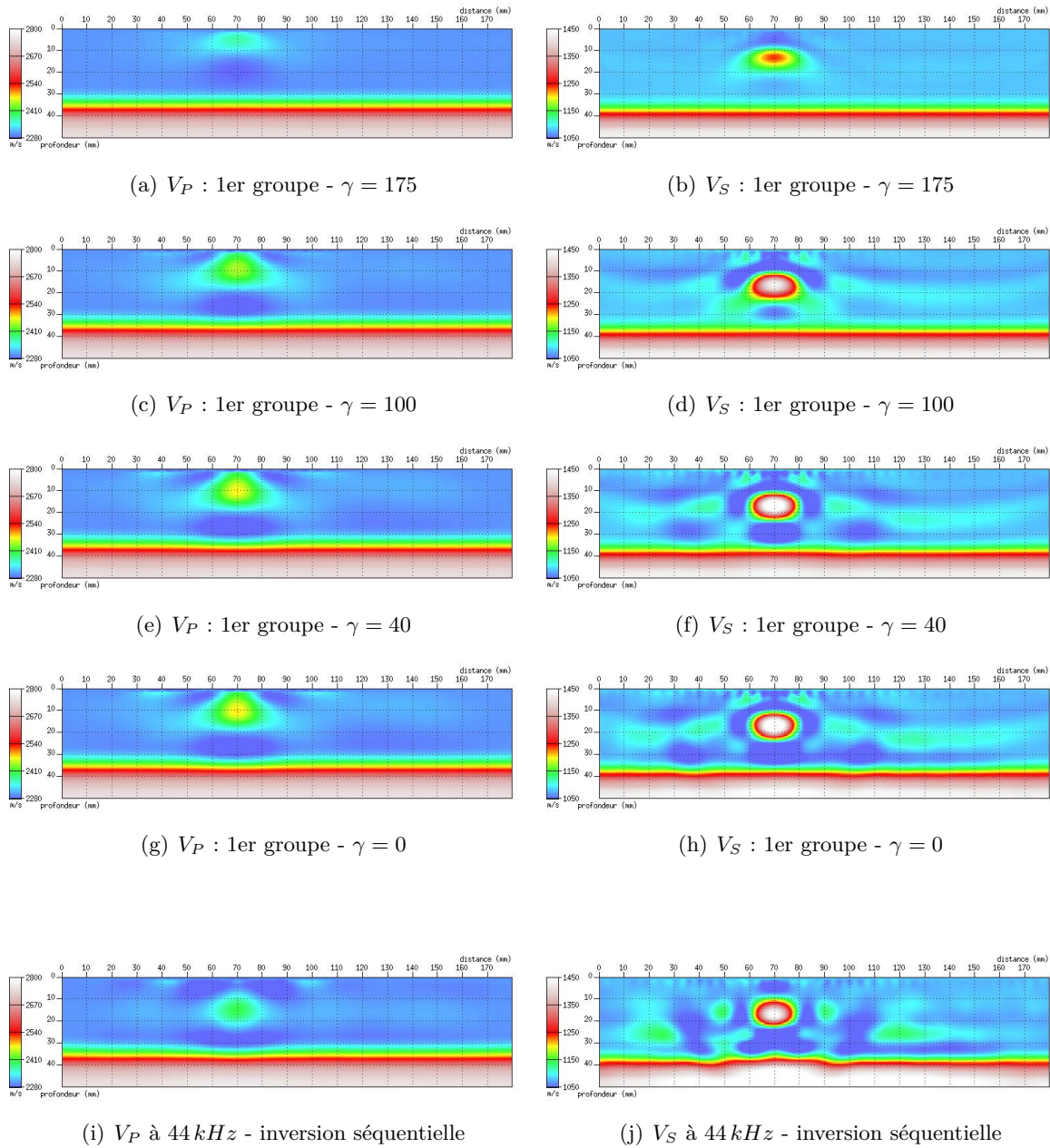


FIG. 5.14 – (a) à (h) : Inversion avec régularisation par inversion simultanée des 4 premières fréquences et inversion séquentielle de ce groupe de fréquence de données atténuées au moyen de 4 fréquences complexes - (i) et (j) : inversion séquentielle de ces mêmes 4 fréquences (29 – 34 – 39 – 44 kHz) sans fréquences complexes.

de l'inclusion pour V_P et V_S . Les fréquences complexes suivantes introduisent rapidement les ondes de surface, puisque dans notre cas, les réflexions et les ondes de surface sont superposées dans le temps. Pour comparaison, le résultat de l'inversion séquentielle de ces quatre mêmes fréquences (29, 34, 39, 44) sans utilisation des fréquences complexes est représenté sur les figures 5.14 i et j. Le résultat obtenu après inversion du groupe de fréquence et des 4 fréquences complexes n'est pas très éloigné du résultat d'inversion séquentielle de ces mêmes fréquences, sans fréquences complexes. L'amplitude de la perturbation retrouvée est plus élevée d'environ 15 % pour V_P et V_S , ce qui s'explique notamment parce que l'utilisation de 4 fréquences complexes implique 4 fois plus d'itérations. En V_S , la morphologie de l'inclusion est mieux déterminée, les oscillations parasites d'amplitudes moins élevées, et la forme de l'interface profonde plus précise avec l'utilisation des fréquences complexes et des groupes de fréquences, mais l'inclusion est positionnée en V_P à 5 mm trop haut. Les résultats obtenus à 156 kHz après l'inversion de toutes les fréquences suivant les deux stratégies sont comparés sur la figure 5.15. Les résultats obtenus avec les deux stratégies sont pratiquement similaires.

Les données de subsurface telles que celles que nous utilisons sont dominées par les ondes de surface, et les réflexions sont tellement proches les unes des autres, que les arrivées ne peuvent pas être bien séparées par de simples coefficients d'atténuation exponentiels. De plus, l'essentiel de l'information sur les interfaces et l'inclusion est contenue dans les ondes de surface et les réflexions des ondes S, les réfractées et les réflexions directes étant à peine visibles dans les données. Ceci explique que l'utilisation des fréquences complexes n'a qu'un apport très mineur dans cette configuration, alors qu'elle est indispensable dans le cas de la sismique profonde où les ondes sont bien séparées dans le temps (Brossier et al., 2009).

5.2.2.d Importance du facteur de qualité dans le problème direct

Lors de l'inversion de données réelles, nous risquons également d'être confrontés aux problèmes pouvant être causés par un mauvais choix des coefficients d'atténuation Q_P et Q_S dans le problème direct. Dans notre étude, ces paramètres sont ceux donnés dans le modèle initial lissé, mais ne sont pas mis à jour lors de l'inversion. L'erreur sur Q_P et Q_S persiste donc au fil des itérations et engendre une erreur des amplitudes des résidus. Les tests présentés dans la suite proposent d'observer l'effet sur l'image des paramètres V_P et V_S d'une erreur sur les facteurs Q_P ou sur Q_S utilisés dans le problème direct.

Pour cela, 4 tests d'inversion séquentielle des 14 fréquences sont réalisés en prenant respectivement pour le problème direct :

- $Q_{P_{\text{modélisé}}} = 0.5 * Q_{P_{\text{réel}}}$
- $Q_{P_{\text{modélisé}}} = 2 * Q_{P_{\text{réel}}}$
- $Q_{S_{\text{modélisé}}} = 0.5 * Q_{S_{\text{réel}}}$
- $Q_{S_{\text{modélisé}}} = 2 * Q_{S_{\text{réel}}}$

Les résultats d'inversion sont donnés figure 5.16. La première chose qui peut être observée est qu'une erreur suivant Q_P ou sur Q_S engendre des perturbations majoritairement sur l'image de V_S . L'erreur de 100 % sur Q_P génère sur V_P des perturbations à proximité du dispositif d'acquisition, notamment autour des sources, d'au maximum 5 % de la vitesse du milieu et de 10 % dans l'ensemble du modèle et une déformation des couches profondes sur

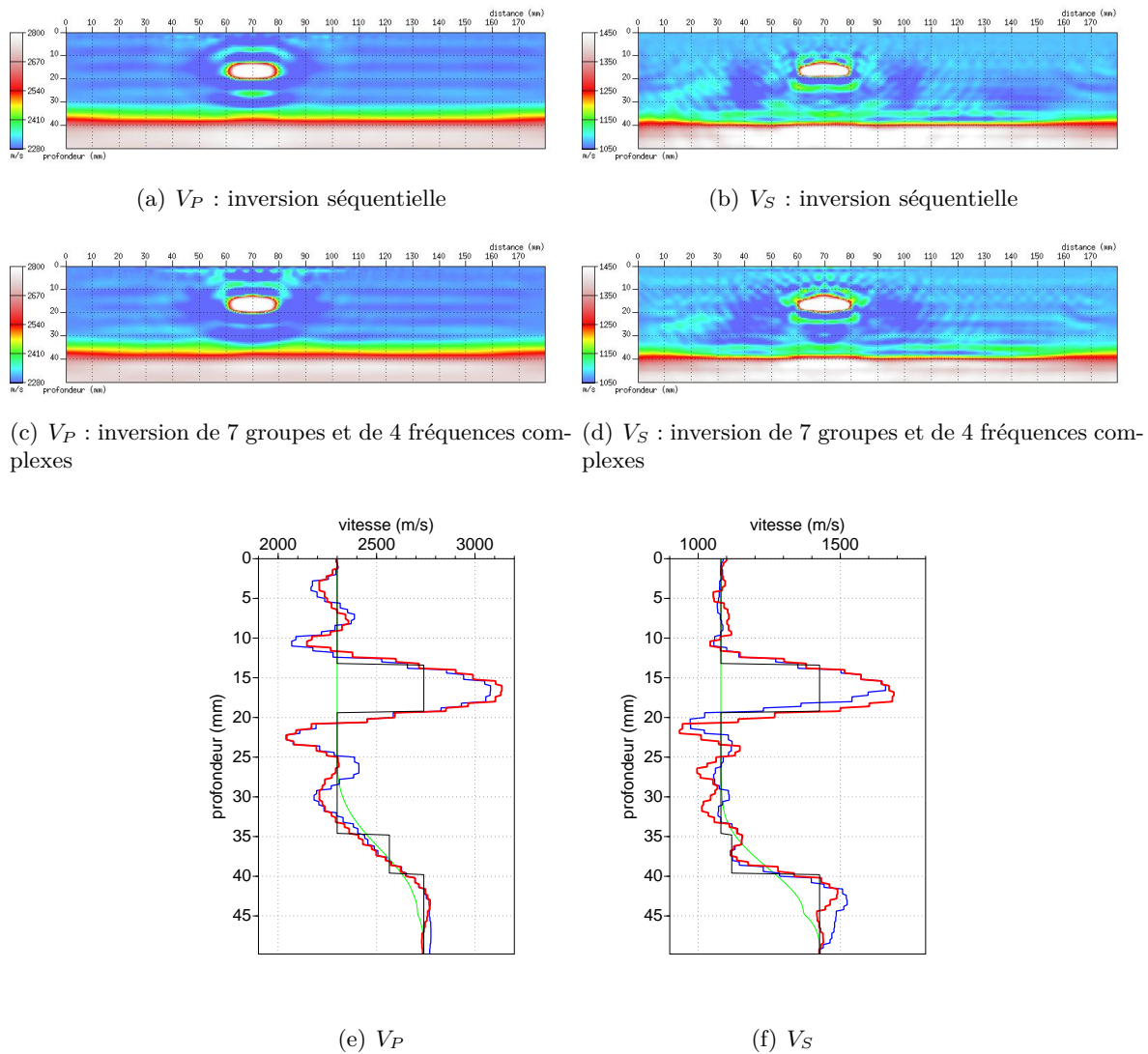
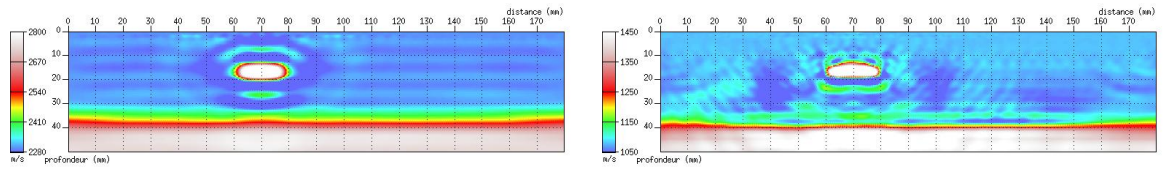


FIG. 5.15 – Résultat final de l'inversion des 14 fréquences par inversion séquentielle des 14 fréquences et par inversion séquentielle de 7 petits groupes de fréquences et de 4 fréquences complexes. (a) à (d) : modèles inversés à la dernière fréquence (156 kHz), (e) et (f) : profils de vitesses verticaux à 156 kHz (vert : modèle initial, noir : modèle exact, bleu : inversion séquentielle, rouge : inversion par groupes de fréquences et fréquences complexes)

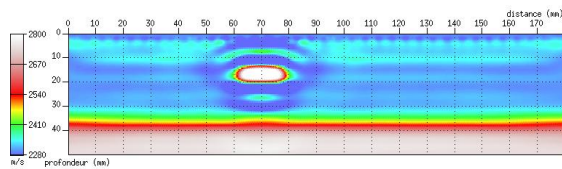
V_S . L'erreur de 100% sur Q_S génère des artefacts sur V_P à proximité de la surface d'environ 10% de la vitesse du milieu, et une erreur sur V_S dans l'ensemble du milieu pouvant aller localement jusqu'à 20% de la vitesse du milieu, et une déformation des couches profondes. L'erreur sur Q_S a donc nettement plus d'influence qu'une erreur sur Q_P , ce l'on peut expliquer par le poids important des ondes de surface et des réflexions S-S dans l'inversion lié à leurs amplitudes plus élevées que celles des ondes P.

Nous pouvons remarquer également que les perturbations apparaissent à proximité de la position des sources lorsque le facteur de qualité dans le problème direct est faux (par exemple

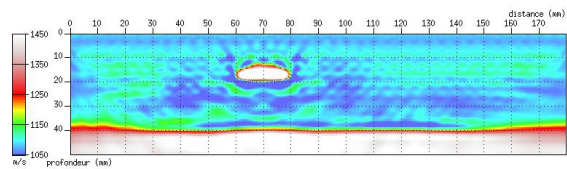


(a) V_P : $Q_{P_{modélisé}} = Q_{P_{réel}}$ et $Q_{S_{modélisé}} = Q_{S_{réel}}$

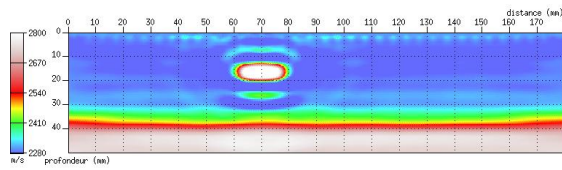
(b) V_S : $Q_{P_{modélisé}} = Q_{P_{réel}}$ et $Q_{S_{modélisé}} = Q_{S_{réel}}$



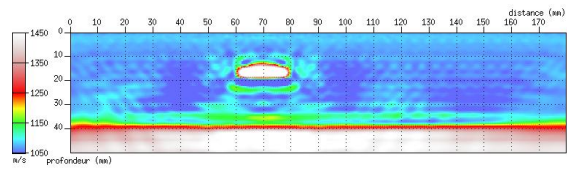
(c) V_P : lorsque $Q_{P_{modélisé}} < Q_{P_{réel}}$



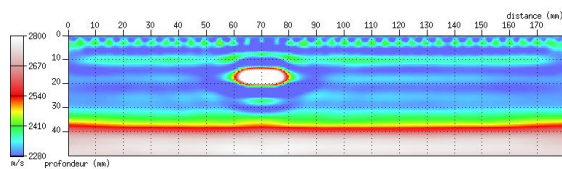
(d) V_S : lorsque $Q_{P_{modélisé}} < Q_{P_{réel}}$



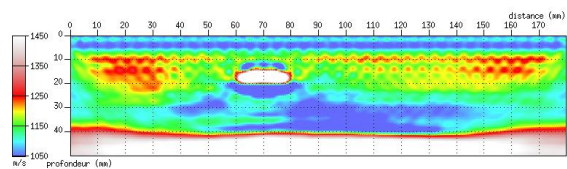
(e) V_P : lorsque $Q_{P_{modélisé}} > Q_{P_{réel}}$



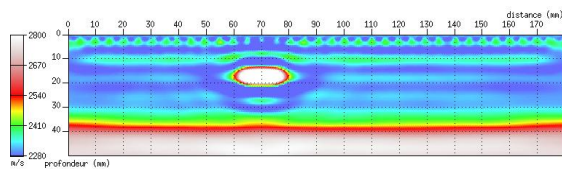
(f) V_S : lorsque $Q_{P_{modélisé}} > Q_{P_{réel}}$



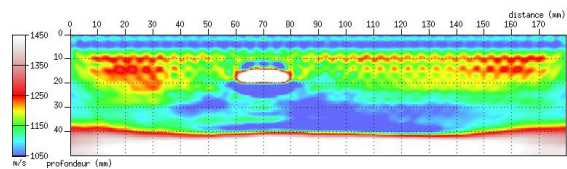
(g) V_P : lorsque $Q_{S_{modélisé}} < Q_{S_{réel}}$



(h) V_S : lorsque $Q_{S_{modélisé}} < Q_{S_{réel}}$



(i) V_P : lorsque $Q_{S_{modélisé}} > Q_{S_{réel}}$



(j) V_S : lorsque $Q_{S_{modélisé}} > Q_{S_{réel}}$

FIG. 5.16 – Influence de l'erreur sur l'atténuation modélisée - Inversion séquentielle de 14 fréquences - Résultat à 156 kHz

figure 5.16 g) ressemblent à celles observées lors de l'inversion des données expérimentales dans le cas des cavités (par exemple figure 4.46 g). Ces artefacts peuvent effectivement être occasionnés par des erreurs sur les amplitudes des données causées par une erreur d'estimation de l'atténuation dans le problème direct, ou même probablement par du bruit présent dans les données réelles.

5.2.2.e Bilan

Nous avons vu que dans le cas du milieu à trois couches étudié ici, une image du milieu peut être obtenue pour les deux paramètres V_P et V_S , avec les 14 fréquences que nous avons choisies, et en utilisant la seule composante verticale du champ V_z .

Toutefois, les couches profondes ne peuvent pas être imagées en V_P , la couche intermédiaire est seulement partiellement détectée en V_S et pas du tout en V_P . D'autre part, l'amplitude maximale de la perturbation de vitesse dans l'inclusion est surévaluée de 50 à 75 % et des oscillations parasites subsistent tout autour de l'inclusion et des couches profondes. La résolution théorique à la dernière fréquence inversée (156 kHz) est pour V_P $\lambda_P/2 = 7.4 \text{ mm}$, ce qui n'est pas suffisant pour imager parfaitement les interfaces au fond du modèle. De plus hautes fréquences permettraient probablement d'obtenir de meilleures estimations quantitatives des vitesses dans l'inclusion en V_P et V_S , et de réduire les oscillations.

Nous avons également vu que l'absence des plus courts offsets dans les données diminue sensiblement la résolution verticale en V_P . Dans le cas que nous étudions, la résolution verticale en V_P à 15 mm de profondeur passe de 7.4 mm à l'offset nul à 8.5 mm si le plus petit offset disponible est de 10 mm. La résolution en V_S et la résolution latérale en V_P ne sont pas affectées.

Nous avons également vu que pour le cas du milieu à trois couches où les ondes de volumes et les ondes de surface sont enregistrés à des temps très proches, l'utilisation de fréquences complexes et de groupes de fréquences comme le propose Brossier et al. (2009) n'améliore que très peu la qualité de l'imagerie. L'utilisation de fréquences complexes nécessitant des temps de calcul plus importants, nous avons choisi dans la suite de ne pas utiliser cette stratégie.

Enfin, nous avons vu que l'utilisation dans le problème direct d'un facteur de qualité éloigné du facteur de qualité réel génère des artefacts sur les images de V_P et V_S dans la zone superficielle du modèle, et une distorsion de l'image des zones les plus profondes sur V_S .

5.2.3 Inversion de données expérimentales contrôlées

5.2.3.a Inversion séquentielle de données réelles

L'inversion de données synthétiques nous a permis de prédire comment va se comporter l'inversion des formes d'ondes élastiques sur notre milieu pour des données idéales. Pour une stratégie d'inversion donnée, nous savons donc quelle qualité d'image nous pouvons obtenir. Les données issues du modèle réduit identique au modèle numérique que nous venons d'étudier vont maintenant nous permettre d'évaluer la robustesse de l'inversion pour une stratégie

d'inversion identique, pour une configuration de mesure identique, mais pour des données expérimentales bruitées. Cette approche doit normalement nous aider à évaluer quelle est la réaction de l'inversion en présence de bruit, à l'inversion d'une ondelette source en présence de données imparfaites, à l'inexactitude du modèle d'atténuation, ou encore à l'imperfection du modèle de propagation utilisé.

Les 14 fréquences utilisées précédemment, données dans le tableau 5.1, sont inversées séquentiellement, et les mêmes paramètres sont utilisés (gradient conjugué préconditionné, 5 itérations, lissage du gradient par une gaussienne de longueur de corrélation 1 mm). Chacune des 37 ondelettes sources est inversée indépendamment à chaque itération. La fréquence de départ est 29 kHz et le modèle initial est le même que celui utilisé pour l'inversion de données synthétiques. Les résultats de l'inversion des paramètres V_P et V_S pour quelques fréquences intermédiaires sont présentés dans la figure 5.17.

Dès les premières fréquences inversées, on voit apparaître des artefacts autour des positions des sources le long de la surface libre, ainsi qu'une surévaluation de V_P et V_S vers 10 mm de profondeur. À 34 kHz, le fond du modèle est mis à jour en V_S en s'éloignant fortement de la solution (figure 5.17 d). L'interface du milieu le plus profond est ensuite progressivement retrouvée grâce à l'apport des hautes fréquences, mais l'image biaisée donnée par l'inversion des premières fréquences (29 kHz, 34 kHz) laisse toutefois une empreinte forte sur le résultat final (figure 5.17 l) où l'image de la couche la plus profonde reste éloignée du milieu réel.

L'image obtenue pour V_P est peu affectée par ce phénomène, puisqu'aux premières fréquences (29 kHz, 34 kHz), les longueurs d'onde P sont trop grandes pour être sensibles aux hétérogénéités du milieu. L'image de inclusion et des zones profondes en V_P n'est améliorée qu'à partir d'environ 70 kHz, ce qui est plus élevé qu'avec les données synthétiques.

La forme et l'amplitude de la perturbation de vitesse de l'inclusion sont partiellement retrouvées en V_P et en V_S , comme l'attestent les profils de vitesses verticaux donnés par la figure 5.18. L'amplitude des perturbations dans l'inclusion est environ 20 % supérieure à la perturbation réelle en V_S , mais 20 % en V_P . Toutefois, l'inclusion est détectée à environ 3 mm en dessous de la position supposée dans le modèle.

Un objet rigide semble être également détecté en V_S (tache rouge vers l'offset 135 mm, profondeur 12 mm) aux premières fréquences inversées, mais disparaît avec l'amélioration de la résolution.

Pour les plus hautes fréquences, l'image en V_S est fortement dégradée par de nombreux artefacts. Plusieurs explications sont possibles. Les artefacts au niveau des sources peuvent avoir une influence sur le reste du milieu. D'autre part, à la fréquence 156 kHz, l'atténuation est forte, il se peut donc que seuls les plus courts offsets contiennent une information utilisable, les signaux aux lointains offsets étant de rapport signal sur bruit trop faible.

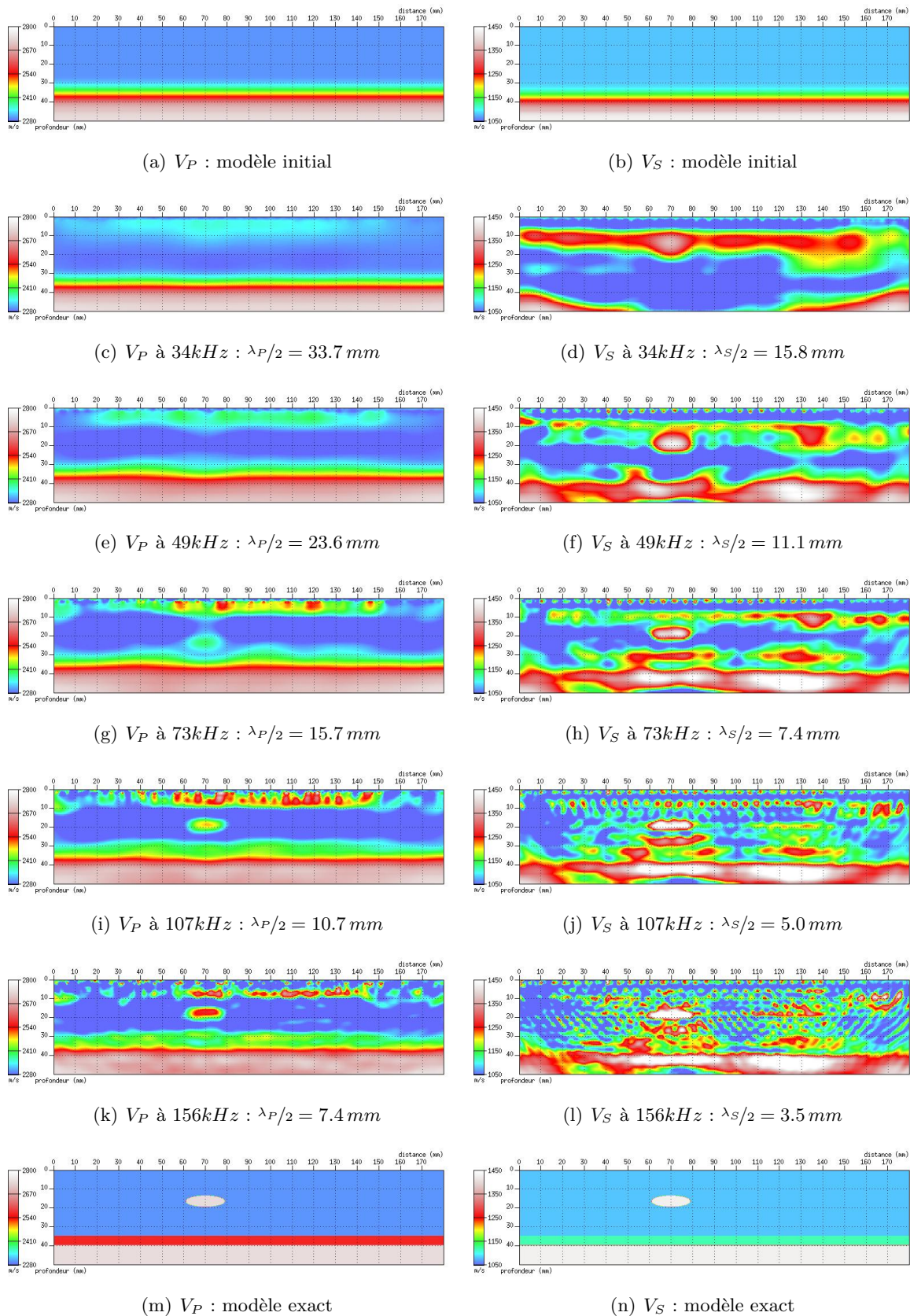


FIG. 5.17 – Inversion séquentielle de V_P et V_S sur le modèle à inclusion rigide à partir de $29 kHz$ - données ultrasonores

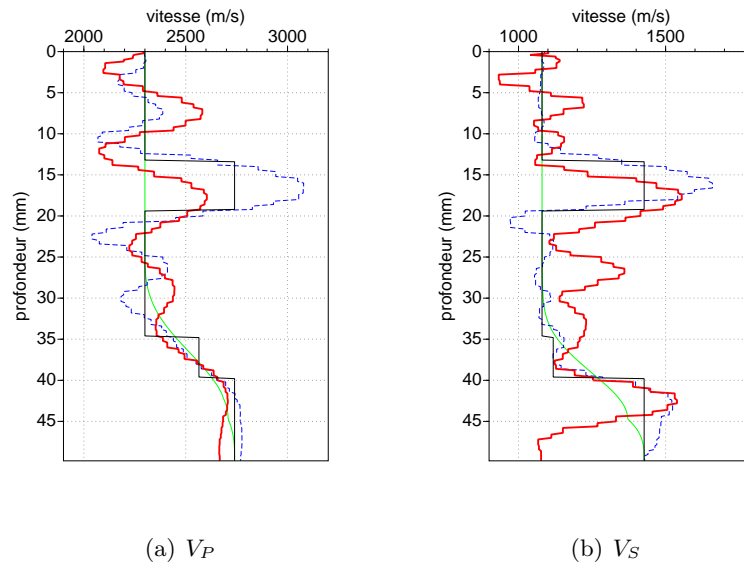


FIG. 5.18 – Profils de vitesses verticaux à 156 kHz passant par le centre de l'inclusion - trait fin vert : modèle initial, trait fin noir : modèle exact, tiret bleu : résultat de l'inversion de données synthétiques, trait épais rouge : résultat de l'inversion séquentielle de données ultrasonores

5.2.3.b Optimisation de la stratégie d'inversion

Ces premiers résultats montrent que les données expérimentales contiennent des éléments non présents dans les données synthétiques venant perturber significativement l'imagerie de plusieurs manières. Sur la figure 5.19, sont représentées les données dans le domaine fréquentiel pour chacune des fréquences inversées (et deux fréquences supplémentaires : 180 et 288 kHz). Nous y représentons le logarithme du module de la FFT pour chaque couple source-récepteur (sources en abscisses et récepteurs en ordonnées). La bande diagonale en bleu au centre correspond à la zone d'offsets proches de la source où aucune information n'est disponible. Les données les plus proches de la diagonale (en rouge) ont les plus fortes amplitudes. Le module de la FFT pour le seul tir n°1 ($x = 0$) est représenté sur la figure 5.20 en fonction du récepteur pour chaque fréquence inversée. Sur ces courbes, la ligne rouge à 30 dB représente le niveau de bruit (voir paragraphe 3.3.4). Les amplitudes des données décroissent significativement avec l'offset. Pour les données correspondant aux plus hautes fréquences, l'atténuation devient tellement forte que les données aux grands offsets sont noyées dans le bruit et deviennent inutilisables. On remarque par exemple, qu'à 180 kHz , pour une distance source-récepteur supérieure à 80 mm , les données sont noyées dans le bruit, ce qui a pour effet de réduire la couverture de l'image en nombres d'onde. De la même manière que nous avons calculé la résolution verticale sans les offsets proches dans le paragraphe 5.2.2.b, nous pouvons déterminer qu'à 15 mm de profondeur, la plus grande dimension verticale de l'image couverte à cette fréquence avec le paramètre V_P si le plus grand offset disponible est 80 mm au lieu de 180 mm , passe de 92 mm à 41 mm , tandis que la plus petite dimension verticale couverte est de 7.6 mm à l'offset nul, et est réduite à 9.1 mm si le plus petit offset disponible est de 10 mm .

De la même manière, le rapport signal sur bruit des données correspondant aux plus basses

fréquences (29 et 34 kHz) est plus faible, en raison de la baisse d'efficacité de la source ultrasonore à ces fréquences. Ces effets peuvent tout à fait être à l'origine des artefacts observés sur les couches profondes dans les images inversées (figure 5.17 d).

Un lissage plus important du gradient et du Hessien pourrait a priori aider à éviter la convergence vers un minimum local tel que nous l'observons à 34 kHz sur la figure 5.17 d, et réduire les petits artefacts observés aux plus hautes fréquences. Cependant, comme nous l'évoquions dans le paragraphe précédent (paragraphe 5.2.2), un lissage du gradient trop élevé peut également conduire à la convergence vers un minimum local. Le résultat d'inversion pour un lissage de longueur de corrélation de 4 mm permet effectivement de réduire les artefacts apparaissant autour des positions des sources, mais donne, comme l'illustre le résultat figure 5.21 à 34 kHz , une image erronée des couches profondes en V_S et conduit pour les plus hautes fréquences à un minimum secondaire.

Comme pour le cas de l'imagerie de la cavité, les artefacts situés autour du dispositif d'acquisition semblent avoir une influence importante sur l'imagerie des zones plus profondes. Il est impératif de pouvoir supprimer cette influence. Nous avons pour cela envisagé la même stratégie que celle utilisée pour l'imagerie de la cavité, consistant à ne pas inverser les cellules directement en contact avec le dispositif d'acquisition. Pour cela, 4 mm d'épaisseur directement sous la surface ne sont pas inversés. Les valeurs des paramètres sur 2 mm d'épaisseur directement en dessous du dispositif d'acquisition sont figées, les 2 mm restant sont soumis à l'application des mises à jour donnée par le gradient et le Hessien lissés (longueur de corrélation 1 mm). D'autre part, considérant les données à 29 kHz trop bruitées, nous commençons l'inversion à la fréquence 34 kHz . Le résultat est significatif, puisque le minimum local vers lequel l'inversion converge à partir de la fréquence 29 kHz est évité, et les couches profondes du modèle nettement mieux imagées de la plus basse à la plus haute fréquence en V_S , ainsi qu'en V_P (figure 5.22). Les artefacts autour du dispositif d'acquisition sont supprimés, les oscillations parasites situées vers 10 mm de profondeur, ainsi que dans l'ensemble du modèle sont réduits en V_P et en V_S . Les oscillations parasites résiduelles étant réduites, l'amplitude des perturbations dans l'ensemble du modèle est mieux déterminée (figure 5.23). L'interface de la troisième couche est parfaitement déterminée en V_S , et celle de la couche intermédiaire est partiellement détectée, malgré le très faible contraste avec le milieu supérieur. La morphologie de l'inclusion rigide est parfaitement déterminée, toutefois, sa position reste environ 3 mm plus profond que celle attendue, alors que sa position latérale et ses dimensions correspondent exactement aux dimensions du modèle réduit (± 0.5 mm).

Afin de contrôler la position de l'inclusion dans le modèle, un profil à offset nul a pu être réalisé à 5 MHz à l'aide de deux transducteurs piézoélectriques au contact de diamètre 5 mm . 20 points de mesures ont été prélevés dans l'axe de l'inclusion, sur toute la largeur du modèle réduit. Le profil à offset nul représenté figure 5.24 atteste que l'inclusion n'est pas partout dans le modèle à la position attendue. En effet, des phénomènes d'exothermie se produisent lors de la polymérisation des résines, pouvant occasionner des déformations importantes si les volumes de résine sont importants. Le toit de l'inclusion, prévu à 13 mm de profondeur, est en réalité situé vers 10 mm à proximité des parois du modèle, mais est plus proche de 15 – 16 mm là où le profil de mesure a été réalisé, ce qui explique le décalage observé sur les résultats d'inversion (figures 5.22 et 5.23). Cela prouve également l'efficacité et la précision de l'inversion des formes d'ondes élastiques, au moins pour la localisation d'un objet.

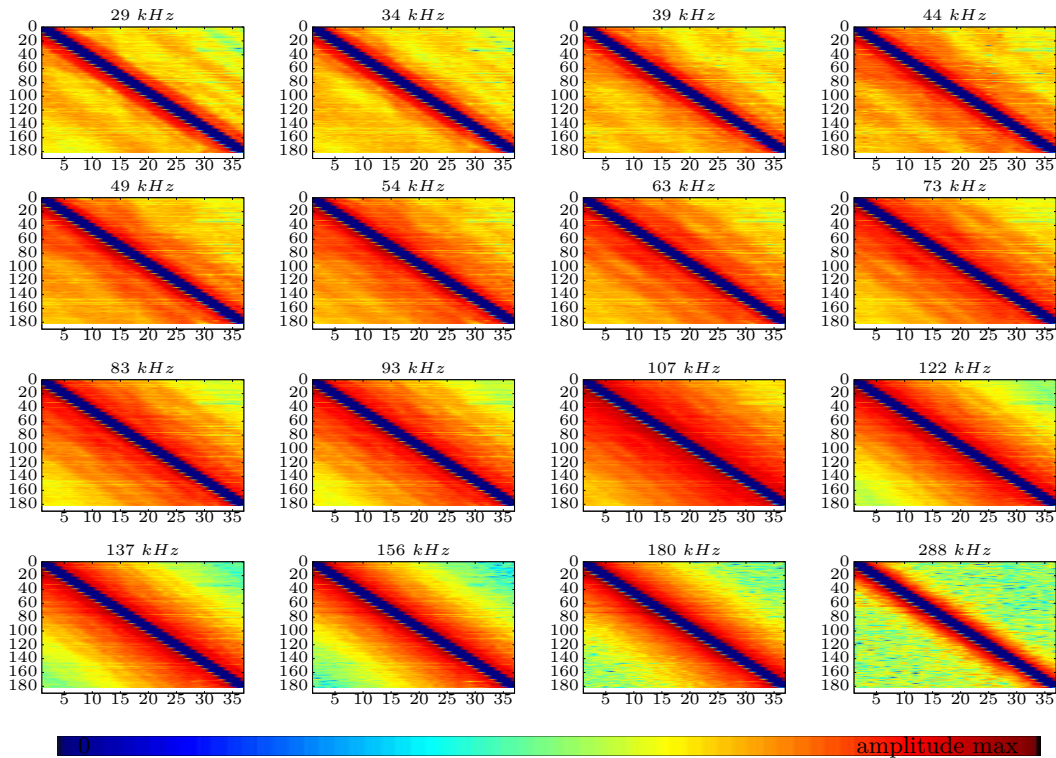


FIG. 5.19 – Représentation des données en fréquence pour chaque fréquence inversée et pour les fréquences supérieures 180 et 288 kHz - logarithme du module pour chaque couple sources - récepteurs (sources en abscisses, récepteurs en ordonnées)

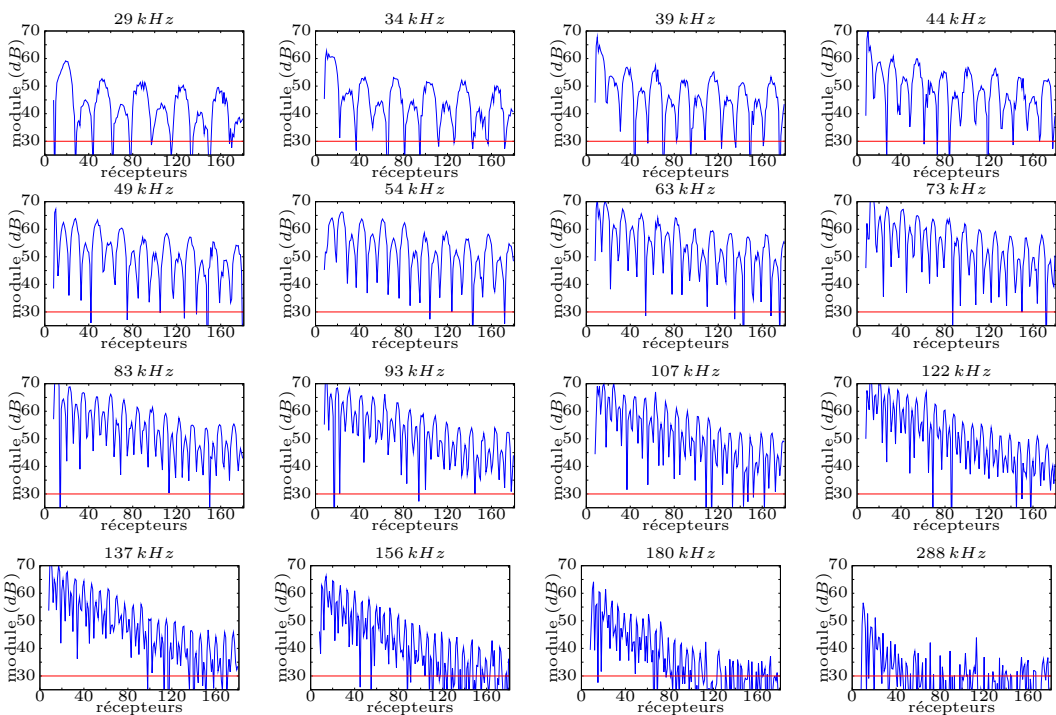


FIG. 5.20 – Représentation pour le tir n°1 ($x = 0$) du module de la FFT des données pour chaque fréquence inversée et pour les fréquences supérieures 180 et 288 kHz. La ligne rouge représente le niveau du bruit de fond.

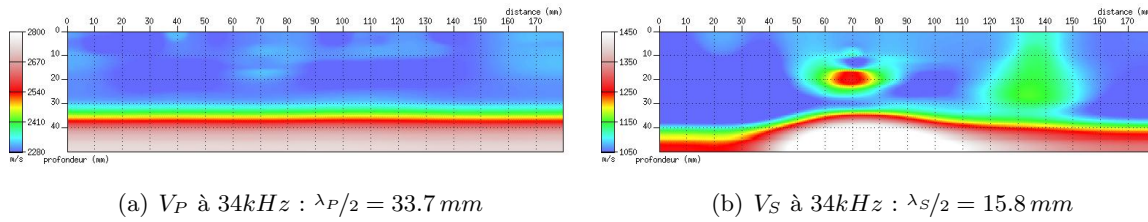


FIG. 5.21 – Inversion séquentielle de V_P et V_S sur le modèle à inclusion rigide à partir de 29 kHz avec lissage gaussien du gradient et du Hessien - données ultrasonores

La petite perturbation observée en V_S vers l'offset 135 mm à la profondeur 10 mm (figure 5.17 f, h, j) est toujours présente (figure 5.22 f, h, j, l) et laisse penser qu'une petite bulle ou autre particule parasite de contraste d'impédance fort est située dans cette région du modèle en résine. Une seconde est même présente vers l'offset 165 mm à 12 mm de profondeur. Cependant, nous émettons quelques réserves quant à la profondeur exacte et à la nature de ces perturbations. En effet, nous avons vu que les perturbations des paramètres situés à proximité de la surface libre peuvent avoir une influence non négligeable plus en profondeur (notamment vers 10 à 12 mm). Il se pourrait en effet que cette hétérogénéité soit située plus proche de la surface. Toutefois, les résultats aux plus hautes fréquences permettent d'affirmer que ses dimensions sont au maximum de l'ordre de la résolution théorique à 156 kHz, soit inférieure à 3 mm. Nous avons également vu que des erreurs d'estimation de l'atténuation dans le problème direct peuvent générer des artefacts à proximité des sources. Aucune diffraction n'est visible sur les sismogrammes, et aucune hétérogénéité n'est nettement visible à la surface du modèle réduit. La figure 5.3 représentant l'amplitude maximum de l'ondelette source pour chaque tir met en évidence une discontinuité dans l'amplitude des données autour de 135 mm, c'est-à-dire au niveau de la petite perturbation. Cette discontinuité peut être causée par une variation de comportement de la source, ou par un changement de comportement local du matériau. Il est très probable que cette discontinuité dans les amplitudes des données soit à l'origine des artefacts que nous observons dans cette zone du modèle, d'autant plus que ces artefacts ne sont présents qu'en V_S .

En dehors de ces artefacts, par comparaison aux résultats obtenus avec les données synthétiques (figure 5.23), les amplitudes des perturbations sont plus faibles avec les données expérimentales : la vitesse dans l'inclusion est sous-estimée de 50% en V_P alors qu'elle est surestimée de 75% avec les données synthétiques, et est sous-estimée de 10% en V_S alors qu'elle est surestimée de 50% avec les données synthétiques. Les oscillations verticales sont également d'amplitudes moins élevées. La vitesse de la couche profonde en V_P semble étonnamment mieux déterminée avec les données expérimentales qu'avec les données synthétiques, il se peut que les contrastes de vitesses dans le modèle numérique ne soient pas exactement les mêmes que ceux du modèle réduit, la vitesse V_P dans la couche la plus profonde est d'ailleurs évaluée partout dans le milieu à 50 m.s⁻¹ en dessous de celle initialement prévue.

Dans l'ensemble, mise à part l'apparition de quelques artefacts à proximité de la surface libre, et des différences dans les amplitudes des perturbations obtenues, le milieu complet, inclusion et couches profondes, parvient à être imagé aussi bien qu'avec les données synthétiques.

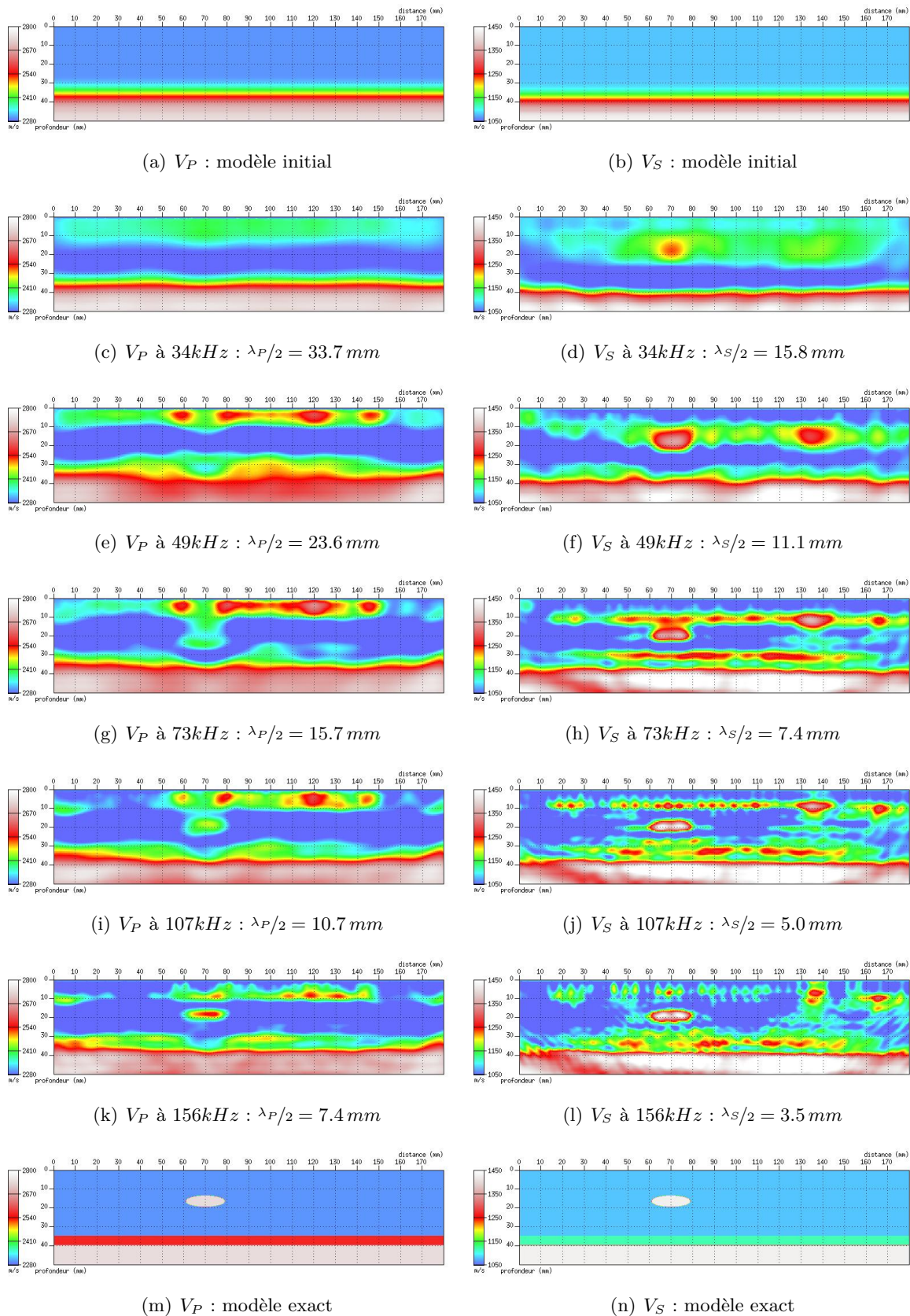


FIG. 5.22 – Inversion séquentielle de V_P et V_S sur le modèle à inclusion rigide à partir de 34 kHz sans inverser la zone la plus superficielle - données ultrasonores

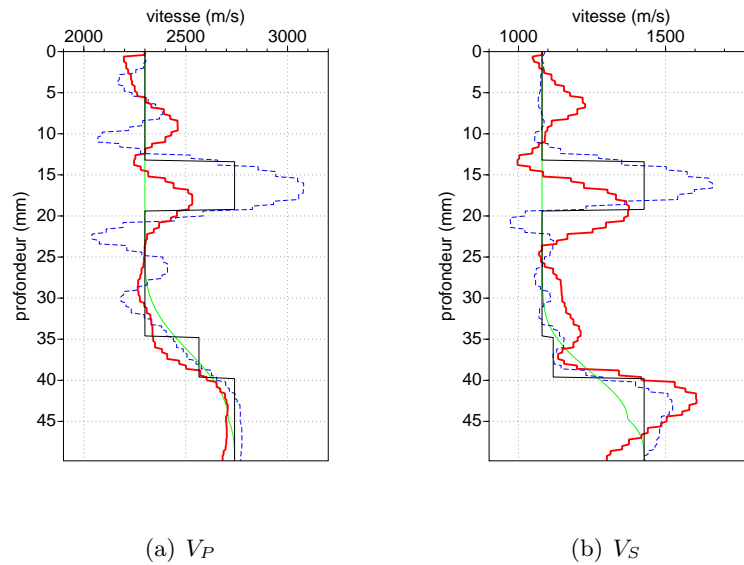


FIG. 5.23 – Profils de vitesses verticaux à 156 kHz passant par le centre de l'inclusion - trait fin vert : modèle initial, trait fin noir : modèle exact, tiret bleu : résultat de l'inversion de données synthétiques, trait épais rouge : résultat de l'inversion séquentielle de données ultrasonores.

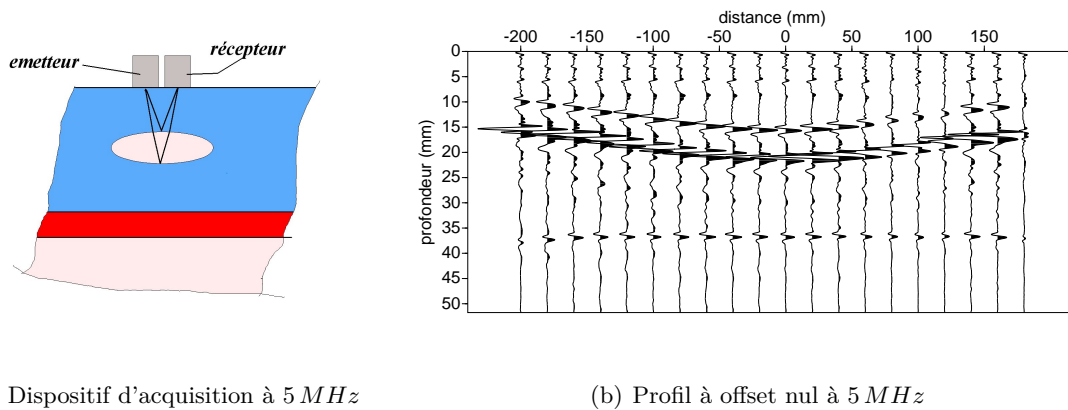


FIG. 5.24 – Profil à offset nul à 5 MHz réalisé sur le modèle à 3 couches au dessus de l'inclusion. Le profil illustré est réalisé en déplaçant le couple de transducteurs piézoélectriques hautes fréquences dans l'axe de l'inclusion d'une extrémité à l'autre du modèle, c'est-à-dire juste au-dessus de l'inclusion et perpendiculairement au profil d'imagerie 2D de la figure 5.22. Ce profil atteste que le barreau de résine utilisé pour la réalisation de l'inclusion n'est pas parallèle à la surface.

5.2.3.c Imagerie d'une zone atténuante

L'imagerie d'un milieu stratifié et de petits objets plus rigides que le milieu environnant s'est avéré un succès sur des données expérimentales. L'imagerie de zones lentes et très

atténuantes est un problème souvent plus difficile à résoudre tant dans le domaine pétrolier (poches de gaz), qu'en génie civil (zones à inversion de vitesse). Afin d'évaluer l'apport de l'inversion des formes d'ondes élastiques à ce type de problème, un modèle réduit a été réalisé, identique au modèle précédent, mais en remplaçant l'inclusion rigide par une inclusion de mêmes dimensions, mais de vitesse très lente ($V_P < 1000 \text{ m.s}^{-1}$), et particulièrement atténuante (Q probablement inférieur à 1^2). Ce modèle est décrit plus en détail en annexe B.2.

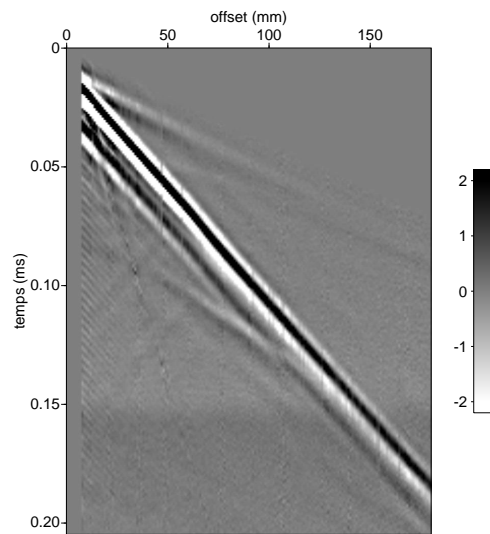


FIG. 5.25 – Données ultrasonores obtenues sur le milieu à trois couches avec inclusion lente et atténuante à 120 kHz (après prétraitements). L'inclusion ovale est située entre les offset 60 et 80 mm. On distingue vers 0.05 ms la réflexion de l'onde P par les interfaces des couches inférieures, et vers 0.11 ms la réflexion de l'onde S sur ces mêmes interfaces. Une diffraction de l'onde de surface par l'inclusion ovale de faible amplitude est également observée à partir de la position de l'inclusion. Une petite diffraction de l'onde de volume est également visible vers 0.075 ms au niveau de l'inclusion. L'amplitude des diffractions par l'inclusion, et les réflexions par les interfaces des couches profondes sont d'amplitudes plus faibles que pour le modèle avec inclusion rigide (figure 5.1).

Les données obtenues sur ce modèle réduit (figure 5.25) sont, en première approximation, similaires à celles obtenues sur le modèle à inclusion rigide (figure 5.1), mais les diffractions par l'inclusion lente et atténuante ont un aspect temporel différent, et les réflexions par les interfaces des couches profondes sont de plus faibles amplitudes (réflexion de l'onde P vers 0.05 ms et de l'onde S vers 0.11 ms). En effet, pour certains couples source-récepteur, les ondes réfléchies et transmises peuvent passer par (ou autour de) l'inclusion, et sont donc atténuées. Dans les cas les plus critiques, l'inclusion atténue complètement l'onde la traversant, et aucune information sur cette arrivée ne pourra être enregistrée. Nous nous retrouvons donc dans

²Ce matériau n'a pas pu être caractérisé avec précision avec les méthodes présentées dans la partie 3.2 de ce document, en raison de sa trop forte atténuation. La vitesse V_P a été grossièrement évaluée à 1000 m.s^{-1} par une mesure de temps de vol sur un petit échantillon cylindrique.

ce cas, dans une configuration similaire au cas de l'imagerie d'une cavité, où les propriétés de l'intérieur de l'inclusion ne peuvent pas être obtenues, mais à la différence que cette inclusion ne constitue pas un très fort contraste ($R \sim 0.5$).

Les données sont inversées suivant exactement la même procédure que dans le cas de l'inclusion rigide, en démarrant l'inversion à la fréquence 34 kHz , et en inversant les fréquences données par le tableau 5.1. Les couches superficielles sont également figées pour ne pas perturber l'imagerie des zones plus profondes. Les résultats d'inversion après l'inversion de quelques fréquences sont présentés figure 5.26.

À la différence des résultats observés pour l'inclusion rigide, ni la forme, ni la vitesse de l'intérieur de l'inclusion atténuante ne peuvent être déterminées. Bien que l'inversion semble réagir aux perturbations engendrées par la présence de l'inclusion en mettant à jour les paramètres V_P et V_S dans les zones entourant l'inclusion, l'inclusion ne peut être imagée avec précision. D'autre part, le masquage de l'information sur les couches profondes rend plus difficile leur caractérisation, en particulier pour V_S , et de nombreux artefacts perturbent également l'imagerie du milieu environnant. L'inversion converge ici vers un minimum local.

5.2.3.d Conclusion

Nous avons montré que l'inversion des formes d'ondes élastiques permet d'imager qualitativement et quantitativement les propriétés mécaniques V_P et V_S d'un milieu réel, pour des données dominées par les ondes de surface. Dans le cas étudié, beaucoup d'information est contenue ou masquée par les ondes de surface, notamment l'information sur l'inclusion. Nous avons montré que cette information est utilisable, et qu'elle permet d'accéder à des informations quantitatives de zones très proches de la surface ($\sim \lambda_S/2$). L'inversion des formes d'ondes permet de caractériser morphologiquement des objets de contrastes faibles (coefficients de réflexion inférieurs à 0.25), et de dimensions inférieures aux longueurs d'onde.

Toutefois, bien que la position et la forme des hétérogénéités soient bien retrouvées, les valeurs des paramètres sont entachées d'une erreur importante (parfois 75 % de la perturbation recherchée), et de nombreuses oscillations résiduelles et artefacts viennent perturber la détermination quantitative des paramètres. Nous avons également observé que les artefacts créés localement le long du dispositif de mesure placé le long de la surface libre peuvent avoir une influence forte sur l'imagerie des zones plus profondes. Ces phénomènes peuvent être réduits en figeant les propriétés du milieu à proximité de la surface, ce qui nécessite une bonne connaissance a priori des propriétés superficielles du milieu ausculté.

Une limite a aussi été observée lors de l'imagerie d'une zone fortement atténuante à vitesse lente. En effet, la présence d'un tel milieu conduit à la sous-détermination, localement, des paramètres du milieu, et donc à des difficultés d'imagerie. De plus, la mauvaise détermination des paramètres localement a une influence non négligeable non seulement des zones sous-jacentes, mais également des paramètres situés au-dessus et sur les côtés de la zone atténuante.

Nous avons également pu constater une réaction importante de l'inversion au niveau de

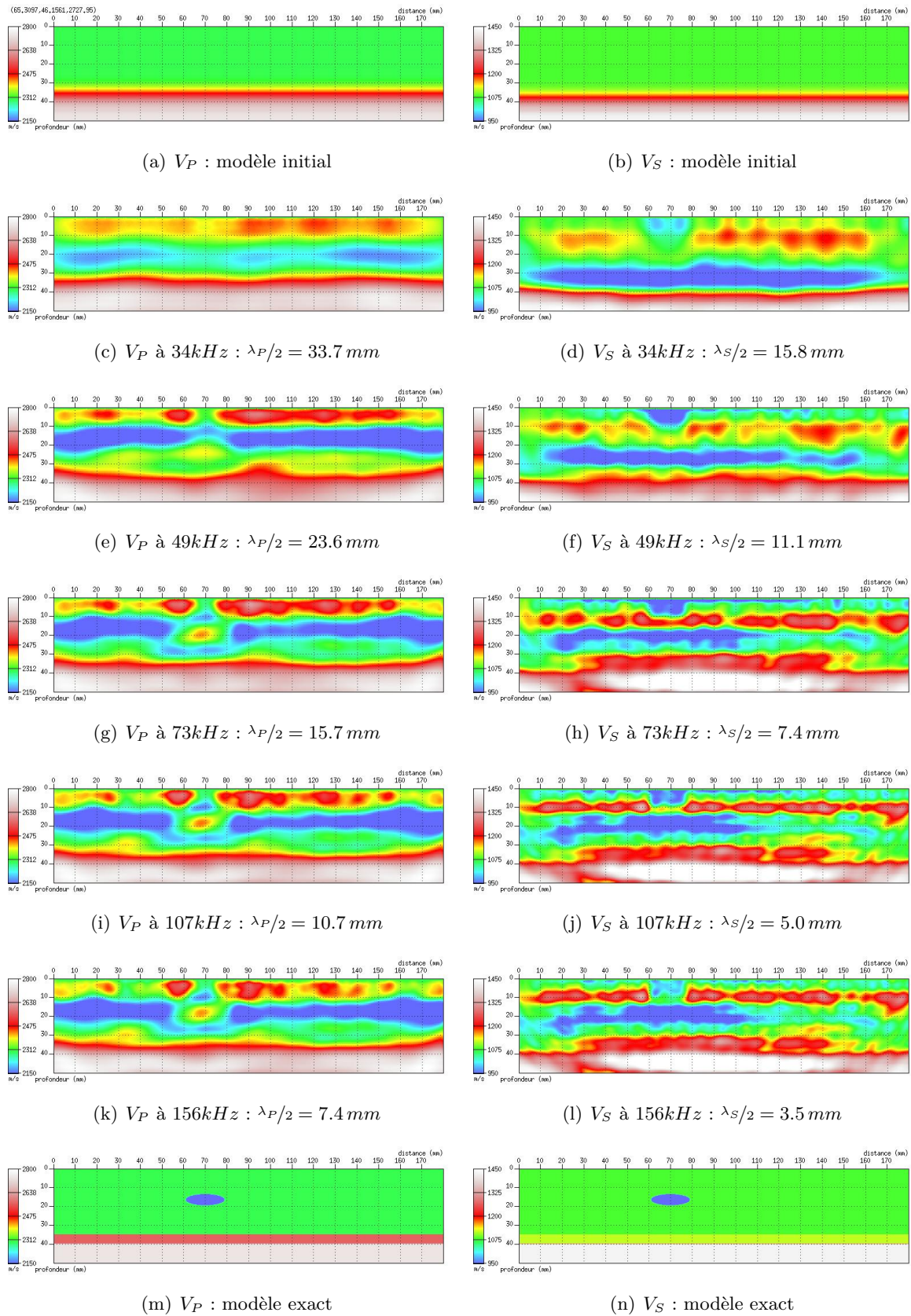


FIG. 5.26 – Inversion séquentielle de V_P et V_S sur le modèle à inclusion atténuante - données ultrasonores

bruit des données. Dans notre exemple, l'inversion de basses fréquences trop bruitées conduit à un résultat juste dans une partie du modèle (i.e. l'inclusion dans la partie superficielle), mais fortement biaisé dans d'autres zones (interfaces profondes) (figure 5.17 d).

Comme le montrent les données fréquentielles représentées sur la figure 5.19, nos données ultrasonores contiennent de l'information à des fréquences supérieures à 156 kHz , au moins sur les plus courts offsets. La résolution de l'image pourrait donc être accrue par l'inversion des composantes fréquentielles supérieures, au moins jusqu'à 250 kHz (résolution théorique en V_S de 2 mm). L'inversion de ces données implique l'utilisation d'un nouveau maillage, plus fin, pour éviter la dispersion numérique, et l'utilisation de PML plus petits afin de réduire les temps de calcul pour le problème direct. Il sera également nécessaire de sélectionner les offsets à prendre en compte, puisque nous avons vu que les grands offsets deviennent très bruités à ces fréquences. De façon plus générale, la sélection des offsets inversés pourrait être envisagée pour chaque composante fréquentielle en fonction du rapport signal sur bruit, car les données aux plus basses fréquences peuvent également être très bruitées. Cela nécessite bien sûr l'établissement d'un critère objectif pour la sélection des données en fonction du rapport signal sur bruit.

Pour les composantes plus hautes fréquences des données, à la différence des composantes basses fréquences, les ondes de surface ne contiennent pas d'information significative sur les hétérogénéités du milieu et ne peuvent qu'apporter de l'instabilité à l'inversion. Dans cette configuration, l'utilisation de régularisation par l'utilisation des fréquences complexes proposées par Brossier et al. (2009) pourrait aider à la stabilité de l'inversion, et ainsi améliorer les performances de l'imagerie.

Enfin, de nombreux réglages des paramètres d'inversion, et notamment des outils de régularisation pourraient être mieux adaptés à l'imagerie de notre cas d'étude. Cependant, chaque milieu étant très différent, chaque cas nécessite des réglages fins différents de ces paramètres, comme le lissage du gradient ou le choix des fréquences inversées. Il convient néanmoins de rester conscient que le contrôle que permettent les études en modèles réduits n'est pas possible pour l'imagerie d'un milieu en aveugle.

5.3 Imagerie d'un milieu dispersif à variations latérales et inversion de vitesse

5.3.1 Présentation et analyse du cas d'étude

5.3.1.a Modèle et dispositif d'acquisition

Nous avons vu dans la partie 5.2 que les ondes de surface contiennent des informations sur les hétérogénéités proches de la surface, et que ces informations peuvent être interprétées par l'inversion des formes d'ondes élastiques en une image quantitative de ces hétérogénéités. Nous souhaitons à présent évaluer la capacité de l'inversion à retrouver les couches les plus superficielles de la subsurface à partir d'ondes de surface dispersives. Pour cela, un modèle numérique et un modèle réduit en résine à six couches et des variations latérales en profondeur sont conçus de manière à présenter les mêmes caractéristiques géométriques et mécaniques.

Ces modèles sont décrits plus en détail en annexe B.3. Comme pour les deux cas étudiés précédemment, les vitesses, densités et atténuations de chacun des matériaux constituant le modèle réduit à six couches ont été mesurées sur échantillons par les méthodes présentées dans le chapitre 3, puis reportées dans le modèle utilisé pour la modélisation numérique et l'inversion de données synthétiques. Les matériaux utilisés sont les mêmes que ceux du modèle à trois couches, mais la structure est différente et un matériau supplémentaire de propriétés intermédiaires a été ajouté. Les caractéristiques de chacune des couches sont reportées en annexe C. Tout comme le modèle à trois couches, le modèle est globalement conçu à vitesse croissante avec la profondeur, le milieu semi-infini au fond correspond au milieu le plus rapide (R4 : $V_P = 2750 \text{ m.s}^{-1}$ et $V_S = 1450 \text{ m.s}^{-1}$). Toutefois, le milieu contient des inversions de vitesse puisque la couche la plus superficielle est également un milieu rapide, et la partie gauche du modèle contient en profondeur une couche plus lente (R1 : $V_P = 2300 \text{ m.s}^{-1}$ et $V_S = 1080 \text{ m.s}^{-1}$). Par la suite, chacune des couches sera numérotée entre 1 et 6 en fonction de sa profondeur, selon la numérotation donnée sur les figures B.5 b et c en annexe B.3.

Pour l'inversion des paramètres du milieu, le modèle initial utilisé est obtenu en appliquant un lissage du modèle de paramètres numérique exact par une gaussienne de longueur de corrélation de 10 mm .

Les dimensions globales du modèle et le dispositif d'acquisition sont identiques à ceux du modèle à trois couches. Le dispositif s'étend donc sur 180 mm , et est composé de 37 sources espacées de 5 mm , et de 181 récepteurs espacés de 1 mm , placés immédiatement en surface (profondeur 0 mm). Pour les données expérimentales, le signal source généré est un Ricker centré sur 120 kHz . Lors de l'acquisition de ces données, une protection placée autour de la source, en contact avec le matériau, a permis de stopper la propagation de l'onde dans l'air. Le matériau en surface pour ce modèle (R4) étant plus rapide et moins atténuant que le matériau en surface du modèle à trois couches (R1), le couplage est légèrement différent, ce qui peut expliquer d'éventuelles différences de contenu fréquentiel des données et d'aspect temporel de l'ondelette générée. Les paramètres d'acquisition sont les mêmes que précédemment, mais la durée d'acquisition prise en compte dans l'inversion est cette fois de 0.4096 ms , soit 4096 points. La discrétisation dans le domaine de Fourier mène donc à $df = 2.44 \text{ kHz}$.

Les vitesses, dimensions, et fréquences étant du même ordre de grandeur que pour le modèle à trois couches, nous conservons le même maillage en triangle que précédemment (c.f. paragraphe 5.2.1.a).

5.3.1.b Données ultrasonores et données synthétiques

Le sismogramme brut tiré des données ultrasonores acquises en surface, correspondant au tir en bout à gauche ($x = 0$) est représenté sur la figure 5.27 a, et le module de la FFT de l'ensemble du sismogramme est représenté figure 5.27 b. On distingue sur le sismogramme vers 0.05 ms aux plus grands offsets la réflexion de l'onde P par les interfaces des couches inférieures. La forme étalée du train d'ondes de surface est caractéristique d'une onde de surface dispersive. L'hyperbole entre 0.09 ms et 0.16 ms correspond à l'arrivée de réflexions S-S. Les réflexions visibles au-delà de 0.2 ms sont des réflexions au fond et sur les parois latérales du modèle.

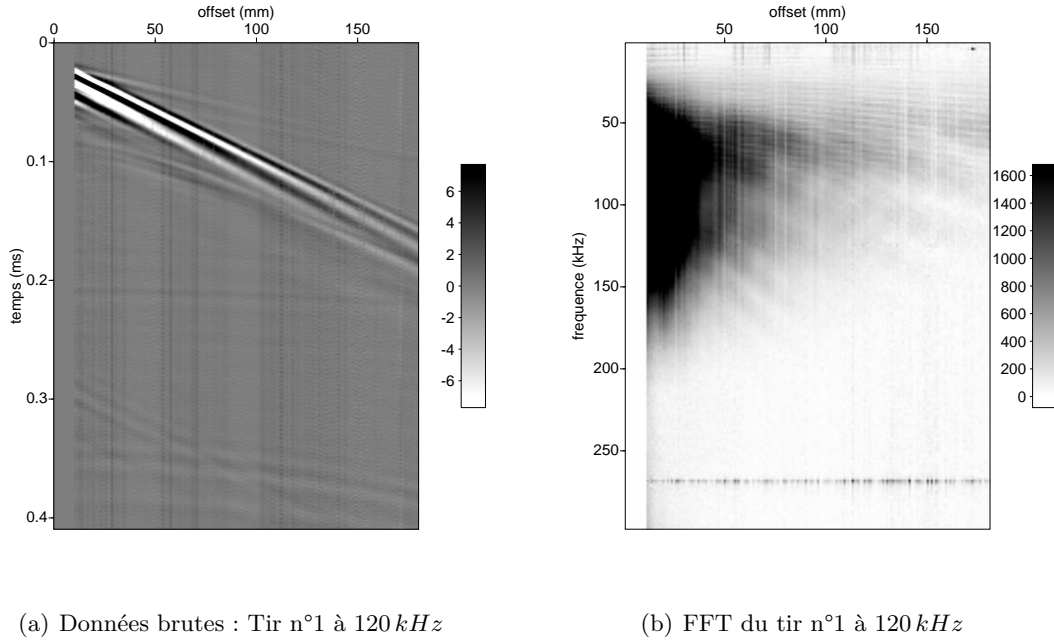


FIG. 5.27 – Données ultrasonores obtenues sur le milieu à six couches à 120 kHz pour le tir n°1, (source à gauche). (a) données brutes (b) module de la FFT de chaque trace d'après les données brutes. On peut voir sur le sismogramme l'onde P directe et une réflexion de l'onde P sur les couches inférieures. L'onde de Scholte n'est pas présente. La forme étalée du train d'ondes de surface est caractéristique d'une onde de surface dispersive. L'hyperbole entre 0.09 ms et 0.16 ms correspond à l'arrivée de réflexions S-S. Les réflexions visibles au-delà de 0.2 ms sont des réflexions au fond et sur les parois latérales du modèle. Le contenu fréquentiel des données va d'environ 20 kHz à un peu plus de 200 kHz. L'essentiel de l'énergie est manifestement contenu dans les ondes de surface.

Le contenu fréquentiel des données va d'environ 20 kHz à un peu plus de 200 kHz. L'essentiel de l'énergie est contenu dans les ondes de surface, les longueurs d'onde se propageant dans le milieu vont donc d'environ 140 mm pour les ondes P aux plus basses fréquences dans le milieu le plus rapide, à environ 5 mm pour les ondes S aux plus hautes fréquences dans le milieu le plus lent. Les longueurs d'onde les plus grandes sont donc plus grandes que les hétérogénéités de notre milieu, et les longueurs d'onde les plus petites (en S) sont plus petites que nos plus petites hétérogénéités. Compte tenu de la résolution théorique de l'inversion des formes d'ondes en $\lambda/2$, le milieu doit pouvoir être entièrement imagé avec ces données. Toutefois la profondeur des différentes couches (3 mm, 10 mm, 20 mm, 35 mm, 40 mm), parfois inférieure aux longueurs d'onde S (47.5 mm à 30 kHz dans le milieu le plus rapide), conduit à de la dispersion de vitesse des ondes de surface aux plus basses fréquences.

L'onde de Scholte n'est pas présente. Peu de prétraitement sont donc nécessaire : les arrivées tardives et précoces et le bruit basses et hautes fréquences sont supprimés, et une correction de la divergence géométrique 3D en \sqrt{t} est appliquée à tous les tirs. Les figures 5.28 a et b représentent les tirs réalisés aux deux extrémités du modèle ($x = 0$ et $x = 180$),

après application des prétraitements, et les figures 5.28 c et d représentent les diagrammes de dispersion déterminés à partir de ces deux tirs par transformée $p - \omega$. L'onde de surface est dispersive jusqu'à 200 kHz . Les diagrammes de dispersion pour les deux tirs diffèrent majoritairement pour les fréquences inférieures à 50 kHz , pour lesquelles l'onde de surface est sensible aux couches n°4 et 5, à des profondeurs où les parties gauche et droite du milieu sont différentes. Notons également que la dispersion est inversée (vitesse croissante avec la fréquence), ce qui est caractéristique d'une inversion de vitesse, et qui est en l'occurrence causée par la couche n°1 rapide située au-dessus de la couche n°2 plus lente.

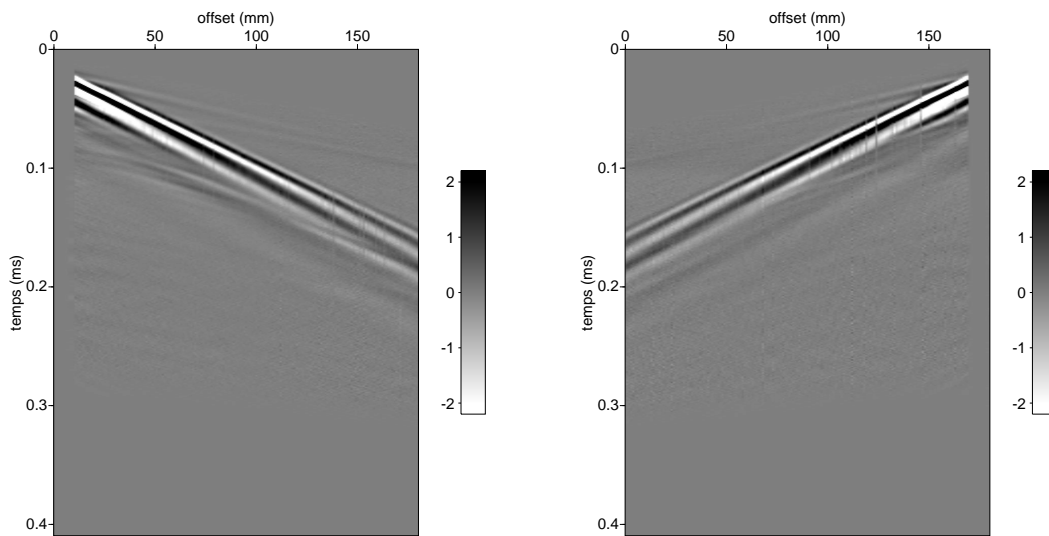
L'ondelette source est calculée de la même manière que précédemment (paragraphe 5.2.1.b) pour chacun des 37 tirs. Les 37 ondelettes inversées sont représentées dans le domaine temporel et dans le domaine fréquentiel sur la figure 5.29. La forme temporelle des différentes ondelettes varie très peu : le plus grand décalage temporel entre les différents tirs est inférieur à $0.3 \mu\text{s}$, et les variations en amplitude ne dépassent pas 3 dB d'un tir à l'autre. La courbe 5.30 montre l'amplitude maximale de chaque ondelette en fonction de la position sur le modèle du tir correspondant. L'amplitude décroît avec la position, mais la variabilité de la source reste inférieure à ce qui a été observé pour les données acquises sur le modèle à trois couches. Nous conservons toutefois la stratégie précédente consistant à inverser chaque ondelette source indépendamment avant chaque mise à jour des modèles de paramètres.

La modélisation numérique de la propagation dans notre modèle numérique (connu), en utilisant l'une des ondelettes inversées, permet d'obtenir les sismogrammes synthétiques pour la composante verticale et horizontale du champ, représentés figures 5.31 a et b, et de les comparer avec les données ultrasonores correspondantes (figure 5.28 a). Les données synthétiques et ultrasonores sont cohérentes en terme de phase, mais diffèrent notablement au niveau des amplitudes. Cela signifie que les vitesses modélisées sont correctes mais que les facteurs de qualité modélisés n'expliquent pas parfaitement l'atténuation réelle dans les matériaux constituant le modèle réduit.

5.3.2 Inversion de données synthétiques

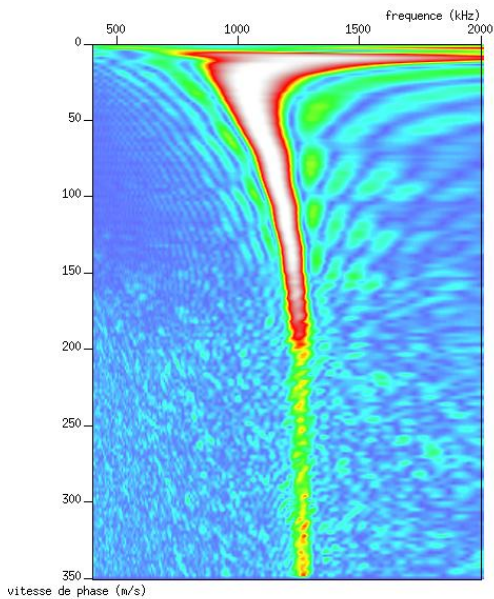
Nous reprenons maintenant l'approche utilisée pour le modèle à trois couches en commençant par réaliser l'inversion de données synthétiques générées par le même algorithme de modélisation que celui utilisé pour l'inversion. L'approche numérique va nous aider à mieux appréhender l'étape d'inversion des données expérimentales, et va nous permettre de comparer les résultats d'inversion dans le cas numérique et dans le cas de données réelles bruitées, pour une stratégie d'inversion identique, et mettre ainsi en évidence les problèmes inhérents à l'inversion de données expérimentales, et à les distinguer des difficultés liées à la méthode d'inversion en elle-même ou à son application dans ce contexte spécifique.

Les 13 fréquences données dans le tableau 5.2 sont inversées séquentiellement. La fréquence de départ est choisie la plus basse possible contenant du signal dans les données ultrasonores (ici 29 kHz). Le dispositif d'acquisition considéré est le dispositif réel, c'est-à-dire sans les offsets proches. Nous avons vu précédemment que l'absence de ces offsets n'est pas critique, mais diminue sensiblement la résolution verticale (c.f. paragraphe 5.2.2.b).

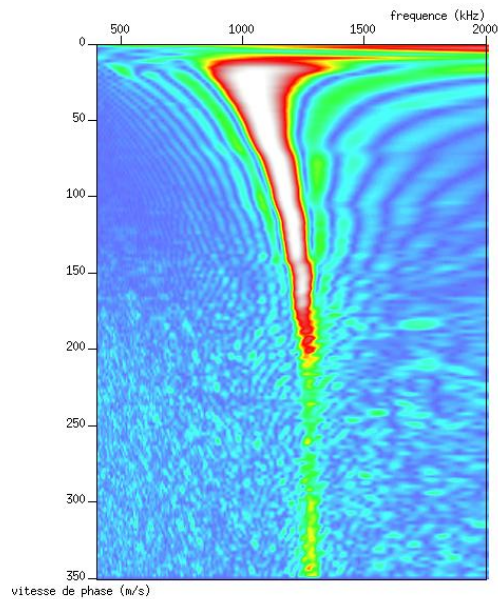


(a) Données après traitement : Tir n°1 (tir en bout gauche du modèle) à 120 kHz

(b) Données après traitement : Tir n°37 (tir en bout droit du modèle) à 120 kHz

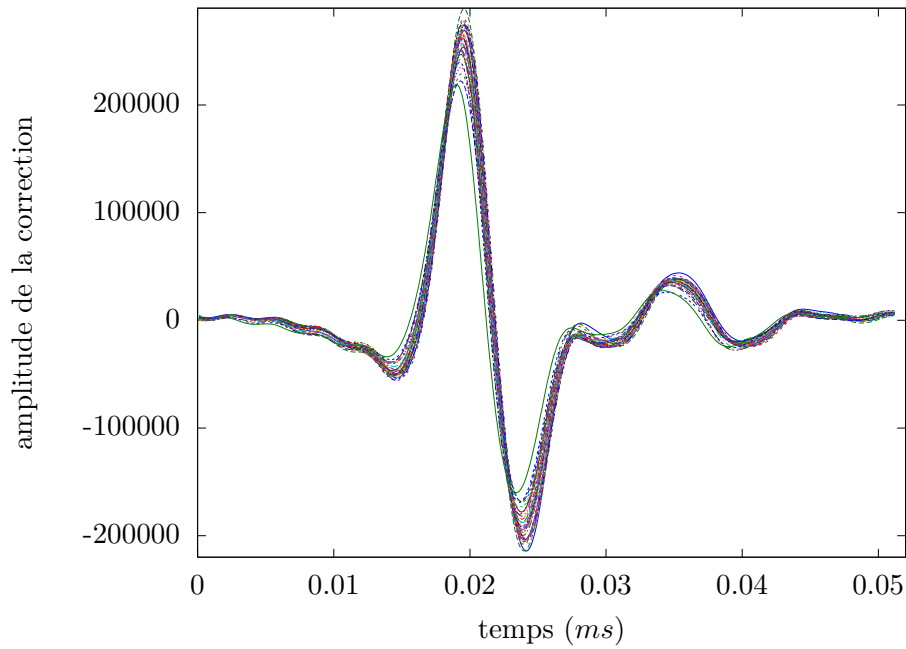


(c) Diagramme de dispersion pour le Tir n°1

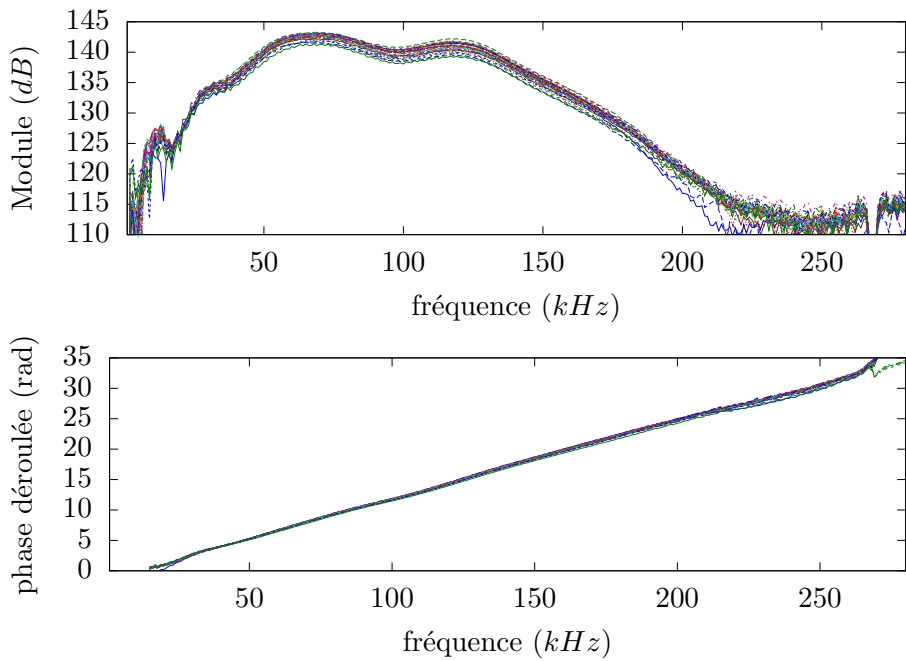


(d) Diagramme de dispersion pour le Tir n°37

FIG. 5.28 – Données ultrasonores obtenues sur le milieu à six couches à 120 kHz pour les tirs n°1 et 37 correspondant aux tirs en bouts de dispositif, respectivement à gauche ($x = 0\text{ mm}$) et à droite du modèle ($x = 180\text{ mm}$), (a) et (b) Données après prétraitements (suppression des arrivées parasites, filtrage du bruit basses et hautes fréquences). (c) et (d) Diagrammes de dispersion correspondant aux deux tirs n°1 et 37. L'onde de surface est bien dispersive jusqu'à 200 kHz . Les diagrammes montrent clairement la présence de l'inversion de vitesse en surface. Les diagrammes de dispersion pour les deux tirs diffèrent majoritairement pour les fréquences inférieures à 50 kHz .



(a) Ondelettes sources inversées - signaux temporels



(b) Ondelettes sources inversées - Module et phase de la FFT

FIG. 5.29 – Résultat de l'inversion de l'ondelette source pour chacun des 37 tirs. La variation maximale est de l'ordre de $0.3 \mu s$ sur les temps d'arrivés, et inférieure à $3 dB$ en amplitude.

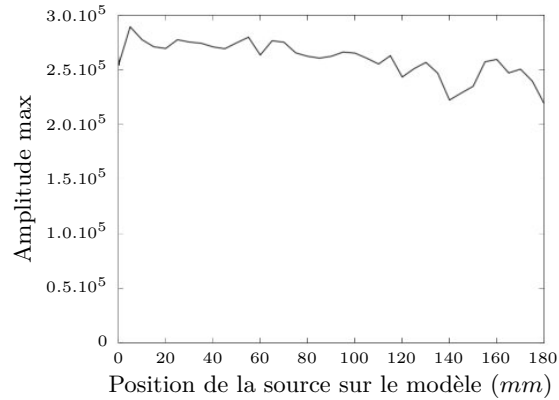
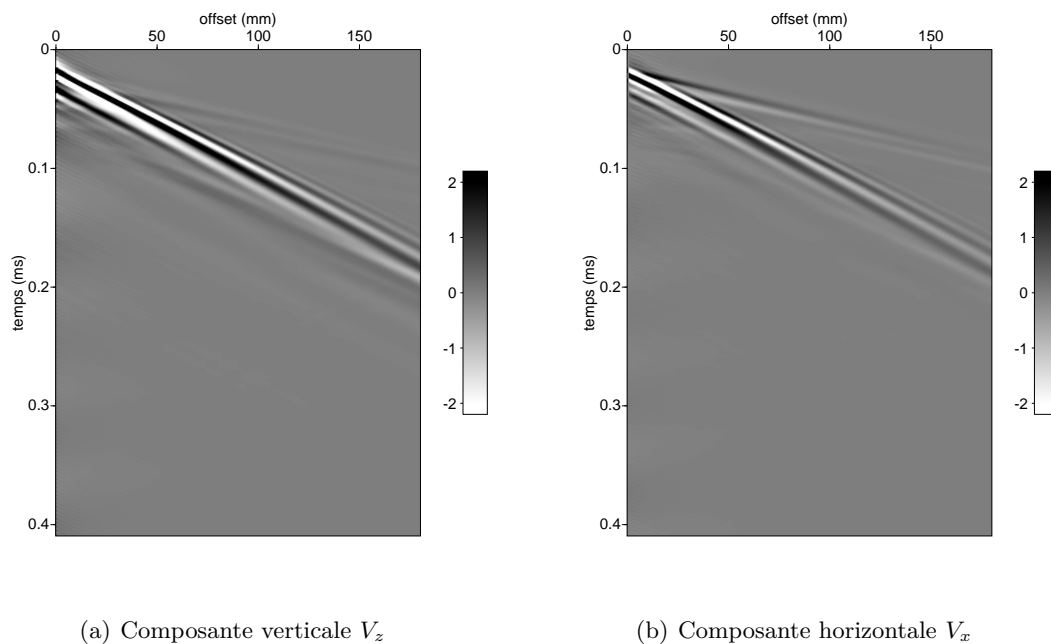


FIG. 5.30 – Amplitude maximale de chacune des 37 ondelettes sources inversées en fonction de la position sur le modèle du point de tir correspondant.



(a) Composante verticale V_z

(b) Composante horizontale V_x

FIG. 5.31 – Sismogrammes synthétiques modélisés à partir de l'ondelette source inversée et du modèle de paramètre exact. (a) composante verticale V_z (b) composante horizontale V_x . L'aspect temporel du train d'onde de surface est identique à celui des données expérimentales. Les différences d'amplitudes des ondes P et des réflexions des ondes S et P avec les données ultrasonores présentées figure 5.28 suggèrent qu'il y ait une différence entre les coefficients d'atténuation modélisés et l'atténuation réelle dans le modèle réduit.

f (kHz)	29.	34.	42.	44.	49.	63.	71.	80.	90.	102.	115.	129.	144.
$\lambda_P/2$ (min)	39.3	33.7	27.7	23.6	20.5	18.1	16.2	14.3	12.7	11.2	10.0	8.9	8.0
$\lambda_P/2$ (max)	46.8	40.1	33.0	28.0	24.4	21.6	19.4	17.0	15.2	13.4	12.0	10.6	9.5
$\lambda_S/2$ (min)	18.4	15.8	13.0	11.0	9.6	8.5	7.6	6.7	6.0	5.3	4.7	4.2	3.8
$\lambda_S/2$ (max)	24.4	20.9	17.2	14.6	12.7	11.2	10.1	8.9	7.9	7.0	6.2	5.5	5.0

TAB. 5.2 – Liste des fréquences inversées dans le modèle à six couches, et demi longueurs d'onde correspondantes pour le milieu le plus lent (R1) et le plus rapide (R4).

Les modèles de paramètres V_P et V_S inversés pour quelques-unes des fréquences sont représentés sur la figure 5.32. Les modèles (a) et (b) représentent les modèles de départ, (m) et (n) les modèles exacts, et (c) à (l) sont les modèles inversés.

Chacune des couches est reconstruite avec les deux paramètres V_P et V_S . Toutefois, l'image n'est pas parfaite : l'amplitude des paramètres n'est pas toujours juste et de nombreuses oscillations et artefacts perturbent l'image. La couche n°1 plus rigide, parvient à être imagée en V_S malgré la proximité de la surface, mais pas en V_P . Les couches n°5 et 6 sont correctement imagées en V_P et V_S : la forme du plan incliné est bien retrouvée sur toute la largeur du modèle, et les amplitudes des perturbations de vitesse sont bien déterminées (erreur d'environ 20 % de la perturbation exacte). Les séparations entre les couches plus lentes n°2, 3 et 4 sont détectées, mais sont moins bien imagées (environ 40 % d'erreur pour V_S et 75 % pour V_P), notamment en raison des contrastes faibles ($R < 0.3$), et de la résolution insuffisante.

Ces résultats montrent qu'il est possible d'imager des zones superficielles en présence d'ondes de surface dispersives. Même si l'ensemble du milieu parvient ici à être imagé avec les deux paramètres, des progrès peuvent certainement encore être faits, en particulier pour améliorer l'imagerie des zones à vitesses lentes, et surtout pour mieux déterminer quantitativement les valeurs des paramètres du milieu.

Aucun des tests que nous avons pu réaliser autour de ce modèle jusqu'aujourd'hui (augmentation du nombre d'itérations et de fréquences, inversion de groupes de fréquences, fréquences complexes, lissage du gradient fixe ou adapté à la longueur d'onde locale, pondération des données, etc) n'a montré d'amélioration significative de l'image des paramètres V_P ou V_S par rapport à ce que nous présentons dans la figure 5.32. Aussi, nous avons considéré pour le moment ces résultats comme satisfaisants, et avons choisi de conserver la même stratégie d'inversion pour l'inversion des données expérimentales.

5.3.3 Inversion de données expérimentales contrôlées

Nous proposons donc maintenant la comparaison de l'imagerie du milieu à six couches, à partir des données ultrasonores obtenues sur le modèle correspondant en résine (annexe B.3). Nous inversons toujours 13 fréquences, et réalisons 5 itérations par fréquences. Cependant, nous avons vu lors de l'inversion des données expérimentales sur le milieu à trois couches que des artefacts peuvent apparaître à proximité des emplacements des sources et engendrer d'autres perturbations plus profondes dans le milieu. Afin d'éviter cela, les paramètres placés

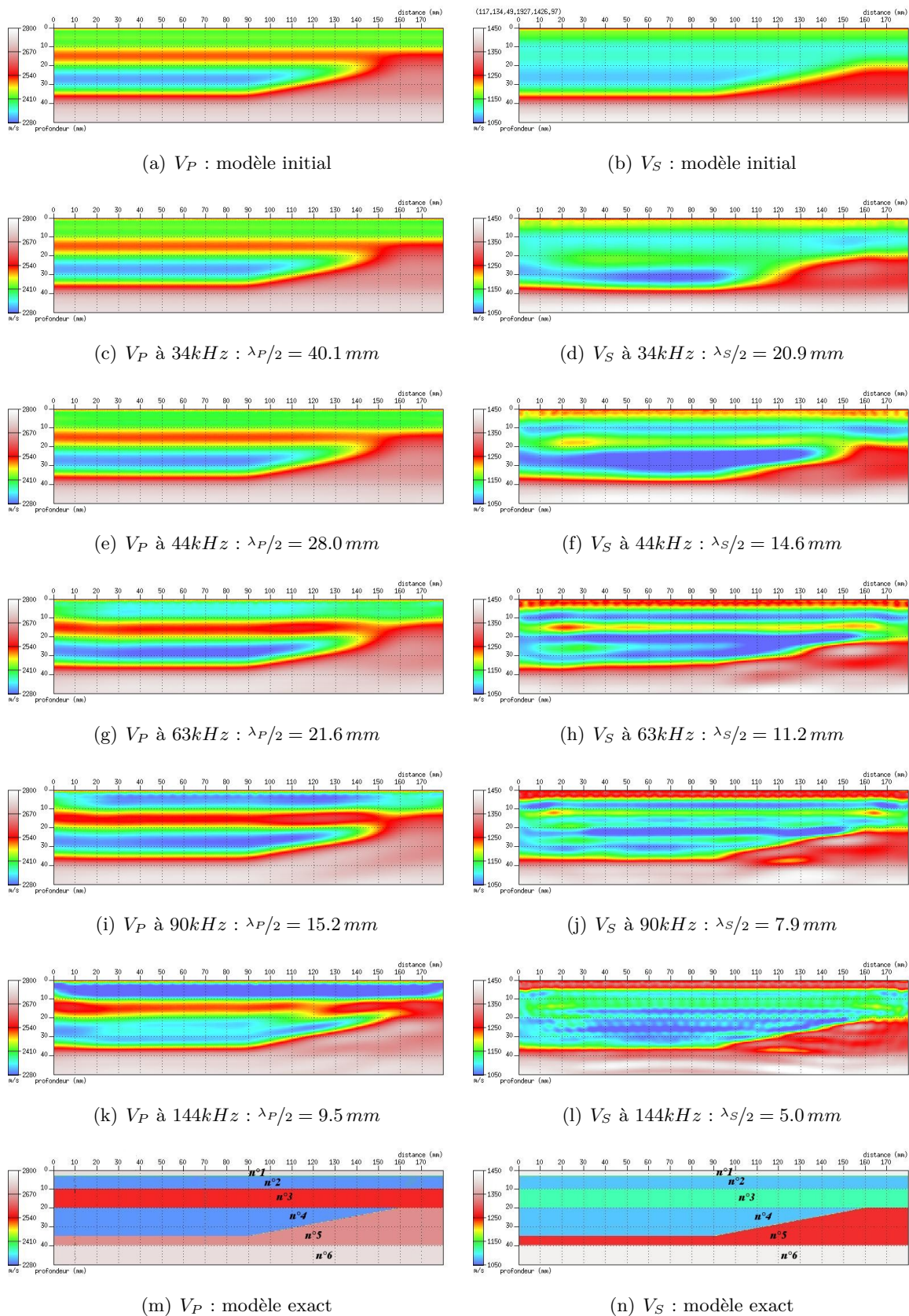


FIG. 5.32 – Résultats intermédiaires et résultat final de l'inversion séquentielle de V_P et V_S sur le modèle à six couches - données synthétiques - 5 itérations pour 13 fréquences - en utilisant le dispositif d'acquisition réel (sans offsets proches).

à moins de 3 mm de la surface libre ne sont pas inversés, les valeurs des cellules situées à moins de 1 mm sont figées. L'information sur la couche n°1 est donc intégralement donnée dans le modèle initial jusqu'à 1 mm de profondeur, le reste du modèle initial est obtenu par application d'un lissage gaussien de longueur de corrélation 10 mm . Comme pour l'inversion des données synthétiques, nous démarrons l'inversion à la fréquence 29 kHz .

Les résultats intermédiaires et finaux d'inversion de V_P et V_S , après 5 itérations pour les 13 fréquences données dans le tableau 5.2 sont présentés sur la figure 5.33. Les résultats expérimentaux donnés dans cette figure sont directement comparables avec les résultats d'inversion de données synthétiques avec la prise en compte du dispositif d'acquisition réel (figure 5.32). Le modèle de paramètres V_S est mis à jour de façon très similaire à ce qui a pu être observé avec les données synthétiques.

Couche n°1 : L'inversion est sensible à la couche rapide n°1 en surface : elle est reconstituée en V_S , et une zone rapide semble être détectée en V_P , mais l'imagerie des zones superficielles reste pour les deux paramètres très instable, et les 10 mm les plus proches de la surface sont fortement perturbés par de nombreux artefacts. L'amplitude du paramètre V_S dans cette couche est surestimée d'environ 20 %.

Couches n°2, 3 et 4 : La zone lente n°4 est imagée correctement avec V_S , mais tout comme pour le cas synthétique, la couche n°3, plus rapide, entourée de couches plus lentes (n°2 et n°4) est très mal détectée. Avec V_P , l'information sur la couche n°4 présente dans le modèle initial, et complétée par l'apport des hautes fréquences dans le cas synthétique, est perdue dans le cas expérimental, et une zone de vitesse plus élevée apparaît à la place le long de la surface (jusqu'à 10 mm de profondeur).

Couches n°5 et 6 : L'interface entre les couches n°4 et n°5 est bien détectée avec V_P et V_S , y compris sur la partie inclinée, bien que l'interface normalement plane à l'extrême droite du modèle (entre $x = 160$ et $x = 180\text{ mm}$) soit vue comme une interface inclinée, et que l'interface plane entre $x = 0$ et $x = 90\text{ mm}$ soit aussi imagée légèrement en pente. À la différence des résultats numériques, la limite entre les couches 5 et 6 est difficile à distinguer sur les résultats expérimentaux. Nous attribuons cette difficulté au fait que les arrivées correspondant aux réflexions par l'interface 5/6 sont d'amplitudes très faibles lorsqu'elles arrivent à la surface du milieu, en raison du faible contraste ($R \approx 0.1$) et de la forte atténuation des milieux traversés ($Q_S \approx 25$). Les vitesses à l'intérieur de ces couches sont assez mal évaluées (jusqu'à 100 % d'erreur sur la perturbation recherchée).

Afin de contrôler la géométrie des interfaces dans le modèle réduit, une série de mesure à offset nul a été réalisée à l'aide de transducteurs piézoélectriques à 5 MHz de 5 mm de diamètres. Un schéma représentant le dispositif de mesure et le profil réalisé sont représentés sur la figure 5.34. Les amplitudes ne sont pas significatives puisque les transducteurs sont couplés au milieu par du gel à ultrasons, et une correction empirique d'amplitude en fonction du temps est appliquée afin de faire ressortir les échos les plus lointains. Toutes les interfaces

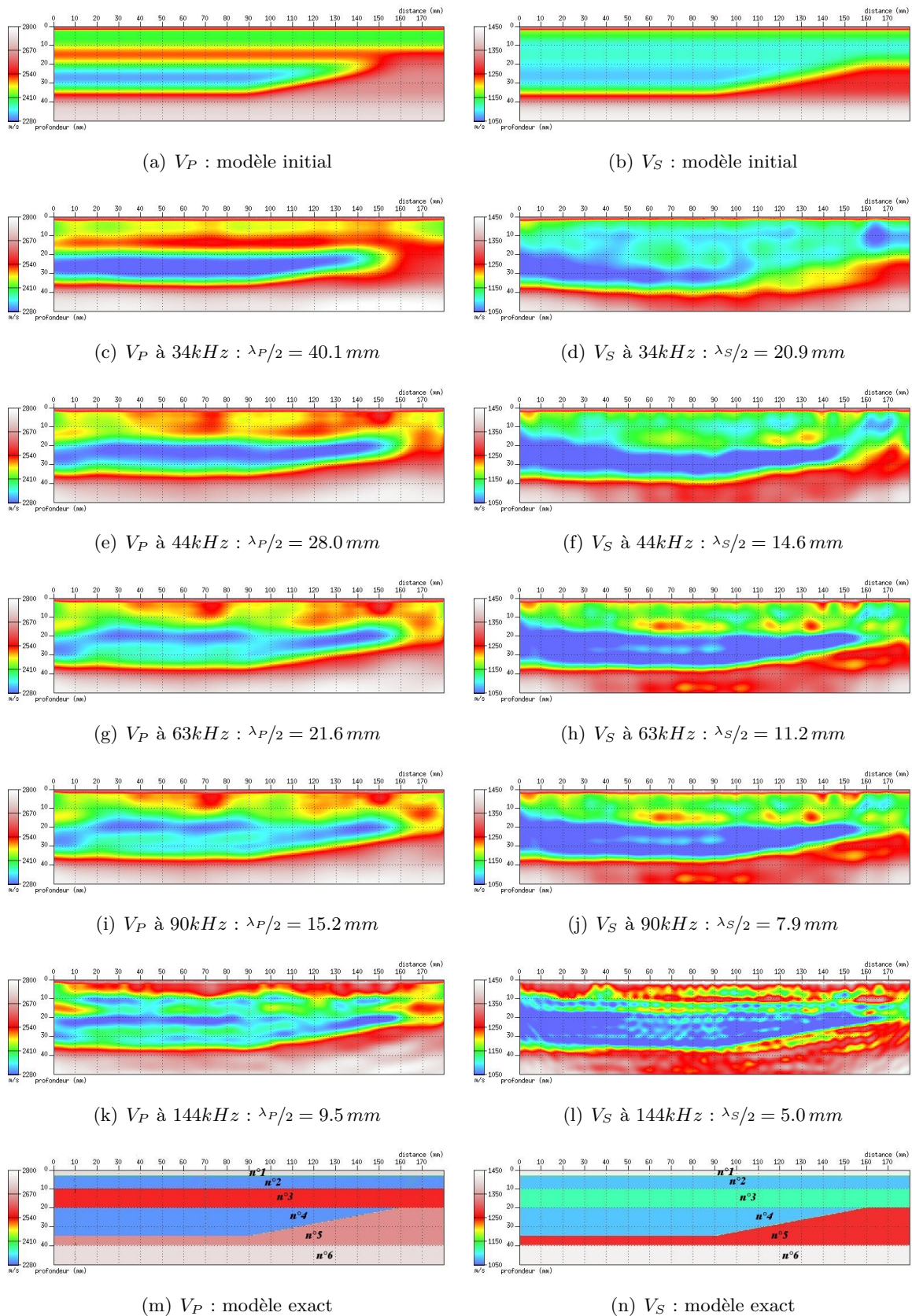
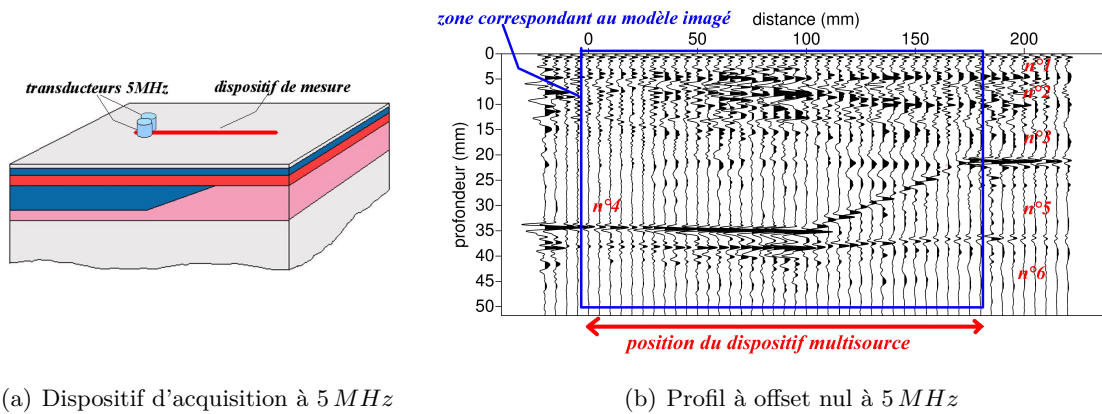


FIG. 5.33 – Résultats intermédiaires et résultat final de l'inversion séquentielle de V_P et V_S sur le modèle à six couches - données expérimentales - 5 itérations pour 13 fréquences

sont visibles. Les interfaces entre les milieux 3 et 5, et 4 et 5 sont les plus nettes puisque les coefficients de réflexion à ces interfaces sont les plus élevés. Nous constatons également que, comme sur les modèles inversés (figure 5.33 k et l), l'interface 4/5 entre $x = 0$ et $x = 100$ est légèrement inclinée. De même, nous constatons que l'interface 3/5 est en dehors de la zone de mesure, ce qui explique que cette zone soit vue comme un plan incliné sur les modèles de paramètres inversés.



(a) Dispositif d'acquisition à 5 MHz

(b) Profil à offset nul à 5 MHz

FIG. 5.34 – Profil à offset nul à 5 MHz réalisé sur le modèle à 6 couches (profil identique au dispositif d'acquisition multisource).

Globalement, l'imagerie de données expérimentales se comporte comme les expériences numériques le prédisent pour le paramètre V_S dans l'ensemble du modèle, mais seulement pour les zones profondes pour le paramètre V_P . Pour les deux paramètres, l'interface 4/5, étant celle présentant le contraste le plus important et la plus profonde est celle qui est la mieux déterminée, en terme de position. Les simulations numériques ont montré que les couches plus superficielles peuvent être au moins partiellement imagées par les deux paramètres. Mais nos résultats expérimentaux montrent que quelque chose perturbe l'inversion du paramètre V_P en créant des perturbations parasites à proximité de la surface libre. En conséquence, les couches superficielles ne sont pas très bien imagées. Nous supposons que cette erreur est engendrée par une erreur d'estimation des coefficients d'atténuation. En effet, les facteurs de qualité Q_S ont été estimés à partir de rapports spectraux sur les ondes de surface, mais les facteurs de qualité Q_P ont été choisis au moyen d'un coefficient empirique à partir des coefficients Q_S . Les tests numériques réalisés dans la partie 5.2.2 concernant l'influence d'une erreur sur les coefficients d'atténuation modélisés font apparaître le même type de surestimation de la vitesse à proximité de la surface libre lorsque Q_P est sous-estimé. Cela suggère que l'atténuation réelle de certaines parties du modèle réduit a été surestimée, et que cette surestimation est à l'origine de ces artefacts et de l'incapacité à imaginer les couches 1 à 4 correctement. Cette observation peut d'ailleurs aussi être faite sur les résultats expérimentaux obtenus sur le modèle à trois couches. Il conviendrait de vérifier cette hypothèse en observant l'apport du réajustement des facteurs de qualité utilisé, ou de l'utilisation d'une norme moins sensible aux amplitudes (par exemple \mathcal{L}_1). Connaissant bien les modèles de vitesse réels, il pourrait également être intéressant d'inverser les paramètres Q_P et Q_S .

5.4 Conclusions

Le but de l'utilisation d'une approche conjointe numérique / expérimentation contrôlée pour l'inversion des formes d'ondes est de fournir un support de travail parfaitement contrôlé pour aider à mieux comprendre les difficultés d'adaptation de ces méthodes à de réels cas expérimentaux. En effet, basée sur l'interprétation de la ressemblance entre des formes d'ondes réelles et des formes d'ondes modélisées, cette méthode peut s'avérer très sensible à tout type d'événement ou de phénomène pas ou mal modélisé. La complexité de la propagation des ondes élastiques en milieux hétérogènes naturels rend cette tâche particulièrement difficile. L'objectif final étant l'utilisation de l'inversion des formes d'ondes sur des problèmes concrets d'imagerie de la subsurface, nous avons proposé dans ce dernier chapitre, deux cas d'études concrets pour lequel notre laboratoire peut fournir une aide précieuse.

Le premier objectif de ce chapitre était d'évaluer la capacité de l'inversion à imager quantitativement un milieu stratifié réel, en présence d'ondes de surface. Pour cela, deux milieux à trois couches horizontales ont été conçus, incluant respectivement une inclusion rapide, et une lente et atténuante, dans la première couche, à proximité de la surface, et telles que l'information sur ces hétérogénéités soit essentiellement contenue dans les perturbations des ondes de surface. Élargissant le problème, le second objectif de ce chapitre était d'évaluer dans quelle mesure l'inversion élastique peut tirer parti de l'information contenue dans les ondes de surface dispersives, et plus particulièrement lorsque le milieu dispersif contient des inversions de vitesse et des variations latérales de vitesse, choses souvent difficiles à imager par les méthodes sismiques habituelles.

Pour chacun des modèles, des données sismiques de surface ont été acquises. L'analyse et la confrontation de ces données aux données équivalentes obtenues par simulations numériques sur les milieux synthétiques correspondants ont permis d'une part d'évaluer la qualité et la fiabilité des données ultrasonores, et d'autre part d'analyser le contenu des données allant être inversé. Les données ultrasonores générées par le laboratoire MUSC sont en très bonne concordance avec les données synthétiques en ce qui concerne les temps d'arrivées et formes d'ondes. La reproduction des amplitudes est entachée d'une erreur plus importante due à l'erreur des facteurs de qualité modélisés.

La première conclusion de cette étude est qu'il est effectivement possible d'imager quantitativement les paramètres mécaniques de la subsurface en présence d'ondes de surface. Nos études numériques montrent que les informations contenues dans les ondes de surface dispersives peuvent être interprétées quantitativement. Même si des améliorations pourraient probablement être obtenues par une meilleure régularisation de l'inversion, par l'application de pondérations des données, ou encore la sélection des zones inversées en fonction de la fréquence, les résultats numériques montrent toutefois que même les zones très proches de la surface peuvent être imagées en V_P et en V_S .

La confrontation des résultats d'inversion de données expérimentales calibrées montre que, globalement, l'inversion se comporte de manière similaire avec les données expérimentales et synthétiques en V_P et en V_S . Sur les deux milieux étudiés, les objets dont le coefficient de réflexion est de $R \approx 0.5$ sont tous parfaitement localisés dans le milieu, tandis que ceux de coefficient de réflexion inférieurs à $R = 0.25$ sont plus difficilement détectables. L'estimation

des valeurs des paramètres n'est pas exacte, puisque des oscillations résultantes de l'inversion monofréquentielle aux fréquences précédentes sont toujours présentes. L'amélioration de la quantification des paramètres nécessiterait de continuer à inverser de plus hautes fréquences.

Nous avons également vu comment la présence de bruit dans les données implique certaines limitations : nous avons observé que certaines données trop bruitées, basses ou hautes fréquences, peuvent conduire à la convergence vers des minimums secondaires. Malgré la qualité des données et l'homogénéité des milieux auscultés, nous avons aussi remarqué que de petites variations d'amplitude de la source peuvent engendrer des perturbations de vitesse à proximité de la surface du modèle.

Finalement, l'imagerie de la partie supérieure du modèle de V_P pour le modèle à six couches s'est avérée délicate, en raison de l'apparition d'importants artefacts dans cette zone. Nous supposons que cet échec est lié à une sous-estimation de l'un des coefficients d'atténuation (en l'occurrence Q_P), ce qui génère des perturbations des modèles de vitesse à proximité des sources. Les perturbations apparaissant le long de la surface se répercutent sur le reste du modèle. Nous avons toutefois réussi à limiter ces effets en en figeant les valeurs des paramètres proches de la surface et en inversant seulement les zones plus profondes.

Chapitre 6

Conclusions, perspectives

Nous avons abordé au cours de cette thèse deux sujets principaux : la modélisation physique à échelle réduite de dispositif d'acquisition de sismique en conditions contrôlées, et l'application de l'inversion des formes d'ondes sismiques aux problématiques de la proche surface. Pour la première tâche, nous avons mis en place un laboratoire de mesure ultrasonore : le laboratoire MUSC. Pour la seconde tâche, nous avons utilisé une approche conjointe numérique / expérimentation contrôlée en utilisant d'une part les algorithmes de modélisation et d'inversion développés par Géoazur dans le cadre du projet ANR SEISCOPE (Brossier, 2010), et d'autre part des données sismiques ultrasonores fournies par le laboratoire MUSC. Cette approche conjointe nous a permis d'évaluer dans un premier temps le potentiel de l'inversion des formes d'ondes sur une application précise : la détection et la caractérisation de cavités souterraines. La même approche a ensuite été utilisée pour évaluer le potentiel de l'inversion élastique en tant qu'imagerie quantitative dans le cadre plus général de la caractérisation des propriétés mécaniques des premiers mètres du sous-sol à partir d'ondes de surface dispersives.

Le laboratoire MUSC

Nous avons mis en place au cours de cette thèse, un laboratoire de mesure ultrasonore sans contact (MUSC) dédié à la modélisation à échelle réduite en condition contrôlée de dispositifs d'acquisition de données sismiques. Les principales originalités de ce banc de mesure sont :

- Permettre des acquisitions « on-shore » à grands angles d'incidence modélisant à la fois les ondes de volume et de surface, et modélisant bien à la fois les temps d'arrivée et les amplitudes des signaux de la sismique à échelle réelle.
- L'acquisition automatique à grand rendement de mesures multisource-multirécepteur, 2D, 3D et en transmission, permettant un positionnement des sources et récepteurs avec une grande précision, et l'enregistrement du déplacement particulaire absolu en surface sans aucun couplage.
- Ce banc de mesure est également le premier de ce genre à être adapté aux applications de la proche surface.

Après évaluation des besoins pour la modélisation à échelle réduite de dispositifs d'acquisition sismique pour l'imagerie de la subsurface, nous avons développé les éléments suivants :

Nous avons réalisé plusieurs modèles réduits de la subsurface par assemblage et moulage de différents polymères (annexe B). Parallèlement, nous avons mis en place une procédure pour le contrôle des matériaux et la caractérisation sur échantillons des propriétés viscoélastiques des matériaux utilisés. Les vitesses de propagation et le facteur de qualité Q_S peuvent être mesurés à partir de tirs sismiques réalisés sur le banc MUSC sur de gros échantillons homogènes. Par ailleurs, nous avons proposé et validé l'adaptation de la méthode du ZGV (Prada et al., 2005) avec deux sources piézoélectriques ponctuelles pour l'obtention des vitesses de propagation localement dans notre gamme de fréquences. Des mesures ultrasonores hautes fréquences (5 MHz) permettent de contrôler la position des réflecteurs à l'intérieur des modèles réduits.

Le laboratoire MUSC utilise l'interférométrie laser pour l'acquisition des signaux ultrasonores, ce qui permet de mesurer le déplacement particulaire exact dans la gamme 10 kHz – 2 MHz avec une grande précision et en se délivrant des effets de couplage. Nous avons une bonne connaissance du bruit de mesure (bruit blanc gaussien), et pouvons exercer un contrôle sur le rapport signal sur bruit (large possibilité de moyennage).

Nous avons testé et évalué la plupart des techniques permettant de générer des ultrasons. Nous avons notamment montré les limites de l'utilisation de transducteurs piézoélectriques de contact pour la modélisation des amplitudes en fonction des directions de l'espace. Parmi toutes les méthodes existantes, nous avons sélectionné deux types de sources. La première est une source piézoélectrique à pointe fonctionnant entre 20 et 300 kHz. L'autre est une source piézoélectrique cylindrique classique à laquelle nous avons ajouté un adaptateur, et pouvant fonctionner entre 200 et 800 kHz. Ces deux sources ont été caractérisées, et leur fonctionnement dans le cadre de la modélisation de sources sismiques à échelle réduite a été validé.

Un système asservi permettant le positionnement des sources et des récepteurs au dessus du modèle avec une précision de 10 μm , le contrôle et l'automatisation complète de l'acquisition de données sismiques multisources / multirécepteurs, a été développé au LCPC au cours de cette thèse, en collaboration avec Olivier Durand. Ce système permet aujourd'hui l'acquisition de données d'une grande répétabilité pour des configurations de mesure de surface 2D/3D ainsi qu'en transmission.

Finalement, les données sismiques ont été validées sur un exemple concret (milieu homogène avec une cavité cylindrique) par confrontation avec des données obtenues par modélisation numérique viscoélastique. Les données numériques et expérimentales sont en très bonne corrélation au niveau des temps d'arrivées et des formes d'ondes. Les amplitudes sont également modélisées, bien que la modélisation numérique de l'atténuation réelle soit plus approximative.

Notre système est toutefois perfectible, et de nombreuses améliorations et évolutions sont envisageables.

D'autres modèles réduits peuvent être réalisés, et la modélisation d'autres types de caractéristiques de matériaux peut être envisagée : anisotropie, milieux hétérogènes, poreux, contrastes d'impédance plus forts, atténuations plus faibles, topographies complexes, variations 3D, etc.

Les incertitudes de mesures des paramètres viscoélastiques de nos matériaux sont encore élevées, en particulier en ce qui concerne l'atténuation. La procédure de contrôle peut, et doit être améliorée. Des techniques de caractérisation en immersion devraient permettre une meilleure précision, l'obtention simultanée sur de petits échantillons des paramètres V_P , V_S , Q_P et Q_S en fonction de la fréquence, ainsi que de quantifier l'anisotropie.

Des améliorations sont également envisageables pour la modélisation des sources sismiques. En effet, les sources que nous utilisons actuellement sont peu performantes au-delà de 600 kHz , sont résonnantes, et masquent l'accès aux plus courts offsets. Les sources laser impulsives permettent de générer des signaux plus impulsifs, plus large bande, et d'obtenir des sources linéiques (2D) sans aucun contact. Toutefois, ces sources, en régime ablation, ne sont pas strictement non-destructives, et un nouveau travail d'adaptation et de validation serait donc nécessaire pour leur implémentation dans le laboratoire MUSC si leur utilité s'avérait nécessaire.

La société Bossa Nova Technologies, développant le récepteur laser que nous utilisons, propose maintenant une amélioration de l'interféromètre permettant également la mesure de la composante horizontale du déplacement particulaire en surface. Cet élément, récemment implémenté dans le laboratoire MUSC, ouvre tout un champ de nouvelles perspectives :

- Les mesures multicomposantes sont aujourd'hui courantes en sismique puisqu'elles permettent d'accéder à des informations complémentaires. La prise en compte de la composante horizontale dans les données sismiques modélisées serait un plus non négligeable.
- En mesurant les deux composantes du champ en fonction de l'angle de rayonnement sur un dispositif cylindrique comme celui que nous avons présenté dans le paragraphe 3.4.2, il est possible de déterminer expérimentalement quelle proportion d'énergie est rayonnée dans chaque mode P ou S, apportant un complément d'information pertinent sur les performances de nos sources ultrasonores.
- En utilisant une source piézoélectrique cisailante et en mesurant la composante horizontale du champ, il est possible de générer et enregistrer des ondes SH. Cette configuration peut être intéressante pour travailler sous l'hypothèse de champ scalaire (hypothèse acoustique).

Finalement, les perspectives d'utilisation du laboratoire MUSC sont nombreuses et variées, tant pour des applications de géophysique profonde, de proche surface, ou encore en évaluation et contrôle non destructif.

Caractérisation de cavités souterraines par inversion des formes d'ondes élastiques

Nous avons proposé dans ce manuscrit une étude approfondie du comportement de l'inversion des formes d'ondes élastiques pour la détection et la caractérisation de cavités souterraines afin d'en évaluer le potentiel pour cette application spécifique. Pour cela, nous avons utilisé une approche conjointe numérique / expérimentation contrôlée, considérant le cas simple d'un vide circulaire dans un milieu homogène. Notre étude s'est déroulée en trois étapes :

1. La modélisation numérique et l'analyse de données ultrasonores contrôlées pour mieux connaître le contenu des données sismiques en présence d'une cavité souterraine.
2. L'analyse du comportement de l'inversion pour l'imagerie de cavité, avec des données synthétiques générées par le même algorithme que celui utilisé pour l'inversion.
3. L'inversion de données sismiques expérimentales obtenues grâce au laboratoire MUSC, et la confrontation des résultats aux résultats d'inversion de données synthétiques.

Cette étude nous a permis en ce sens de prévoir le comportement de l'inversion et d'en déterminer certaines limites dans ce contexte particulier, et ainsi d'anticiper les difficultés de l'application de la méthode à l'imagerie de cavités souterraines à échelle réelle.

Du point de vue de l'imagerie, nous avons pu tirer deux conclusions importantes de cette étude :

- Les ondes de surface peuvent être utilisées pour imager des hétérogénéités très proches de la surface, là où les ondes P ne le permettent pas.
- Un objet acoustiquement opaque, comme un vide ou un objet très rigide, ne peut pas être intégralement imagé par les ondes de volume réfléchies seules à partir d'un dispositif d'acquisition de surface.

Pour l'imagerie de cavités souterraines, si seule l'acquisition de surface est possible, cela se manifeste de la manière suivante :

- Si les données ont des fréquences suffisamment basses pour que le critère suivant soit respecté :

$$\begin{aligned} \lambda_P &> 2z_{max} \\ \lambda_S &> z_{max} \end{aligned} \tag{6.1}$$

avec $z_{max} = p_t + \Phi$, la profondeur du fond de la cavité, alors la morphologie de la cavité pourra être intégralement retrouvée par le paramètre V_S au moyen des ondes de surface, en procédant par inversion séquentielle de V_P et V_S , des basses vers les hautes fréquences. Les fréquences dépassant ce critère n'apporteront qu'une information incomplète qui risque de dégrader l'image. L'inversion donnera également une information sur

le type de cavité (pleine d'eau, vide franc, présence de maçonnerie) à partir du signe et du degré de contraste.

- Si les données ne contiennent pas de fréquences suffisamment basses, et qu'aucune information a priori sur la cavité n'est disponible, alors la forme et l'information sur l'intérieur de la cavité ne peuvent pas être obtenus. L'inversion de larges groupes de fréquences permettra au moins de localiser la cavité latéralement, et d'imager sa partie supérieure. Le résultat obtenu par cette stratégie correspond en fait à une simple migration élastique. Toutefois, le signe des perturbations données par l'inversion peut donner une information qualitative sur le contenu de la cavité (plus rigide, moins rigide).

En conclusion, nous avons pu montrer que l'inversion des formes d'ondes élastiques permet de caractériser des cavités dans la subsurface, mieux que ce peuvent faire les autres méthodes sismiques (sismique réflexion haute résolution, section en ondes de surface), notamment en apportant à la fois une information sur sa position latérale, sur sa profondeur, sur sa nature, et sur sa forme si les données contiennent suffisamment de basses fréquences. Nous avons également vu que l'inversion des formes d'ondes permet la caractérisation d'une cavité souterraine dans des cas où la microgravimétrie serait en limite de détection.

Dans le contexte de mesures *in situ*, les données sont rarement aussi favorables que le cas d'un vide circulaire dans un milieu homogène connu. Les milieux réels sont très hétérogènes et les données bruitées. Nous nous attendons à deux modifications importantes du comportement de l'imagerie :

- Dans un contexte hétérogène, les limites de résolution liées à l'acquisition de surface et l'impossibilité d'accéder aux informations sur le fond de la cavité sont mitigées, puisque les réflecteurs géologiques placés sous la cavité peuvent apporter une information nouvelle sur sa face cachée, via des réflexions multiples ou l'effet de masquage des réflexions.
- D'autre part, la méconnaissance du milieu environnant risque de biaiser la localisation des cavités, c'est-à-dire que la détermination précise de la position, des dimensions, de la forme, et de la nature de la cavité, ne sera possible que si le milieu environnant peut être également imagé.

Inversion quantitative

Les problématiques de subsurface qui nous intéressent impliquent de traiter des données ne contenant pratiquement que des ondes de surface. L'inversion élastique est déjà en-soi, une tâche difficile en raison de la non-linéarité du problème. L'imagerie de zones très proches de la surface est un cas très particulier de l'inversion des formes d'ondes en raison des très grands angles d'incidence mis en jeu et de la prédominance dans les données d'ondes de surface dispersives contenant l'essentiel de l'information recherchée. L'application sur des milieux naturels complexes ne peut donc qu'ajouter à la difficulté du problème. Notre objectif final étant bien évidemment l'utilisation de l'inversion des formes d'ondes sur des problèmes réels d'imagerie de la subsurface, nous avons proposé dans la dernière partie de cette thèse deux

cas d'études concrets pour lequel notre laboratoire peut fournir une aide précieuse.

Par une approche similaire à celle utilisée pour l'imagerie de cavités souterraines, nous avons essayé d'évaluer la capacité de l'inversion à exploiter les informations contenues dans les ondes de surface dispersives dans le cas de données synthétiques, puis expérimentales.

Les tests d'inversion de données synthétiques ont montré qu'il est possible d'imager quantitativement les paramètres mécaniques V_P et V_S des couches superficielles de milieux hétérogènes à partir de données sismiques largement dominées par des ondes de surface, y compris dans le cas de milieux à variations latérales et en présence d'inversions de vitesse.

La confrontation des résultats d'inversion de données expérimentales calibrées montre que, globalement, l'inversion se comporte de manière similaire avec les données expérimentales et synthétiques pour les deux paramètres V_P et V_S . Les objets dont le coefficient de réflexion est de l'ordre de $R \approx 0.5$ sont tous parfaitement localisés, tandis que ceux de coefficient de réflexion inférieurs à 0.25 sont plus difficilement détectables. L'estimation des valeurs des paramètres n'est pas exacte, des oscillations résultantes de l'inversion monofréquentielle sont toujours présentes, et perturbent l'imagerie quantitative du milieu. L'amélioration de la quantification des paramètres nécessite une meilleure régularisation de l'inversion, ainsi que l'inversion de plus hautes fréquences.

Nous avons également vu comment la présence de bruit dans les données implique certaines limitations : nous avons observé que certaines données trop bruitées, basses ou hautes fréquences, peuvent conduire à la convergence vers des minimums secondaires. De même, malgré la qualité des données, et l'homogénéité des milieux auscultés, nous avons pu observer que de petites variations d'amplitude de la source peuvent engendrer des perturbations de vitesse à proximité de la surface du modèle.

Finalement, nous avons observé des difficultés pour l'inversion des zones les plus proches de la surface. Nous pensons que ces difficultés sont liées à des erreurs des coefficients d'atténuation modélisés provoquant des perturbations du modèle de vitesse à proximité des sources. Il est indispensable d'éviter l'apparition de ces perturbations, puisqu'elles peuvent engendrer d'autres perturbations dans les zones plus profondes du modèle. Cela peut être fait en appliquant un lissage du gradient et du Hessien, ou en figeant les valeurs des paramètres proches de la surface.

Un pas en avant vers l'application sur le terrain

Cette première expérience de l'approche conjointe numérique / modèle réduit a démontré son intérêt, en mettant en évidence certaines difficultés propres à l'inversion de données réelles. De par ces résultats, et suite à notre expérience personnelle sur des données réelles, nous pouvons déjà pressentir certaines difficultés, et quelles voies vont être à explorer plus en détail en vue de l'application à des données de terrain :

- Il va être nécessaire tout d'abord de comprendre et résoudre le problème des perturba-

tions causées par l'utilisation de mauvais coefficients d'atténuation (et de densités ?), et de mieux comprendre le lien avec l'inversion des fonctions source et les perturbations de vitesse apparaissant à proximité des sources. Le problème du modèle de vitesse initial est certainement crucial, mais le problème de l'atténuation dans le problème direct n'en est pas moins important. Certaines solutions existent pour obtenir un modèle de vitesse (tomographie, sondages, inversion de la dispersion des ondes de surface), mais la détermination d'un modèle d'atténuation est beaucoup plus délicate. Une autre voie pourrait consister à rendre l'inversion moins dépendante de ces paramètres, par l'utilisation de normes moins sensibles aux amplitudes des signaux (\mathcal{L}_1) dans un premier temps, puis par l'inversion de l'atténuation lors d'une seconde étape lorsque le modèle de vitesse est mieux calé, puis de reprendre cette stratégie pour chaque fréquence inversée.

- L'évaluation d'un rapport signal sur bruit seuil pour la sélection des données inversibles pourrait être intéressante, dans la mesure où elle permettrait une sélection des données les moins bruitées, et de rejeter les plus mauvaises données. En effet, nous avons vu qu'en présence de fortes atténuations, comme c'est généralement le cas dans la subsurface, les hautes fréquences voient leur rapport signal sur bruit rapidement chuter avec l'offset. Aux hautes fréquences, l'utilisation des seuls proches offsets plutôt que toutes les données permettrait d'améliorer la robustesse face au bruit. Cela peut être fait manuellement, ou en réintroduisant dans l'inversion la matrice de covariance des données \mathbf{W}_d que Pratt (1999) préfère délaissier (c.f. équation 2.32). Une telle démarche pourrait finalement conduire à l'utilisation de dispositifs de mesures spécifiques à l'utilisation des hautes fréquences, n'utilisant que de très courts offsets et des sources et géophones hautes fréquences, destinés à augmenter la résolution de l'image du milieu.
- La détermination des modèles de vitesse de départ reste un point important. Selon les sites auscultés, elle pourra être simple (milieu tabulaire à gradient de vitesse) grâce à la tomographie de surface pour V_P , et par inversion de la dispersion des ondes de surface pour V_S , mais peut être plus difficile si le milieu contient de forts contrastes d'impédance, des inversions de vitesses, ou encore des variations latérales ou des zones atténuantes. La dépendance au modèle initial sera toutefois mitigée dans de nombreux cas de la subsurface, puisque les configurations de mesure et les données relativement basses fréquences impliquent souvent la propagation de longueurs d'onde grandes devant les hétérogénéités et de grands offsets. Par exemple, pour l'exploration d'hétérogénéités à une quinzaine de mètres de profondeur, un milieu sableux ou argileux mettant en jeu à 15 Hz des longueurs d'onde telles que $\lambda_S/2$ soit de l'ordre de 10 m sera peu favorable, alors qu'un milieu calcaire plus rapide engendrera des résolutions $\lambda_S/2$ de plusieurs dizaines de mètres permettant plus de souplesse dans le choix du modèle initial et rendra l'inversion plus robuste (sous réserve qu'il ne soit pas fracturé).
- Si le contenu basse fréquence des données sismiques de subsurface rend l'inversion plus robuste, il conduit également à une résolution plus faible. L'obtention à la fois de données permettant l'imagerie robuste et haute résolution pourra éventuellement passer par l'acquisition de plusieurs jeux de données différents adaptés à la résolution souhaitée par l'utilisation de géophones basses ou hautes fréquences, de filtres analogiques à l'acquisition, et même de dispositifs à couverture adaptée à la résolution et l'atténuation (basses fréquences = dispositifs courts et grands angles, hautes fréquences = disposi-

tifs courts). Parallèlement, les grilles de discrétisation pour le problème direct peuvent être adaptées aux gammes de fréquences utilisées pour gagner en efficacité de calcul : maillage grossier et PML larges pour les basses fréquences, maillage fin et petits PML pour les hautes fréquences. En effet, l'utilisation d'un maillage unique pour l'ensemble du modèle nécessite la modélisation d'un nombre de paramètres prohibitifs, en particulier dans le cas de milieu contenant de larges gammes de vitesses.

- Les données mesurées doivent être expliquées par les données modélisées. Un effort considérable a déjà été fait du point de vue de la modélisation (viscoélasticité, surface libre, efficacité des algorithmes, etc). Certaines précautions en ce sens peuvent facilement être prises lors de l'acquisition des données sismiques sur le terrain. Par exemple, les géophones peuvent être protégés pour éviter d'enregistrer l'onde aérienne, car cette onde pouvant se propager à une vitesse parfois proche de la vitesse de l'onde de surface peut rendre les données inutilisables. Des précautions pour éviter l'enregistrement des bruits basses fréquences (bruit routier par exemple) sont un plus, car la présence de données basses fréquences va améliorer la robustesse et le besoin de précision du modèle initial, sous réserve qu'elles ne soient pas bruitées. Un soin particulier doit également être pris dans le relevé des positions relatives des points de génération et d'enregistrement des ondes sismiques.
- Enfin, nous avons pu entrevoir la difficulté de stabiliser l'inversion à proximité de la surface libre, ou comment des artefacts apparaissant à un endroit du modèle peuvent avoir des conséquences importantes sur le reste du modèle inversé, jusqu'à éloigner localement le modèle inversé du modèle de départ. Aussi, toute information a priori sur le milieu doit être utilisée. Par exemple, les outils de régularisation appliqués au gradient peuvent facilement être adaptés localement aux longueurs d'onde, à la profondeur ou au type d'onde se propageant dans chaque zone (pour tenir compte des différences de sensibilité ou à la profondeur de pénétration des ondes de surface). Un coefficient de confiance du modèle initial en fonction de la région inversée (introduit par la matrice de covariance \mathbf{W}_m) et de la fréquence est aussi un moyen d'inclure de l'information a priori. Enfin, certaines zones du modèle, comme les régions les plus superficielles, en raison de l'instabilité engendrée par la surface libre, peuvent ne pas être inversées, auquel cas l'imagerie quantitative précise de cette zone devra être faite au préalable, par analyse sur échantillons, ou même par tomographie ou inversion des formes d'ondes sur de petits modèles à partir de l'information tirée des ondes de surface pour les plus hautes fréquences. Ce type de stratégie pourrait alors conduire à inverser le milieu morceau par morceau, de la surface vers le fond, en procédant des hautes fréquences vers les basses fréquences.

ANNEXES

A Détermination du diagramme de rayonnement d'un piston plan rayonnant en surface.

La formulation donnée par Tang et al. (1994) permet de déterminer la directivité d'un piston plan rayonnant à la surface d'un demi-espace élastique (figure A.1). En faisant l'hypothèse que les contraintes σ_{zz} et σ_{xz} (compression et cisaillement) soient uniformément distribuées à la surface du piston, Tang et al. (1994) écrit la solution des déplacements élastiques en coordonnées sphériques pour obtenir les diagrammes de rayonnement d'une source piezoélectrique de contact circulaire générant soit des ondes de compression, soit des ondes de cisaillement. Pour cela, il écrit les expressions du déplacement particulaire en champ lointain. Lorsque le problème est ramené à deux dimensions, pour une source de rayon a , générant un champ de force normal à la surface, les expressions des deux composantes du champ s'écrivent en coordonnées polaires :

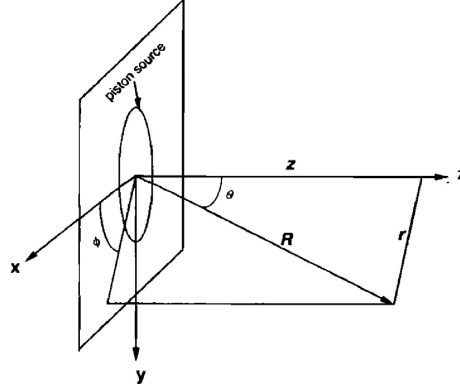


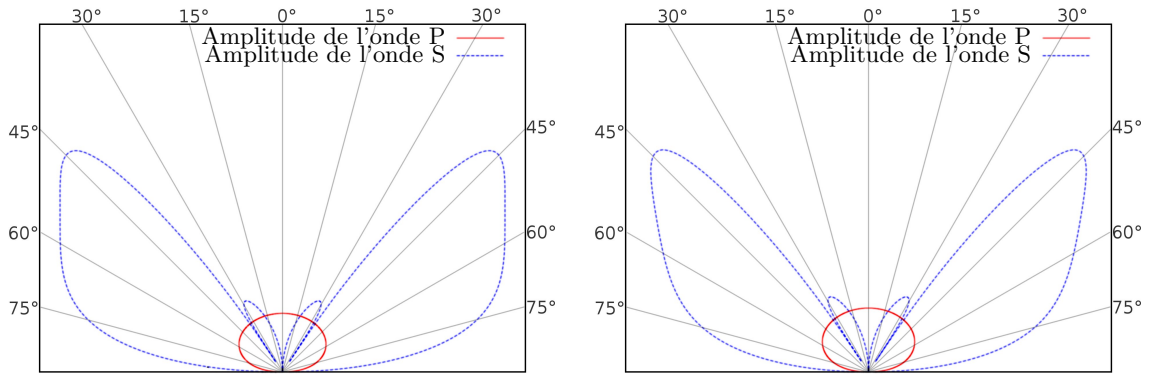
FIG. A.1 – Piston source de rayon a rayonnant à la surface d'un demi espace élastique - système de coordonnées cartésiennes (x, y, z) et sphériques (R, θ, ϕ)

$$u_R = \frac{a^2 \sigma_{zz} e^{(ik_P R)}}{4\pi\nu R} \left[\frac{2J_1(k_P a \sin\theta)}{k_P a \sin\theta} \right] \frac{\frac{V_S^2}{V_P^2} \cos\theta \left[1 - 2\frac{V_S^2}{V_P^2} \sin^2\theta \right]}{\left[1 - 2\frac{V_S^2}{V_P^2} \sin^2\theta \right]^2 + 4\frac{V_S^3}{V_P^3} \sin^2\theta \cos\theta \left[1 - \frac{V_S^2}{V_P^2} \sin^2\theta \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (2)$$

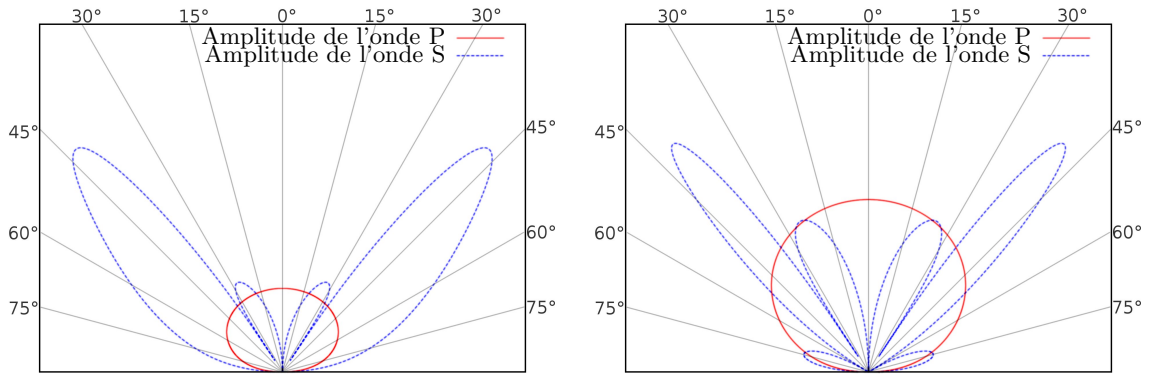
$$u_\theta = -\frac{a^2 \sigma_{zz} e^{(ik_S R)}}{2\pi\nu R} \left[\frac{2J_1(k_S a \sin\theta)}{k_S a \sin\theta} \right] \frac{\sin\theta \cos\theta \left[\frac{V_S^2}{V_P^2} - \sin^2\theta \right]^{\frac{1}{2}}}{(1 - 2\sin^2\theta)^2 + 4\sin^2\theta \cos\theta \left[\frac{V_S^2}{V_P^2} - \sin^2\theta \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (3)$$

V_P et V_S sont respectivement les vitesses des ondes de compression et de cisaillement, k_P et k_S les nombres d'ondes correspondants et ν le coefficient de poisson. a est le rayon du piston rayonnant et R la distance à la source. J_1 est la fonction de Bessel de premier ordre. σ_{zz} représente la sollicitation imposée par le piston au milieu. On fait l'hypothèse d'un piston parfait avec σ_{zz} indépendant de l'espace.

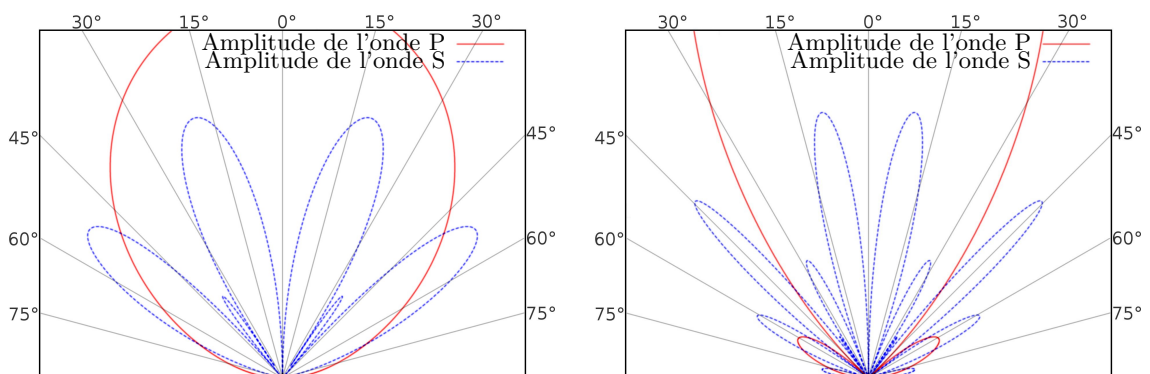
C'est cette formulation que nous avons utilisée pour calculer les diagrammes de rayonnement des ondes P et S représentés sur les figures 1.6 et A.2, pour plusieurs rapport a/λ_P .



(a) Diagramme de directivité d'un piston plan de rayon $a = \lambda_P/100$ (b) Diagramme de directivité d'un piston plan de rayon $a = \lambda_P/10$



(c) Diagramme de directivité d'un piston plan de rayon $a = \lambda_P/5$ (d) Diagramme de directivité d'un piston plan de rayon $a = \lambda_P/3$



(e) Diagramme de directivité d'un piston plan de rayon $a = \lambda_P/2$ (f) Diagramme de directivité d'un piston plan de rayon $a = \lambda_P$

FIG. A.2 – Diagramme de directivité d'un piston plan de rayon a rayonnant à la surface d'un demi-espace homogène. La répartition spatiale de l'amplitude de l'onde P est représentée en trait plein rouge, celle des ondes S en pointillé bleu. Diagrammes calculés d'après la formulation de Tang et al. (1994).

B Modèles réduits

B.1 Modèle homogène à cavité cylindrique

Le modèle utilisé dans le chapitre 4 est un bloc parallélépipédique homogène en polypropylène de 120 mm de largeur, 560 mm de longueur, et 60 mm d'épaisseur, avec un vide cylindrique de 5 mm de diamètre traversant à 10 mm de profondeur (figure B.1). Les propriétés du polypropylène sont $V_P = 2750\text{ m.s}^{-1}$, $V_S = 1221\text{ m.s}^{-1}$, $\rho = 910\text{ kg.m}^{-3}$, $Q_P = 25$ et $Q_S = 11$. L'acquisition est réalisée sur un dispositif de 120 mm placé en surface, avec 241 récepteurs espacés de 0.5 mm et 25 sources espacées de 5 mm . La figure B.1 c représente le modèle numérique correspondant. L'épaisseur du modèle réduit est de 60 mm , mais seul les premiers 30 mm sont pris en compte dans le modèle numérique. Les points rouges sur la figure B.1 représentent l'emplacement des 25 points de tir sur le modèle.

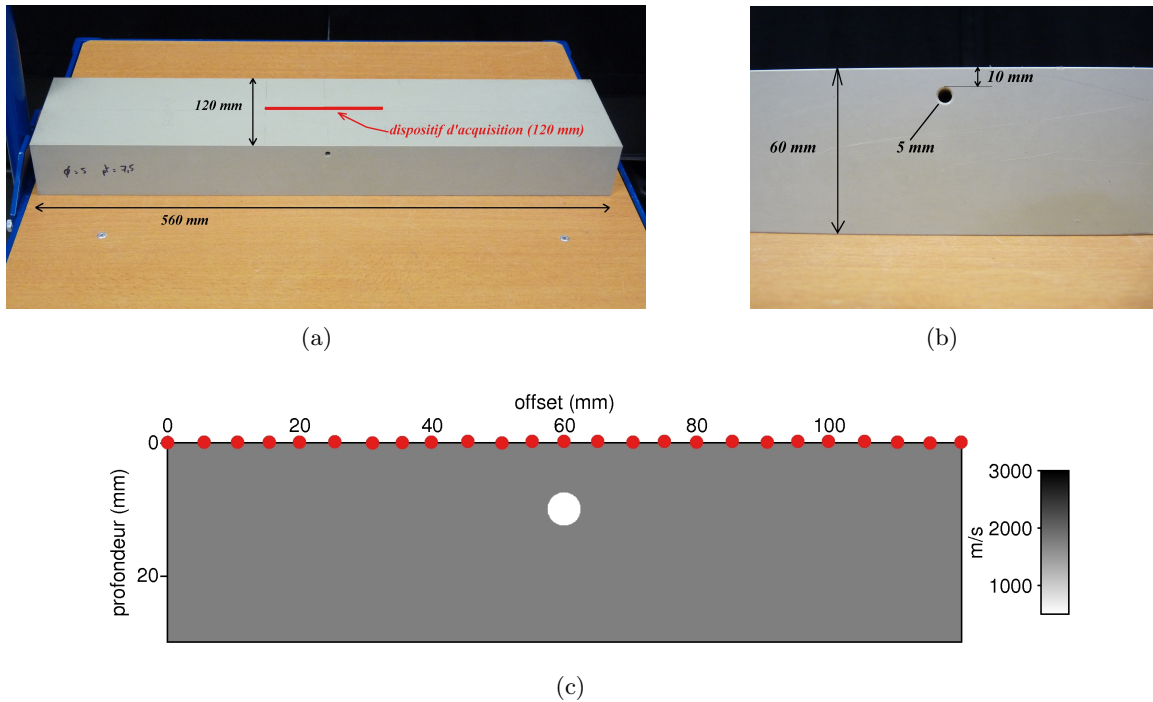


FIG. B.1 – Modèle en polypropylène avec cavité cylindrique. a,b) modèle réduit c) modèle numérique associé (voir propriétés en annexe C). La point rouge sur le schema (c) symbolise la position de chacune des 25 sources.

B.2 Modèles à trois couches

Trois modèles en résine époxy de 400 mm de largeur, 500 mm de longueur, et 260 mm d'épaisseur ont été réalisés pour étudier les performances de l'inversion des formes d'ondes en tant que méthode d'imagerie quantitative. Les trois modèles sont constitués chacun de trois couches de vitesses croissantes avec la profondeur (matériaux R1, R2 et R4), la troisième couche étant suffisamment grande pour être considérée comme un milieu semi-infini.

Les différentes vitesses sont obtenues par mélange de plusieurs types de résines époxy et de charges sous forme de poudre de marbre (taille de grain caractéristique $< 10\ \mu\text{m}$). Le premier modèle est constitué de ces seules trois couches horizontales. Les deux autres contiennent, en plus, chacun une inclusion ovoïdale dans la première couche, l'une de vitesse plus élevée (R4), et l'autre de vitesse plus faible et d'atténuation très forte (R5). Une photo de la zone du modèle réduit où sont réalisées les mesures est représentée sur la figure B.2.

Les dimensions de l'inclusion sont $l = 5\text{ mm}$, $L = 20\text{ mm}$ et la profondeur du toit $h_{\text{toit}} = 13\text{ mm}$.

Les propriétés viscoélastiques des matériaux R1, R2, R4 et R5 sont données en annexe C.

Le dispositif d'acquisition utilisé s'étend en surface sur 180 mm . Il comprend 181 points de réception espacés de 1 mm et 37 points de tir espacés de 5 mm .

Les modèles de vitesse numériques associés à chacun des modèles réduits sont représentés figure B.3.

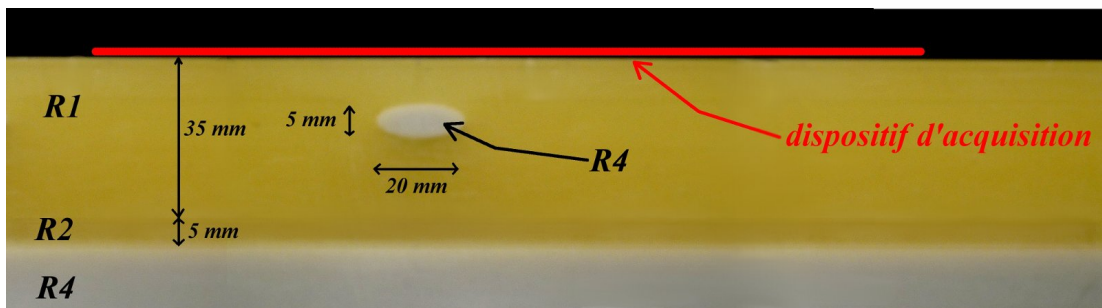
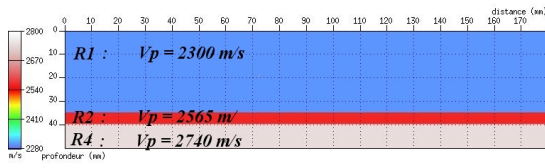
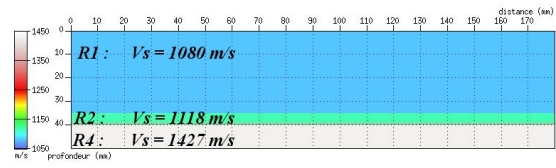
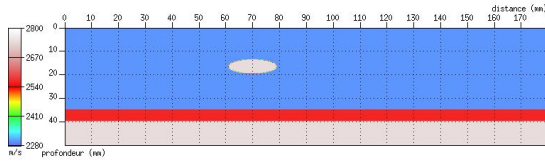
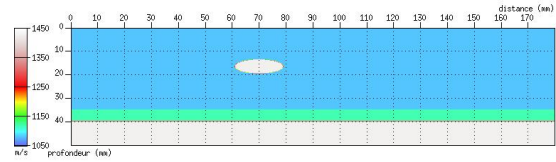
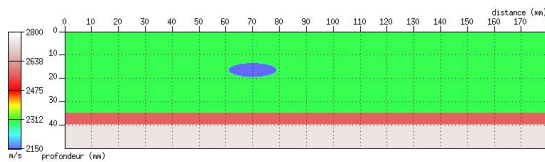
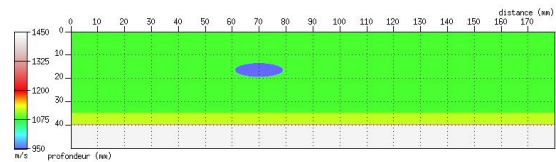
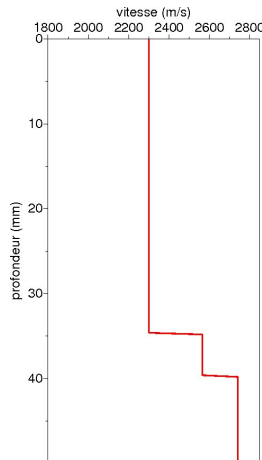
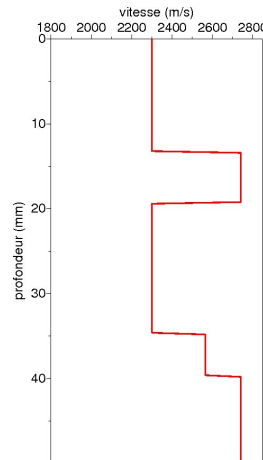


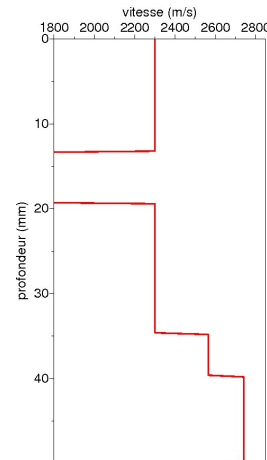
FIG. B.2 – Photo de la zone d'étude du modèle à 3 vitesses en résine avec inclusion rapide.

(a) modèle 3 couches sans inclusion : V_P (b) modèle 3 couches sans inclusion : V_S (c) modèle 3 couches à inclusion rapide : V_P (d) modèle 3 couches à inclusion rapide : V_S (e) modèle 3 couches à inclusion atténuante : V_P (f) modèle 3 couches à inclusion atténuante : V_S 

(g) sans inclusion



(h) inclusion rapide



(i) inclusion atténuante

FIG. B.3 – Modèles numériques associés aux modèles à 3 vitesses en résine : (a) (b) V_P et V_S pour le milieu à 3 couches sans inclusion, (c) (d) pour le modèle avec inclusion rapide, (e) (f) pour le modèle avec inclusion atténuante. Profil de vitesse V_P en fonction de la profondeur passant au centre de l'inclusion pour (g) le modèle stratifié plan (h) le modèle avec inclusion rapide (i) le modèle avec inclusion atténuante. (voir propriétés en annexe C)

B.3 Modèle à six couches

Afin d'évaluer la capacité de l'inversion des formes d'ondes élastiques à imager un milieu stratifié contenant des variations latérales dans le cas où les ondes de surface sont dispersives, nous avons confectionné un quatrième modèle réduit, plus complexe, sur la base des trois modèles précédents. Ce modèle contient six zones de vitesses différentes numérotées de 1 à 6 sur les figures B.5 b et B.5 c, et inclut des variations très proches de la surface, des inversions de vitesse, un plan incliné, et le même milieu semi-infini que pour les trois autres modèles (figures B.4 et B.5). Les matériaux utilisés sont les mêmes que précédemment (voir annexe C).

D'un point de vue géologique, ce milieu peut être vu comme un milieu à quatre couches de vitesses croissantes (bleu, rouge, rose, blanc sur la figure B.5 b). La couche n°5 (rose) aura pu être creusée par le lit d'une rivière, puis remplie par une couche de sédiments à basse vitesse (n°4 en bleu). La zone la plus superficielle (n°1 en blanc), plus rapide, pourrait être le résultat de compaction liée à l'activité humaine (chaussée par exemple). Admettant un rapport d'échelle de 2 sur les vitesses, de 2000 sur les distances et les temps/fréquences, les dimensions réelles pour une application de la subsurface où la fréquence centrale utilisée serait de 50Hz pourraient être les suivantes :

- Une couche compactée en surface de 3 m d'épaisseur à $V_P = 1400\text{ m.s}^{-1}$ et $V_S = 725\text{ m.s}^{-1}$.
- Une couche plus lente de 3 à 10 m de profondeur $V_P = 1150\text{ m.s}^{-1}$ et $V_S = 540\text{ m.s}^{-1}$.
- Une couche plus rapide de 10 à 20 m de profondeur $V_P = 1250\text{ m.s}^{-1}$ et $V_S = 560\text{ m.s}^{-1}$.
- Une couche plus rapide de 20 à 40 m de profondeur $V_P = 1300\text{ m.s}^{-1}$ et $V_S = 640\text{ m.s}^{-1}$, creusée sur une partie et remplie d'une couche de sédiments lente à $V_P = 1150\text{ m.s}^{-1}$ et $V_S = 540\text{ m.s}^{-1}$.
- Au-delà de 40 m de profondeur, une couche rocheuse rapide à $V_P = 1400\text{ m.s}^{-1}$ et $V_S = 725\text{ m.s}^{-1}$.

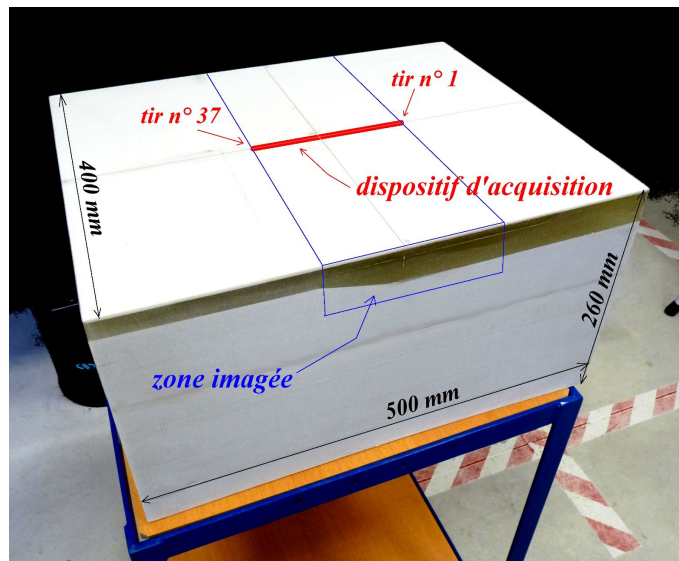
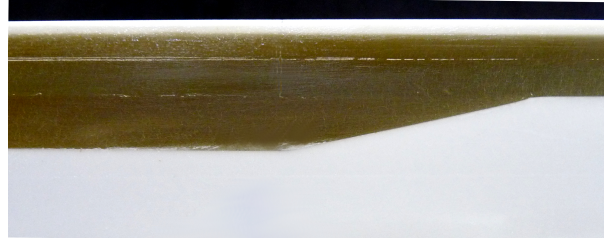
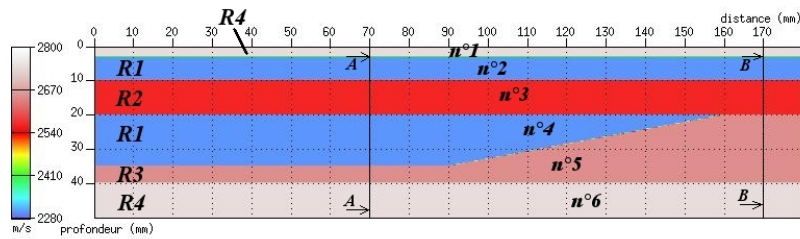
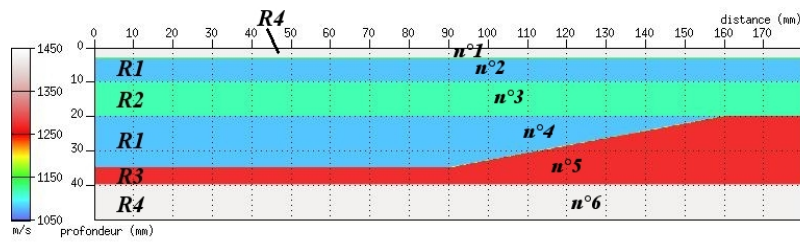
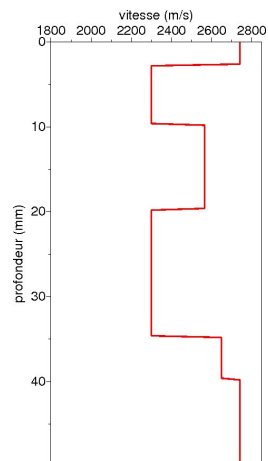


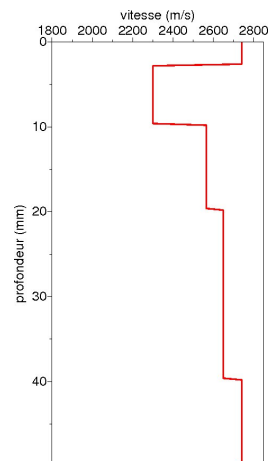
FIG. B.4 – Modèle réduit à 6 couches en résine.



(a) Angrandissement sur la zone d'étude.

(b) Modèle 6 couches : V_P (c) Modèle 6 couches : V_S 

(d) Profil vertical A-A



(e) Profil vertical B-B

FIG. B.5 – Modèle à 6 couches en résine. (a) photo de la zone imagée du modèle réduit vu de côté (b) et (c) modèles de vitesse numériques associés, (d) et (e) Profils de vitesse V_P verticaux (coupe A-A et B-B).

C Caractéristiques viscoélastiques des modèles réduits

Nom	Matériau	V_P ($m.s^{-1}$)	V_S ($m.s^{-1}$)	V_R ($m.s^{-1}$)	ρ ($kg.m^{-3}$)	Q_P	Q_S	Remarque
ALU	Aluminium	6 160	3 184	2 972	2 700	14 000 ¹	-	
PMMA	Plexiglas	2 575	1 335	1 246	950	45	-	
PP	Polypropylène	2 750	1 221	1 150	910	25	11	matériau dispersif
R1	Résine + Résine souple	2 300	1 080	1 015	1 465	55 ²	22	
R2	Résine pure	2 565	1 118	1 054	1 195	65 ²	26	
R3	Résine marbre 50 %	2 650	1 273	1 194	1 162	75 ²	30	
R4	Résine marbre 100 %	2 740	1 427	1 332	1 601	85 ²	34	
R5	Époxy ultra souple	1000	-	-	1050	< 5	< 5	

TAB. 1 – Caractéristiques viscoélastiques des matériaux utilisés pour la conception des modèles réduits. Les vitesses ont été mesurées sur échantillons par les méthodes décrites dans la partie 3.2.2, et sont celles utilisées dans les modèles de paramètres numériques.

1- d'après Clorennec et al. (2007).

2- estimé à partir de Q_S mesuré, via un coefficient multiplicatif de 2.5.

D Régularisation par « Total Variation »

La méthode « Total Variation » est généralement utilisée pour débruiter des images (Rudin et al., 1992; Gilboa et al., 2003). Cette méthode consiste à minimiser une fonctionnelle donnée par la norme de la variation totale de l'image et de la fidélité de cette image à l'image bruitée d'entrée. La réduction de la variation totale de l'image réduit le bruit tout en préservant les frontières nettes. Les textures complexes et les variations rapides sont également supprimées. Le résultat est une image débruitée donnant un aspect « blocky » à l'image, conséquence de la conservation des variations franches. Elle peut également être utilisée comme outil de régularisation en réduisant les fluctuations rapides du gradient et du Hessien, réduisant ainsi les artéfacts de l'imagerie en évitant les petites variations de la fonctions coût. L'utilisation de cette régularisation dans l'inversion des formes d'ondes doit conduire tout naturellement à mieux mettre en évidence les interfaces du milieu, tout en réduisant les petites variations aléatoires. Bien que n'étant peut être pas adaptée à l'imagerie de milieu à gradient de vitesse, elle s'avère plus intéressante pour l'imagerie d'un objet isolé comme une cavité. La figure D.1 illustre l'apport de cette régularisation sur les modèles de paramètres V_P et V_S à partir de données expérimentales à 120 kHz dans la même configuration que présenté dans la partie 4.4.1.a. Par comparaison aux résultats d'inversion donnés dans cette partie (figures 4.36 et 4.37), les artéfacts circulaires entourant la cavité et les petites variations aléatoires sont quasiment tous supprimés. La cavité est bien détectée en V_S , et également en V_P , même si la résolution est moins bonne et si les perturbations de vitesse à l'intérieur de la cavité sont beaucoup plus faibles qu'avec une régularisation classique par lissage du gradient. Ce type de régularisation peut constituer un outil intéressant dans le cadre de la caractérisation morphologique d'objets à forts contrastes, mais nécessite toutefois d'approfondir les recherches pour savoir comment précisément ajuster le degré de régularisation.

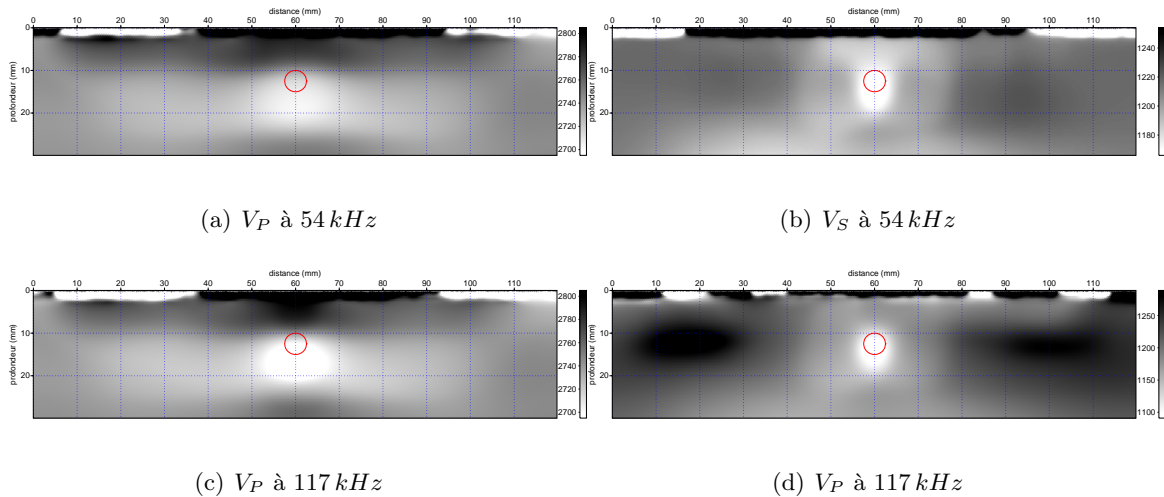


FIG. D.1 – Inversion séquentielle de données expérimentales à 120 kHz avec régularisation par application au gradient et au Hessien de la « Total Variation »

Bibliographie

- O. Abraham and P. Côte. Impact echo thickness frequency profiles for detection of voids in tendon ducts. *ACI Structural Journal*, 99(3) :239–247, 2002.
- O. Abraham, R. Chammas, J-F Samblat, and P. Cote. Caractérisation mécanique des sols très hétérogènes avec les ondes de surface. *Bulletin des Laboratoires des Ponts et Chaussées*, 268 :7–18, 2007.
- K. Aki and P. Richards. *Quantitative seismology, theory and methods*. Science Book, Sausalito, California, USA., 1980.
- P.R. Amestoy, I.S. Duff, and J.Y. L’Excellent. Multifrontal parallel distributed symmetric and unsymmetric solvers. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 184 (2) :1223–1238, 2000.
- F.A. Angona. Two-dimensional modeling and its application to seismic problems. *Geophysics*, 25(2) :468–482, 1964.
- C. Ayrault, P. Bequin, and M. Legros. Experimental study of a spark discharge as an acoustic source. In *Proceeding of the 19th International Congress on Acoustics (ICA), Septembre 2007, Madrid, Espagne*, 2007.
- G.E. Backus and J.F. Gilbert. Numerical applications of a formalism for geophysical inverse problem. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, 13 :247–276, 1967.
- K.S. Beaty, D.R. Schmitt, and M. Sacchi. Simultaneous annealing inversion of multimode Rayleigh wave dispersion curves for geological wave curves for geological structure. *Geophysical Journal International*, 151 :622–631, 2002.
- I. Belfer, I. Bruner, S. Keydar, A. Kravtsov, and E. Landa. Detection of shallow objects using refracted and diffracted seismic waves. *Journal of Applied Geophysics*, 38 :155–168, 1998.
- H. Ben Hadj Ali, S. Operto, and J. Virieux. Velocity model-building by 3d frequency-domain full-waveform inversion of wide-aperture seismic data. *Geophysics*, 73(5) :VE101–VE117, 2008.
- M. Benjema, M. Glinsky-Olivier, N. Cruz-Atienza, J. Virieux, and S. Piperno. Dynamic non-planar crack rupture by a finite volume method. *Geophysical Journal International*, 171 :271–285, 2007.
- J.P. Berenger. A perfectly matched layer for absorption of electromagnetic waves. *Journal of Computational Physics*, 114 :185–200, 1994.

- F. Billette. *Estimation de macro-modèles de vitesse en sismique réflexion par stéréotomographie*. PhD thesis, Université de Paris VII, 1998.
- T.N. Bishop, K.P. Bube, R.T. Cutler, R.T. Langan, P.L. Love, J.R. Resnick, R.T. Shuey, and D.A. Spinder. Tomographic determination of velocity and depth in laterally varying media. *Geophysics*, 50(6) :903–923, 1985.
- F. Bleibinhaus, R.W. Lester, and J.A. Hole. Applying waveform inversion to wide-angle seismic survey. *Tectonophysics*, 2009.
- L. Bodet. *Limites théoriques et expérimentales de l'interprétation de la dispersion des ondes de Rayleigh : Apport de la modélisation numérique et physique*. PhD thesis, Ecole centrale de Nantes - Université de Nantes, 2005.
- L. Bodet, K. van Wijk, A. Bitri, O. Abraham, P. Côte, G. Grandjean, and D. Leparoux. Surface-wave inversion limitations from laser-doppler physical modeling. *Journal of Environmental & Engineering Geophysics*, 10(2) :151–162, 2005.
- L. Bodet, O. Abraham, and D. Clorennec. Near-offset effects on Rayleigh-wave dispersion measurements : Physical modeling. *Journal of Applied Geophysics*, 68(1) :95–103, 2009.
- T. Bohlen and E. Saenger. Accuracy of heterogeneous staggered-grid finite-difference modeling of Rayleigh waves. *Geophysics*, 71 :109–115, 2006.
- T. Bourbier, O. Coussy, and B. Zinszner. *Acoustique des milieux poreux*. Publications de l'Institut Français du Pétrole, 1986.
- F. Bretaudeau. Propagation en milieux hétérogène pour la caractérisation de fissures débouchant en surface. Master's thesis, Université du Maine - Laboratoire Central des Ponts et Chaussées, 2006.
- D. Breysse and O. Abraham. *Méthodologie d'évaluation non destructive de l'état d'altération des ouvrages en béton*. Presses de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, 2005.
- R. Brossier. Two-dimensional frequency-domain visco-elastic full waveform inversion : parallel algorithms, optimization and performance. *Computer & Geosciences*, 2010. in press.
- R. Brossier, J. Virieux, and S. Operto. Parsimonious finite-volume frequency-domain method for (2-D) (P-SV)-wave modelling. *Geophysical Journal International*, 175 :541–559, 2008.
- R. Brossier, S. Operto, and J. Virieux. Seismic imaging of complex onshore structures by two-dimensional elastic frequency-domain full-waveform inversion. *Geophysics*, 74(6) :WCC105–WCC118, 2009.
- R.J. Brown, D.C. Lawton, and S.P. Cheadle. Scaled physical modelling of anisotropic wave propagation : multioffset profiles over orthorhombic medium. *Geophysical Journal International*, 107(3) :693–702, 1991.
- M. Bruneau and C. Potel. *Matériaux et Acoustique*, volume 3 of *Mécanique et ingénierie des matériaux*. Lavoisier, 2006.
- M.L. Buddensiek, C.M. Krawczyk, N. Kukowski, and O. Oncken. Performance of piezoelectric transducers in terms of amplitude and waveform. *Geophysics*, 74(2) :T33–T45, 2009.

- C. Bunks, F.M. Saleck, S. Zaleski, and G. Chavent. Multiscale seismic waveform inversion. *Geophysics*, 60(5) :1457–1473, 1995.
- P.N. Burns. Harmonic imaging with ultrasound contrast agents. *Clinical Radiology*, 51(1) : 50–55, 1996.
- X. Campman, K. van Wijk, J. Scales, and G. Herman. Imaging and suppressing near-receiver scattered surface waves. *Geophysics*, 72(2) :V21–V29, 2005.
- L. Capineri, H.G. Tattersall, M.G. Silk, and J.A.G. Temple. Small size ultrasonic sources for time-of-flight diffraction tomography. *NDT&E Int.*, 25(4) :213, 1992.
- J.M. Carcione. *Wave fields in real media : Wave propagation in anisotropic, anelastic and porous media*, volume 31 of *Handbook of geophysical Exploration*. Pergamon Press, Inc, 2001.
- M. Castaings and B. Hosten. Air-coupled measurement of plane wave ultrasonic plate transmission for characterising anisotropic viscoelastic materials. *Ultrasonics*, 38 :781–786, 2000.
- M. Castaings and B. Hosten. Lamb and SH waves generated and detected by air-coupled ultrasonic transducers in composite material plates. *NDT&E Int.*, 34 :249–258, 2001.
- M. Castaings and B. Hosten. The use of electrostatic, ultrasonic, air-coupled transducers to generate and receive Lamb waves in anisotropic, viscoelastic plates. *Ultrasonics*, 36 : 361–365, 1998.
- R. Chammas. *Caractérisation mécanique de sols hétérogènes par ondes de surface*. PhD thesis, Ecole Centrale et Université de Nantes, 2002.
- F. Chang and G. Andrew. *Section 7 dans Nondestructive Testing Handbook*, volume 7 of *Ultrasonic testing*. American Society for Nondestructive Testing, 1991.
- D.M.F. Chapman and O.A. Godin. Dispersion of interface waves in sediments with power-law shear speed profiles. ii. experimental observations and seismo-acoustic inversions. *Journal of The Acoustical Society of America*, 110(4) :1908–1916, 2001.
- S.P. Cheadle, R.J. Brown, and D.C. Lawton. Orthorhombic anisotropy : A physical modeling study. *Geophysics*, 56(10) :1603–1613, 1991.
- M. Chekroun, Marrec L. Le O. Abraham, O. Durand, and G. Villain. Analysis of coherent surface wave dispersion and attenuation for non-destructive testing of concrete. *Ultrasonics*, 49, 2009.
- D.G. Chetwynd and W. Sachse. Design of micro-hammers for ultrasonic source applications. *Ultrasonics*, 29(1) :68–75, 1991.
- W.C. Chew and Q.H. Liu. Perfectly matched layers for elastodynamics : a new absorbing boundary condition. *Journal of Computational Acoustics*, 4 :341–359, 1996.
- D. Clorennec. *Génération et détection optiques d’ondes guidées sur une pièce cylindrique. Application au contrôle non destructif sans contact*. PhD thesis, Université Paris 7, 2002.

- D. Clorennec, C. Prada, D. Royer, and T.W. Murray. Laser impulse generation and interferometer detection of zero-group velocity Lamb mode resonance. *Applied Physics Letters*, 89 :024101, 2006.
- D. Clorennec, C. Prada, and D. Royer. Local and noncontact measurements of bulk acoustic wave velocities in thin isotropic plates and shells using zero-group velocity Lamb modes. *Journal of Applied Physics*, 101 :034908, 2007.
- J.C. Cook. Seismic mapping of underground cavities using reflection amplitudes. *Geophysics*, 30(4) :527–538, 1965.
- E. Crase, A. Pica, M. Noble, J. McDonald, and A. Tarantola. Robust elastic non linear inversion of seismic waveform data : application to real data. *Geophysics*, 55(5) :527, 1990.
- E. Crase, C. Wideman, M. Noble, and A. Tarantola. Nonlinear elastic waveform inversion of land seismic reflection data. *Journal of Geophysical Research*, 97 :4685, 1992.
- M. de Billy and G. Quentin. On the dispersion of scholte wave propagation on a layered medium. *Journal of The Acoustical Society of America*, 88(1), 1990.
- A.T. de Hoop and J.H.M.T. van der Hijden. Generation of acoustic waves by an impulsive point source in a fluid-solid configuration with a plane boundary. *Journal of The Acoustical Society of America*, 75(6), 1984.
- J.X. Dessa and G. Pascal. Combined travelttime and frequency-domain seismic waveform inversion : a case study on multi-offset ultrasonic data. *Geophysical Journal International*, 154 :117–133, 2003.
- J.X. Dessa, S. Operto, S. Kodaira, A. Nakanishi, G. Pascal, and J. Virieux. Multiscale seismic imaging of the eastern Nankai trough by full waveform inversion. *Geophysical Review Letters*, 31 :L18606, 2004.
- P. Dewangan, I. Tsvankin, M. Batzle, K. van Wijk, and M. Haney. PS-moveout inversion for TI media : A physical-modeling study. *Geophysics*, 71(4) :D135–D143, 2006.
- D. Draganov, K. Wapenaar, J. Thorbecke, and O. Nishizawa. Retrieving reflection responses by crosscorrelating transmission responses from deterministic transient sources : Application to ultrasonic data. *JASA Express Letters*, 122(5) :EL172–EL178, 2007.
- N. Duric, P. Littrup, L. Poulo, A. Babkin, R. Pevzner, E. Holsapple, O. Rama, and C. Glide. Detection of breast cancer with ultrasound tomography : First results with the computed ultrasound risk evaluation (cure) prototype. *Medical Physics*, 34(2) :773–785, 2007.
- D.A. Ebrom, R.H. Tatham, K.K. Sekharan, J.A. McDonald, and G.H.F. Gardner. Hyperbolic travelttime analysis of first arrivals in azimuthally anisotropic medium : A physical modelling study. *Geophysics*, 55(2) :185–191, 1990.
- J.F. Evans. Seismic model experiments with shear waves. *Geophysics*, 24(1) :40–48, 1959.
- J.F. Evans, C.F. Hadley, J.D. Eisler, and D. Silverman. A three-dimensional seismic wave model with both electrical and visual observation of waves. *Geophysics*, 19(1) :220–236, 1954.

- M. Fink. Time-reversal acoustics in complex environments. *Geophysics*, 71(4) :SI151–SI164, 2006.
- T. Forbriger. Inversion of shallow-seismic wavefield : wavefield transformation. *Geophysical Journal International*, 153 :719–734, 2003.
- W.S. French. Two-dimensional and three dimensional migration of model-experiment reflection profiles. *Geophysics*, 39(3) :265–277, 1974.
- Y. Fukushima, O. Nishizawa, H. Sato, and M. Ohtake. Laboratory study on scattering characteristics of shear waves in rock samples. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 93(1) :253–263, 2003.
- P. Gabriel, R. Snieder, and G. Nolet. In situ measurements of shear wave velocity in sediments with higher mode Rayleigh wave. *Geophysical Prospecting*, 35 :187–196, 1987.
- E.V. Gallant and M.B. Bertram. Update on the elastic modeling system. *CREWES Research Report*, 4 :3.1–3.4, 1992.
- F. Gao, A. Levander, R.G. Pratt, C.A. Zelt, and G-L Fradelizio. Waveform tomography to a groundwater contamination site : Surface reflection data. *Geophysics*, 72(5) :G45–G55, 2007.
- O. Gauthier, J. Virieux, and A. Tarantola. Two-dimensional non-linear inversion of seismic waveforms : Numerical results. *Geophysics*, 51(7) :1387–1403, 1986.
- A. Gibson and J.S. Popovics. Lamb wave basis for impact-echo method analysis. *Journal of Engineering Mechanics*, 131(4) :438–443, 2005.
- G. Gilboa, Y.Y. Zeevi, and N. Sochen. Texture preserving variational denoising using an adaptive fidelity term. In *Proceeding on the Variational and Level-Set Methods*, pages 137–144, Nice, 2003.
- M. Gladwin and F. Stacey. Anelastic degradation of acoustic pulses in rocks. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 8 :332–336, 1974.
- D. Graindorge, G. Spence, P. Charvis, J.Y. Collot, R. Hyndman, and A.M. Tréhu. Crustal structure beneath the strait of Juan de Fuca and southern Vancouver Island from seismic and gravity analyses. *Journal of Geophysical Research*, 108 :EPM 5.1–5.21, 2003.
- G. Grandjean and D. Leparoux. The potential of seismic methods for detecting cavities and buried objects : experimentation at a test site. *Journal of Applied Geophysics*, 56 :93–106, 2004.
- P. Grangeat. *La tomographie*. Hermes-Lavoisier, 2002.
- R. Green. The hidden layer problem. *Geophysical Prospecting*, 10 :166–170, 1962.
- C. Gélis. *Inversion des formes d’onde élastique dans le domaine espace-fréquence en deux dimensions. Application à la caractérisation de la subsurface dans le cadre de la détection des cavités souterraines*. PhD thesis, Université de Nice Sophia-Antipolis, 2005.

- C. Gélis, D. Leparoux, J. Virieux, A. Bitri, S. Operto, and G. Grandjean. Numerical modeling of surface waves over shallow cavities. *Journal of Environmental & Engineering Geophysics*, 10 :111–121, 2005.
- G.J. Hagedoorn. The plus-minus method of interpreting seismic refraction sections. *Geophysical Prospecting*, 7 :158–182, 1959.
- K. Hayashi and O. Nishizawa. Laboratory study of surface waves using a laser doppler vibrometer. In *5th International Symposium on Recent Advances in Exploration Geophysics in Kyoto (RAEG2001)*, pages 1–8, Kyodai Kaikan, Kyoto, Japan, 2001.
- R.B. Herrmann. *Computer Programs in Seismology*. Department of Earth and atmospheric sciences, Saint Louis University, 2002.
- G.J. Hicks and R.G. Pratt. Reflection waveform inversion using local descent methods : Estimating attenuation and velocity over a gas-sand deposit. *Geophysics*, 66(2) :598–612, 2001.
- F.J. Hilterman. Three-dimensional seismic modeling. *Geophysics*, 35(6) :1020–1037, 1970.
- B.E. Hornby, D.L. Johnson, K.W. Winkler, and R.A. Plumb. Fracture evaluation using reflected stoneley-wave arrivals. *Geophysics*, 54(10), 1989.
- B. Hosten. Measurement of elastic constants in composite materials using air-coupled ultrasonic bulk waves. *Journal of The Acoustical Society of America*, 99(4) :2216–2223, 1995.
- E.T. Howes, L.H. Tejada-Flores, and L. Randolph. Seismic model study. *Journal of The Acoustical Society of America*, 25(5) :915–921, 1953.
- K.D. Hrabí and D.C. Lawton. 3-D physical modeling study of a lower cretaceous channel in central Alberta. *CREWES Research Report*, 4 :5.1–5.23, 1992.
- O. Hunaidi. Evolution based genetic algorithms for analysis of non destructive surface wave tests on pavements. *NDT&E Int.*, 31(4) :273–280, 1998.
- G. Hévin, O. Abraham H.A. Pedersen, and M. Campilo. Characterisation of surface cracks with Rayleigh waves : a numerical model. *NDT&E Int.*, 31(4) :289–297, 1998.
- J.H. Isaac and D.C. Lawton. Image mispositioning due to dipping media : A physical seismic modelling study. *Geophysics*, 64(4) :1230–1238, 1999.
- M. Jannane, W. Beydoun, E. Crase, D. Cao, Z. Koren, E. Landa, M. Mendes, A. Pica, M. Noble, G. Roeth, S. Singh, R. Snieder, A. Tarantola, D. Trezeguet, and M. Xie. Wavelengths of earth structures that can be resolved from seismic reflection data. *Geophysics*, 54(7) :906, 1989.
- D. Jongmans. In situ attenuation measurements in soils. *Engineering Geology*, 29 :99–118, 1990.
- D. Jongmans and S. Garambois. Geophysical investigation of landslides : A review. *Bulletin Société Géologique de France*, 178(2) :101–112, 2007.

- D. Jongmans, D. Demanet, C. Horrent, M. Campilo, and F.J. Sanchez-Sesma. Dynamic soil parameters determination by geophysical prospecting in Mexico city : implication for site effect modeling. *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, 15 :549–559, 1996.
- A. Jungman and G. Quentin. Génération et propagation d’une onde guidée particulière sur une interface solide-fluide. 2(1), 1985.
- R. Kamei and R.G. Pratt. Waveform tomography strategies for imaging attenuation structure with cross-hole data. In *Proceeding of the 70th EAGE Conference and Exhibition in Rome*, 2008.
- Y.H Kim and H.C Kim. Source function determination of glass capillary breaks. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 26 :253–258, 1993.
- E. Kjartansson. Constant Q wave propagation and attenuation. *Journal of Geophysical Research*, 84, 1979.
- Krautkammer. Catalogue officiel krautkammer : Ultrasonic transducers for flaw detection and sizing, 2009.
- G.T. Kuster and M.N. Toksöz. Velocity and attenuation of seismic waves in two-phase media : Part ii : Experimental results. *Geophysics*, 39(5) :607–618, 1974.
- R. Lagabrielle. *Géophysique appliquée au génie civil*. Number C224. Techniques de l’Ingénieur, 1998.
- J. Lagarde, O. Abraham, L. Laguerre, P. Côte, J-P. Piguet, C. Balland, and G. Armand. Use of surface waves and seismic refraction for the inspection of circular concrete structures. *Cement and Concrete Composites*, 28(4) :645–657, 2006.
- P. Lailly. The seismic inverse problem as a sequence of before stack migrations. In *Conference on Inverse Scattering, Theory and Application*, pages 206–220, 1983.
- H. Lamb. On the propagation of tremors over the surface of an elastic solid medium. *Philosophical Transaction of the Royal Society of London*, 203 :1–42, 1904.
- M. Lavergne. *Méthodes sismiques*. Publications de l’Institut Français du Pétrole, 1986.
- D.C. Lawton and S-W Wang. Converted-wave (P-SV) data processing and interpretation for 3-D surveys : a physical modeling example. *CREWES Research Report*, 6 :29.1–29.22, 1994.
- M. Leggett, N.R. Goult, and J.E. Kragh. Study of traveltime and amplitude time-lapse tomography using physical model data. *Geophysical Prospecting*, 41 :599–619, 1993.
- L. Le Marrec. *Investigation ultrasonore, qualitative et quantitative, d’objet à fort contraste*. PhD thesis, Université de la Méditerranée, 2004.
- C. Leonard. *Détection de cavités souterraines par sismique réflexion haute résolution et par Impact - Écho*. PhD thesis, Université des Sciences et Technologies de Lille, 1999.

- D. Leparoux, A. Bitri, and G. Grandjean. Underground cavity detection : A new method based on seismic Rayleigh waves. *Journal of Environmental & Engineering Geophysics*, 5 : 33–53, 2000.
- F.K. Levin and H.C. Hibbard. Three-dimensional seismic model study. *Geophysics*, 20(1) : 19–32, 1954.
- L.R. Lines and S. Treitel. Tutorial : A review of least square inversion and its application to geophysical problems. *Geophysical Prospecting*, 32 :159–186, 1984.
- T-W. Lo, M.N. Toksöz, S-H Xu, and R-S Wu. Ultrasonic laboratory tests of geophysical tomographic reconstruction. *Geophysics*, 53(7) :947–956, 1988.
- L-Y. Lu, C-G. Wang, and B-X. Zhang. Experimental analysis of multimode guided waves in stratified media. *Applied Physics Letters*, 88 :1–3, 2006.
- Y. Luo and G.T. Schuster. Parsimonious staggered grid finite difference modeling of the wave equation. *Geophysical Review Letters*, 17(2) :155–158, 1990.
- F. Luppé and J. Doucet. Experimental study of stoneley wave at a plane liquid-solid interface. *Journal of The Acoustical Society of America*, 83(4), 1988.
- R. Madariaga. Dynamics of an expanding circular fault. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 66, 1976.
- O. Magnin and Y. Bertran. Guide sismique réfraction. *Les cahiers de l'AGAP*, 2, 2005.
- K. Marfurt. Accuracy of finite-difference and finite-elements modeling of the scalar and elastic wave equation. *Geophysics*, 49 :553–549, 1984.
- J-L. Mari, G. Arens, D. Chapellier, and P. Gaudiani. *Géophysique de gisement et de génie civil*. Publication de l'Institut Français du Pétrole, 1998.
- P.L. Marston. Negative group velocity Lamb waves on plates and applications to the scattering of sound by shells. *Journal of The Acoustical Society of America*, 113(5) :2659–2662, 2003.
- M.D. Martinez, X. Lana, J. Olarte, J. Badal, and J.A. Canas. Inversion of Rayleigh wave phase and group velocities by simulated annealing. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 122 :3–17, 2000.
- G.A. McMechan and M.J. Yedlin. Analysis of dispersive surface waves by wave field transformation. *Geophysics*, 46(6) :869–874, 1981.
- A.H. Meitzler. Backward-wave transmission of stress pulses in elastic cylinders and plates. *Journal of The Acoustical Society of America*, 38 :835–842, 1965.
- P.J. Melia and R.L. Carlson. An experimental test of P-wave anisotropy in stratified media. *Geophysics*, 49(4) :374–378, 1984.
- W. Menke. *Geophysical data analysis : discrete inverse theory*. Academic Press, 1989.
- G.F. Miller and H. Pursey. The field and radiation impedance of mechanical radiations on the free surface of a semi-infinite isotropic solid. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 223(1155) :521–541, 1954.

- G.F. Miller and H. Pursey. On the partition of energy between elastic waves in a semi-infinite isotropic solid. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 233(1192) :55–69, 1955.
- R.D. Miller and D.W. Steeples. Detecting voids in a 0.6 m coal seam, 7 m deep, using seismic reflection. 28 :109–119, 1991.
- D-J. Min and C. Shin. Refraction tomography using a waveform-inversion back-propagation technique. *Geophysics*, 71(3) :R21–R30, 2006.
- P. Moczo, E. Bystricky, J.M. Carcione, and M. Bouchon. Hybrid modeling of (P-SV) seismic motion at inhomogeneous viscoelastic topographic structures. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 87 :1305–1323, 1997.
- T.A. Mokhtar, R.B. Herrmann, and D.R. Russel. Seismic velocity and Q model for shallow structure of the Arabian shield from short period Rayleigh waves. *Geophysics*, 53 :1379–1387, 1988.
- P. Mora. Non-linear two-dimensional elastic inversion of multioffset data. *Geophysics*, 52(9) : 1211–1228, 1987a.
- P. Mora. Non-linear elastic inversion of real data. In *57th Annual International Meeting of the Society of Exploration Geophysicists*, pages 430–432, 1987b.
- P. Mora. Elastic wave-field inversion of reflection and transmission data. *Geophysics*, 53(6) : 750–759, 1988.
- P. Mora. Inversion = migration + tomography. *Geophysics*, 53(6) :1575–1586, 1989.
- K. Mosegaard and A. Tarantola. *International Handbook of Earthquake and Engineering Seismology*, chapter Probabilistic Approach to Inverse Problems, pages 237–265. Academic Press, 2002.
- A. Moussatov, B. Castagnède, and V. Gusev. Observation of nonlinear interaction of acoustic waves in granular materials : demodulation process. *Physics Letters A*, 283 :216–223, 2001.
- E. Mouton. *Détection des instabilités des sédiments marins par des précurseurs acoustiques*. PhD thesis, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2000.
- K.M. Mudry, R. Plonsey, and J.D. Bronzino. *Biomedical imaging*. Principles and applications in engineering series. CRC Press, 1993.
- T.W. Murray, S. Krishnaswamy, and J.D. Achenbach. Laser generation of ultrasound in films and coatings. *Applied Physics Letters*, 79(23), 1999.
- S. Nasr, J. Duclos, and M. Leduc. Scholte wave characterisation and its decay for various materials. *Journal of The Acoustical Society of America*, 87(2), 1990.
- S. Nazarian, K.H. Stokoe, and W.R. Hudson. Use of spectral analysis of surface waves method for determination of moduli and thicknesses of pavement systems.
- K. Negishi. Existence of negative group velocities in Lamb waves. *Japanese Journal of Applied Physics*, 26(supplement 1) :171–173, 1987.

- O. Nishizawa, T. Satoh, X. Lei, and Y. Kuwahara. Laboratory studies of seismic wave propagation in inhomogeneous media using a laser doppler vibrometer. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 87(4) :809–823, 1997.
- P.N.S. O'Brien. Model seismology - the critical refraction of elastic waves. *Geophysics*, 20(2) :227–242, 1955.
- J. Olivier, F. Press, and M. Ewing. Two-dimensional model seismology. *Geophysics*, 19(1) :202–219, 1954.
- S. Operto and P. Charvis. Deep structure of the southern kerguelen plateau (southern indian ocean) from ocean bottom seismometer wide-angle seismic data. *Journal of Geophysical Research*, 111, 1996.
- S. Operto, C. Ravault, L. Improta, J. Virieux, and A. Herrero. Quantitative imaging of complex structures from dense wide-aperture seismic data by multiscale traveltime and waveform inversion : a case study. *Geophysical Prospecting*, 52 :625–651, 2004.
- S. Operto, J. Virieux, J-X Dessa, and G. Pascal. Crustal seismic imaging from multifold ocean bottom seismometer data by frequency domain full waveform tomography : Application to the Eastern Nankai trough. *Journal of Geophysical Research*, 111 :B09306, 2006.
- S. Operto, J. Virieux, P. Amestoy, J-Y L'Excellent, L. Giraud, and H. Ben Hadj Ali. 3d finite-difference frequency-domain modeling of visco-acoustic propagation using a massively parallel direct solver : A feasibility study. *Geophysics*, 72(5) :SM195–SM211, 2007.
- C.B. Park, R.D. Miller, and J. Xia. Multichannel analysis of surface waves. *Geophysics*, 64(4) :800–808, 1999.
- P. Pernod, B. Piwakowski, J.C. Tricot, and B. Delannoy. Mini-sparker as a source in seismic models. In *Proceedings of the 16th symposium on acoustical imaging in Chicago*, pages 627–636, 1987.
- P. Pernod, B. Piwakowski, B. Delannoy, and J.C. Tricot. Detection of shallow underground cavities by seismic methods : Physical modelling approach. In *Proceedings of the 17th symposium on acoustical imaging in Chicago*, pages 627–636, 1988.
- M. Perton. *Ultrasons rayonnés par une source laser ponctuelle dans des milieux isotropes transverses et applications à la mesure du tenseur d'élasticité de cylindres et de couches minces*. PhD thesis, Université Bordeaux 1, 2006.
- A. Pica, J.P. Diet, and A. Tarantola. Nonlinear inversion of seismic reflection data in laterally invariant medium. *Geophysics*, 55(3) :284, 1990.
- B. Piwakowski. *Imagerie du proche sous-sol par la sismique réflexion haute résolution : Application à la détection des cavités*, volume 214. BLCPC, 1998.
- B. Piwakowski, J.M. Watelet, and D. Moreaux. High resolution seismic prospecting of old gypsum mines - evaluation of detection possibilities. *European Journal of Environmental & Civil Engineering*, 2(2), 1998.

- E. Polak and G. Ribière. Note sur la convergence de méthodes de directions conjuguées. *Revue Française d'Informatique et de Recherche Opérationnelle*, 3(1) :35–43, 1969.
- C. Potel and M. Bruneau. *Acoustique générale - Équation différentielles et intégrales, solutions en milieux fluides et solides, applications*. Éllipses, 2006.
- C. Potel and J-F de Belleval. Acoustic propagation in anisotropic periodically multilayered media : A method to solve numerical instabilities. *Journal of Applied Physics*, 74(4) : 2208–2215, 1993.
- C. Prada, O. Balogun, and T.W. Murray. Laser-based ultrasonic generation and detection of zero-group velocity Lamb waves in thin plates. *Applied Physics Letters*, 87 :194109, 2005.
- C. Prada, D. Clorennec, and D. Royer. Power law decay of zero-group velocity Lamb modes. *Wave Motion*, 45(6) :723–728, 2008.
- R.G. Pratt. Inverse theory applied to multi-source cross-hole tomography. ii : Elastic wave-equation method. *Geophysical Prospecting*, 38(3) :311–329, 1990.
- R.G. Pratt. Seismic waveform inversion in the frequency domain, part 1 : Theory and verification in a physical scale model. *Geophysics*, 64(3) :888–901, 1999.
- R.G. Pratt and N.R. Goult. Combining wave-equation imaging with travelttime tomography to form high-resolution images from crosshole data. *Geophysics*, 56(2) :208–224, 1991.
- R.G. Pratt and R.M. Shipp. Seismic waveform inversion in the frequency domain, part 2 : Fault delineation in sediments using crosshole data. *Geophysics*, 64(3) :902–914, 1999.
- R.G. Pratt and M.H. Worthington. The application of diffraction tomography to cross-hole seismic data. *Geophysics*, 53(10) :1284–1294, 1988.
- R.G. Pratt and M.H. Worthington. Inverse theory applied to multi-source cross-hole tomography. i : Acoustic wave-equation method. *Geophysical Prospecting*, 38(3) :298–310, 1990.
- R.G. Pratt, Z.M. Song, P.R. Williamson, and M. Warner. Two-dimensional velocity model from wide-angle seismic data by wavefield inversion. *Geophysical Journal International*, 124 :323–340, 1996.
- R.G. Pratt, C. Shin, and G.J. Hicks. Gauss-Newton and full Newton methods in frequency-space seismic waveform inversion. *Geophysical Journal International*, 133 :341–362, 1998.
- R.G. Pratt, L. Huang, N. Duric, and P. Littrup. Sound-speed and attenuation imaging of breast tissue using waveform tomography of transmission ultrasound data. *Progress in biomedical optics and imaging*, 8(3), 2007.
- F. Press, J. Olivier, and M. Ewing. Seismic model study of refractions from a layer of finite thickness. *Geophysics*, 19(3) :388–401, 1954.
- G.W. Purnell. Observations of wave velocity and attenuation in two-phase media. *Geophysics*, 51(12) :2193–2199, 1986.

- P. Purnell, T. H. Gan, D. A. Hutchins, and J. Berriman. Noncontact ultrasonic diagnostics in concrete : A preliminary investigation. *Cement and Concrete Research*, 34(7) :1185–1188, 2004.
- S. Pyun, C. Shin, D-J. Min, and T. Ha. Refraction traveltime tomography using damped monochromatic wavefield. *Geophysics*, 70(2) :U1–U7, 2005.
- S. Pyun, C. Shin, and W. Son. Frequency domain waveform inversion using an l1-norm objective function. In *Proceedings of the 71th EAGE Conference & Exhibition*, Amsterdam, 2009.
- Y. Rao and Y. Wang. Fracture effects in seismic attenuation images reconstructed by waveform tomography. *Geophysics*, 2009.
- J.S. Rathore, E. Fjaer, R.M. Holt, and L. Renlie. P- and S-wave anisotropy of a synthetic sandstone with controlled crack geometry. *Geophysical Prospecting*, 43 :711–728, 1994.
- C. Ravaut, S. Operto, L. Improta, J. Virieux, A. Herrero, and P. Dell’Aversana. Multiscale imaging of complex structures from multifold wide-aperture seismic data by frequency-domain full-waveform tomography : application to a thrust belt. *Geophysical Journal International*, 159(3) :1032 – 1056, 2004.
- L. Rayleigh. On waves propagating along the plane surface of an elastic solid. *Proceeding of the London Mathematical Society*, 17 :4–11, 1885.
- M. Remaki. A new finite volume scheme for solving Maxwell’s system. 19(3) :913, 1999.
- F. Reverdy and B. Audoin. Elastic constants determination of anisotropic materials from phase velocities of acoustic waves generated and detected by lasers. *Journal of The Acoustical Society of America*, 109(5) :1965–1972, 2001.
- E. Rey, P. Gotteland, S. Garambois, and D. Jongmans. Caractérisation d’un sol grossier naturel apport des méthodes géophysiques. *Bulletin des Laboratoires des Ponts et Chaussées*, 268 :7–18, 2007.
- F.E. Richart, J.R. Hall, and R.D. Wood. *Vibration of soils and foundations*. Prentice-Hall International Series, 1970.
- P.L. Ridgway, A.J. Hunt, M. Quinby-hunt, and R.E. Russo. Laser ultrasonics on moving paper. *Ultrasonics*, 37(6) :395–403, 1999.
- F. Rieber. Visual presentation of elastic wave patterns under various structural conditions. *Geophysics*, 1 :196–218, 1936.
- J.O.A. Robertson. A numerical free surface condition for elastic/viscoelastic finite difference modeling in presence of topography. *Geophysics*, 61 :1921–1934, 1996.
- A. Romdhane, G. Grandjean, R. Brossier, S. Operto, and F. Rejiba. Full waveform inversion of seismic data for 2d shallow structures imagery : Limitations and perspectives. In *Proceedings of the 71th EAGE Conference & Exhibition 2009*, Amsterdam, 2009.
- T.D. Rossing. *Handbook of acoustics*. Springer, 2007.

- P.S. Rowbotham and N.R. Gouly. Quantitative evaluation of crosshole seismic reflection images using physical model. *Geophysical Prospecting*, 53 :529–540, 1995.
- D. Royer and E. Dieulesaint. *Ondes élastiques dans les solides*. Enseignement de la physique. MASSON, 1996.
- L. Rudin, S. Osher, and E. Fatemi. Nonlinear total variation based noise removal algorithms. *Physica D*, 60 :259–268, 1992.
- G. Rus, S.C. Wooh, and R. Gallego. Design of ultrasonic wedge transducer. *Ultrasonics*, 43 : 391–395, 2005.
- N. Ryden, P. Ulriksen, C. Park, R. Miller, J. Xia, and J. Ivanov. Portable Seismic Acquisition System (psas) for pavement MASW. In *Symposium on the Application of Geophysics to Engineering and Environmental Problems*, 2001. Environmental and Engineering Geophysical Society.
- E. Saenger. Finite difference modelling of viscoelastic and anisotropic wave propagation using rotated staggered grid. *Geophysics*, 69, 2004.
- E. Saenger, N. Gold, and S. Shapiro. Modeling the propagation of elastic waves using a modified finite difference grid. *Wave Motion*, 31 :77–92, 2000.
- M.J. Sansalone and W.B. Streett. *Impact-Echo*. Nondestructive Evaluation of Concrete and Masonry. Bullbrier Press, 1997.
- J.A. Scales and K. van Wijk. A tunable multiple-scattering system. *Applied Physics Letters*, 79(14) :1–5, 2001.
- C.A. Schultz and M.N. Toksöz. Experimental study of enhanced backscattering from a highly irregular, acoustic-elastic interface. *Journal of The Acoustical Society of America*, 99(2) : 880–890, 1996.
- C.B. Scruby and L.E. Drain. *Laser Ultrasonics : Techniques and Applications*. Technology and Engineering. CRC Press, 1990.
- N.M. Shapiro, M. Campillo, L. Stehly, and M.H. Ritzwoller. High-resolution surface-wave tomography from ambient seismic noise. *Science*, 307 :1615–1618, 2005.
- C. Shin and Y.H. Cha. Waveform inversion in the Laplace domain. *Geophysical Journal International*, 173 :922–931, 2008.
- C. Shin and W. Ha. A comparison between the behavior of objective functions for waveform inversion in the frequency and Laplace domain. *Geophysics*, 73(5) :VE119–VE133, 2008.
- J-M. Simonin. *Auscultation des chaussées par impact mécanique pour la détection de défauts d'interface*. PhD thesis, INSA de Lyon, 2005.
- L. Sirgue. *Inversion de la forme d'onde dans le domaine fréquentiel de données sismiques grands offsets*. PhD thesis, Université Paris XI, 2003.
- L. Sirgue and R.G. Pratt. Efficient waveform inversion and imaging : A strategy for selecting temporal frequencies. *Geophysics*, 69(1) :231–248, 2004.

- C. Sivaji, O. Nishizawa, G. Kitagawa, and Y. Fukushima. A physical-model study of the statistics of seismic waveform fluctuations in random heterogeneous media. *Geophysical Journal International*, 148 :575–595, 2002.
- B. Smithyman, R.G. Pratt, J. Hayles, and R. Wittebolle. Near surface void detection using seismic Q-factor waveform tomography. In *Proceedings of the 70th EAGE Conference & Exhibition 2008*, Rome, 2008.
- Z.M. Song and P.R. Williamson. Frequency-domain acoustic-wave modeling and inversion of crosshole data : Part 1 – 2.5d modeling method. *Geophysics*, 60(3) :784–795, 1995.
- Z.M. Song, P.R. Williamson, and R.G. Pratt. Frequency-domain acoustic-wave modeling and inversion of crosshole data : Part 2 – inversion method, synthetic and real-data results. *Geophysics*, 60(3) :796–809, 1995.
- F. Sourbier, S. Operto, J. Virieux, P. Amestoy, and J.Y. L’Excellent. Fwt2d : A massively parallel program for frequency-domain full-waveform tomography of wide-aperture seismic data - part 1 : algorithm. *Computer & Geosciences*, 35(3) :487–495, 2008a.
- F. Sourbier, S. Operto, J. Virieux, P. Amestoy, and J.Y. L’Excellent. Fwt2d : A massively parallel program for frequency-domain full-waveform tomography of wide-aperture seismic data - part 2 : Numerical examples and scalability analysis. *Computer & Geosciences*, 2008b.
- J. Spetzler, C. Sivaji, O. Nishizawa, and Y. Fukushima. A test of a ray theory and scattering theory based on a laboratory experiment using ultrasonic waves and numerical simulation by finite-difference method. *Geophysical Journal International*, 148 :165–178, 2002.
- J. Spetzler, D. Sijacic, and K-H Wolf. Application of a finite-frequency theory to time-lapse crosswell tomography in ultrasonic and numerical experiments. *Geophysics*, 72(6) :O19–O27, 2007.
- K.H. Stokoe and S. Nazarian. Effectiveness of ground improvement from spectral analysis of surface waves. In *Proceeding of the 8th European Conference on Soil Mechanic and Foundation Engineering Proceedings*, 1983.
- R.H. Tahtam, D.V. Goolsbee, W.F. Massell, and H.R. Nelson. Seismic shear-wave observations in a physical model experiment. *Geophysics*, 48(6) :688–701, 1983.
- X.M. Tang, Z. Zhenya, and M.N. Toksöz. Radiation patterns of compressional and shear transducers at the surface of an elastic halfspace. *Journal of The Acoustical Society of America*, 95(1) :71–76, 1994.
- A. Tarantola. *Inverse problem theory and methods for model parameter estimation*. SIAM, 2005.
- A. Tarantola. Inversion of seismic reflection data in the acoustic approximation. *Geophysics*, 49(8) :1259–1266, 1984.
- A. Tarantola. A strategy for non-linear elastic inversion of seismic reflection data. *Geophysics*, 51(7) :1893–1903, 1986.

- I. Tolstoy and E. Eudsin. Wave propagation in elastic plates : low and high mode dispersion. *Journal of The Acoustical Society of America*, 29(1) :37–42, 1957.
- F. Treysède. Numerical investigation of elastic modes of propagation in helical waveguides. *Journal of The Acoustical Society of America*, 121(6) :3398–3408, 2007.
- H-P. Valero. *Endoscopie sismique*. PhD thesis, Institut de Physique du Globe de Paris, 1997.
- K. van Wijk and A.L. Levshin. Surface wave dispersion from small vertical scatterers. *Geophysical Review Letters*, 31 :1–4, 2004.
- K. van Wijk, M. Haney, and J.A. Scales. 1d energy transport in a strongly scattering laboratory model. *Physical Review Letter*, 69 :1–5, 2004.
- D. Vigh and E.W. Starr. 3d prestack plane wave full waveform inversion. *Geophysics*, 73(5) : VE135–VE144, 2008.
- I.A. Viktorov. *Rayleigh and Lamb waves : physical theory applications*. Plenum Press, New York, 1965.
- J. Virieux. (P-SV) wave propagation in heterogeneous media, velocity-stress finite difference method. *Geophysics*, 51 :889–901, 1986.
- R.W. Ward and N.F. Toksöz. Causes of regional variation of magnitudes. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 61 :649–670, 1971.
- T. Watanabe, K.T. Nihei, S. Nakagawa, and L.R. Myer. Viscoacoustic wave form inversion of transmission data for velocity and attenuation. *Journal of The Acoustical Society of America*, 115(6) :3059–3067, 2004.
- M. Wathelet, D. Jongmans, and M. Ohrnberg. Surface wave method inversion using a direct search algorithm and its application to ambient vibration measurements. *NSG*, 2(4) :211–221, 2004.
- M.F. Werby and H. Überall. The analysis and interpretation of some special properties of high order symmetric Lamb waves : The case for plates. *Journal of The Acoustical Society of America*, 111(6) :2686–2691, 2002.
- R.D. Woods. Screening of surface waves in soils. *Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division*, 94(4) :951–979, 1968.
- J. Xia, R.D. Miller, and C.B. Park. Estimation of near-surface shear-wave velocity by inversion of Rayleigh waves. *Geophysics*, 64(3) :691–700, 1999.
- Ö. Yilmaz. *Seismic data processing, Volume 2*. Society of Exploration Geophysicists, 1998.
- H. J. Yoo, R. B. Herrmann, K. H. Cho, and K. Lee. Imaging the three-dimensional crust of the Korean peninsula by joint inversion of surface-wave dispersion and teleseismic receiver functions. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 97 :1002–1011, 2007.
- J.Y. Zhu and J. S. Popovics. Leaky Rayleigh and Scholte waves at the fluid-solid interface subjected to transient point loading. *Journal of The Acoustical Society of America*, 116 (4) :2101–2110, 2004.