



HAL
open science

Tomographie ultrasonore dédiée à l'imagerie du sein - Validation expérimentale du projet ANAÏS

Julien Rouyer

► **To cite this version:**

Julien Rouyer. Tomographie ultrasonore dédiée à l'imagerie du sein - Validation expérimentale du projet ANAÏS. Acoustique [physics.class-ph]. Université de Provence - Aix-Marseille I, 2012. Français. NNT: . tel-00733152

HAL Id: tel-00733152

<https://theses.hal.science/tel-00733152v1>

Submitted on 18 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 PROVENCE - AIX-MARSEILLE I
ED 353 - SCIENCES POUR L'INGÉNIEUR

Thèse de Doctorat
Discipline : Acoustique

TOMOGRAPHIE ULTRASONORE DÉDIÉE À
L'IMAGERIE ANATOMIQUE DU SEIN
VALIDATION EXPÉRIMENTALE DU PROJET ANAÏS

Présentée par
Julien ROUYER
pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE PROVENCE - AIX-MARSEILLE I

Soutenue le 15 Février 2012
devant un jury composé de :

<i>Rapporteurs :</i>	Olivier BASSET	-	Professeur des Universités (Lyon I)
	Emmanuel LE CLÉZIO	-	Professeur des Universités (Montpellier II)
<i>Directeur :</i>	Serge MENSAH	-	Maître de Conférence (ECM)
<i>Co-directeur :</i>	Philippe LASAYGUES	-	Ingénieur de Recherche (CNRS)
<i>Examineurs :</i>	Mouloud ADEL	-	Maître de Conférence (Aix-Marseille I)
	Joseph MOYSAN	-	Professeur des Universités (Aix-Marseille II)

Remerciements

J'exprime tout d'abord mes remerciements à Olivier BASSET et à Emmanuel LE CLÉZIO qui ont accepté d'être les rapporteurs de cette thèse. Je remercie aussi l'ensemble des membres du jury, Mouloud ADEL et Joseph MOYSAN (Président du jury) pour avoir évalué et jugé mon travail.

Je tiens à adresser mes remerciements à Dominique HABAULT, Directrice du Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique de Marseille (UPR-7051, CNRS), pour m'avoir accueilli dans son laboratoire.

Je remercie Serge MENSAH, mon directeur de thèse, pour nos échanges réguliers concernant l'avancement de l'étude, mais aussi pour avoir su me transmettre sa rigueur scientifique et son envie. Je le remercie aussi pour son implication dans la correction du manuscrit. Je remercie Philippe LASAYGUES, mon co-directeur de thèse, pour la grande liberté qu'il a su m'accorder dans les travaux menés, pour m'avoir formé à l'utilisation des outils expérimentaux (scanner 2-D) et pour m'avoir guidé sur certains problèmes de traitements du signal. Les congrès internationaux et les échanges d'influences musicales resteront de très bon moments. Merci à vous deux pour la confiance et l'autonomie accordée.

Je remercie Jean-Pierre LEFEBVRE pour m'avoir transmis une partie de sa large expérience dans le domaine de l'acoustique ultrasonore et particulier en tomographie ultrasonore, mais aussi pour avoir critiqué et encouragé les avancées du travail de thèse durant sa période de présence, avant qu'il ne parte en retraite.

Je remercie Éric DEBIEU pour m'avoir donné les clés du fonctionnement du prototype ANAIS, mais aussi pour avoir développé les programmes de contrôle des systèmes d'acquisition et de déplacement pour l'imagerie 3-D.

Je remercie Émilie FRANCESCHINI qui a été un élément de soutien indispensable durant les moments importants de ma thèse, et qui m'a formé à la fabrication des fantômes. Merci aussi pour la dynamique qu'elle apporte au pôle "Onde et Imagerie".

Je remercie Thomas GOURSOLLE (société BF-Systemes) qui m'a beaucoup aidé sur un grand nombre de petits problèmes expérimentaux, et pour les moments de détente parfois bien arrosés.

Je remercie Jean-Philippe BERTEAU, co-bureau, pour toutes nos soirées d'investigation musicale et de discussions durant les moments d'incertitudes inhérents à nos thèses respectives.

Merci à Régine GUILLERMIN pour m'avoir aidé à monter le banc numéro 3 du prototype en me prêtant une table de translation 3-D.

Merci aux nouveaux thésards - Damien FOUAN, Andrés Felipe ARCINIEGAS MOSQUERA, aux postdocs - Mathieu LOOSVELT et Younes ACHAOUI et à Florian BOUÉ (société BF-Systemes) pour leur dynamisme.

Merci au SERM -Alain BUSSO et Stephan DEVIC - du Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique pour son aide sur les systèmes mécaniques du prototype et pour ses efforts continus sur le projet ANAIS. Grand merci à Dominique AMY pour ses conseils sur l'anatomie du sein durant la période de design de l'antenne. Merci à Pierre DELVART (société Eurosonic) pour sa disponibilité et son aide sur les pannes survenues inopinément sur l'électronique du prototype. Merci à Thierry SCOTTI pour m'avoir donné les clés de l'utilisation du code visco-acoustique et merci à Hervé MOULINEC pour m'avoir aidé à déboguer ce même code. Merci aux deux stagiaires, Nils BAUSSÉ et Marie HADROUGA que

j'ai eu le plaisir d'encadrer.

Je n'oublie pas Arnaud POULESQUEN, Arnaud DERODE et Jean KERGOMARD pour m'avoir guidé dans mes choix d'orientation à différentes étapes de ma formation universitaire.

Merci à ma famille pour leur soutien constant tout au long de mes études et de mon doctorat. Merci à Claire pour son soutien indispensable, mais aussi pour avoir "coacher" les entraînements à la soutenance. Merci à mes amis de longues dates - Bruno, Gary, Sourd, Vanja - qui m'ont permis d'aller jusqu'au bout. Merci à Imen avec qui j'ai entrepris mes études de Physique à Paris VII, et qui achève aussi son doctorat à Marseille (Bravo). Merci au "119", Danya, Pierre, Sandra, Cédric, Sophie, Magicmalix, Marianne, Marion, Nina, Arn et à tous ceux que j'oublie.

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Contexte de l'étude	2
1.2	La tomographie ultrasonore : état de l'art	5
1.3	Le projet ANAÏS	11
2	La tomographie ultrasonore en champ proche	17
2.1	Modélisation en impédance - vitesse	17
2.2	Le problème direct	18
2.2.1	Expression du champ diffracté	18
2.2.2	Définition de la transformée de Fourier elliptique	20
2.2.3	Résolution elliptique du problème directe	21
2.3	Le problème inverse	22
2.3.1	La transformée de Radon Elliptique et le théorème coupe-projection	23
2.3.2	La procédure d'inversion	23
2.3.3	Opérateur de rétroprojection elliptique	24
2.4	Restrictions au caractère quantitatif des reconstructions	25
3	Le prototype ANAÏS et les autres dispositifs expérimentaux	27
3.1	Le prototype	27
3.1.1	L'électroacoustique	28
3.1.2	Système de positionnement et de déplacement	31
3.1.3	La cuve	31
3.1.4	L'électronique	31
3.1.5	Le connecteur à 128 fiches indépendantes	35
3.2	Les bancs d'étude	36
3.2.1	Le scanner 2-D	36
3.2.2	Les bancs ANAÏS	38
4	Étalonnage de l'électroacoustique	41
4.1	Biais géométrique	41
4.2	Sensibilité et réponses des éléments	43
4.2.1	Sensibilité à l'émission	43
4.2.2	Sensibilité en rétrodiffusion	45
4.3	Distribution du champ acoustique transmis	48
4.3.1	Cartographies 2-D du champ transmis	48
4.3.2	Diagramme de directivité à l'émission	49
4.4	Étude de la rétrodiffusion	52
4.4.1	Cible linéique	53
4.4.2	Cible sphérique	54
4.4.3	Discussion	56
4.5	Conclusion	58

5	Prétraitement des signaux par compression d'impulsion	61
5.1	Principe de la compression d'impulsion	63
5.2	Compression par modulation de fréquence	66
5.2.1	Définition	66
5.2.2	Applications numériques	67
5.3	Compression par séquences pseudo-aléatoires	71
5.3.1	Définition	71
5.3.2	Applications numériques	75
5.4	Émission de signaux codés avec ANAIS	77
5.4.1	Transmission électronique	77
5.4.2	Transmission électroacoustique	80
5.5	Compression sur signaux expérimentaux	82
5.5.1	Rétrodiffusion sur un fil avec l'élément 511	82
5.5.2	Étude statistique en rétrodiffusion sur l'antenne	84
5.5.3	Résumé et discussion	86
5.6	Conclusion	87
6	Fantômes de tissus mammaires	89
6.1	Introduction aux matériaux fantômes	89
6.1.1	Propriétés acoustiques des tissus mammaires	89
6.1.2	Les fantômes dans la littérature	90
6.2	Campagne de fabrication	91
6.3	Caractérisation des paramètres acoustiques sur des blocs homogènes	92
6.4	Loi de mélange	94
6.4.1	Méthodes	94
6.4.2	Vérification de la loi de mélange	96
6.5	Conclusion	98
7	Tomographie de réflectivité avec le prototype	99
7.1	Acquisitions et gestion des données	100
7.1.1	Principe des acquisitions	100
7.1.2	Traitement des données	101
7.1.3	Principe géométrique des épandages	101
7.2	Imagerie d'objets ponctuels	104
7.2.1	Un fil - Une paire de fils	105
7.2.2	Six paires de fils excentrées	106
7.3	Imagerie d'objet à faible contraste d'impédance	106
7.3.1	Fantômes cylindriques et méthode d'imagerie	106
7.3.2	Résultats	109
7.4	Imagerie tridimensionnelle d'un fantôme mammaire	112
7.4.1	Méthodes d'imagerie	112
7.4.2	Résultats	113
7.5	Discussion et conclusion	115
8	Apport de la compression d'impulsion à la tomographie ultrasonore	119
8.1	PSF	119
8.2	Fantômes faibles contrastes	122
8.3	Fantômes anthropomorphiques	122
8.4	Conclusion	123

9 Conclusion générale	129
A Transformée de Fourier Elliptique	135
A.1 Définition de la transformée de Fourier elliptique inverse	135
A.2 Distributions de Dirac	135
A.3 Règle de dérivation	136
A.4 Calcul de $\mathcal{F}_{\mathcal{E}}[\Delta\xi(\mathbf{x})]$	138
B Fantômes de tissus mammaires (suppléments)	139
B.1 Paramètres quantitatifs	139
B.2 Méthodes de fabrication	140
B.3 Matériels et méthodes de caractérisation	141
C Échographie des fantômes	149
Bibliographie	151

Table des figures

1.1	Représentation de l'arrangement radiaire des lobes mammaires.	3
1.2	Anatomie du sein en vue sagittale, le détail de la UTDL (en bas).	4
1.3	Système du groupe de Waag [Waag 2006].	7
1.4	Systèmes du groupe d'André (a) et du groupe de Duric (b)	8
1.5	Principe des acquisitions réalisées en réflexion et en transmission par le système de Duric [Duric 2005]. Un seul élément de l'antenne transmet une impulsion.	8
1.6	Systèmes du groupe de Ruiter.	9
1.7	Systèmes du groupe d'Ermert.	10
1.8	U-Systems [Kelly 2011].	11
1.9	Échographie ductale, technique radiaire.	12
1.10	(a) Échographie ductale à 9 MHz : aspect typique d'un lobe imagé du mamelon à la périphérie du sein et (b) son interprétation anatomique.	13
1.11	Positionnement de l'antenne par rapport au volume mammaire (a) et la région d'inspection escomptée (b).	13
1.12	L'antenne semi-circulaire ANAÏS.	14
1.13	Le prototype ANAÏS dans la salle d'expérience.	14
2.1	Géométrie d'acquisition en diffraction. Un transducteur situé en \mathbf{e} émet une onde sphérique qui est diffractée et enregistrée par un récepteur placé en \mathbf{r} sur la même surface sphérique entourant l'organe.	19
2.2	Diagrammes de directivité de α et ξ : les effets de célérité dominant en transmission (a), les fluctuations d'impédance ont une contribution majeure sur la diffraction en réflexion (b).	22
3.1	(a) : Vue du tomographe à ultrasons dans la salle d'expérience. (b) : Schéma du principe de la "prise de vue" en inspection anatomique. (c) Schéma de la motorisation.	28
3.2	L'antenne semi-circulaire est composée de l'assemblage de huit barrettes identiques.	29
3.3	Dimensions de l'antenne et allure attendue du champ acoustique transmis.	30
3.4	Les composants du rack d'émission/réception à 32 voies parallèles (US-Box) (a). Vue de la face arrière de la baie électronique avec l'US-Box (au-dessus) et du MUX (en-dessous) avec leurs différentes connections (b).	32
3.5	Schéma-bloc du système US-Box.	33
3.6	Schéma de principe du MUX.	34
3.7	Le connecteur FRB.	36
3.8	Le scanner 2D.	37
3.9	Organigramme en bloc du scanner 2D.	37
3.10	Les bancs d'étude mis en œuvre et utilisés durant le travail de thèse.	39
4.1	Position de l'antenne semi-circulaire par rapport au fil.	42
4.2	Représentation des temps d'arrivée des échos correspondant au champ rétrodiffusé sur un fil placé au centre de l'antenne. La moyenne sur ces temps d'arrivée est représentée par la ligne horizontale bleue.	42

4.3	Sinogrammes correspondant aux rétrodiffusions sur un fil au centre de l'antenne. La figure (a) est le sinogramme original. Les mêmes signaux sont représentés sur la figure (b) après correction des temps d'arrivée.	43
4.4	(a) : Le dispositif expérimental permettant les enregistrements des réponses impulsionnelles en transmission à l'aide d'un hydrophone. (b) : Représentation de l'excitation impulsionnelle délivrée par le boîtier d'acquisition et le spectre correspondant.	44
4.5	Sensibilité de l'hydrophone <i>Precision Acoustics, HPM05/3</i> en fonction de la fréquence.	44
4.6	Réponse impulsionnelle de l'élément 511 et sa représentation fréquentielle (pointillets noirs). Le spectre corrigé par rapport à la sensibilité de l'hydrophone est illustré en trait plein rouge.	45
4.7	Représentation des amplitudes maximales pour chacun des signaux enregistrés (au dessus) et des propriétés spectrales pour chacun des signaux (en dessous) : la fréquence centrale (point vert), l'amplitude maximale des spectres (croix rouge), la bande passante à -6 dB (cercle bleu).	46
4.8	Représentation des amplitudes maximales pour chacun des signaux enregistrés en rétrodiffusion sur un fil de $80\mu m$ de diamètre placé au centre de l'antenne.	47
4.9	Matériel utilisé pour caractériser le champ transmis par un élément.	48
4.10	Orientation du trièdre xyz par rapport à l'antenne semi-circulaire. Le plan d'inspection (xOy) est représenté.	49
4.11	Distribution du champ transmis dans le plan xOy (a) et dans le plan yOz (b). Pour chaque distribution un profil est extrait à $y = 50$ mm (c-d). Le niveau du contour le plus clair est à -6 dB pour (c) et à -9 dB pour (d). Les deux régions blanches en haut et en bas sur la gauche de la figure (b) correspondent à des données manquantes.	50
4.12	Diagramme de directivité du champ transmis pour quatre éloignements à la source : 40, 50, 75, 100 mm (respectivement pour les figures de gauche à droite, de haut en bas).	51
4.13	Diagramme en bloc de l'acquisition.	52
4.14	Distribution des amplitudes rétrodiffusées par un fil de nylon (diamètre $100\mu m$) dans le plan xOy . La région la plus claire correspond à une amplitude supérieure à -6 dB.	52
4.15	Diagramme de rétrodiffusion pour un fil en nylon. Les figures de gauche à droite et de haut en bas correspondent respectivement à l'éloignement 40, 50, 75, 100 mm.	53
4.16	Le montage de la bille en cuve (a) et le schéma correspondant (b). Le diamètre de la tige et de la sphère sont respectivement $\phi = 80\mu m$ et $d = 300\mu m$	54
4.17	Distribution de l'énergie rétrodiffusée par une bille avec l'élément numéro 64 dans le plan xOy . La région la plus claire correspond à une amplitude supérieure à -4.5 dB.	54
4.18	Diagramme de rétrodiffusion pour une bille en verre. Les figures de gauche à droite et de haut en bas correspondent respectivement à l'éloignement 40, 50, 75, 100 mm.	55
4.19	Les régions d'insonification (en bleu) et de rétrodiffusion (en rouge) obtenues avec toute la surface active de l'antenne ANAIS.	57
4.20	(a) Représentation de l'intégration du champ transmis (<i>c.f.</i> figure 4.11(a)) sur le domaine d'inspection depuis 0 degré jusqu'à 190 degrés par pas de 0.185 degré (1024 éléments). (b) Profile en $y = 0$ mm.	58

5.1	Diagramme de la chaîne d'acquisition.	63
5.2	Représentations temporelle et fréquentielle de la réponse impulsionnelle du filtre électroacoustique, $h_{e,r}$, dans le cas où l'élément n° 511 joue à la fois le rôle d'émetteur et de récepteur.	64
5.3	Schéma d'une compression et de sa transformée de Hilbert (enveloppe). . .	65
5.4	Le chirp (en haut) et le pseudo-chirp fenêtré (en bas) et leur représentation fréquentielle (à droite). La fenêtre de Lanczos est représentée par un trait épais sur la figure du pseudo-chirp.	67
5.5	Représentation des autocorrélations R_{cc} (trait plein noir) et R_{cwcw} (pointillé rouge) correspondant respectivement au chirp et au pseudo-chirp. De haut en bas, la représentation temporelle des autocorrélations, puis l'enveloppe des autocorrélations et les représentations fréquentielles correspondantes. . .	68
5.6	Le pseudo-chirp en sortie du filtre électroacoustique et sa représentation fréquentielle.	69
5.7	Le pseudo-chirp comprimé (trait plein noir) et son l'enveloppe (traits pointillés); en bas sa représentation fréquentielle.	70
5.8	Le code de Golay A ($n = 4$).	73
5.9	Représentation du protocole de calcul du signal compressé avec les codes de Golay. (a) Schéma du calcul des autocorrélations avec les représentations graphiques de chacun des membres (en haut pour A , en bas pour B). (b) La somme des autocorrélations donne le signal compressé.	74
5.10	Représentation de $A_{er}(t)$ et de sa réponse en fréquence.	75
5.11	Γ_{AB} (trait plein noir) et son l'enveloppe (traits pointillés); en bas, sa représentation fréquentielle.	76
5.12	L'impulsion numérique et analogique en sortie de l'US-Box, et leur représentation spectrale.	78
5.13	Le pseudo-chirp digital et analogique en sortie de l'US-Box, et leur représentation spectrale.	78
5.14	Les codes complémentaires de Golay A (a) et B (b) numériques et analogiques en sortie de l'US-Box, et leur représentation spectrale.	79
5.15	Les excitations transmises par l'élément 511 et enregistrées à l'hydrophone à 65 mm de la source : (a) le pseudo-chirp, (b) le code de Golay $A(t)$ et (c) l'impulsion standard. Les courbes de la figure (d) donne l'évolution de la pression acoustique du champ en fonction de l'éloignement à la source. . . .	81
5.16	Le signal rétrodiffusé correspondant au pseudo-chirp enregistré par l'élément numéro 511.	82
5.17	Résultat du traitement du pseudo-chirp rétrodiffusé sur un fil avec le filtre de compression standard (trait plein) et son enveloppe (pointillés); en dessous le spectre correspondant.	83
5.18	Le signal rétrodiffusé correspondant au code de Golay $A(t)$ enregistré par l'élément numéro 511.	84
5.19	Résultat du traitement des codes de Golay rétrodiffusés (trait plein) et son enveloppe (pointillés); en dessous le spectre correspondant.	84
5.20	La réflexion d'une impulsion sur un fil (trait plein) et son enveloppe (pointillés); le spectre correspondant en dessous.	85
5.21	Sinogrammes d'un fil au centre de l'antenne pour les données compressées en émettant : un pseudo-chirp (a), les données compressées en émettant les codes de Golay (b); les données radio-fréquence brutes en transmettant une impulsion standard (c).	86

6.1	Représentation des régressions réalisées sur les résultats obtenus. En haut, l'évolution de la célérité des ultrasons et, en bas, l'évolution du coefficient d'atténuation pour le glycérol et la poudre de cellulose.	95
7.1	Principe des acquisitions en rétrodiffusion à large ouverture.	100
7.2	Schéma du principe géométrique de reconstruction basé sur l'algorithme de sommation des rétroprojections elliptiques filtrés.	103
7.3	Reconstruction d'un fil au centre (a) et du couple de fils excentré (b). L'algorithme utilise les données radio-fréquences issues d'une acquisition	104
7.4	Tomographie de six couples répartis sur un cercle de diamètre 53 mm. L'algorithme utilise les données radio-fréquences issues d'une acquisition en rétrodiffusion pure.	107
7.5	Composition des 4 fantômes cylindriques.	108
7.6	Placement des fantômes cylindriques par rapport à l'antenne. L'antenne est en position horizontale (rotation de $\pi/2$ pour l'angle φ).	108
7.7	Sinogrammes des projections enregistrées sur les fantômes faible contraste 1 et 2.	110
7.8	Sinogrammes des projections enregistrées avec les fantômes faible contraste 3 et 4.	111
7.9	Le fantôme numéro 1 durant l'acquisition.	112
7.10	Reconstruction de la coupe transversale des fantômes numéro 1 (a) et numéro 2 (b). Les acquisitions sont effectuées en RLO avec l'émission d'un pseudo-chirp.	112
7.11	Reconstruction de la coupe transversale des fantômes numéros 3 (a) et numéro 4 (b). Les acquisitions sont effectuées en RLO avec l'émission d'un pseudo-chirp.	113
7.12	Le fantôme en Zerdine sous trois angles de vue.	114
7.13	Sinogramme des projections enregistrées avec le fantôme mammaire (coupe numéro 8, à $\theta = 126$ degrés)	114
7.14	Configuration des acquisitions avec le fantôme mammaire. L'antenne effectue plusieurs rotations d'angle θ autour de l'axe z	115
7.15	Caractérisation tridimensionnelle du fantôme mammaire CIRS. Présentation de 10 coupes sagittales obtenues par la rotation de l'antenne (angle θ) sur 180 degrés avec un pas de 18 degrés.	117
8.1	Sinogrammes des acquisitions réalisées sur un fil centré : impulsion (a), pseudo-chirp (b) et codes de Golay (c). Les signaux sont recentrés et corrigés en amplitude; ils sont affichés en valeur absolue.	120
8.2	Tomogrammes d'un fil de diamètre 0.08 mm placé au centre de l'antenne. Les reconstructions (a)(b)(c) sont issues des données d'une acquisition en rétrodiffusion étalée avec la transmission de l'impulsion standard (a), du pseudo-chirp (b) et des codes de Golay (c). Les profils en $x = 0$ mm sont donnés à droite des PSF.	121
8.3	Une projection mesurée sur le fantôme cylindrique N°3 pour les trois types d'excitation.	124
8.4	Tomogrammes du fantôme numéro 3. Les reconstructions (a)(c)(e) à gauche sont issues des données d'une acquisition en RLO avec la transmission de l'impulsion standard (a), du pseudo-chirp (c) et des codes de Golay (e). Les reconstructions (b)(d)(f) à droite sont issues des données d'une acquisition en rétrodiffusion pure avec la transmission de l'impulsion standard (b), du pseudo-chirp (d) et des codes de Golay (f).	125

8.5	Tomogrammes du fantôme numéro 4. Les reconstructions (a)(c)(e) à gauche sont issues des données d'une acquisition en RLO avec la transmission de l'impulsion standard (a), du pseudo-chirp (c) et des codes de Golay (e). Les reconstructions (b)(d)(f) à droite sont issues des données d'une acquisition en rétrodiffusion pure avec la transmission de l'impulsion standard (b), du pseudo-chirp (d) et des codes de Golay (f).	126
8.6	Une projection mesurée sur le fantôme mammaire à la coupe $\theta = 126$ degrés pour les trois types d'excitation.	127
8.7	Tomogrammes de la coupe sagittale du fantôme mammaire à $\theta = 126^\circ$. Les reconstructions (a)(c)(e) à gauche sont issues des données d'une acquisition en RLO avec la transmission de l'impulsion standard (a), du pseudo-chirp (c) et des codes de Golay (e). Les reconstructions (b)(d)(f) à droite sont issues des données d'une acquisition en rétrodiffusion pure avec la transmission de l'impulsion standard (b), du pseudo-chirp (d) et des codes de Golay (f).	128
A.1	Profils de $\mathcal{K}_{\mathbf{Z}}(\mathbf{x})$ suivant la direction \mathbf{n}_ϕ à différents angles $(\widehat{\mathbf{K}}, \mathbf{Z})$	137
B.1	Un bloc d'épaisseur 2 centimètres.	142
B.2	L'un des deux transducteurs circulaires plans de fréquence centrale 3 MHz et de diamètre 14 mm.	143
B.3	Schéma du principe des mesures.	144
B.4	Les quatre mesures nécessaires à la caractérisation d'un bloc. De haut en bas ; la première figure représente le signal <i>iii</i> du champ rétrodiffusé avec le transducteur de gauche ; la figure du milieu représente le signal <i>iv</i> du champ rétrodiffusé avec le transducteur de droite ; la dernière figure représente les signaux en transmission sans et avec le bloc étudié (<i>i.e.</i> mesures numéros <i>i</i> et <i>ii</i>).	145
B.5	Représentation des spectres des mesures en transmission ; le trait pointillé (rouge) et le trait plein (bleu) correspondent respectivement à la mesure avec et sans le bloc. La gamme fréquentielle pour l'étude de l'atténuation se limite à la bande passante à -6 dB du spectre de la mesure sans bloc. Ici le cas d'un bloc dosé à 15% _m de poudre de cellulose.	147
B.6	Représentation du logarithme du rapport spectral correspondant à la relation (B.16) et de la régression linéaire de pente α_0 (dans le cas d'un bloc dosé à 15% _m de poudre de cellulose).	148
C.1	Échographies à 7.5 MHz des fantômes cylindriques numéros 3 et 4.	149
C.2	Échographie à 7.5 MHz du fantôme mammaire CIRS	150

Liste des tableaux

3.1	Caractéristiques des éléments de l'antenne ANAÏS.	29
4.1	Moyennes et écart-types des propriétés fréquentielles de l'antenne.	45
5.1	Résumé de l'étude de propriétés de la compression avec le pseudo-chirp. . .	70
5.2	Codes complémentaires de Golay de différentes longueurs. A et B sont les signaux codés, h_A^C et h_B^C sont les filtres de compression correspondant. . . .	73
5.3	Résumé de l'étude sur les propriétés de la compression d'impulsion avec les codes de Golay numériques.	76
5.4	Propriétés des compressions avec les excitations codées et l'impulsion pour l'élément numéro 511.	83
5.5	Statistiques sur les propriétés de compressions avec les excitations codées et l'impulsion pour 993 éléments de l'antenne.	85
6.1	Valeurs de références en célérité et en atténuation des tissus mammaires. . .	90
6.2	Valeurs de la masse volumique, de la célérité et du coefficient d'atténuation des mélanges caractérisés.	93
6.3	Concentrations de glycérol et de poudre de cellulose adaptées à la fabrication des tissus mammaires listés.	96
6.4	Comparaison entre les valeurs de célérité et d'atténuation des ultrasons dans les tissus mammaires et dans les fantômes correspondants.	97
6.5	Erreur relative commise par rapport aux valeurs désirées d'atténuation et de célérité.	97
7.1	Valeurs de célérité, d'atténuation, de masse volumique, d'impédance, de contraste d'impédance des matériaux utilisés dans les fantômes faible contraste.	109
B.1	Caractéristiques des transducteurs employés	143

Introduction

L'observation de l'environnement résulte de la réflexion des radiations solaires sur les objets qui en révèle les contours et les textures. Cependant l'absorption rapide des photons rend la perception en profondeur impossible. Pour aller au delà d'une simple exploration superficielle, l'utilisation de moyens physiques aptes à pénétrer les milieux opaques est requise. Les interactions des rayonnements électromagnétiques (x , γ) ou acoustiques contiennent, par essence, l'information caractérisant les structures internes de la matière : souvent (sauf dans le cas de l'IRM), la longueur d'onde de la source est associée à un niveau d'échelle de l'imagerie. Ces dispositifs "actifs" permettent de mesurer directement (à l'exemple de la réflectivité) ou indirectement (à l'exemple de la vitesse du son) la susceptibilité d'un matériau au rayonnement utilisé.

Depuis les années 60, les radiations x (photons hautes fréquences) sont utilisés pour caractériser des objets (tissus biologiques, minéraux, métaux, etc.) faisant de cette modalité un outil précieux. L'emploi des rayons x en l'imagerie médicale a permis de grandes avancées en matière de santé publique (diagnostiques et thérapeutiques). Toutefois, l'expansion fulgurante de la technique est le résultat d'un véritable engouement qui débuta dans les années 1910¹ et dura 40 ans. Les précautions d'utilisation viendront plus tard dans les années 1950. L'expansion de la technique a été très rapide et on a "oublié" dès le début le principe de précaution qui aurait dû prévaloir du fait des interactions ionisantes avec les tissus.

La caractérisation acoustique, comme son nom l'indique, utilise des ondes mécaniques pour sonder les tissus ; elle exploite les perturbations du champ de pression incident. En imagerie médicale, l'étendue spectrale des ultrasons va de 500 kHz à 20 MHz. L'échographie moderne est un outil indispensable pour le diagnostic des tissus mous (cœur, vaisseaux, muscle, tendons, foie, sein, prostate, etc) ; elle est aussi recommandée pour guider certains gestes thérapeutiques (biopsie, HIFU, etc).

Cependant, les ondes ultrasonores présentent certaines caractéristiques physiques ayant une forte incidence sur la qualité des images. Ainsi les ondes transmises sont à bande passante relativement limitée (60 à 80 % de la fréquence centrale) ; cette faible étendue spectrale est à l'origine du schéma interférentiel (tavelure ou speckle) observé. Par ailleurs, les ultrasons sont sensibles aux gradients de compressibilité et de densité ; leur trajectoire n'est plus rectiligne, le front d'onde est distordu, des réflexions multiples se forment et la qualité de l'image s'en trouve dégradée.

En comparaison de l'imagerie x , la modalité ultrasonore est d'une totale innocuité aux niveaux de puissance employés dans le cadre diagnostique (sous respect des durées préconisées pour l'inspection considérée). Cette propriété importante associée aux forts potentiels diagnostiques et thérapeutiques (tous deux renforcés par l'apparition récente des agents de contraste ultrasonore) des ultrasons constitue la motivation première de ce

1. Par exemple, durant la guerre 14-18, il est fait un usage massif des rayons x ; Marie Curie se met au service de la défense avec une unité de radiologie mobile (18 camions équipés d'appareils radiologiques). Plus de un million d'examen sont réalisés.

travail de thèse dédié à l'imagerie du sein.

Tomographie vient du grec *tomos* signifiant *coupe* et l'apport de la tomographie est d'offrir des images représentant des sections d'objets. En ce sens, cette technique est d'un réel intérêt puisque l'image (à 2 ou 3 dimensions) obtenue ne résulte pas d'une projection planaire d'un volume (à l'instar de l'imagerie X non-tomographique). Le contraste escompté peut donc être optimisé. De plus la cartographie d'un paramètre physique caractéristique du rayonnement employé est reconstruite à l'aide d'un ensemble de mesures enregistrées à l'extérieur de l'objet étudié.

La réalisation d'un système tomographique à finalité médicale nécessite des compétences très diversifiées. Son développement requiert la participation des anatomo-pathologistes et des utilisateurs finaux (les radiologues) pour spécifier les besoins, mais aussi des ingénieurs et des chercheurs pour mettre au point les nouvelles techniques et les futurs systèmes, et enfin, des équipes industrielles pour développer et produire.

Le présent travail s'inscrit dans le cadre du projet ANAÏS (en anglais *ANAtomical Imaging and Interventional System*) du LMA dont l'objectif est de développer un système d'imagerie tomographique ultrasonore dédié à une inspection tridimensionnelle du sein. Dans un premier temps, on va s'intéresser à la physiologie de l'organe et au processus de genèse et de développement de la pathologie du cancer du sein qui sont des points fondamentaux guidant la conception du prototype. Le protocole et les méthodes de dépistage actuels sont décrits et analysés. Ensuite, un état de l'art des systèmes de tomographie pour l'imagerie du sein est introduit. Finalement les motivations qui ont conduit à la conception du prototype ANAÏS seront explicitées et traduites en termes de spécifications techniques.

1.1 Contexte de l'étude

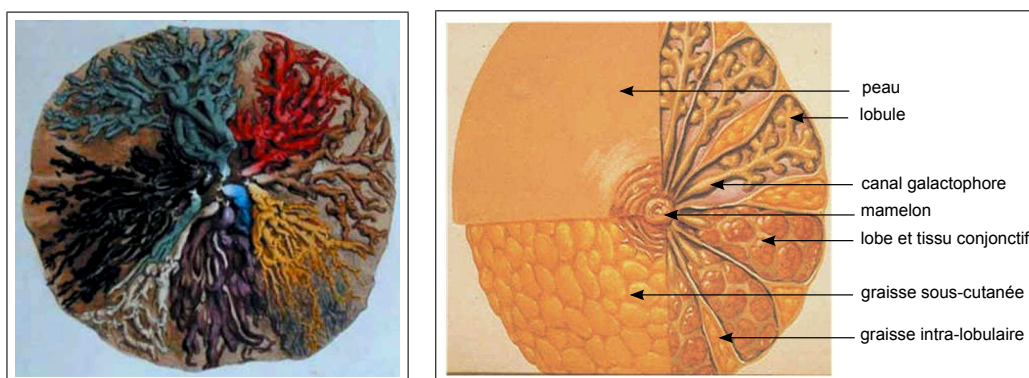
Physiologie de l'organe et développement du cancer

D'un point de vue morphologique, le sein est l'un des organes les plus complexes du corps humain. Bien que la physiologie ne soit pas entièrement comprise, il est communément accepté que l'anatomie du sein est composée de tissu adipeux (graisse) et de tissu glandulaire arrangé en lobes maintenus par un réseau fibreux appelé "ligaments de Cooper". Le tissu glandulaire assure la production de lait pendant les périodes de lactation. Une étude ultrasonore sur l'anatomie de 21 patientes [Ramsay 2005] a montré que les volumes occupés par le tissu glandulaire et par la graisse représentent respectivement $63 \pm 9\%$ (de 46 à 83%) et $37 \pm 9\%$ (de 16 à 51%) pour le sein gauche, et respectivement $65 \pm 11\%$ (de 45 à 83%) et $35 \pm 12\%$ (de 9 à 54%) pour le sein droit, par rapport au volume total de chaque sein. Il existe donc une forte variabilité dans le rapport volumique de ces tissus, mais aussi dans leurs répartitions spatiales [Sohn 1999].

Les premières études anatomiques relativement précises furent réalisées, il y a 160 ans déjà, par dissection sur des femmes décédées durant des périodes de lactation [Cooper 1840]. Déjà le tissu glandulaire était sectorisé en lobes organisés radiairement autour du mamelon comme l'illustrent les figures 1.1. Le nombre de lobes restait cependant difficile à établir. Actuellement l'anatomie de référence donnée dans *Gray's Anatomy* [Bannister 1995] décompte entre 15 à 20 lobes et autant de canaux galactophores. Néanmoins ce nombre est régulièrement remis en question par de nouvelles publications [Teboul 1995, Love 2004, Going 2004] et il existe une importante variabilité de taille et de forme.

La structure arborescente du lobe consiste en un canal galactophore principal débouchant sur le mamelon, et connecté à un réseau de sous-canaux se terminant par les lobules (*c.f.* figures 1.1(b) et 1.2). La dernière ramification canalaire et le lobule associé sont nommés l'*unité terminale ducto-lobulaire* (UTDL), elle est considérée comme la plus importante unité fonctionnelle du sein [Wellings 1975, Tot 2000]. Les parois internes des UTDL consistent en une couche de cellules épithéliales extrêmement mince d'épaisseur $50 \mu m$. Contrairement à l'organisation complexe des lobes, les unités ducto-lobulaires sont définies comme des unités individuelles [Love 2004, Going 2004] d'environ 0.3 mm de diamètre.

Les glandes mammaires et les canaux galactophores sécrètent en permanence du fluide (même en dehors des périodes de lactation). Un dérèglement entre la production et l'absorption/écoulement du fluide est vue comme une cause de formation de kystes dont le diamètre varie de quelques millimètres à 3 centimètres.



(a) Vue d'artiste des lobes du sein. De la cire colorée a été injectée dans les canaux lors d'une dissection [Cooper 1840].

(b) Schéma de l'anatomie du sein. Présentation des différents tissus mammaires avec la profondeur.

FIGURE 1.1 – Représentation de l'arrangement radiaire des lobes mammaires.

Des études récentes basées sur la dissection d'échantillons issus de quadrantectomie² ont montré que de multiples lésions malignes révèlent une distribution lobulaire [Tot 2005]. Il a été postulé par Tot que le carcinome³ canalaire est avant tout une maladie du lobe. La plupart des cancers du sein (85%) [Tulinius 1988] débutent dans les cellules épithéliales des unités ducto-lobulaires [Teboul 1995, Amy 1998, Teboul 2004]. Tandis qu'un carcinome canalaire conserve son implantation originelle, les carcinomes invasifs se développent au delà des bordures du lobe initial.

La présence d'un carcinome dans l'unité ducto-lobulaire entraîne une extension et une déformation de celle-ci. La taille atteinte peut alors varier de 1 à 20 millimètres et plus.

Le dépistage du cancer du sein

Problème de santé publique

Le cancer du sein qui touche toutes les classes d'âge est encore aujourd'hui un enjeu de santé publique. Avec 52600 nouveaux cas en 2010 en France, ce cancer est le plus fréquent chez la femme, avant le cancer colorectal (18900 cas) et le cancer du poumon (10000 cas). Le

2. Intervention chirurgicale qui consiste à enlever un quadrant du sein. Si l'on modélise le sein par un cercle géométrique dont le centre est le mamelon, un quadrant correspond à un quart du cercle.

3. Un carcinome (du grec *karkinōma*, cancer) est un cancer développé à partir d'un tissu épithélial. Dans le cas du sein les cellules épithéliales tapissent les parois canalaire.

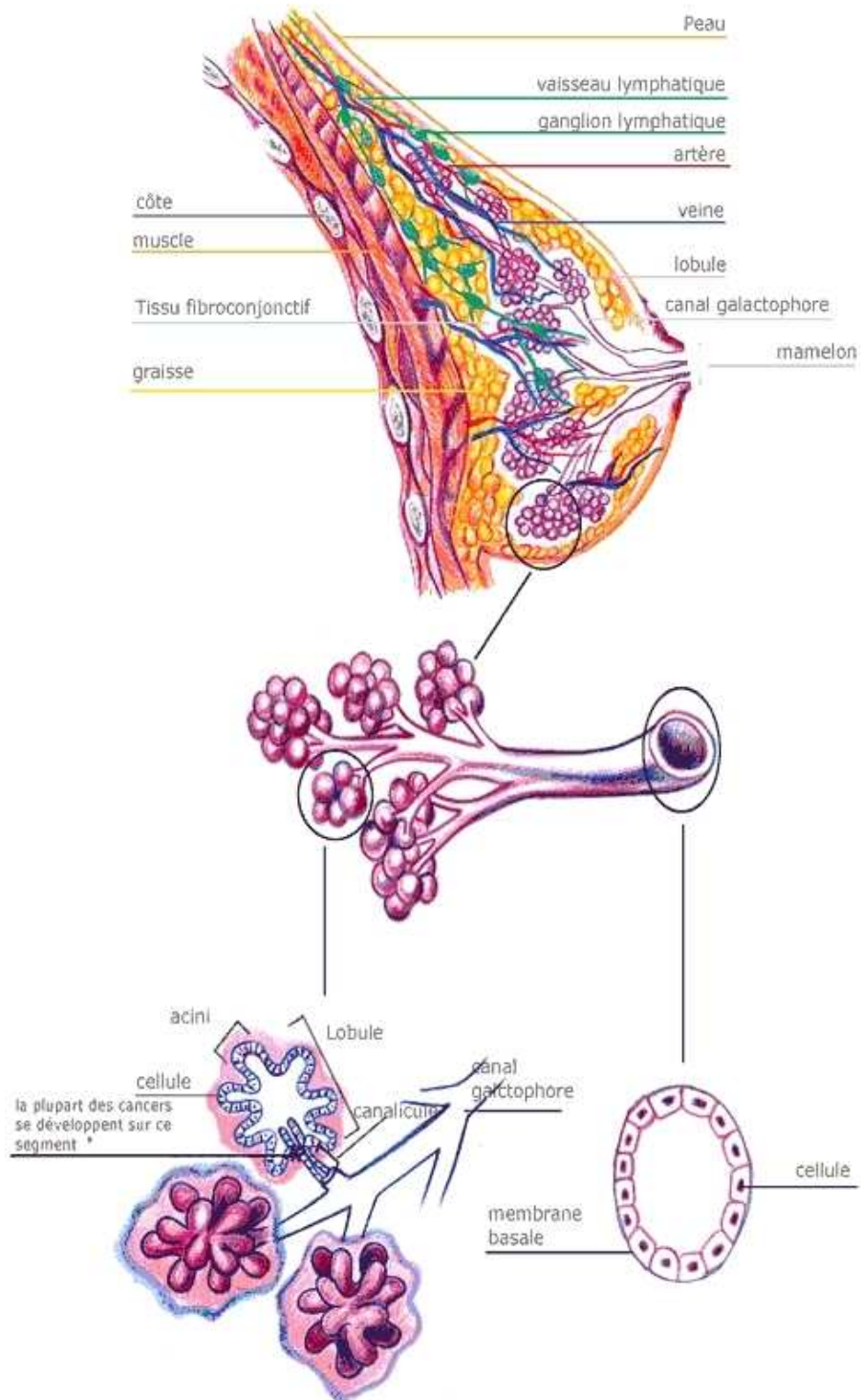


FIGURE 1.2 – Anatomie du sein en vue sagittale, le détail de la UTDL (en bas).

cancer du sein, en tête de la mortalité avec 11300 décès en 2010, est responsable de 19% des décès par cancer [Hill 2009]. Toutefois, si la mortalité a beaucoup augmenté jusqu'en 1993 ; le taux de mortalité, depuis cette date, diminue de 1.1% par an. Cette baisse est principalement due à l'amélioration des traitements ainsi qu'à l'extension du dépistage à des classes d'âges plus jeunes permettant un traitement efficace à un stade précoce [Eilstein 2007].

Les principaux facteurs de risques identifiés sont le traitement hormonal de la ménopause (responsable de 10 % des décès), l'inactivité physique (10%), l'alcool (9%), l'obésité ou le surpoids (5%), et les contraceptifs oraux (<1%). L'ensemble de ces facteurs explique 31% des décès par cancer du sein [Hill 2009].

Il est à noter que chez l'homme le cancer du sein était responsable de 190 décès en 2006 [Hill 2009] en France.

Moyens actuels de dépistage

La mammographie par rayons X est actuellement l'examen de référence pour le dépistage du cancer du sein. Cependant cette modalité n'est pas adaptée au cas des patientes ayant une prédominance de tissu glandulaire radio-opaque (jeunes femmes, période de lactation). Elle est aussi trop peu sensible à certains types de cancer (carcinome canalaire infiltrant, risque héréditaire, gènes BRCA1 et BRCA2).

L'échographie est un moyen efficace d'inspection des seins majoritairement glandulaires [Berg 2008] et elle est souvent employée en clinique comme un outil de diagnostic complémentaire à la mammographie par rayons X. Les ultrasons sont aussi plus sensibles pour distinguer une masse solide d'une masse kystique. De plus, les ultrasons aident à différencier les lésions bénignes des lésions malignes [Stavros 1995, Taylor 2002] permettant une réduction des actes médicaux de ponctions et de d'analyse des tissus.

Cependant, l'échographie présente aussi des limitations importantes telles qu'une forte dépendance à l'opérateur et un manque de reproductibilité conséquent. De plus, si l'échographie offre une résolution latérale (et axiale) satisfaisante sur les couches tissulaires superficielles, cette résolution tend à décroître avec la profondeur d'investigation.

A l'opposé, en raison de son protocole réduit (simplifié) délivrant 2 ou 3 clichés, la mammographie X reste l'examen standard pour imager de façon rapide et systématique la totalité du volume mammaire. La résolution de l'image est fixe et d'environ 80 μm (le système Amulet de Fujifilm propose une résolution de 50 μm sur des microcalcifications).

Pour aller au delà de ces limitations la tomographie ultrasonore assistée par ordinateur a été étudiée dès les années soixante-dix [Greenleaf 1977, Norton 1979]. L'un des objectifs est la réduction de la variance inter-opérateur en remplaçant la sonde manipulée par un système d'imagerie automatisé [Greenleaf 1977, Greenleaf 1982, Sponheim 1991b, Clément 1980, André 1997, Johnson 1999, Marmarelis 2003, Duric 2007, Waag 2006, Gemmeke 2007, Simonetti 2009].

1.2 La tomographie ultrasonore : état de l'art

Systemes à balayage mécanique

Dans les années soixante-dix, les premiers prototypes de tomographie ultrasonore destinés à la sénologie⁴ ont été réalisés au États-Unis par [Greenleaf 1974, Greenleaf 1978, Glover 1977], en France par [Clément 1980, Jossinet 1980, Jossinet 1983] et en Norvège [Sponheim 1991b, Sponheim 1991a]. Les dispositifs sont semblables et le principe des acquisitions est empruntés à la tomographie par rayon X. Ils sont généralement composés

4. Le terme sénologie désigne l'étude du sein normal et pathologique.

d'une table percée sur laquelle la patiente, en décubitus ventral, immerge le sein dans une cuve d'eau. Une paire de transducteurs opposés mobile en translation ou/et en rotation inspecte l'organe sous différentes incidences dans le plan du balayage. Déjà, l'imagerie tridimensionnelle était rendue possible par un contrôle automatisé de l'altitude du plan d'inspection permettant d'obtenir différentes hauteurs de coupes [Jossinet 1980, Jossinet 1983]. Une autre méthode [Greenleaf 1982] utilisait un réseau vertical de transducteurs pour réaliser une imagerie sur trois hauteurs.

Ces systèmes à balayage mécanique permettaient de réaliser une imagerie de réflectivité par des acquisitions en réflexion, et des images paramétriques de célérité et d'atténuation par des acquisitions en transmission. Cependant l'utilisation de scanners entraîne de trop longues durées d'acquisition rendant impossible l'utilisation clinique de ces systèmes. Des temps d'arrêt entre les déplacements sont nécessaires pour prévenir les vibrations mécaniques qui dégradent la qualité du signal.

Les antennes de transducteurs

Afin de s'affranchir des mouvements mécaniques et limiter les durées d'acquisition, des systèmes à balayage électronique ont fait leur apparition. En 1980, la première antenne de transducteurs se compose de 450 éléments à 3.5 MHz [Clément 1980]. Un système de formation de voies permet d'obtenir chaque projection requise pour la reconstruction d'une image. Les reconstructions emploient un algorithme de sommation des rétroprojections filtrées sous l'hypothèse d'une propagation rectiligne.

Durant les 15 dernières années, les progrès constants dans le domaine des semi-conducteurs ont relancé le développement de systèmes tomographiques à antenne fixe. Ces progrès permettent un transfert rapide de l'information [André 1997, Duric 2007, Waag 2006, Gemmeke 2007].

Généralement les antennes utilisées présentent une géométrie toroïdale et sont composées d'un grand nombre d'éléments; elles permettent d'enregistrer le champ diffracté autour de l'objet. Une *acquisition en diffraction*⁵ génère une importante quantité de données et requière l'utilisation d'une architecture électronique spécifique effectuant la collecte de l'information sur plusieurs voies parallèles. Souvent, un système d'adressage des voies parmi les éléments actifs est nécessaire (multiplexeur).

Le groupe de Waag a construit deux antennes toroïdales dont le principe consiste à synthétiser une onde plane pour pouvoir utiliser les algorithmes classiques de tomographie en diffraction tels que l'algorithme de rétropropagation filtrée [Witten 1988, Jansson 1998]. Afin d'améliorer cette technique de reconstruction initialement monofréquentielle, Mast a développé une méthode temporelle employant l'information du signal incident de largeur de bande finie [Mast 1999b]. Cette méthode utilise la combinaison cohérente des champs diffractés mesurés sous tous les angles de diffraction et d'incidence pour reconstruire le milieu à imager; en ce sens, elle est analogue aux techniques d'imagerie par ouverture synthétique. La première antenne était constituée de 6400 éléments de fréquence centrale 3 MHz [Lacefield 2001]. Le dernier système présenté [Waag 2006] possède 128 voies de transmission et 16 voies parallèles en réception; des tirs multiples sont nécessaires pour obtenir l'ensemble du champ diffracté. L'antenne correspondante possède 2048 éléments travaillant à 2.5 MHz et distribués sur un cercle de 15 centimètres de diamètre (figure

5. Une acquisition en diffraction consiste en l'enregistrement du champ diffracté par l'objet. Dans l'idéal, tout le champ diffracté est enregistré autour de l'organe. Souvent en pratique on se restreint à l'exploitation de la diffraction arrière et avant (réflexion et transmission, respectivement) sur des arcs de mesure centrés sur l'axe d'émission du champ incident.

1.3). La hauteur de l'antenne est 2.5 cm et le pitch⁶ des éléments correspond à 0.38 fois la longueur d'onde. Ce groupe n'a pas réalisé d'image *in vivo*.

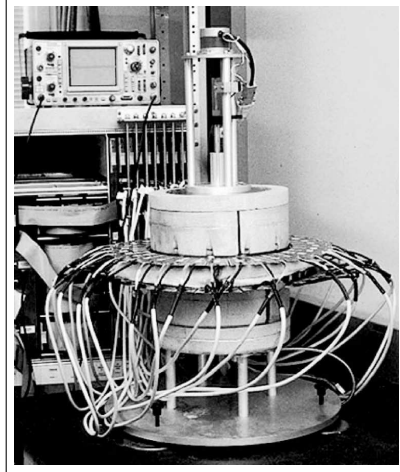


FIGURE 1.3 – Système du groupe de Waag [Waag 2006].

Pour réaliser une imagerie tridimensionnelle, l'antenne toroïdale peut être montée sur un système de déplacement vertical [André 1997, Duric 2005]. Des coupes transverses du sein sont alors obtenues sur plusieurs hauteurs, du mamelon jusqu'à la cage thoracique. L'émission est réalisée tour à tour par un élément de l'antenne; celui-ci se comporte ainsi comme une source ponctuelle [André 1997, Duric 2005, Stotzka 2002].

Le groupe d'André possède deux antennes toroïdales. La première contient 512 éléments de fréquence centrale 0.4 MHz; la seconde, 1024 éléments de fréquence centrale 1 MHz [André 1997]. Les éléments sont espacés à moins d'une demi-longueur d'onde et leur hauteur de 12 mm favorise l'émission d'une onde cylindrique. Chaque onde ultrasonore est transmise à l'aide d'un unique élément actif. L'électronique gère 16 voies d'acquisition parallèles. L'algorithme de reconstruction est similaire aux procédures de tomographie en diffraction avec l'hypothèse d'une propagation rectiligne (*i.e.* les effets de réfraction sont négligés).

L'originalité de leur travail repose sur l'acquisition et la sommation de données à différentes fréquences discrètes à partir d'une émission continue pour améliorer le rapport signal sur bruit. La procédure de mesure est répétée à 10 fréquences pour l'antenne à 1024 éléments avec un pas de 62.5 kHz (de 687 kHz jusqu'à 1.25 MHz), et, à 20 fréquences pour l'antenne 512 éléments avec un pas de 31 kHz (de 300 à 600 kHz). L'acquisition des fréquences basses (inférieures à 1 MHz) permet de réduire les aberrations de phase induites par l'utilisation de l'approximation de Born. À 1 MHz, la dimension caractéristique d'un sein est d'environ 60 longueurs d'onde. Pour diminuer les aberrations de phase, une adaptation du nombre d'onde k_0 (pour le fluide de couplage, $k_0 = \omega/c_0$) est réalisée; ceci revient à modifier c_0 la célérité du fluide de couplage pour la faire tendre vers la célérité moyenne du milieu de propagation. Des évaluations cliniques ont été réalisées sur patientes.

Le groupe de Duric utilise une antenne à 256 éléments dont la fréquence d'émission est de 1.5 MHz [Duric 2005, Duric 2007] (figure 1.4). L'originalité du système repose sur l'électronique : à chaque élément de l'antenne est attribué une voie. Le champ diffracté,

6. Le pitch est un terme anglais qui correspond à la distance ou le pas inter-élément.

issus du tir effectué par un unique élément, est mesuré directement par tous les éléments de l'antenne. En pratique les données utilisées pour reconstruire les images proviennent de l'enregistrement du champ rétrodiffusé et du champ transmis sur des ouvertures synthétiques de ± 20 degrés de part et d'autre de l'axe d'émission (figure 1.5). L'algorithme de reconstruction est similaire aux procédures de tomographie en diffraction (transformée de Radon) avec l'hypothèse d'une propagation rectiligne (*i.e.* les effets de réfraction sont négligés).

Une méthode de détection de temps de vol issue de la géophysique [Zhang 2003] a été intégrée dans leur protocole de traitement des signaux afin de diminuer la largeur des échos d'interface et obtenir une meilleure reconstruction des contours des structures internes. La technique a été évaluée sur des données provenant de 1160 patientes [Li 2009].

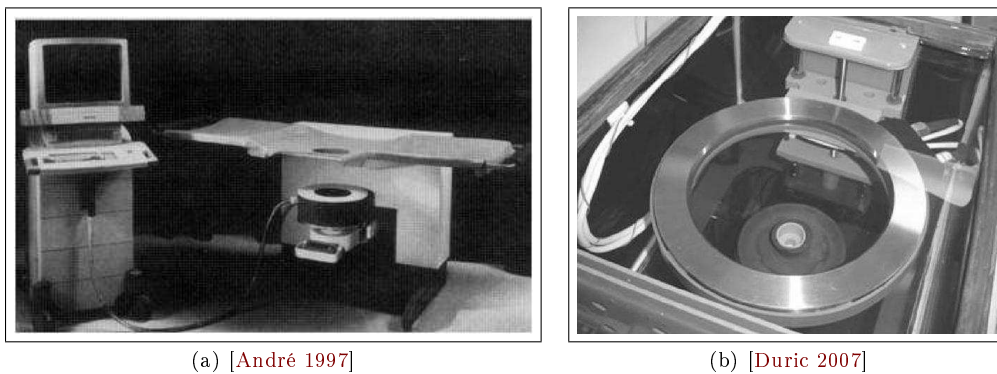


FIGURE 1.4 – Systèmes du groupe d'André (a) et du groupe de Duric (b)

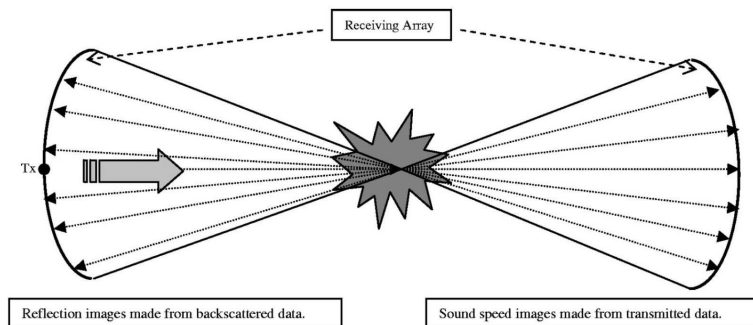
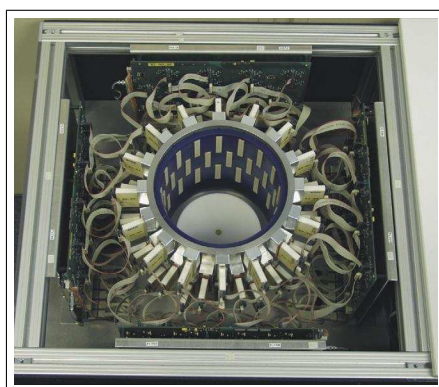


FIGURE 1.5 – Principe des acquisitions réalisées en réflexion et en transmission par le système de Duric [Duric 2005]. Un seul élément de l'antenne transmet une impulsion.

Dans le but de mesurer directement dans l'espace (et non pas seulement dans un plan) le champ diffracté par l'objet, l'équipe de N. Ruiter a développé deux systèmes tridimensionnels. Le premier exploite une antenne de transducteurs cylindrique [Stotzka 2004, Gemmeke 2007, Ruiter 2010] pour enregistrer le champ diffracté sur toute la hauteur de l'organe sans aucun déplacement en élévation. Trois couronnes superposées contiennent chacune 16 réseaux de transducteurs rectangulaires (huit émetteurs et 32 récepteurs) travaillant à 2.7 MHz (figure 1.6(a)). Les données sont collectées avec 192 voies

fonctionnant en parallèle. Cependant, les réseaux de transducteurs sont très lacunaires et une rotation mécanique est requise pour effectuer un échantillonnage spatial suffisamment dense. Aucun essai clinique n'a été réalisé.

Une nouvelle antenne est actuellement en construction pour permettre une inspection tridimensionnelle conformée au sein [Zapf 2009]. La géométrie de l'antenne (déjà proposée dans [Norton 1979, Mensah 2007]) est hémisphérique (en forme de calote); elle est adaptée à l'anatomie mammaire. La configuration est dédiée à l'imagerie de réflectivité par l'enregistrement du champ diffracté vers l'arrière. Une centaine de transducteurs circulaires répartis à la surface de l'antenne transmettront un champ incident quasi-sphérique. Aucune image n'a pour le moment été reconstruite; le système est illustré sur la figure 1.6(b).



(a) Antenne cylindrique [Gemmeke 2007]



(b) Antenne hémisphérique [Zapf 2009]

FIGURE 1.6 – Systèmes du groupe de Ruiter.

Sonde échographique déplacée mécaniquement

La société Techniscan Medical Systems a mis au point un système constitué de deux barrettes linéaires fixées l'une en face de l'autre et effectuant une rotation sur 360 degrés [Johnson 1999]. La distribution des paramètres de célérité et d'absorption est reconstruite via des méthodes d'inversion non-linéaire [Wisikin 2005]. Lorsqu'une seule barrette est utilisée en mode B, un algorithme de tomographie de réflexion classique avec correction de la célérité est utilisé.

Avec la même approche le groupe d'Ermert utilise un scanner spiralé permettant d'obtenir des informations tridimensionnelles autour de l'objet. Le système [Ashfaq 2004]

est aussi constitué de deux barrettes linéaires à 7.5 MHz fixées l'une en face de l'autre afin d'obtenir des acquisitions en transmission et en réflexion (figure 1.7(a)) (en régime impulsif). Le montage décrit une trajectoire hélicoïdale de la base du sein jusqu'au mamelon. La célérité et l'atténuation mesurées grâce à ce système sont reconstruites de manière classique par l'algorithme de sommations des rétroprojections filtrées.

Dans le but de corriger les aberrations de phase commises lors de la reconstruction par l'approximation de Born, la dernière installation réalisée par ce groupe comporte une sonde échographique convexe à 2.5 MHz faisant face à un miroir acoustique (figure 1.7(b)) [Hansen 2009]. Le miroir est utilisé comme une référence de temps de vol. Généralement la compensation des aberrations de phase est effectuée en remplaçant la célérité du milieu de couplage par de la célérité moyenne du milieu de propagation (eau et objet) [André 1997]. En exploitant les temps de vol des échos en provenance du miroir, une célérité moyenne est définie pour chacun des rayons acoustiques émis par la sonde échographique. Les B-scans⁷ obtenus et corrigés avec la célérité sur chaque rayon d'émission sont sommés pour réaliser une imagerie de réflectivité. De plus la connaissance des célérités moyennes par rayons d'émission autorise la reconstruction de carte de célérité [Koch 2012].

Le principe d'une sonde faisant face à un miroir acoustique a été employé par [Nebeker 2010] avec un échographe travaillant à 5 et 7 MHz. Une coupe est réalisée par la compilation de 140 B-scans autour de l'organe.

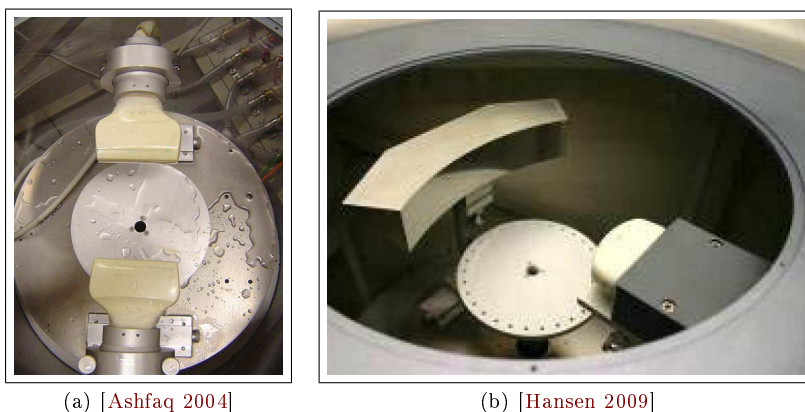


FIGURE 1.7 – Systèmes du groupe d'Ermert.

Un autre dispositif utilisant une sonde échographique linéaire a été expérimenté pour réaliser des coupes sagittales de sein [Shiple 2005]. Ici un système de contention du sein en forme de cône est utilisé pour éviter les artefacts liés au mouvement de la sonde et de la patiente. La sonde est orientée selon l'axe radial de l'organe et un système de rotation autour du cône permet de réaliser une imagerie tridimensionnelle par la compilation des différentes coupes. Des évaluations ont été effectuées sur patientes.

On note qu'un nouveau système automatisé (commercialisé par U-Systems, Mountain View, CA et Siemens, Santa Clara, CA) incluant une sonde de 15 cm de longueur permet de réaliser un examen échographique standardisé : 3 à 5 balayages sont requis pour imager un sein (figure 1.8). L'exploitation des données permet d'obtenir des coupes sagittales et transversales [Kelly 2011].

7. Un B-scan est le terme employé pour qualifier la collection des signaux enregistrés par les éléments d'une sonde de transducteurs.



FIGURE 1.8 – U-Systems [Kelly 2011].

Les tomographes présentés réalisent des coupes transversales du sein sur plusieurs hauteurs (exceptés ceux de Ruiter et de Shipley). Le projet d'imagerie du sein présenté dans cette thèse suit une autre approche : l'imagerie anatomique pour un dépistage précoce.

1.3 Le projet ANAÏS

Cette activité s'inscrit dans le cadre du projet CERIMED (Centre Européen de Recherche en Imagerie MEDicale) à Marseille. Elle a reçu le soutien initial du Ministère (ACI "Technologies pour la Santé" 2001-2003), puis des collectivités locales (Région, Département, Ville) et du CNRS. Le projet est labellisé par le pôle de compétitivité OPTITEC via le projet CLEARPEM-Sonic (système d'imagerie multimodale PET-Ultrasons). Elle s'intègre également aux activités du Cancéropôle PACA (axe 6 : Imagerie et Radiothérapie).

Le projet ANAÏS (ANAtomical Imaging and Interventional System) comporte deux volets : (i) l'imagerie du sein haute résolution et le dépistage précoce, et (ii) le traitement thérapeutique *in situ* en facilitant la vectorisation médicamenteuse via les agents de contraste (drogues encapsulées). Ce dernier point est en dehors du champ d'investigation du travail doctoral présenté ici.

Une première thèse, centrée sur le traitement des données en champ proche, a jeté les bases générales du projet [Ferrière 2003a] ; une seconde, orientée sur les méthodes d'imagerie tomographique (simulation du système, expériences préliminaires), a accompagné la conception et le début de réalisation du système [Franceschini 2006a]. La phase thérapeutique a été abordée avec des travaux préliminaires sur les agents de contraste [Pauzin 2009].

Motivations

Les régions sensibles dans le dépistage précoce du cancer du sein sont les unités terminales ducto-lobulaires (UTDL) situées au sein des lobes mammaires. L'extension des carcinomes suit les canaux galactophores selon les directions radiales. L'observation de ces structures par le biais des ultrasons fournit un moyen direct d'évaluation précoce des altérations induites par les pathologies mammaires.

Dans le mode conventionnel de l'échographie clinique, le sénologue place la sonde perpendiculairement à l'axe des canaux ; en raison de leur taille ($100 \mu\text{m}$ de diamètre), ces derniers ne sont pas distinguables. C'est pourquoi, en routine clinique, l'échographie conventionnelle ne visualise pas les UTDL ; elle permet au mieux, d'identifier les différents tissus composant le sein. En conséquence, la prise de vue n'est pas cohérente avec l'anatomie de la glande mammaire et l'intelligibilité de l'image s'en trouve grandement limitée. De plus, une

part plus importante d'aléa est introduite dans l'inspection du sein, puisque le protocole ne repose pas sur une démarche systémique associée à l'arborescence ductolobulaire (radiaire). De là, l'origine de la grande variabilité inter et intra-opérateur souvent décriée. De fait, une pathologie mammaire est détectée lorsqu'elle présente une anomalie au contraste et au volume suffisant, visible quelque soit l'orientation du balayage (lésions de taille supérieure ou égale à 3-5 mm suivant le caractère diffus). Ce sont les facteurs de difficulté d'analyse, d'interprétation, de répétitivité et du caractère hautement opérateur dépendant de cette technique, qui ont bridé son développement pour l'imagerie du sein [Amy 1998].

Une méthode d'examen anatomique guidée par l'identification des structures mammaires internes, *l'échographie ductale*, a été introduite en 1987 par [Teboul 1995] et a été agréée par la *Food and Drug Administration* aux États-Unis. En effet, l'analyse d'une coupe échographique nécessite de reconnaître l'écho-anatomie élémentaire et de différencier les différentes composantes tissulaires (conjonctive, adipeuse, ductolobulaire). Cela n'est possible qu'à travers un balayage radial de la sonde [Cooper 1840, Stavros 1995, Shipley 2005, Teboul 2010, Amy 2011] par opposition à la technique conventionnelle de balayages orthogonaux ou centripètes. Dans le but de rester parallèle à la trajectoire du canal, la sonde est déplacée à la surface du sein suivant un mouvement rotatif périmamelonnaire, associé à un glissement longitudinal dans le grand axe du lobe, comme illustré sur le schéma de la figure 1.9. La technique radiaire s'attache à l'analyse systématique de chaque lobe. La figure 1.10 montre une échographie ductale (à 9 MHz) et son interprétation. L'échographie ductale permet l'identification du lobe, des ligaments de Cooper, des fasciae (superficialis et pectoralis), de la graisse et de la paroi thoracique. A l'intérieur du lobe, le sénologue s'attachera à identifier les canaux et les lobules quand ils sont visibles, à quantifier leurs modifications afin d'évoquer une pathologie. Cependant cette technique présente encore plusieurs inconvénients, en particulier la nécessité d'opérateurs bien formés : (1) les vues des échographies ductales sont seulement partielles, (2) la difficulté d'interprétation augmente avec la complexité de la structure lobulaire.

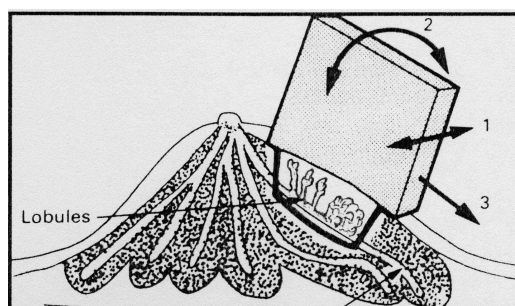


FIGURE 1.9 – Échographie ductale, technique radiaire.

En conséquence, compte tenu de l'apport clinique de l'échographie ductale, nous proposons la tomographie ultrasonore de réflectivité pour *réduire le caractère opérateur-dépendant* de l'échographie et permettre une *visualisation intelligente* des structures lobulaires.

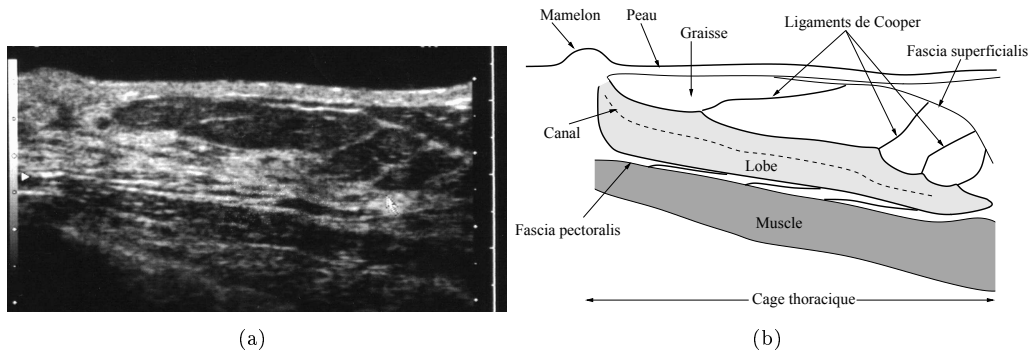


FIGURE 1.10 – (a) Échographie ductale à 9 MHz : aspect typique d'un lobe imagé du mamelon à la périphérie du sein et (b) son interprétation anatomique.

Conception du système

La réalisation d'un système d'imagerie ultrasonore quantitative permettant le dépistage du cancer du sein constitue, depuis plus de vingt ans, l'un des principaux axes de recherche de l'équipe Propagation et Imagerie (PI) du Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique de Marseille. Les méthodes de reconstruction tomographique ont été étudiées dans l'idée de concevoir un système d'imagerie anatomique du sein utilisant une antenne de transducteurs adaptée à l'inspection des lobes [Mensah 1997, Lasaygues 2002, Ferrière 2003b, Mensah 2007].

A l'instar de l'échographie ductale qui sonde les structures lobulaires, l'idée est de réaliser une tomographie de ces-mêmes structures sans aucun balayage manuel. En reprenant l'idée de [Norton 1979] dans son principe bidimensionnel, une antenne semi-circulaire comportant un grand nombre de capteurs a été développée (*c.f.* figures 1.11). Dans le but d'imager tout spécialement les régions de croissance privilégiée des carcinomes mammaires.

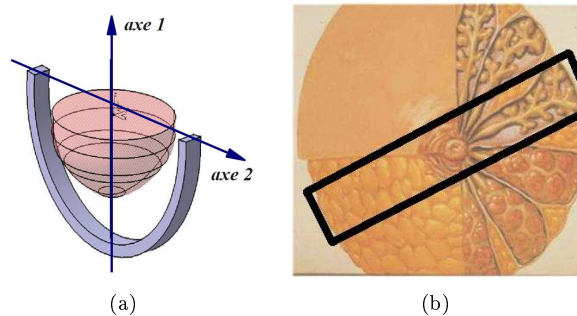


FIGURE 1.11 – Positionnement de l'antenne par rapport au volume mammaire (a) et la région d'inspection escomptée (b).

Une simulation numérique employant un code éléments-finis bidimensionnel avait modélisé une acquisition tomographique avec une antenne semi-circulaire à 1 MHz sur un fantôme anatomique numérique. Les images de réflectivité reconstruites avec un algorithme de sommation des rétroprojections elliptiques filtrées en champ proche avait donné de très bons résultats [Franceschini 2006b]. Les tissus composant le sein y avait été correctement restitués, y compris les canaux de diamètre inférieur à la longueur d'onde (1.5 mm pour cette

simulation). Cette validation numérique du protocole d'inspection a encouragé l'équipe de recherche à lancer la fabrication du système expérimental ANAïs. L'antenne semi-circulaire est décrite sur la figure 1.11 et 1.12, et une vue d'ensemble du système est donnée en figure 1.13.

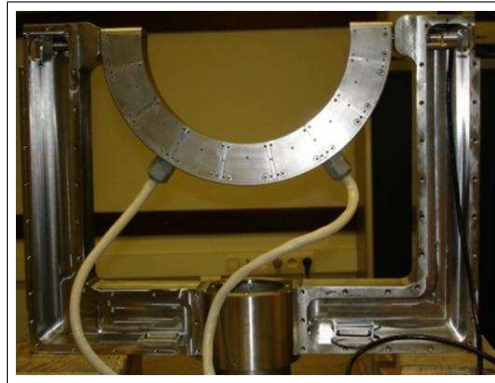


FIGURE 1.12 – L'antenne semi-circulaire ANAïs.



FIGURE 1.13 – Le prototype ANAïs dans la salle d'expérience.

Le travail de thèse

L'objectif principal de cette thèse concerne la validation expérimentale de la tomographie d'impédance acoustique (développée au chapitre 2) à partir d'un prototype de laboratoire dédié à l'imagerie du sein. Pour cela, les performances du système sont évaluées sur des fantômes de tissus mous à partir de protocoles d'acquisition en rétrodiffusion. Ces performances ont été renforcées par l'introduction de techniques spécifiques de traitement de signal.

La mise en œuvre du banc expérimental ANAÏS a représenté une grande partie du travail réalisé. Comme pour toute recherche expérimentale utilisant un prototype innovant et complexe, il a été nécessaire d'étudier son fonctionnement du point de vue de l'électronique numérique, du contrôle mécanique, de l'électroacoustique et de la gestion des acquisitions. Le chapitre 3 détaille les diverses unités du système ANAÏS avec leur principe de fonctionnement. Il présente aussi les différents bancs et outils expérimentaux utilisés durant la thèse.

Plusieurs phases d'étalonnage ont été respectées afin de comprendre et modifier certains points de conception du prototype. Dans ce manuscrit si tous les points d'étude préliminaire n'ont pas été donnés, en revanche, le chapitre 4 est consacré à l'étude détaillée de l'ensemble électroacoustique. Un étalonnage de la géométrie de l'antenne a été effectué et les propriétés de transduction (sensibilités, réponses impulsionnelles) mesurées.

Une caractérisation du champ transmis par les éléments a été obtenue en traçant la distribution de l'énergie dans le plan d'inspection. De même, la directivité des transducteurs élémentaires en mode émission-réception a été quantifiée par la mesure de la distribution d'énergie du champ rétrodiffusé par une source secondaire (un fil de $80\ \mu\text{m}$ et bille de $300\ \mu\text{m}$). Ces mesures permettent d'apprécier la distance qui sépare les hypothèses théoriques du formalisme de tomographie en champ proche de la réalité expérimentale.

Le chapitre 5 traite de la compression d'impulsion utilisant un pseudo-chirp et les codes de Golay. En exploitant les possibilités de l'électronique numérique ANAÏS, cette technique a été introduite avec l'objectif simple d'augmenter le rapport signal sur bruit des projections et finalement améliorer la dynamique des images reconstruites. L'effet de filtrage de la réponse électroacoustique est évalué pour déterminer les performances réelles obtenues par le système ANAÏS.

Pour évaluer un prototype d'imagerie du sein dans un contexte de laboratoire, il est nécessaire de posséder une collection d'objets ayant des propriétés mécaniques (la célérité et l'atténuation des ultrasons, l'impédance acoustique) semblables aux tissus mammaires. Au chapitre 6 une campagne de caractérisation de produits utilisés pour développer des matériaux fantômes a été réalisée. Afin de reproduire au mieux les propriétés des cinq constituants mammaires principaux, une loi de mélange (cinq formulations) a été élaborée associant de l'agar-agar, du glycérol et de la cellulose en proportions spécifiques.

Dans le chapitre 7, des expériences tomographiques ont été menées avec le système pour imager des objets linéiques et des fantômes cylindriques à faible contraste d'impédance. Ceci permet d'évaluer la fonction d'étalement (PSF), la résolution spatiale, les possibilités et les limitations des images reconstruites. L'inspection tridimensionnelle d'un fantôme mammaire morphologique a été initiée en se plaçant dans un contexte d'examen

anatomique (reconstruction de 10 coupes sagittales).

L'apport de la technique de compression d'impulsion sur la qualité des images est évalué au chapitre 8 en considérant notamment la reconstruction de la PSF, des images de fantômes cylindriques et du fantôme morphologique dans le cas d'une impulsion large bande, d'un pseudo-chirp et des codes de Golay.

Finalement le chapitre 9 établit la conclusion générale de l'étude en reprenant les points marquants du travail réalisé. Des pistes sont données pour poursuivre cette action de recherche prometteuse et relativement déjà bien avancée à ce jour.

Article et actes de congrès

Le travail de thèse a fait l'objet d'un article soumis et accepté par le journal IEEE Transactions on Ultrasonic, Ferroelectric and Frequency Control dans le cadre d'un hors série sur les nouveaux systèmes d'imagerie et de traitement du signal. Différents actes de congrès internationaux ont été rédigés. Les références de l'article et des actes sont données ici :

J. Rouyer, S. Mensah, E. Franceschini, P. Lasaygues, J.-P. Lefebvre, "Conformal Ultrasound Imaging System for Anatomical Breast Inspection", *IEEE Trans. on UFFC - Special issue on Novel Embedded Systems for Ultrasonic Imaging and Signal Processing*, accepté.

J. Rouyer, S. Mensah, P. Lasaygues, "Application of Coded Transmission Technique to Ultrasonic Computed Tomography of Soft Tissues", in proc. of *Acoustics 2012 - Annual IOA Meeting*, Nantes, France, (Avr. 2012), en cours de publication.

P. Lasaygues, J. Rouyer, E. Franceschini, S. Mensah, R. Guillermin, "Nonlinear inversion modeling for ultrasonic computed tomography : transition from soft to hard tissues imaging", in proc. of *SPIE Medical Imaging*, San Diego (CA), USA (Jan. 2012), en cours de publication.

S. Mensah, J. Rouyer, P. Lasaygues, E. Franceschini, J.-P. Lefebvre, "Ultrasound mammograph for breast lobe inspection", in proc. of *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Orlando (FL), USA (Oct. 2011), en cours de publication.

J. Rouyer, P. Lasaygues, S. Mensah, "A Novel Ultrasound Imaging system for Anatomical Breast Inspection", in proc. of *the 31st Acoustical Imaging Symposium*, Warsaw, Poland (April 2011).

J. Rouyer, S. Mensah, P. Lasaygues, "Ultrasound Tomography dedicated to Anatomical Breast Inspection", in proc. of *IEEE International Ultrasonics Symposium*, San Diego (CA), USA (Oct. 2010).

La tomographie ultrasonore en champ proche

Sommaire

2.1	Modélisation en impédance - vitesse	17
2.2	Le problème direct	18
2.2.1	Expression du champ diffracté	18
2.2.2	Définition de la transformée de Fourier elliptique	20
2.2.3	Résolution elliptique du problème directe	21
2.3	Le problème inverse	22
2.3.1	La transformée de Radon Elliptique et le théorème coupe-projection	23
2.3.2	La procédure d'inversion	23
2.3.3	Opérateur de rétroprojection elliptique	24
2.4	Restrictions au caractère quantitatif des reconstructions	25

Une modélisation en termes de fluctuations d'impédance et de célérité formulée par [Lefebvre 1985] a été choisie. Cette modélisation nous a paru judicieuse car elle permet de faire apparaître directement dans la formulation du problème direct le **paramètre d'impédance**. Ce paramètre que l'on peut espérer reconstruire en mode de réflexion, qui est le mode de prédilection du prototype ANAÏS, permet une imagerie de haute qualité (résolution et contraste).

L'introduction des transformées de Fourier et de Radon elliptiques a conduit au développement d'un **algorithme de sommation des rétroprojections elliptiques filtrées**, analogue à l'algorithme classique de rétroprojection filtrée utilisé en tomographie en transmission de rayons droits et en tomographie de réflectivité.

Dans ce chapitre, nous rappelons dans un premier temps la modélisation en impédance/vitesse. Nous montrons que l'on peut reconstruire soit l'impédance en mode de réflexion, soit la célérité en mode de transmission. Ces développements ont été publiés dans [Mensah 2007].

2.1 Modélisation en impédance - vitesse

On s'intéresse essentiellement aux phénomènes de diffraction engendrés par les inhomogénéités d'un milieu, les phénomènes d'absorption-dispersion étant négligés. Ainsi le milieu biologique est décrit du point de vue acoustique par ses seules fluctuations de densité ρ et de célérité c . La pression acoustique P vérifie l'équation d'onde suivante parfois dénommée équation de Pékeris :

$$-\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \rho \operatorname{div} \left(\frac{1}{\rho} \operatorname{grad} P \right) = 0 \quad (2.1)$$

où c et ρ sont variables dans l'espace.

En pratique, les ultrasons sont émis par une sonde qui est soit en contact avec la peau par l'intermédiaire d'un gel de couplage, soit immergée dans une cuve d'eau assurant le couplage. On considère le fluide de couplage comme une référence homogène de caractéristiques connues ρ_0, c_0 .

En introduisant cette référence et en faisant apparaître au premier membre l'équation des ondes classiques, l'équation de propagation s'écrit :

$$-\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \Delta P = \left(\frac{1}{c^2} - \frac{1}{c_0^2} \right) \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \frac{\mathbf{grad}\rho}{\rho} \cdot \mathbf{grad}P \quad (2.2)$$

Suivant [Lefebvre 1985], on introduit les paramètres $2\alpha = (c^2 - c_0^2)/c^2$ et $\xi = \text{Log}(z/z_0)$ caractérisant respectivement les fluctuations quadratiques de célérité c et les fluctuations logarithmiques d'impédance $z = \rho c$. En effectuant le développement :

$$\begin{aligned} \frac{\mathbf{grad}\rho}{\rho} &= \mathbf{grad}(\text{Log}\rho) = \mathbf{grad}\left(\text{Log}\frac{\rho}{\rho_0}\right) \\ &= \mathbf{grad}\left(\text{Log}\frac{\rho c}{\rho_0 c_0}\right) + \mathbf{grad}\left(\text{Log}\frac{c_0}{c}\right) \\ &= \mathbf{grad}\left(\text{Log}\frac{z}{z_0}\right) + \frac{1}{2}\mathbf{grad}(\text{Log}(1 - 2\alpha)) \end{aligned} \quad (2.3)$$

L'équation (2.2) s'écrit :

$$-\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \Delta P = -\frac{2\alpha}{c_0^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \frac{1}{2} \mathbf{grad}(\text{Log}(1 - 2\alpha)) \cdot \mathbf{grad}P + \mathbf{grad}\xi \cdot \mathbf{grad}P. \quad (2.4)$$

En considérant que les tissus biologiques se caractérisent par leur faible inhomogénéité ($\alpha \sim \xi \sim 10^{-2}$), on peut écrire à l'ordre un en α [Lefebvre 1985, Lefebvre 1988] :

$$-\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \Delta P = -\frac{2\alpha}{c_0^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} - \mathbf{grad}\alpha \cdot \mathbf{grad}P + \mathbf{grad}\xi \cdot \mathbf{grad}P. \quad (2.5)$$

L'intérêt de cette modélisation approchée est qu'elle permet de caractériser les milieux biologiques en termes de fluctuations d'impédance ξ et de célérité α qui, comme on le verra par la suite, présentent des diagrammes de directivité de diffusion opposés (*c.f.* figure 2.2).

2.2 Le problème direct

On considère un organe à imager occupant un domaine compact \mathcal{D} de \mathbb{R}^3 et une surface sphérique d'acquisition \mathcal{S} entourant l'objet, comme illustré sur la figure 2.1.

2.2.1 Expression du champ diffracté

On suppose que l'on émet, dans le fluide de couplage, une onde sphérique de pulsation ω , le transducteur émetteur étant situé en $\mathbf{e} \in \mathcal{S}$:

$$P_i(\mathbf{x}, \omega, t) = p_i(\mathbf{x}, \omega) e^{-i\omega t} = \frac{e^{ik\|\mathbf{x}-\mathbf{e}\|}}{4\pi\|\mathbf{x}-\mathbf{e}\|} e^{-i\omega t} \quad (2.6)$$

où $k = \omega/c_0$ est le nombre d'onde de l'onde incidente de célérité c_0 dans le milieu hôte. En cherchant une solution de type harmonique $P = p e^{-i\omega t}$, la représentation intégrale du

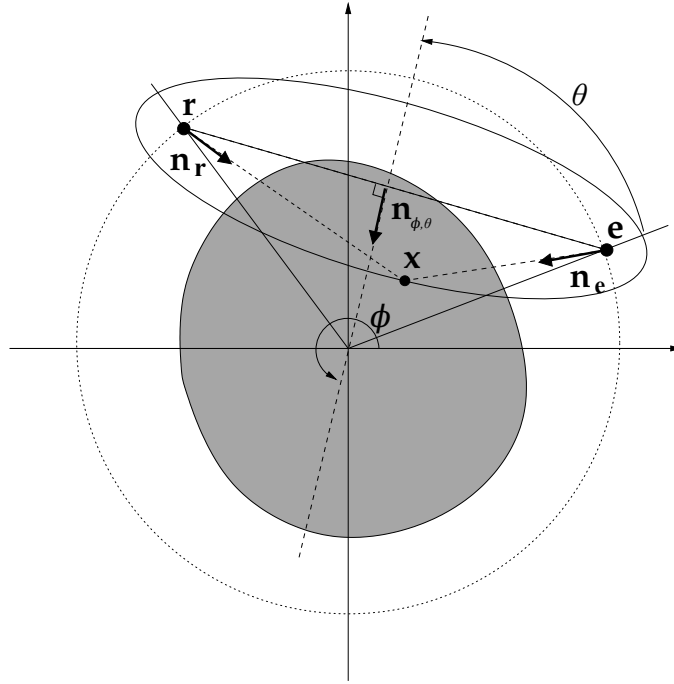


FIGURE 2.1 – Géométrie d’acquisition en diffraction. Un transducteur situé en \mathbf{e} émet une onde sphérique qui est diffractée et enregistrée par un récepteur placé en \mathbf{r} sur la même surface sphérique entourant l’organe.

champ total p enregistré en $\mathbf{r} \in \mathcal{S}$ s’écrit :

$$p(\mathbf{r}, \omega) = p_i(\mathbf{r}, \omega) + \int_{\mathcal{D}} g(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \omega) [2k^2 \alpha(\mathbf{x}) p(\mathbf{x}, \omega) - \mathbf{grad} \alpha(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{grad} p(\mathbf{x}, \omega) + \mathbf{grad} \xi(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{grad} p(\mathbf{x}, \omega)] d\mathbf{x}, \quad (2.7)$$

où g est la fonction de Green en espace libre à trois dimensions :

$$g(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \omega) = -\frac{e^{ik\|\mathbf{r}-\mathbf{x}\|}}{4\pi\|\mathbf{r}-\mathbf{x}\|}. \quad (2.8)$$

On suppose que le milieu est faiblement hétérogène et que l’on peut linéariser le problème inverse en utilisant l’**approximation de Born**. Cette approximation consiste à négliger, à l’intérieur des inhomogénéités, le champ diffracté (différence entre le champ total et le champ incident) devant le champ incident. On néglige ainsi la diffusion multiple en se contentant d’une approximation de monodiffusion et en supposant que chaque diffuseur est attaqué par le champ qui régnerait en l’absence de tout diffuseur. Cette dernière hypothèse suppose que l’étendue des diffuseurs n’est pas trop grande ($< 100\lambda$) et que les contrastes d’impédance et de célérité du milieu de propagation soient faibles [Colton 1992, Langenberg 1987]. Le champ diffracté p_d se réécrit en remplaçant dans son expression le champ total p par le champ incident p_i :

$$p_d(\mathbf{r}, \omega) = \int g(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \omega) [2k^2 \alpha(\mathbf{x}) p_i(\mathbf{x}, \omega) - \mathbf{grad} \alpha(\mathbf{x}) \mathbf{grad} p_i(\mathbf{x}, \omega) + \mathbf{grad} \xi(\mathbf{x}) \mathbf{grad} p_i(\mathbf{x}, \omega)] d\mathbf{x}. \quad (2.9)$$

On calcule $\mathbf{grad} p_i$:

$$\begin{aligned} \mathbf{grad}(p_i(\mathbf{x}, \omega)) &= \mathbf{grad}\left(\frac{e^{ik\|\mathbf{x}-\mathbf{e}\|}}{4\pi\|\mathbf{x}-\mathbf{e}\|}\right) \\ &= \left(ik - \frac{1}{\|\mathbf{x}-\mathbf{e}\|}\right) \mathbf{grad}(\|\mathbf{x}-\mathbf{e}\|) \cdot \frac{e^{ik\|\mathbf{x}-\mathbf{e}\|}}{4\pi\|\mathbf{x}-\mathbf{e}\|} \\ &\simeq ik \mathbf{grad}(\|\mathbf{x}-\mathbf{e}\|) \cdot \frac{e^{ik\|\mathbf{x}-\mathbf{e}\|}}{4\pi\|\mathbf{x}-\mathbf{e}\|} \end{aligned} \quad (2.10)$$

Dans l'équation (2.10), le terme $\frac{1}{\|\mathbf{x}-\mathbf{e}\|}$ est négligé devant le terme ik . En effet, si on considère que la célérité moyenne de l'organe à imager est $c_0 \approx 1540$ m/s, et que l'on travaille à 3 MHz, on obtient $k = 12240$ m⁻¹, grand devant $\frac{1}{\|\mathbf{x}-\mathbf{e}\|} < \frac{1}{\text{rayon}_{\text{antenne}}} = 10$ m⁻¹.

Nous définissons \mathbf{n}_e (respectivement \mathbf{n}_r) le vecteur unitaire porté par la droite émetteur-voxel (respectivement récepteur-voxel) que nous appelons l'axe $\mathbf{e}-\mathbf{x}$ (respectivement l'axe $\mathbf{r}-\mathbf{x}$) :

$$\mathbf{n}_e = \frac{\mathbf{x}-\mathbf{e}}{\|\mathbf{x}-\mathbf{e}\|} = \mathbf{grad}(\|\mathbf{x}-\mathbf{e}\|).$$

L'équation (2.9) est alors réduite à :

$$p_d = - \int \frac{e^{ik(\|\mathbf{r}-\mathbf{x}\|+\|\mathbf{x}-\mathbf{e}\|)}}{16\pi^2\|\mathbf{r}-\mathbf{x}\|\|\mathbf{x}-\mathbf{e}\|} [2k^2\alpha - ik \cdot \mathbf{n}_e (\mathbf{grad}\alpha - \mathbf{grad}\xi)] d\mathbf{x}. \quad (2.11)$$

Suivant [Mensah 2007], la **transformée de Fourier elliptique** permet de réaliser la projection du terme entre crochet dans l'équation (2.11) sur une base de fonctions elliptiques harmoniques de la forme :

$$e^{i\mathbf{K}\otimes\mathbf{x}} = e^{ik(\|\mathbf{r}-\mathbf{x}\|+\|\mathbf{x}-\mathbf{e}\|)} = \text{constante} \quad (2.12)$$

L'expression (2.12) décrit un ensemble de fonctions elliptiques dont les foyers sont \mathbf{e} et \mathbf{r} .

2.2.2 Définition de la transformée de Fourier elliptique

On note $\mathbf{n}_{\phi,\theta}$ le vecteur unitaire porté par la médiatrice dans la direction d'incidence spécifiée par les angles (*c.f.* figure 2.1) :

$$\begin{aligned} \phi &= \pi + \frac{1}{2}(\text{angle}(\mathbf{e}) + \text{angle}(\mathbf{r})), \\ \theta &= \frac{1}{2}|\text{angle}(\mathbf{e}) - \text{angle}(\mathbf{r})|. \end{aligned}$$

Nous définissons le vecteur d'onde elliptique $\mathbf{K} = k \mathbf{n}_{\phi,\theta}$ et introduisons le produit scalaire elliptique " \otimes " associé à une configuration fixée (\mathbf{e} , \mathbf{r}) ou, à la forme équivalente (ϕ , θ) :

$$\begin{aligned} \mathbf{K} \otimes \mathbf{x} &= -k \mathbf{n}_{\phi,\theta} \otimes \mathbf{x} \\ &= -k (\|\mathbf{x}-\mathbf{e}_{\mathbf{K}}\| + \|\mathbf{x}-\mathbf{r}_{\mathbf{K}}\|). \end{aligned}$$

où $\mathbf{e}_{\mathbf{K}}$ et $\mathbf{r}_{\mathbf{K}}$ sont les vecteurs unitaires orientés vers la position \mathbf{x} et issus respectivement des positions \mathbf{e} et \mathbf{r} .

Soit $f(\mathbf{x})$ une fonction tempérée (c'est-à-dire dont la distribution associée est tempérée) définie sur le domaine \mathcal{D} de \mathfrak{R}^N ($N = 2, 3$) et nulle partout ailleurs. Nous définissons la "transformée de Fourier Elliptique" $\mathcal{F}_{\mathcal{E}}$ par :

$$\mathcal{F}_{\mathcal{E}}(f(\mathbf{x})) = \check{f}(\mathbf{K}) = \int f(\mathbf{x}) \frac{e^{-i\mathbf{K} \otimes \mathbf{x}}}{[\mathbf{x}]_{\mathbf{K}}} d\mathbf{x} \quad (2.13)$$

où la distance $[\mathbf{x}]_{\mathbf{K}}$ s'exprime par :

$$[\mathbf{x}]_{\mathbf{K}} = 16 \pi^2 \|\mathbf{x} - \mathbf{e}_{\mathbf{K}}\| \cdot \|\mathbf{x} - \mathbf{r}_{\mathbf{K}}\|.$$

Nous pouvons alors définir la "transformée de Fourier elliptique inverse" (voir annexe A.1) :

$$\mathcal{F}_{\mathcal{E}}^{-1}(\check{f}(\mathbf{K})) = f(\mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi)^N} \int \check{f}(\mathbf{K}) [\mathbf{x}]_{\mathbf{K}} e^{i\mathbf{K} \otimes \mathbf{x}} d\mathbf{K}. \quad (2.14)$$

2.2.3 Résolution elliptique du problème directe

Conformément à la définition de la "transformée de Fourier elliptique", le champ diffracté Eq. (2.11) se réduit à :

$$\begin{aligned} p_d &= - \int_{\mathcal{D}} \frac{e^{-i\mathbf{K} \otimes \mathbf{x}}}{[\mathbf{x}]_{\mathbf{K}}} [2k^2 \alpha - ik \mathbf{n}_e \cdot (\mathbf{grad} \alpha - \mathbf{grad} \xi)] d\mathbf{x} \\ &= -\mathcal{F}_{\mathcal{E}} [2k^2 \alpha - ik \mathbf{n}_e \cdot (\mathbf{grad} \alpha - \mathbf{grad} \xi)] (\mathbf{K})_{|\mathbf{K}=k \mathbf{n}_{\phi, \theta}}. \end{aligned} \quad (2.15)$$

Grâce à la règle de dérivation donnée à l'annexe A.3 :

$$\mathcal{F}_{\mathcal{E}}(\mathbf{n}_{e_{\mathbf{K}}} \cdot \mathbf{grad} \alpha)(\mathbf{K}) \approx \check{\alpha} \otimes \check{\mathcal{K}}_{\mathbf{K}}(\mathbf{K}) \quad (2.16)$$

avec $\check{\mathcal{K}}_{\mathbf{K}} = \mathcal{F}_{\mathcal{E}}[-ik(1 + \mathbf{n}_{e_{\mathbf{K}}} \mathbf{n}_{r_{\mathbf{K}}})]$. On obtient :

$$p_d(\mathbf{K}) \approx - \left\{ 2k^2 \check{\alpha}(\mathbf{K}) - ik \left[\check{\mathcal{K}}_{\mathbf{K}} \otimes (\check{\alpha} - \check{\xi}) \right] (\mathbf{K}) \right\}, \quad (2.17)$$

soit

$$p_d(\mathbf{e}, \mathbf{r}, \omega) = -h(\mathbf{e}, \mathbf{r}, \omega), \quad (2.18)$$

avec

$$h(\mathbf{e}, \mathbf{r}, \omega) = k^2 \left[\mathcal{F}_{\mathcal{E}}(1 - \mathbf{n}_e \cdot \mathbf{n}_r) \otimes \check{\alpha} + \mathcal{F}_{\mathcal{E}}(1 + \mathbf{n}_e \cdot \mathbf{n}_r) \otimes \check{\xi} \right] (\mathbf{K}) \quad (2.19)$$

où " \otimes " est la convolution elliptique (annexe A.3), $\check{\alpha}(\mathbf{K})$ et $\check{\xi}(\mathbf{K})$ sont les transformées de Fourier elliptique des fonctions $\alpha(\mathbf{x})$ et $\xi(\mathbf{x})$.

h représente la réponse fréquentielle en diffusion du milieu pour une configuration de mesure fixée par \mathbf{e} et \mathbf{r} . La formulation de l'équation (2.19) généralise celle de [Lefebvre 1985, Lefebvre 1988], obtenue en onde plane et diffusion à grande distance. Les deux diagrammes de directivité de diffusion pour les fluctuations de célérité α et les fluctuations d'impédance ξ sont opposés : il s'agit de deux cardioïdes, symétriques l'une par rapport à l'autre (figure 2.2).

En rétrodiffusion, lorsque $\mathbf{n}_e = \mathbf{n}_r$,

$$h(\mathbf{e}, \mathbf{r}, \omega) = 2k^2 \check{\xi}(\mathbf{K})_{|\mathbf{K}=k \mathbf{n}_{\phi, 0}}, \quad (2.20)$$

et en transmission, lorsque $\mathbf{n}_e = -\mathbf{n}_r$,

$$h(\mathbf{e}, \mathbf{r}, \omega) = 2k^2 \check{\alpha}(\mathbf{K})_{|\mathbf{K}=k \mathbf{n}_{\phi, \pi}}. \quad (2.21)$$

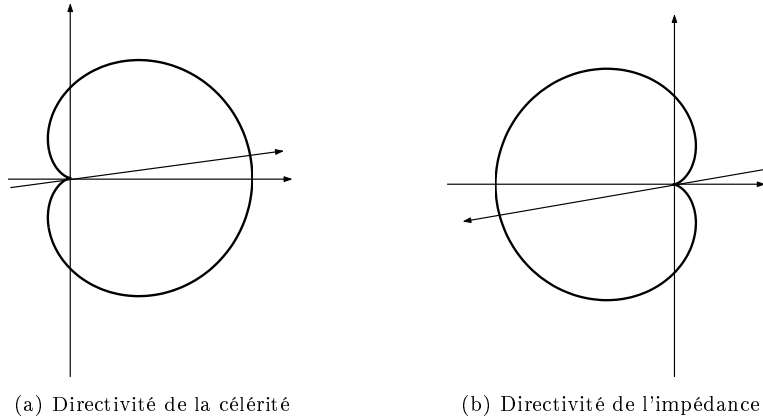


FIGURE 2.2 – Diagrammes de directivité de α et ξ : les effets de célérité dominant en transmission (a), les fluctuations d'impédance ont une contribution majeure sur la diffraction en réflexion (b).

Si on s'intéresse au paramètre d'impédance, on peut montrer que l'équation (2.20) correspond à la transformée de Fourier elliptique du laplacien des fluctuations logarithmiques d'impédance :

$$h(\mathbf{e}, \mathbf{r}, \omega) = 2k^2 \check{\xi}(\mathbf{K})|_{\mathbf{K}=k \mathbf{n}_{\phi,0}} = -\frac{1}{2} \mathcal{F}_{\mathcal{E}}[\Delta \xi(\mathbf{x})], \quad (2.22)$$

la démonstration est en annexe A.4.

On dispose donc d'une modélisation à un seul paramètre lorsqu'on ne s'écarte pas trop de la rétrodiffusion ou de la transmission pure : impédance en réflexion et célérité en transmission. En dehors de ces situations extrêmes, on a affaire à un objet composite, mélange d'impédance et de célérité. Avant de s'intéresser à la résolution du problème inverse, on s'intéresse aux deux formulations les plus employées.

2.3 Le problème inverse

Lors de la formulation du problème direct, nous avons établi une relation approchée entre la réponse fréquentielle en diffusion $h(\mathbf{e}, \mathbf{r}, \omega)$ et les "transformées de Fourier elliptiques" des paramètres d'impédance ξ et de célérité α . On peut donc espérer remplir le plan de Fourier elliptique en réalisant un double balayage : spatial (de l'angle d'incidence et de diffusion) et fréquentiel. La couverture étant par endroit soit partielle, soit redondante, on effectue respectivement soit une interpolation, soit une moyenne. On peut alors procéder à une "transformée de Fourier elliptique" inverse (à 2 ou à 3 dimensions) pour retrouver l'objet. Cette technique est assez lourde et nous avons opté pour une technique permettant de travailler directement dans le plan image réel en utilisant un algorithme de rétroprojection elliptique filtrée. A cette fin, nous introduisons la "transformée de Radon elliptique" puis établissons une extension du classique théorème coupe-projection. Nous nous plaçons dans ce qui suit dans le **cas bidimensionnel**.

2.3.1 La transformée de Radon Elliptique et le théorème coupe-projection

On considère une fonction objet $f(\mathbf{x})$ sur le domaine compact \mathcal{D} de \mathbb{R}^2 . Nous définissons la *transformée de Radon elliptique* par :

$$\begin{aligned} [\mathcal{R}_{\mathcal{E}}f](s, \phi, \theta) &= \int f(\mathbf{x}) \frac{\delta(s - (\|\mathbf{x} - \mathbf{e}\| + \|\mathbf{r} - \mathbf{x}\|))}{[\mathbf{x}]_{\phi, \theta}} d\mathbf{x} \\ &= \int f(\mathbf{x}) d\sigma_{\phi, \theta}(\mathbf{x}), \end{aligned} \quad (2.23)$$

$d\sigma_{\phi, \theta}(\mathbf{x})$ est l'ellipse $s = \|\mathbf{x} - \mathbf{e}\| + \|\mathbf{r} - \mathbf{x}\|$ de foyers $(\mathbf{e}, \mathbf{r}) \in \mathcal{S}^2$ (pondérée par $[\mathbf{x}]_{\phi, \theta}$). Puisque nous travaillons dans \mathbb{R}^2 , nous pouvons fixer une des trois variables de la fonction $f(s, \phi, \theta)$. Nous choisissons de fixer l'angle de diffraction $\theta = \theta_0$ à une valeur constante; aussi, nous délaissions ce paramètre dans les expressions.

Une projection sous l'incidence ϕ est égale à l'intégrale de la fonction objet $f(\mathbf{x})$ sur des ellipses de foyers communs l'émetteur et le récepteur. L'acquisition complète permet donc d'obtenir un ensemble de projections 1D noté $p_{\phi}(s)$ sous l'incidence ϕ avec $\phi \in [0, \pi]$ qui représente exactement la *transformée de Radon Elliptique* de la fonction objet f :

$$[\mathcal{R}_{\mathcal{E}}f](s, \phi) = \{p_{\phi}(s), s \in \mathbb{R}, 0 \leq \phi \leq \pi\} \quad (2.24)$$

$$[\mathcal{R}_{\mathcal{E}}f](s, \phi)|_{\phi \text{ fixé}} = p_{\phi}(s). \quad (2.25)$$

La transformée de Fourier standard F d'une projection $p_{\phi}(s)$, notée $\hat{p}_{\phi}(S)$, s'écrit :

$$\hat{p}_{\phi}(S) = (F[p_{\phi}])(S) = \int_{-\infty}^{\infty} p_{\phi}(s) e^{-iSs} ds. \quad (2.26)$$

En remplaçant $p_{\phi}(s)$ par sa valeur, nous avons,

$$\begin{aligned} \hat{p}_{\phi}(S) &= \int \int f(\mathbf{x}) \frac{\delta(s - \mathbf{n}_{\phi} \otimes \mathbf{x})}{[\mathbf{x}]_{\phi}} e^{-iSs} d\mathbf{x} ds \\ &= \int f(\mathbf{x}) \int \frac{\delta(s - \mathbf{n}_{\phi} \otimes \mathbf{x})}{[\mathbf{x}]_{\phi}} e^{-iS \mathbf{n}_{\phi} \otimes \mathbf{x}} ds d\mathbf{x}. \end{aligned} \quad (2.27)$$

Notons $S \mathbf{n}_{\phi} = \mathbf{S}_{\phi}$.

$$\hat{p}_{\phi}(S) = \int f(\mathbf{x}) \frac{e^{-i\mathbf{S}_{\phi} \otimes \mathbf{x}}}{[\mathbf{x}]_{\phi}} d\mathbf{x} = \check{f}(S, \phi)|_{\phi \text{ fixé}} = \mathcal{F}_{\mathcal{E}|\phi}[f](S). \quad (2.28)$$

En conséquence, la transformée de Fourier 1-D standard d'une projection est une coupe de la transformée de Fourier elliptique 2-D de la fonction objet, et inversement, une coupe de la transformée de Fourier elliptique 2-D de la fonction objet est la transformée de Fourier 1-D d'une projection. Ce résultat peut être vu comme une extension du classique théorème coupe-projection (utilisé pour l'algorithme de rétroprojection filtrée en tomographie de transmission en rayons droits).

2.3.2 La procédure d'inversion

L'algorithme d'inversion le plus classique, celui qui est utilisé en standard en tomographie X, est l'**algorithme de sommation des rétroprojections filtrées**. L'algorithme d'inversion que nous présentons ici s'avère tout à fait analogue dans son expression à cet algorithme; seule, la nature des projections diffère.

Considérons la transformée de Fourier Elliptique inverse d'une fonction objet bidimensionnelle f :

$$f(\mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \check{f}(\mathbf{K}) e^{i\mathbf{K} \otimes \mathbf{x}} [\mathbf{x}]_{\mathbf{K}} d\mathbf{K} \quad (2.29)$$

Le théorème coupe-projection nous permet d'introduire la transformée de Fourier (standard) des projections. Par ailleurs, la transformation polaire dans le plan de Fourier donne : $d\mathbf{K} = S dS d\phi$, la variable ϕ variant de 0 à 2π . On peut cependant remarquer que le point (S, ϕ) a la même valeur que le point $(-S, \phi + \pi)$. On peut donc parcourir le plan fréquentiel en utilisant la valeur absolue de S et en faisant varier ϕ de 0 à π . L'équation précédente devient :

$$\begin{aligned} f(\mathbf{x}) &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \mathcal{F}_{\mathcal{E}}[f](S, \phi) e^{i\mathbf{S}_{\phi} \otimes \mathbf{x}} [\mathbf{x}]_{\phi} S dS d\phi \\ &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{F}_{\mathcal{E}|\phi}[f](S) |S| e^{i\mathbf{S}_{\phi} \otimes \mathbf{x}} [\mathbf{x}]_{\phi} dS d\phi \\ &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{p}_{\phi}(S) |S| e^{i\mathbf{S}_{\phi} \otimes \mathbf{x}} [\mathbf{x}]_{\phi} dS d\phi \end{aligned} \quad (2.30)$$

L'algorithme se détaille de la manière suivante :

$$f(\mathbf{x}) = \frac{1}{2} \times \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \Pi_{\phi}(\mathbf{x}) d\phi \quad (2.31)$$

est la somme des *rétroprojections elliptiques* $\Pi_{\phi}(\mathbf{x})$, tel que :

$$\begin{aligned} \Pi_{\phi}(\mathbf{x}) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{p}_{\phi}(S) |S| e^{i\mathbf{S}_{\phi} \otimes \mathbf{x}} [\mathbf{x}]_{\phi} dS \\ &= \frac{[\mathbf{x}]_{\phi}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int \hat{p}_{\phi}(S) |S| e^{iSs} \delta(s - \mathbf{n}_{\phi} \otimes \mathbf{x}) ds dS \\ &= [\mathbf{x}]_{\phi} p_{\phi}^F(s = \mathbf{n}_{\phi} \otimes \mathbf{x}) \end{aligned} \quad (2.32)$$

des projections filtrées p_{ϕ}^F :

$$\begin{aligned} p_{\phi}^F(s) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{p}_{\phi}(S) |S| e^{iSs} dS \\ &= F^{-1}[|S| \hat{p}_{\phi}(S)] \\ &= F^{-1}[|\mathbf{K}| \hat{p}_{\phi}(|\mathbf{K}|)], \end{aligned} \quad (2.33)$$

$|S|$ étant le classique *filtre en rampe* de la tomographie.

2.3.3 Opérateur de rétroprojection elliptique

Considérons une fonction arbitraire $q(s, \phi)$ où $s = \mathbf{n}_{\phi} \otimes \mathbf{x}$. L'opérateur de rétroprojection elliptique \mathcal{B} est défini par :

$$\mathcal{B}[q(s, \phi)](\mathbf{x}) = \frac{1}{2} \times \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} [\mathbf{x}]_{\phi} q(\mathbf{n}_{\phi} \otimes \mathbf{x}, \phi) d\phi. \quad (2.34)$$

On peut introduire la fonction de projection modifiée f^* :

$$f^*(s, \phi) = F^{-1}[|S| F(\mathcal{R}_{\mathcal{E}} f)(S)], \quad (2.35)$$

la fonction objet f est donc recouverte par les rétroprojections elliptiques,

$$f(\mathbf{x}) = \mathcal{B}f^* = \frac{1}{2} \times \frac{1}{\pi} \int_0^\pi [\mathbf{x}]_\phi f^*(\mathbf{n}_\phi \otimes \mathbf{x}, \phi) d\phi \quad (2.36)$$

ou encore

$$f = \mathcal{B} \circ F^{-1} \circ Abs \circ F \circ \mathcal{R}_\mathcal{E} \circ f \quad (2.37)$$

où le filtre Abs est défini par $Abs(S) = |S|$.

2.4 Restrictions au caractère quantitatif des reconstructions

Le développement théorique a permis de montrer qu'il était possible de reconstruire la **célérité en transmission** et l'**impédance en réflexion**. Néanmoins, il est difficile de travailler en diffusion avant (transmission), configuration d'acquisition pour laquelle le champ diffracté est noyé dans le champ incident beaucoup plus intense [Lefebvre 2006]. En effet, afin de travailler avec le champ diffracté, il est nécessaire de réaliser deux mesures : une mesure avec l'objet et sans objet pour obtenir respectivement le champ total et le champ incident. En diffusion arrière (réflexion), le champ diffracté est bien discriminé dans le temps et est par conséquent facile à obtenir. Ce n'est pas le cas en diffusion avant, puisqu'en présence d'hétérogénéités, le front d'onde du champ total est distordu comparé au front d'onde incident, le champ diffracté est alors mal isolé. En tomographie en transmission, on travaillera plutôt avec le champ total et une approximation de propagation en rayons droits (de l'émetteur à la cible, et de la cible au récepteur), permettant d'évaluer le temps de vol entre l'émetteur et le récepteur afin de reconstruire la célérité.

La configuration d'acquisition en diffusion arrière (réflexion) est généralement préférée pour ses qualités de résolution (restitution des hautes fréquences). C'est elle qui a été retenue dans l'élaboration du prototype ANAIS. L'analyse théorique prédit que nous reconstruisons alors le paramètre d'impédance. Cependant, lors de la procédure d'inversion, les signaux sont supposés être de bande spectrale infinie. La réponse des transducteurs à une impulsion donne un champ incident à 3 MHz dont la largeur de bande à -6 dB est 2.35 MHz.

La bande spectrale des signaux utilisés est limitée non seulement du côté des hautes fréquences, limitant la résolution, mais surtout des basses fréquences, interdisant le quantitatif. Les basses fréquences (et la fréquence nulle) ne pouvant être atteintes, il est impossible, sans information *a priori*, d'effectuer une imagerie quantitative du paramètre d'impédance. L'information que nous obtenons sera donc dans un premier temps seulement qualitative et décrira la réflectivité des objets étudiés.

Le prototype ANAïs et les autres dispositifs expérimentaux

Sommaire

3.1 Le prototype	27
3.1.1 L'électroacoustique	28
3.1.2 Système de positionnement et de déplacement	31
3.1.3 La cuve	31
3.1.4 L'électronique	31
3.1.5 Le connecteur à 128 fiches indépendantes	35
3.2 Les bancs d'étude	36
3.2.1 Le scanner 2-D	36
3.2.2 Les bancs ANAïs	38

Ce chapitre introduit le matériel utilisé dans la suite du manuscrit. Dans une première section sont décrites les différentes unités fonctionnelles composant le prototype ANAïs (ANAtomical Imaging and Interventional System¹). Le principe de fonctionnement est expliqué ainsi que les relations entre les différentes unités qui le composent.

Durant ces 3 années d'expérimentations, le prototype a été transformé et révisé à plusieurs reprises. Pour des raisons financières et techniques, certaines adaptations temporaires ont du être réalisées ; elles conduisent à une utilisation sous-optimale du système. Par ailleurs un scanner à ultrasons a été employé pour effectuer des mesures spécifiques dans le cadre de l'étalonnage du prototype. Ces systèmes sont brièvement décrits dans la seconde section.

3.1 Le prototype

Conformément à l'analyse physiopathologique du problème de la détection précoce du cancer du sein, ce prototype est un système dédié à l'*imagerie anatomique* du sein. Il a été développé pour évaluer dans un contexte de laboratoire des méthodes de reconstructions tomographiques. Le but final du projet est de fournir un démonstrateur utilisable en condition clinique. La figure 3.1(a) est une photographie du prototype prise dans la salle d'expérience. Il est composé d'une cuve contenant l'antenne semi-circulaire, d'un système de mobilisation de l'antenne, d'une baie électronique contrôlant les acquisitions. Un lit d'examen a été installé pour de futures évaluations cliniques. Dans ce chapitre seuls les composants du prototype utilisés pour les expérimentations du travail de thèse sont détaillés.

1. Système d'Imagerie Anatomique et d'Intervention

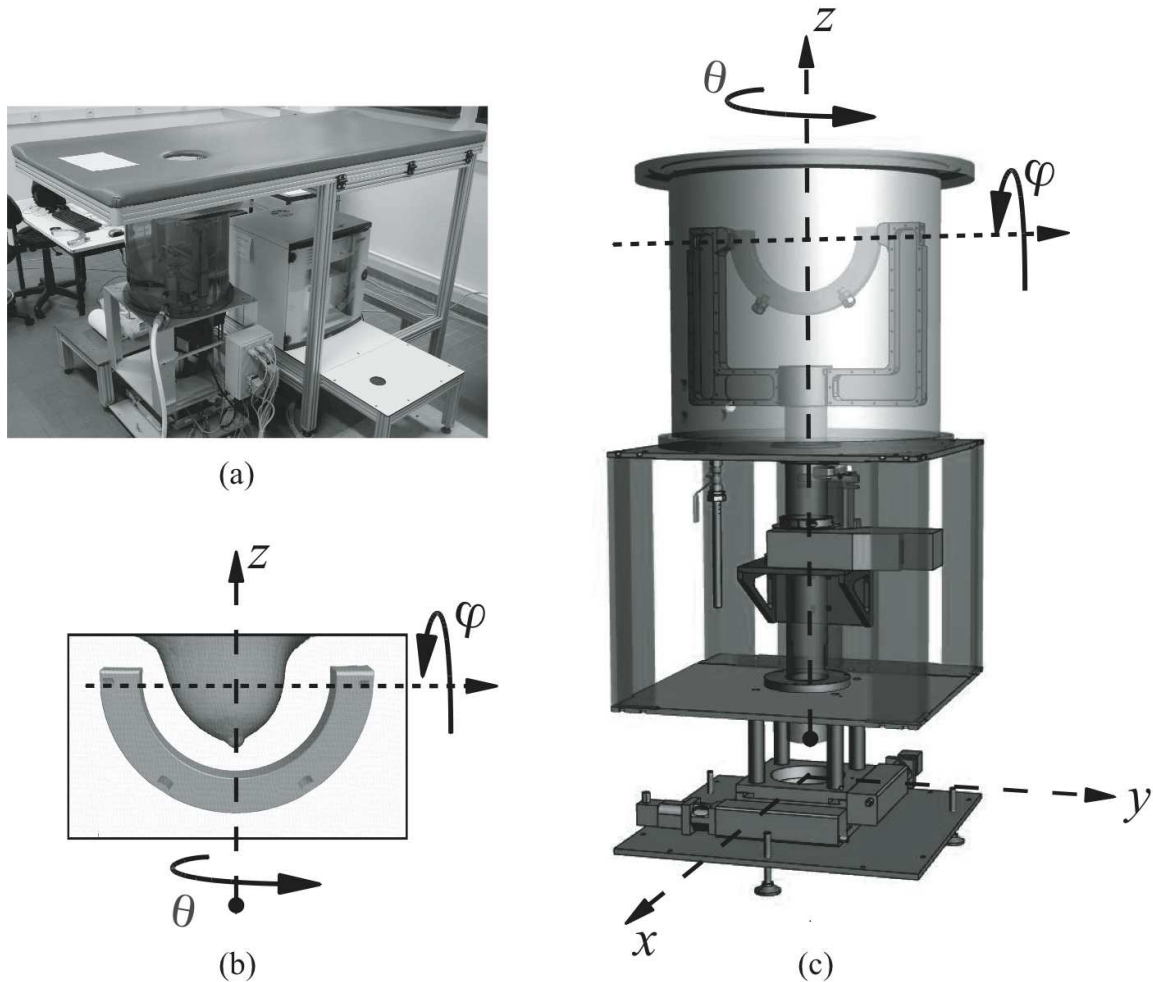


FIGURE 3.1 – (a) : Vue du tomographe à ultrasons dans la salle d’expérience. (b) : Schéma du principe de la “prise de vue” en inspection anatomique. (c) Schéma de la motorisation.

3.1.1 L’électroacoustique

Généralement, les systèmes d’acquisition pour la tomographie ultrasonore [Clément 1980, Greenleaf 1982, Sponheim 1991b, André 1997, Duric 2007, Waag 2006, Gemmeke 2007] sont composés d’une couronne d’acquisition dont les éléments actifs sont disposés sur un cercle. La nécessité d’une inspection radiaire fine de l’arborescence ducto-lobulaire conduit à préférer une antenne à géométrie semi-circulaire (*c.f.* sections 1.1 et 1.3).

L’antenne, fabriquée par la société Imasonic[®] (Voray sur l’Ognon, France), comprend 1024 transducteurs piézoélectriques rectangulaires, nommés *éléments*. Huit barrettes de 128 éléments ont été fabriquées, puis serties dans une structure en inox étanche intégrant toutes les connexions filaires. Le rayon et l’arc angulaire de l’antenne par rapport à la surface active des éléments sont 100 mm et 190 degrés, respectivement. La fréquence nominale de travail est 3 MHz avec une largeur de bande à -6 dB de 2.5 MHz (83%).

Remarque Une neuvième barrette de 128 éléments a été construite au préalable (maquette de validation). Elle a permis d'effectuer des études sur les propriétés d'émission du système ANAïs. Elle a aussi été régulièrement employée avec un scanner à ultrasons 2-D (cf. section 3.2.1). Une photographie de la neuvième barrette est affichée sur la figure 3.2.

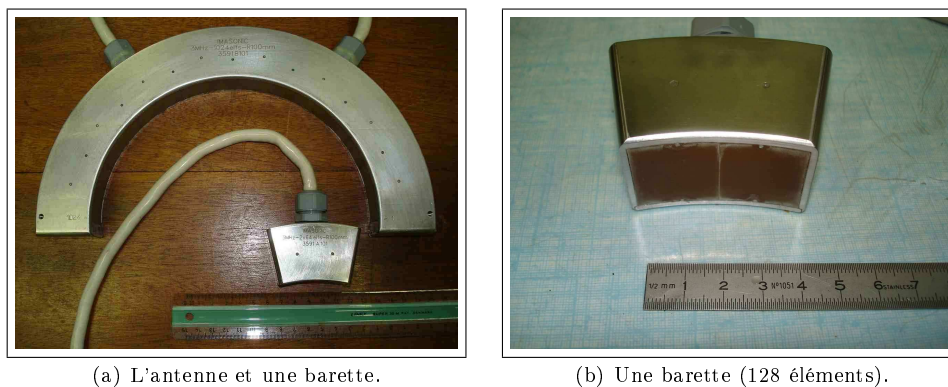


FIGURE 3.2 – L'antenne semi-circulaire est composée de l'assemblage de huit barrettes identiques.

Les dimensions et la répartition des éléments sont deux caractéristiques importantes dans la réalisation d'une antenne de tomographie ultrasonore. En effet, elles conditionnent d'une part la directivité du champ acoustique dans le plan de la sonde et, d'autre part, la couverture angulaire, c'est à dire l'ouverture (en degré) du secteur d'inspection de l'objet. Le choix de ces deux paramètres de conception doit favoriser une large ouverture de champ et une couverture maximale de l'objet, ou encore, en d'autres termes, la redondance de l'information doit être optimisée en vue de réduire dans toute la mesure du possible les bruits de discrétisation et de reconstruction tomographique [Lefebvre 2006].

Les dimensions des éléments sont de 20 mm en hauteur (élévation) et de 0.32 mm en largeur. Les éléments sont équidistants et espacés d'un pas de 0.34 mm, ce qui correspond à un angle d'environ 0.186° . Un phénomène de diaphonie existe entre éléments adjacents ; il varie entre -40 dB et -30 dB par rapport à l'amplitude du signal transmis.

Afin de focaliser les ondes transmises dans le plan de l'antenne en élévation, la surface active est concave avec un rayon de courbure de 50 mm. Le faisceau ultrasonore est alors plus fin et est réparti de part et d'autre du plan d'inspection². La figure 3.3 illustre la géométrie de l'antenne et l'allure du champ théorique dans le plan d'inspection.

TABLE 3.1 – Caractéristiques des éléments de l'antenne ANAïs.

Fréquence centrale	3 MHz
Bande passante (-6 dB)	2.5 MHz
Dimension d'un élément	20×0.32 mm
Ouverture	55 mm
Ouverture azimutale (élévation)	1.5 mm
Distance focale	50 mm

². Le plan d'inspection, appelé également plan de l'image ou plan de coupe, est le plan contenant la couronne d'acquisition.

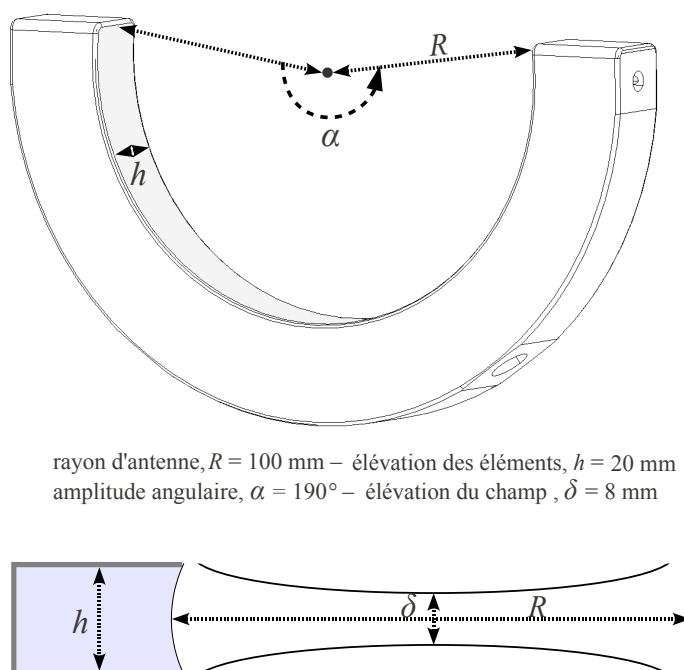


FIGURE 3.3 – Dimensions de l'antenne et allure attendue du champ acoustique transmis.

Si l'on considère que la célérité des ultrasons dans les tissus mous est égale à $1540 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, la longueur d'onde λ à 3 MHz ³ vaut 0.51 mm . La largeur des éléments est bien inférieure à la longueur d'onde. La modélisation du problème direct (*c.f.* section 2.2) fait l'hypothèse d'une source ponctuelle et par conséquent d'un champ transmis de nature sphérique dans le cas tridimensionnel. Du fait de la dimension réduite uniquement sur une des deux dimensions de l'élément, nous sommes davantage dans une configuration bi-dimensionnelle et le champ est dans ce cas de nature cylindrique. La géométrie particulière des éléments confère au champ transmis une ouverture large dans le plan d'inspection permettant de tendre vers le cas idéal où les capteurs et les sources sont ponctuels (champ cylindrique). Ceci permet d'une part une bonne localisation spatiale (mesure du champ diffracté) et d'autre part, un éclairage en champ proche maximal de l'objet.

Les caractéristiques de l'antenne données par le constructeur sont rassemblées dans

3. Pour toute la suite la longueur d'onde à 3 MHz est noté λ .

le tableau 3.1. Plusieurs mesures ont été réalisées pour valider ces caractéristiques et les résultats sont présentés dans le chapitre 4.

3.1.2 Système de positionnement et de déplacement

L'antenne est montée sur un système de déplacement mécanique automatisé. Elle est fixée à ces deux extrémités par deux bras. Ces deux bras sont eux-mêmes solidaires d'un arbre mobile en translation/rotation. Le schéma du système de motorisation est donné en figure 3.1(c). Cinq servomoteurs participent aux divers déplacements permis par le système. Ces motorisations ont deux rôles : le déplacement de l'ensemble de la cuve contenant l'antenne et la mobilisation de l'antenne dans les trois dimensions de l'espace. Les moteurs et leurs utilisations spécifiques sont décrits ci-dessous.

Positionnement préliminaire : Pour positionner l'antenne relativement au volume mammaire, la hauteur de l'antenne est ajustée par translation verticale de l'arbre selon l'axe z (Brushless[®] SMB60). Sous la cuve, à la base du système, une table de translation dans le plan horizontal $x-y$ (Brushless[®] SMB40) permet de déplacer le *bloc cuve* et donc l'axe z ⁴.

Inspection de l'organe : Une inspection tridimensionnelle peut être effectuée par des séquences de rotation autour de l'axe z (Microcontrol[®] RV120CC). L'angle mesurant ce déplacement est nommé l'angle θ ; il évolue de 0 à 360 degrés.

L'antenne peut aussi être entraînée en rotation autour d'un axe horizontal à l'aide d'un moteur (Brushless[®] EC032L) intégré dans la structure interne des bras supportant l'antenne. L'angle paramétrant ce déplacement est nommé l'angle φ ; il varie entre -90 et +90 degrés. Une résolution de 10^{-3} degré est associée aux rotations θ et φ .

3.1.3 La cuve

L'antenne et les bras de fixation sont immergés dans une cuve cylindrique en PVC. Sa hauteur est de 50 cm, sa base circulaire a un rayon intérieur de 47 cm et l'épaisseur de la paroi est de 0.5 cm. L'arbre de translation/rotation traverse la base de la cuve pour assurer le déplacement vertical selon z et la rotation θ de l'antenne. Un joint torique à la base de la cuve assure l'étanchéité lors des mouvements de l'arbre.

L'eau utilisée pour remplir la cuve est filtrée grossièrement pour éliminer les plus grosses particules. Avant utilisation, l'eau est laissée au repos pendant au minimum 24 heures pour qu'elle dégaze et ainsi éviter la formation par diffusion de bulles sur la surface active de l'antenne et sur les objets à étudier. Un ajout de chlore à l'eau permet d'augmenter sa durée d'utilisation en cuve en limitant la formation de micro-organismes.

3.1.4 L'électronique

La tomographie en diffraction procède par l'inversion du champ diffracté mesuré autour de l'objet. Ceci sous-entend que, en plus de l'élément source, plusieurs autres éléments travaillent simultanément en réception pour réaliser l'enregistrement du champ autour de l'organe. Des systèmes multivoies ont été conçus pour réaliser ce type d'acquisition initialement dans le domaine SONAR et RADAR, et plus récemment en échographie et en CND. Ce type d'architecture permet de rendre les éléments indépendants du point de vue du

4. Pour réaliser des coupes sagittales, l'axe z de l'antenne passant par l'arbre, doit passer par le mamelon (cf. section 1.3)

signal émis et du traitement du signal reçu. Grâce aux dernières avancées dans le domaine des Field Programmable Gate Arrays⁵ (FPGA) et dans le domaine des convertisseurs numérique-analogique, des générateurs arbitraires de haute qualité (rapport signal sur bruit élevé) peuvent être conçus.

La baie électronique contient deux unités. Premièrement un système d'émission/réception de 32 voies parallèles et indépendantes, nommé l'US-Box et fabriqué par Lecoeur Electronic[®] (Chuelles, France). Deuxièmement un système de multiplexage, nommé le MUX, permettant de distribuer les 32 voies vers les 1024 éléments de l'antenne ; il est fabriqué par Eurosonic[®] (Vitrolles, France). La figure 3.4 décrit les unités US-Box et MUX.

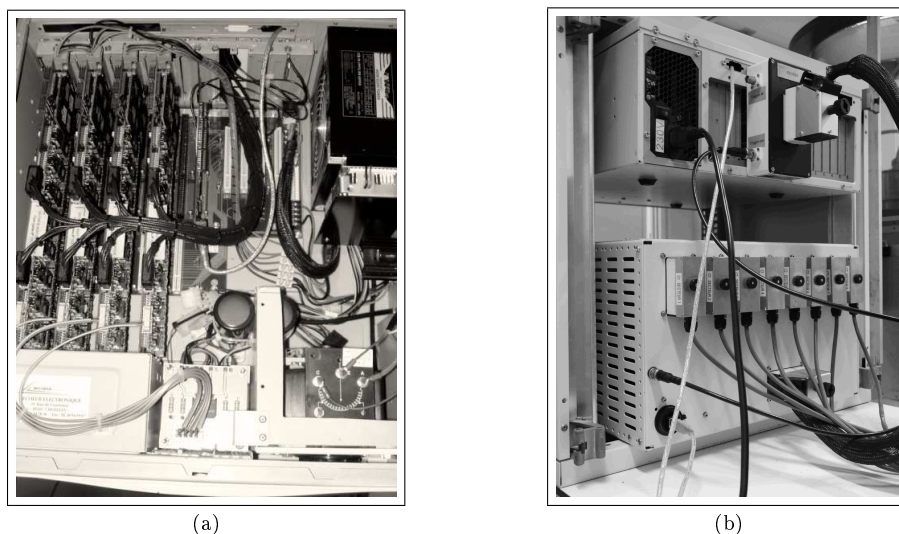


FIGURE 3.4 – Les composants du rack d'émission/réception à 32 voies parallèles (US-Box) (a). Vue de la face arrière de la baie électronique avec l'US-Box (au-dessus) et du MUX (en-dessous) avec leurs différentes connexions (b).

L'US-Box

L'électronique numérique de l'US-Box est basée sur la technologie FPGA. Les 32 voies parallèles sont distribuées sur quatre cartes électroniques et chacune de ces cartes gère 8 voies. Sur chaque carte, une unité numérique - composée de 3 FPGAs et d'une RAM (36 Mbytes) - contrôle les acquisitions des 8 voies. Les voies sont indépendantes du point de vue de l'émission, de la réception et de l'enregistrement des données.

Le schéma-bloc de la figure 3.5 illustre les différents composants qui sont maintenant détaillés. Les circuits d'émission et de réception incluent respectivement des convertisseurs numérique-analogique (DAC) et des convertisseurs analogique-numérique (ADC) travaillant sur une bande passante de [1-10] MHz. La fréquence d'échantillonnage est ajustable : 10, 20, 40, 80 MHz. La numérisation des niveaux d'amplitude du signal est effectuée avec une précision de 12 bits. Le circuit d'émission comprend un générateur arbitraire de fonctions permettant d'émettre des formes d'onde codées. Le signal codé est défini sur un nombre d'échantillons égal à 2.5×10^{-5} fois la fréquence d'échantillonnage. Pour la suite, la fréquence d'échantillonnage est fixée à 80 MHz ; le signal à transmettre est alors déterminé par 2000

5. Un FPGA est un circuit logique programmable.

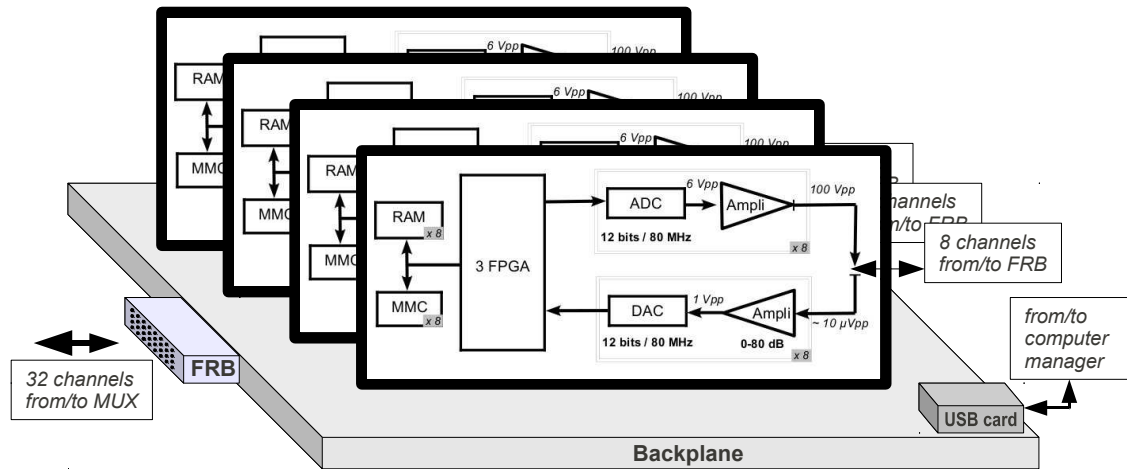


FIGURE 3.5 – Schéma-bloc du système US-Box.

échantillons. Un déphasage (résolution temporelle 12 nanosecondes) peut être introduit par l'ajout de zéros en entête du fichier. La durée maximale incluant le déphasage et l'excitation codée est de $25 \mu s$. Au besoin, cette durée peut être allongée en diminuant la fréquence d'échantillonnage du système.

Le système peut émettre plusieurs excitations simultanément. Ces fonctions sont codées en amont sous la forme d'un fichier texte nommé *Wavefile*. Chaque ligne du fichier définit une nouvelle excitation codée. Chaque excitation possède un indice i allant de 1 à 32. Ci-dessous un exemple de fichier *Wavefile* :

```

ligne 1  →  Excitation 1
ligne 2  →  Excitation 2
.
.
.
ligne 32 →  Excitation 32

```

Le signal généré a une amplitude maximale de 100 volts crête à crête. Le gain en réception est programmable de manière indépendante sur chaque voie; il varie de 10 à 80 dB.

Par cette architecture électronique, la durée requise pour réaliser un tir⁶ est 8 millisecondes. Deux modes d'enregistrement des données sont possibles :

- Premièrement un mode utilisant des mémoires à accès rapide (Rapid Access Memory, RAM). Chaque voie possède sa propre RAM pour un enregistrement en parallèle. Dans cette configuration les données sont sauvegardées temporairement jusqu'à la fin de la procédure d'acquisition. Ensuite les données sont transférées immédiatement vers le PC par une connexion USB 2.0. Ce premier mode est long (de l'ordre de 10 minutes).
- En vue d'une utilisation clinique, la durée de l'examen doit d'être réduite. En effet, les éventuels mouvements du corps peuvent induire une mauvaise reconstruction d'im-

6. L'ensemble des tirs forme une acquisition. Un tir peut être décomposé en plusieurs processus : la génération de l'excitation, l'émission, la propagation ultrasonore dans le milieu (environ $140 \mu s$), la détection du champ diffracté, la numérisation du signal capté et finalement l'enregistrement des données, respectivement dans leur ordre d'action.

age. Pour augmenter la rapidité des acquisitions, les données d'un tir sont directement stockées sur une mémoire interne à US-Box. Des mémoires flash MMC (MultiMediaCards) de 512 Mbytes (MultiMediaCards) ont été installées sur chaque voie pour un enregistrement en parallèle avec une cadence de 3 MBytes/s. Ici le transfert des informations vers le PC est réalisé lorsque tous les tirs d'acquisition ont été effectués.

Le MUX (multiplexeur)

Le MUX gère l'adressage des 32 voies de US-Box vers les 1024 éléments de l'antenne. La programmation d'un FPGA dédié permet de réaliser différents types d'acquisition allant de la rétrodiffusion pure (utilisant un unique élément en émission/réception) jusqu'à l'acquisition de la totalité du champ diffracté sous toutes les incidences disponibles sur la surface active de l'antenne. L'adressage consiste à attribuer aux voies de l'US-Box 32 éléments sur l'antenne parmi les 1024 disponibles.

Adressage des voies vers les éléments : L'emplacement des éléments activés suit une règle d'allocation des voies vers les éléments. Cette règle est basée sur un découpage physique de l'antenne : 32 secteurs contenant chacun 32 éléments. On peut formaliser cette règle en définissant différentes variables :

- N le nombre de voies, $N = 32$;
- n le numéro d'une voie, $n \in [1; N]$;
- M le nombre de secteurs, $M = 32$;
- m le numéro d'un secteur, $m \in [1; M]$;
- E le nombre d'éléments, $E = M \times N = 1024$;
- $e_{n,m}$ le numéro d'un élément, $e_{n,m} \in [1; E]$.

Le numéro de l'élément, $e_{n,m}$, est défini par le choix d'une voie et d'un secteur suivant l'expression suivante :

$$e_{n,m} = n + N(m - 1) \quad (3.1)$$

Le schéma de la figure 3.6 illustre la règle d'allocation. En conséquence la 1^{ère} voie ne peut être adressée que vers le 1^{er} élément d'un des secteurs; la 2^{ème} voie ne peut être adressée que vers le 2nd élément d'un des secteurs; [...]; et la N^{ième} voie ne peut être adressée que vers le N^{ième} élément d'un des secteurs.

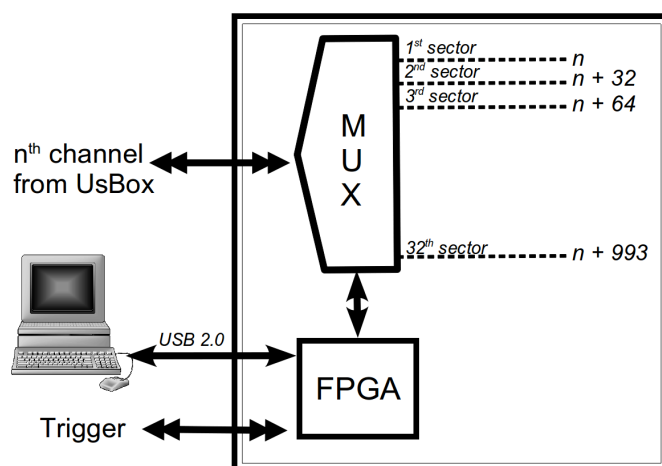


FIGURE 3.6 – Schéma de principe du MUX.



FIGURE 3.7 – Le connecteur FRB.

Un connecteur FRB a été conçu pour l'étude préliminaire de l'antenne et de ses éléments. Il permet d'utiliser chaque élément de l'antenne de manière indépendante sans passer par l'électronique du système (US-Box et MUX). Ce connecteur se branche sur le FRB mâle d'une des barrettes, y compris la neuvième barrette. La figure 3.7 montre une photographie du connecteur FRB (femelle) et les 128 connecteurs BNC correspondant aux 128 éléments de la barrette.

3.2 Les bancs d'étude

3.2.1 Le scanner 2-D

Le banc de mesure que nous avons utilisé pour les acquisitions est un *scanner à ultrasons* (figure 3.8) conçu et réalisé au Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique par J.-P. Lefebvre et J.-L. Arnaud dans les années 1980 puis amélioré par P. Lasaygues. Ce banc à balayage mécanique automatique a été conçu pour mettre au point les procédures de reconstruction 2D et simuler le fonctionnement d'antennes circulaires ou semi-circulaires. L'objet à imager (désigné sous le nom de cible) et les transducteurs sont immergés dans une cuve remplie d'eau, de dimensions 2.5 m×1.5 m pour une hauteur de 2.5 m. Les transducteurs et la cible sont portés par les bras mobiles du banc automatisé. Le système possède une mécanique autorisant sept degrés de liberté pour analyser l'objet suivant plusieurs incidences. Le balayage circulaire autour de la cible s'effectue soit par une rotation de l'ensemble bras principaux et porte-transducteurs, soit par une rotation de la cible. Le bras principal est entraîné en rotation autour de l'axe central de la machine par un moteur pas à pas au travers d'un système vis-écrou permettant une précision de 0.005 degré. Sur le bras principal sont placés deux chariots. Chaque chariot supporte un bras transversal orthogonal au bras principal, destiné à assurer les translations latérales des transducteurs. Ces deux bras transversaux sont équipés de glissières horizontales de 300 mm de longueur assurant le guidage des mouvements transversaux des chariots porte-transducteurs. Sur chaque chariot porte-transducteur est placé un transducteur fonctionnant en émetteur, en récepteur, ou bien en émetteur/récepteur. Les chariots porte-transducteurs autorisent les transducteurs à effectuer une rotation sur eux-mêmes suivant l'axe du support. La cible, suspendue à un



FIGURE 3.8 – Le scanner 2D.

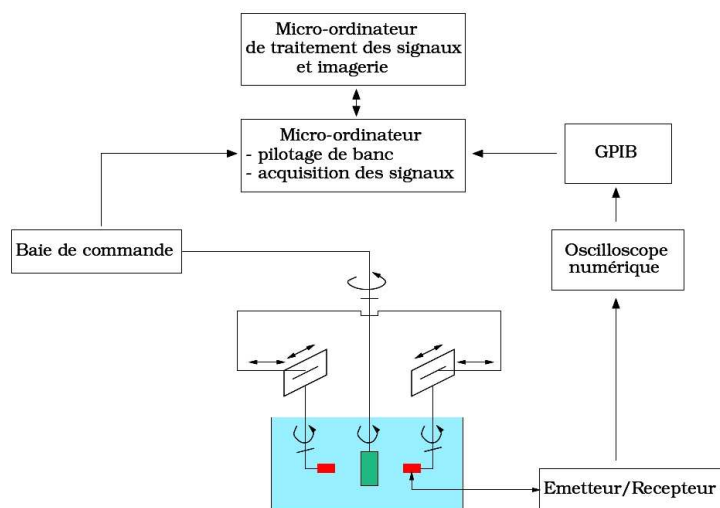


FIGURE 3.9 – Organigramme en bloc du scanner 2D.

support ajustable, est guidée en rotation (avec une précision de 0.005 degré). Afin de réaliser des images 3D par coupes successives, un vérin électrique permet de déplacer verticalement la cible. Une baie de commande permet de commander les moteurs pas à pas du banc de tomographie. Un micro-ordinateur gère le pilotage du banc via la baie de commande et l'acquisition des signaux par l'intermédiaire d'un oscilloscope numérique.

3.2.2 Les bancs ANAÏS

En cours de thèse, le prototype ANAÏS a subi diverses avaries et révisions touchant au système de motorisation et à l'électronique. Pour étudier les propriétés de l'antenne et pour palier aux manques, un premier banc a été installé. Par la suite le système a été rendu opérationnel et un autre banc a alors été mis au point pour l'imagerie d'objets.

Le banc n°1

Ce banc d'étude a été installé pendant les travaux de modification de la motorisation de l'arbre de translation selon z et de rotation selon l'angle θ . Un support temporaire a été construit.

Cette installation (*c.f.* figure 3.10(a)) a eu pour finalité l'étude des propriétés de l'antenne. Dans cette configuration, la cuve cylindrique est placée sur une table. L'antenne semi-circulaire est installée dans la cuve à l'aide d'un support dédié fixé sur le fond de la cuve; les translations selon z et les rotations d'angle θ ne sont donc plus possibles. En revanche, ce support permet la rotation manuelle et non-quantitative d'angle φ (*c.f.* figure 3.1). Un réglage de l'assiette (horizontalité) est aussi disponible.

Un banc de translation horizontal installé au-dessus de la cuve permet de déplacer un porte-cible (mandrin). Un système de rotation manuelle autour de l'axe principal du porte-cible et un réglage de la hauteur du porte-cible sont également disponibles.

Le banc n°2

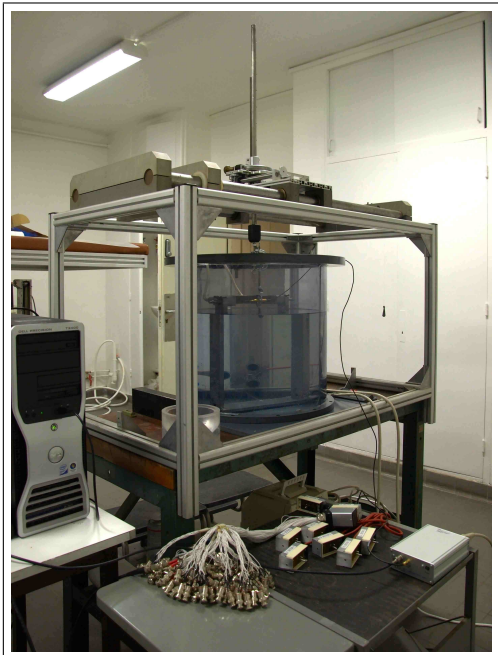
Ce banc d'étude a été installé à la suite d'une panne de multiplexeur. Les allocations des voies vers les éléments de l'antenne n'étant plus possibles, la barrette 128 éléments a été montée sur le scanner 2-D pour simuler la géométrie de l'antenne (figure 3.10(b))

La maquette est branchée à l'US-Box avec le connecteur à 128 fiches. Les 32 voies de l'US-Box sont filairement reliées aux 32 premiers éléments de la barrette. Pour se placer dans les conditions du prototype ANAÏS, la maquette est installée sur un bras du scanner à 100 mm du centre de rotation du système. Une rotation de 190 degrés du bras autour du centre du scanner permet de simuler efficacement la position des 1024 éléments de l'antenne semi-circulaire.

Le banc n°3

Cette troisième (et dernière installation) possède toutes les spécificités du prototype ANAÏS qui sont décrites dans la section 3.1. La table d'examen a été ôtée pour installer un système de positionnement directement fixé sur la cuve comme on peut le voir sur la figure 3.10(c). Il inclut une table de translation horizontale et un réglage de l'altitude.

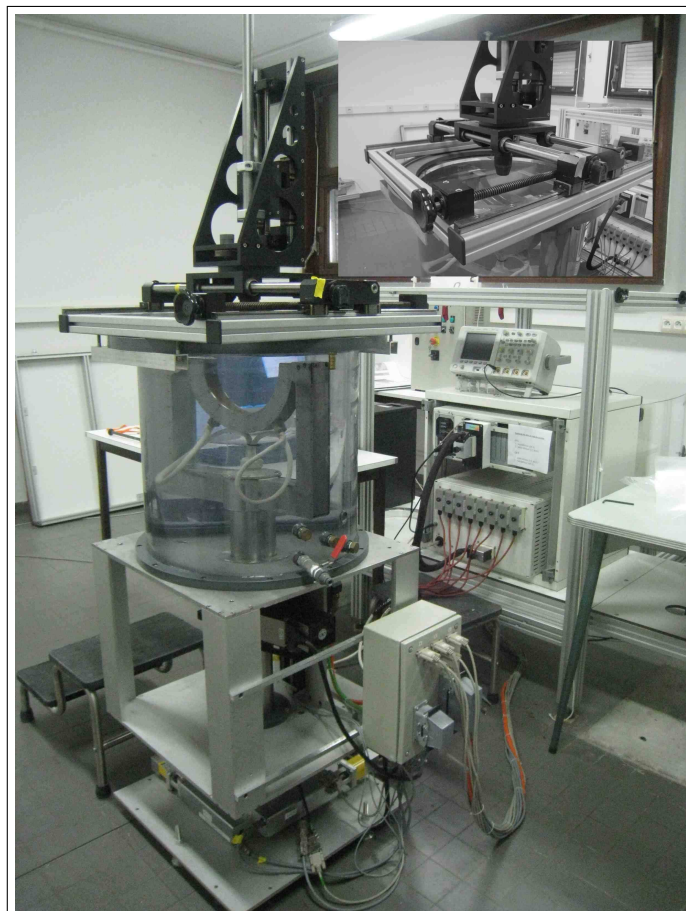
Ce système est utilisé pour réaliser des acquisitions tomographiques sur des objets académiques et des fantômes faibles contrastes des chapitres 7 et 8.



(a) Banc n°1



(b) Banc n°2



(c) Banc n°3

FIGURE 3.10 – Les bancs d'étude mis en œuvre et utilisés durant le travail de thèse.

Étalonnage de l'électroacoustique

Sommaire

4.1	Biais géométrique	41
4.2	Sensibilité et réponses des éléments	43
4.2.1	Sensibilité à l'émission	43
4.2.2	Sensibilité en rétrodiffusion	45
4.3	Distribution du champ acoustique transmis	48
4.3.1	Cartographies 2-D du champ transmis	48
4.3.2	Diagramme de directivité à l'émission	49
4.4	Étude de la rétrodiffusion	52
4.4.1	Cible linéique	53
4.4.2	Cible sphérique	54
4.4.3	Discussion	56
4.5	Conclusion	58

Ce chapitre présente de manière détaillée l'étalonnage de l'électroacoustique ANAÏS réalisé. Celui-ci comprend une étude de la géométrie de l'antenne, de la sensibilité des transducteurs, de la distribution du champ émis et de la capacité à détecter des objets ponctuels. Finalement nous analyserons les résultats obtenus et nous les mettrons en perspective relativement aux hypothèses théoriques fondant la méthode de reconstruction tomographique.

4.1 Biais géométrique

Des aléas de positionnement des éléments de transduction se traduisent par à un décalage des temps d'arrivée qui induit une dégradation en résolution (spatiale) des images tomographiques. Pour caractériser ces aléas, l'antenne a été placée en position horizontale et un fil métallique de diamètre $80 \mu m$ a été placé au centre de l'antenne. Afin de procéder au centrage du fil, un générateur impulsif Sofranel[®] (Sartrouville, France) et trois éléments de l'antenne sont utilisés. Par défaut, ces trois éléments sont supposés être placés sur un cercle parfait. Les éléments concernés sont les numéros 1, 512 et 1024; les signaux rétrodiffusés par le fil sont lus sur un oscilloscope (Agilent[®], DSO5014A). Le fil est considéré centré lorsque les temps d'arrivée des trois échos sont égaux à plus ou moins un dixième de la période de l'onde ($3 \times 10^{-2} \mu s$).

Cette position du centre dans le milieu de propagation ne correspond pas au centre géométrique strict de l'antenne. Le choix arbitraire de trois éléments, dont nous ne connaissons pas les coordonnées spatiales, introduit une erreur faible mais non quantifiable de la position du centre.

Pour réduire l'erreur introduite, une autre mesure est réalisée dans le but d'affiner le centrage à partir du placement initial; il correspond au "centre médian d'acquisition". Le

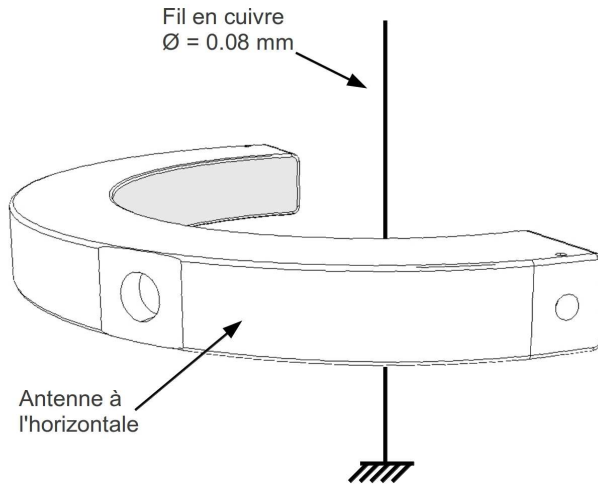


FIGURE 4.1 – Position de l'antenne semi-circulaire par rapport au fil.

calcul du centre médian est effectué avec l'électronique du système ANAIS ; le champ réfléchi par le fil est enregistré sur l'ensemble des éléments de l'antenne en rétrodiffusion pure. Le principe d'étalonnage par l'emploi d'un fil est pratiqué par d'autres équipes [Waag 2006, Gemmeke 2007, Lasaygues 2002].

La méthode du premier passage par zéro de la séquence d'échos est choisie comme référence pour déterminer les temps d'arrivée. La figure 4.3(a) illustre un sinogramme dont l'émission est un train d'onde sinusoïdale. La figure 4.2 représente les temps d'arrivée et la moyenne obtenue. Comme stipulé au chapitre 3, l'antenne de 1024 éléments résulte de l'assemblage de huit barrettes de 128 éléments chacune. Sur les figures 4.2 et 4.3(a), on observe des sauts temporels sur les positions correspondant à un changement de barrette. Ces déviations sur la position des éléments ne sont pas négligeables et elles sont dues au mode de fabrication des barrettes et de l'antenne.

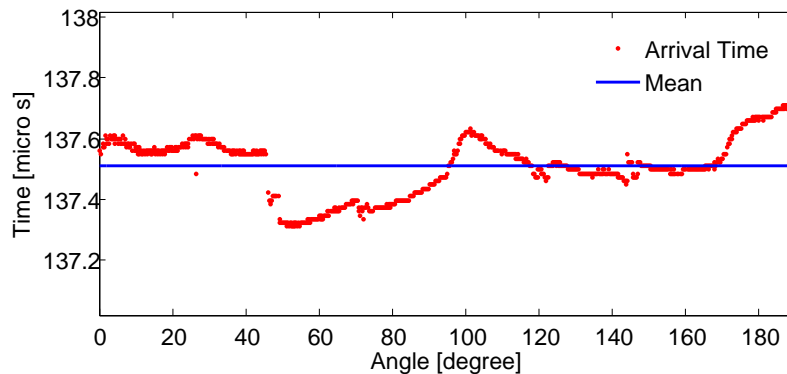


FIGURE 4.2 – Représentation des temps d'arrivée des échos correspondant au champ rétrodiffusé sur un fil placé au centre de l'antenne. La moyenne sur ces temps d'arrivée est représentée par la ligne horizontale bleue.

Pour recentrer les données, une compensation temporelle est affectée à chaque élément ; celle-ci est égale à la différence entre le temps d'arrivée et le temps au centre médian. La figure 4.3(b) illustre la correction effective en fin de procédure. Cette translation temporelle

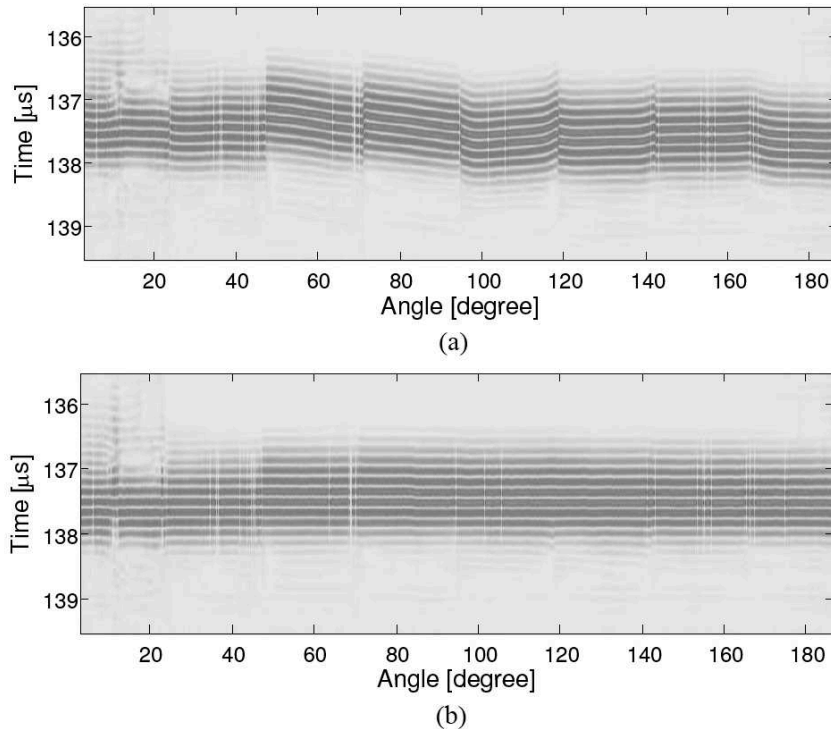


FIGURE 4.3 – Sinogrammes correspondant aux rétrodiffusions sur un fil au centre de l’antenne. La figure (a) est le sinogramme original. Les mêmes signaux sont représentés sur la figure (b) après correction des temps d’arrivée.

permet de mettre les signaux en cohérence de phase comme si les éléments étaient disposés sur un cercle “parfait”.

4.2 Sensibilité et réponses des éléments

À travers cette étude, on s’intéresse aux caractéristiques des éléments telles que la sensibilité à l’émission, la réponse impulsionnelle et la sensibilité des éléments en rétrodiffusion. Le banc d’étude n°1 et le scanner 2D ont été utilisés pour cette étape de calibration.

Une carte d’acquisition numérique (Euroscan, Eurosonic[®], 12 bits, 80 MHz) a été utilisée pour enregistrer les signaux acoustiques transmis. L’impulsion électrique utilisée et le spectre correspondant sont représentés sur la figure 4.4(b). La bande passante des transducteurs est *a priori* de 2.5 MHz. Le spectre de l’impulsion est uniforme sur la région fréquentielle d’intérêt (bande passante à -6dB).

4.2.1 Sensibilité à l’émission

La réponse impulsionnelle de tous les éléments de l’antenne est enregistrée à l’aide d’un hydrophone aiguille de diamètre 0.5 mm (HPM05/3, Precision Acoustics[®], Dorchester, UK) ayant une bande passante de [1-20]MHz. La courbe de sensibilité de l’hydrophone est présentée en figure 4.5. L’hydrophone est installé au centre du système sur le porte cible tournant. La distance entre la pointe de l’hydrophone et les éléments est de 50 mm (*c.f.* figure 4.4(a)). Le signal perçu par l’hydrophone traverse un pré-amplificateur submersible

directement branché à la sonde (HP1, Precision Acoustics[®], Dorchester, UK). L'alimentation du pré-ampli est assurée par un boîtier (DC Coupler, Precision Acoustics[®], Dorchester, UK) permettant de lier la sonde et le système d'acquisition des signaux.

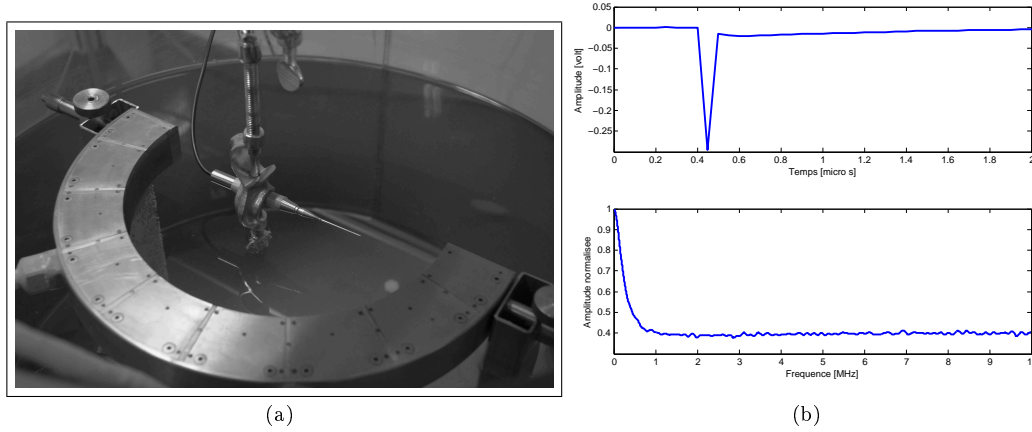


FIGURE 4.4 – (a) : Le dispositif expérimental permettant les enregistrements des réponses impulsionnelles en transmission à l'aide d'un hydrophone. (b) : Représentation de l'excitation impulsionnelle délivrée par le boîtier d'acquisition et le spectre correspondant.

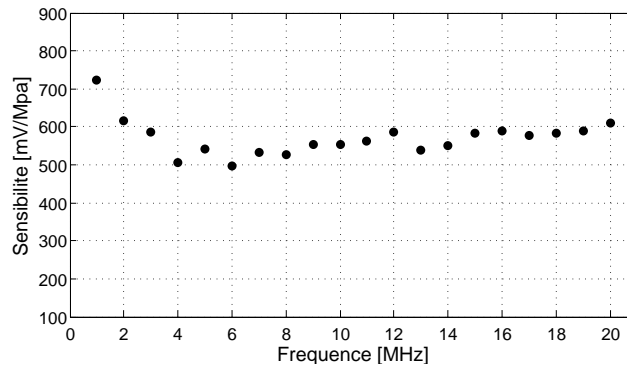


FIGURE 4.5 – Sensibilité de l'hydrophone *Precision Acoustics*, *HPM05/3* en fonction de la fréquence.

Pour obtenir les 1024 réponses impulsionnelles, les éléments sont analysés tour à tour. La liaison entre l'élément excité et le générateur est obtenue avec le connecteur à 128 fiches indépendantes (*cf.* sous-section 3.1.5). Avant chaque nouvelle transmission l'hydrophone est réorienté vers la face active du nouvel élément adjacent. L'hydrophone effectue donc une rotation de 190 degrés par pas de 0.186 degré. Les réponses sont ensuite corrigées par rapport à la courbe de sensibilité en fonction de la fréquence de l'hydrophone¹. Une réponse impulsionnelle typique est représentée sur la figure 4.6. Un traitement est réalisé sur l'ensemble des signaux pour obtenir la sensibilité à l'émission et les propriétés spectrales

1. Une régression polynomiale d'ordre 8 est appliquée à la courbe de sensibilité. Le polynôme est normalisé par rapport à la valeur maximale du spectre du signal enregistré. Le spectre corrigé de l'enregistrement est le produit de l'inverse du polynôme normalisé et du spectre de l'enregistrement normalisé.

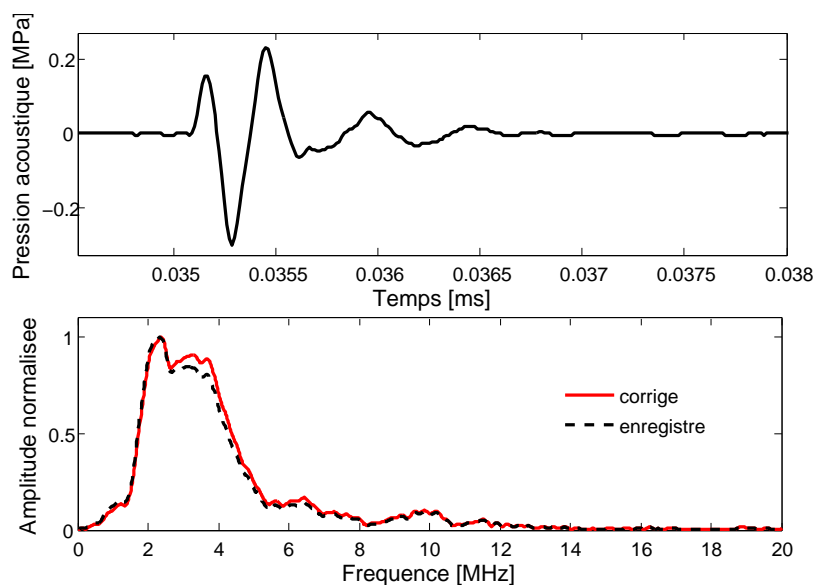


FIGURE 4.6 – Réponse impulsionnelle de l'élément 511 et sa représentation fréquentielle (pointillés noirs). Le spectre corrigé par rapport à la sensibilité de l'hydrophone est illustré en trait plein rouge.

TABLE 4.1 – Moyennes et écart-types des propriétés fréquentielles de l'antenne.

Fréquence de module maximal	2.35 ± 0.10 MHz
Fréquence centrale	2.99 ± 0.14 MHz
Bande passante (-6 dB)	2.35 ± 0.13 MHz

des réponses.

L'évaluation de la sensibilité des éléments permet de vérifier l'homogénéité énergétique des champs transmis dans le milieu de propagation à l'aide des différentes sources acoustiques. Une valeur de sensibilité est obtenue par l'extraction de l'amplitude maximale de la transformée de Hilbert des signaux. La compilation des valeurs obtenues est représentée sur la figure 4.7. L'amplitude maximale du spectre est extraite pour déterminer la fréquence de module maximal. La bande passante est prise à -6 dB. La fréquence centrale - définie comme la fréquence au centre de la bande passante - est aussi calculée. La moyenne et l'écart-type sont donnés dans le tableau 4.1.

4.2.2 Sensibilité en rétrodiffusion

Un fil est centré dans la cuve selon la procédure précédemment décrite (*cf.* 4.1). L'un après l'autre les éléments sont utilisés pour enregistrer le champ rétrodiffusé. Pour chacun des éléments, l'amplitude maximale du signal est extraite et affichée sur la figure 4.8.

Discussion

Les propriétés spectrales obtenues ici montrent que les spécificités du système données par le constructeur sont assez bien vérifiées. Néanmoins on constate des fluctuations non

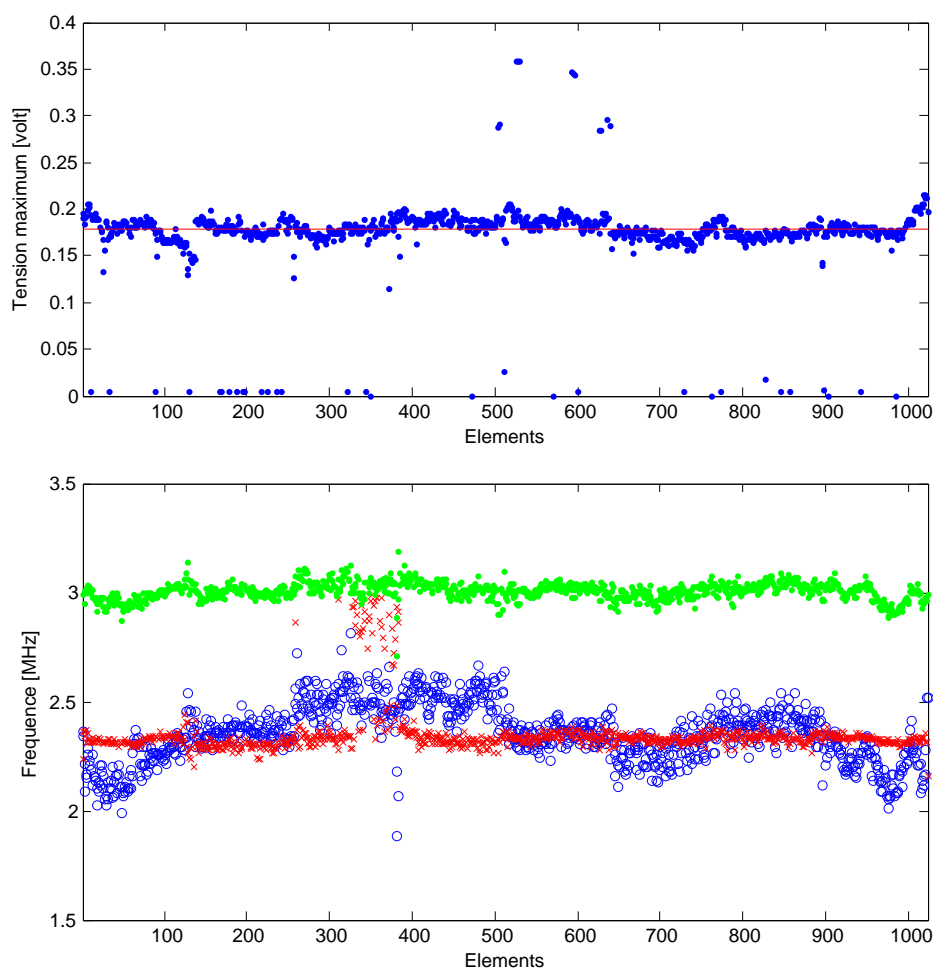


FIGURE 4.7 – Représentation des amplitudes maximales pour chacun des signaux enregistrés (au dessus) et des propriétés spectrales pour chacun des signaux (en dessous) : la fréquence centrale (point vert), l'amplitude maximale des spectres (croix rouge), la bande passante à -6 dB (cercle bleu).

négligeables allant de 2.0 à 2.6 MHz pour les valeurs de bande-passante entre les éléments (*c.f.* figure 4.7(b), rond bleu). On note que la bande passante moyenne est de 2.35 ± 0.13 MHz.

Le champ transmis par les éléments est homogène sur l'ensemble de l'antenne comme on peut le constater sur la figure 4.7(a). Certaines régions sont moins efficaces (par exemple, du numéro 100 à 150), et d'autres un peu plus efficaces (par exemple, du numéro 1000 et 1024). Néanmoins ces écarts restent faibles. Des valeurs en marge existent pour un nombre faible d'éléments. Les éléments hors normes ayant des amplitudes au-delà de 0.25 volt et en dessous de 0.1 volt ne sont pas pris en compte lors de l'utilisation du système.

La figure 4.8 présente l'amplitude des signaux rétrodiffusés pour un fil de cuivre de $80 \mu\text{m}$ de diamètre placé au centre de l'antenne. Une segmentation est aisément identifiable; elle correspond aux différentes barrettes de l'antenne. À l'opposé de la

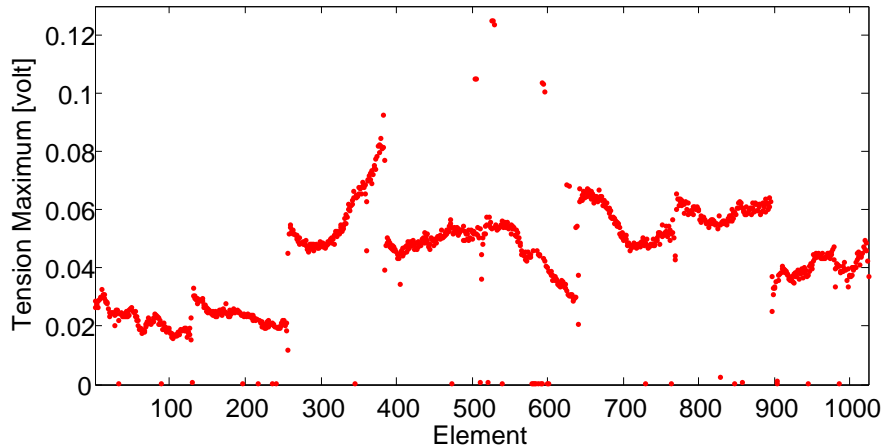


FIGURE 4.8 – Représentation des amplitudes maximales pour chacun des signaux enregistrés en rétrodiffusion sur un fil de $80\mu\text{m}$ de diamètre placé au centre de l’antenne.

figure 4.7(a) qui révèle une efficacité de transduction quasi-homogène à l’émission, la figure 4.8 traduit une forte variabilité entre l’amplitude des signaux enregistrés en rétrodiffusion. Dans le domaine des ultrasons, les propriétés d’émission et de réception des transducteurs sont couramment supposées comme étant identiques. Alors que le champ transmis est homogène, les champs rétrodiffusés montrent des fluctuations très importantes.

Lors de l’enregistrement en transmission, l’hydrophone est placé à 50 mm par rapport aux différentes surfaces actives ; cet éloignement correspond à la distance de focalisation des éléments. À la différence, lors de l’enregistrement en réflexion, le fil était placé à 100 mm de la surface active (au centre de l’antenne).

Une explication envisageable est proposée. La variation d’amplitude inter-barrette sur l’enregistrement du champ rétrodiffusé pourrait s’expliquer par un défaut dans la fabrication de l’antenne. On rappelle que les barrettes ont été serties dans une structure d’in-ox. L’assemblage et le mode de fixation pourraient être inhomogène et pourrait induire un biais sur l’orientation de la face avant de certaines barrettes (en particulier les barrettes numéro 1 et numéro 2, les 256 premiers éléments de l’antenne). Ainsi le plan d’émission acoustique de certaines barrettes ne coïnciderait pas avec le plan d’inspection de l’antenne.

Si tel était le cas², l’incidence du champ acoustique avec le fil ne serait plus normale (*i.e.* un angle de réflexion non nul). L’amplitude du champ rétrodiffusé serait amoindrie. On notera que ce défaut n’est pas facilement détectable avec un hydrophone du fait de son diagramme de réception quasi-isotrope dans les trois-dimensions. Toutefois un balayage spatial de l’hydrophone selon une direction verticale devrait permettre la levée de l’ambiguïté.

Pour pallier cette perte de signal, un coefficient correctif propre à chaque capteur est

2. Des expériences ont été réalisées pour évaluer l’inclinaison des faces avant de certaines barrettes par rapport à la structure de l’antenne. En faisant varier l’angle φ de l’antenne autour de sa position horizontale ($\varphi = 90$ degrés), le signal rétrodiffusé est visualisé à l’oscilloscope. Le bilan de cette étude montre que la sensibilité en réception évolue avec φ . Les éléments ont un pouvoir de transduction équivalent sur toute l’antenne. Cette analyse n’est pas explicitée ici puisqu’au moment de l’étude la rotation automatisée selon φ n’était pas opérationnelle.

calculé à partir de la mesure en rétrodiffusion sur le fil. Ce coefficient est défini comme l'inverse de l'amplitude rétrodiffusée. Cette méthode permet d'homogénéiser les signaux ; néanmoins pour les capteurs les moins sensibles, le rapport signal sur bruit reste faible.

4.3 Distribution du champ acoustique transmis

4.3.1 Cartographies 2-D du champ transmis

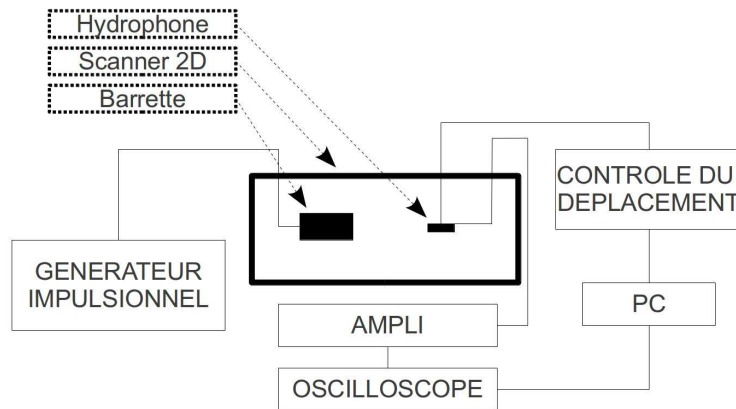


FIGURE 4.9 – Matériel utilisé pour caractériser le champ transmis par un élément.

Le schéma fonctionnel du dispositif de calibration est décrit en figure 4.9. Un générateur (5055PR, Sofranel[®], Sartrouville, France) délivre une impulsion vers l'élément numéro 64 de la barrette. La distribution spatiale du champ est enregistrée avec l'hydrophone aiguille de diamètre 0.5 mm (HPM05/3, Precision Acoustics[®], Dorchester, UK) ayant une bande passante de [1-20]MHz. La barrette, immergée dans la cuve du scanner 2-D, est placée face à l'hydrophone de telle sorte que l'élément numéro 64 soit centré sur le domaine de mesure. Ce domaine - représenté sur la figure 4.10 - inscrit dans le plan de l'antenne est échantillonné selon les axes Ox et Oy avec des pas respectifs de 0.5 mm et 5 mm. Le schéma de la figure 4.10 illustre l'orientation du tièdre xyz par rapport à l'antenne ANAIS.

Deux balayages perpendiculaires dans le plan xOy ont été réalisés pour évaluer d'une part l'ouverture du champ et d'autre part la focalisation du faisceau ultrasonore. L'orientation de l'élément par rapport au plan de balayage permet d'obtenir l'une ou l'autre de ces représentations. L'élément a une géométrie rectangulaire similaire à un barreau ; son orientation sera donnée par la direction de sa plus grande dimension.

Ouverture du champ : Dans cette première expérience, l'élément est colinéaire à l'axe z (*c.f.* figure 4.10). Le balayage est réalisé sur une distance de ± 40 mm selon l'axe x et, de 30 mm à 100 mm sur l'axe y .

Largeur du faisceau en élévation : La barrette est ici placée perpendiculairement au plan de mesure ; l'élément est colinéaire à l'axe x . Le balayage est réalisé sur une distance de ± 20 mm sur l'axe x et de 20 mm à 100 mm sur l'axe y .

En chaque point d'inspection, le champ est perçu par l'hydrophone puis échantillonné à 20 MHz avec un oscilloscope (Agilent[®], DSO5014A). Le maximum de l'enveloppe des signaux est extrait ; sa valeur est attribuée à la position du point de mesure correspondant.

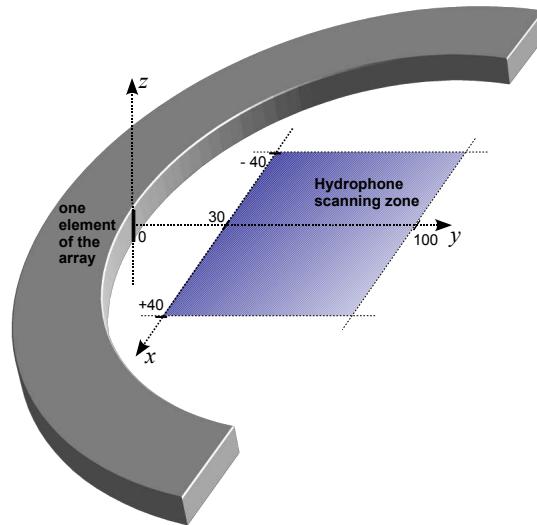


FIGURE 4.10 – Orientation du trièdre xyz par rapport à l’antenne semi-circulaire. Le plan d’inspection (xOy) est représenté.

La figure 4.11 illustre les distributions d’énergie du champ obtenues et les coupes du champ mesurées à la distance axiale $y = 50$ mm.

4.3.2 Diagramme de directivité à l’émission

Une expérience complémentaire a été réalisée dans le but d’obtenir le diagramme de directivité à l’émission de l’élément numéro 64. L’amplitude du champ émis en fonction de l’angle d’orientation de l’hydrophone a été mesurée. Le matériel en jeu est strictement identique, seule le balayage diffère. La barrette est montée sur le porte cible du scanner 2-D et l’hydrophone est en position fixe sur le bras du scanner. Un déplacement angulaire de ± 80 degrés par pas de 5 degrés est imprimé à la barrette. Cette mesure est effectuée pour quatre distances axiales : 40, 50, 75 et 100 mm. Pour des raisons pratiques nous n’avons pas pu réduire cet éloignement. La figure 4.12 présente les diagrammes de directivité à l’émission obtenus.

Discussion

La distribution spatiale du champ dans le plan xOy présente une répartition non-homogène du champ où se distinguent un lobe principal et deux lobes secondaires. Ce phénomène est lié au mode de radiation de la surface active de l’élément qui est principalement dépendant des dimensions de la source (20×0.32 mm) par rapport à la longueur d’onde émise ($\lambda = 0.51$ mm). Les lobes secondaires augmentent l’ouverture angulaire du champ en prenant place de part et d’autre du lobe principal. Sur la coupe à 50 mm on constate néanmoins que les lobes secondaires ont une faible amplitude, au plus -22 dB par rapport à l’amplitude maximale du lobe principal. Si on prend en compte les lobes secondaires pour quantifier l’ouverture angulaire du champ dans le plan de l’image, on obtient environ ± 40 degrés par rapport aux bordures extérieures. Si l’on ne considère que le lobe principal alors l’ouverture angulaire est de ± 14 degrés. Il est clairement visible sur la distribution de la figure 4.11(a) que la majeure partie de l’énergie est transmise par

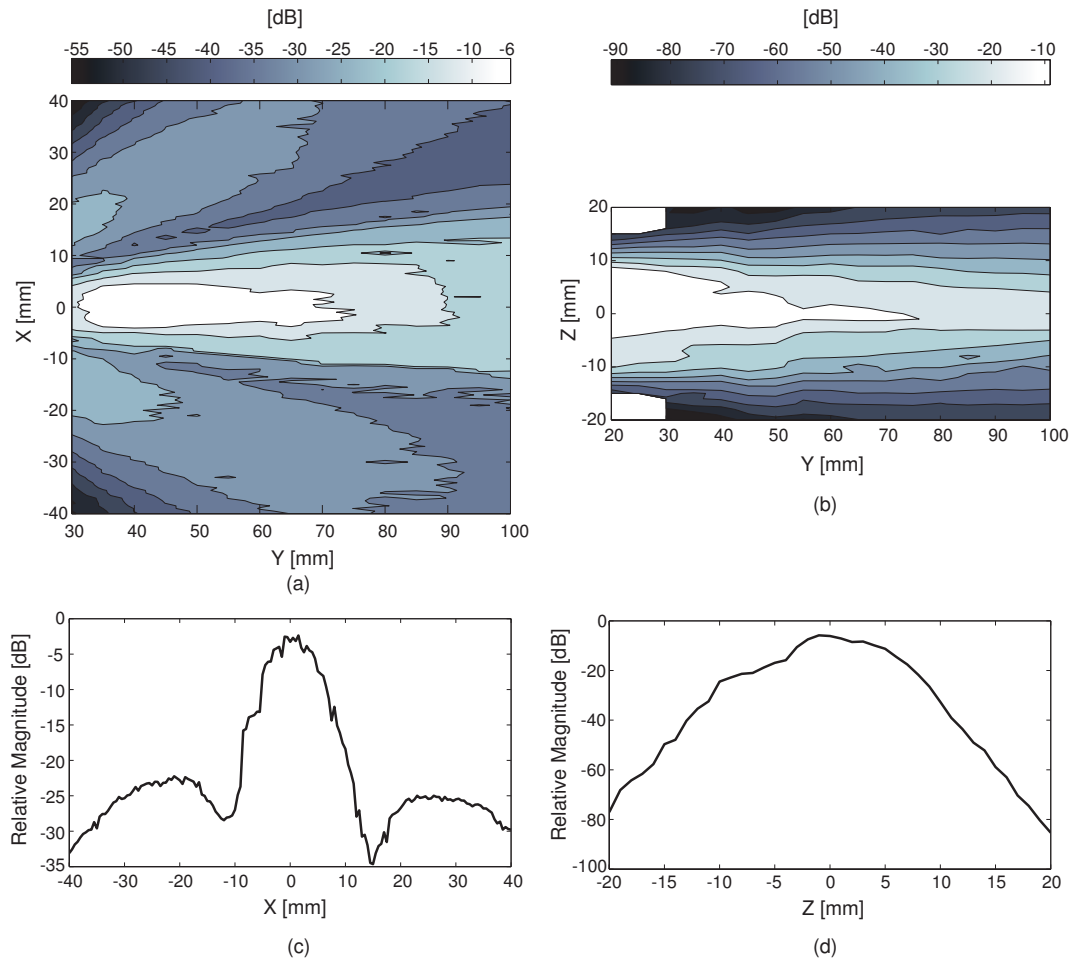


FIGURE 4.11 – Distribution du champ transmis dans le plan xOy (a) et dans le plan yOz (b). Pour chaque distribution un profil est extrait à $y = 50$ mm (c-d). Le niveau du contour le plus clair est à -6 dB pour (c) et à -9 dB pour (d). Les deux régions blanches en haut et en bas sur la gauche de la figure (b) correspondent à des données manquantes.

le lobe principal jusqu'à une distance de $y = 70$ mm.

Les diagrammes de la figure 4.12 illustrent la distribution du champ transmis en fonction de l'éloignement angulaire à l'axe d'émission de l'élément. L'ouverture angulaire à -6 dB est presque indépendante de l'éloignement et égale à ± 22.5 degrés.

Dans le plan yOz , la distribution du champ est relativement symétrique par rapport au plan d'inspection; la courbure des éléments permet une focalisation modérée du champ transmis. Dans l'absolu, pour réaliser une "coupe" tomographique précise, l'épaisseur du champ doit être réduite au minimum afin de ne pas superposer différents objets (diffuseurs) situés à des altitudes différentes. En pratique, l'épaisseur de la coupe doit être inférieure à la dimension caractéristiques des objets à inspecter (au moins d'un ordre de grandeur). La mesure effectuée montre que cette épaisseur est variable en fonction de l'éloignement à la source. Si l'on fixe une dynamique d'amplitude à -12 dB, l'épaisseur du faisceau varie de

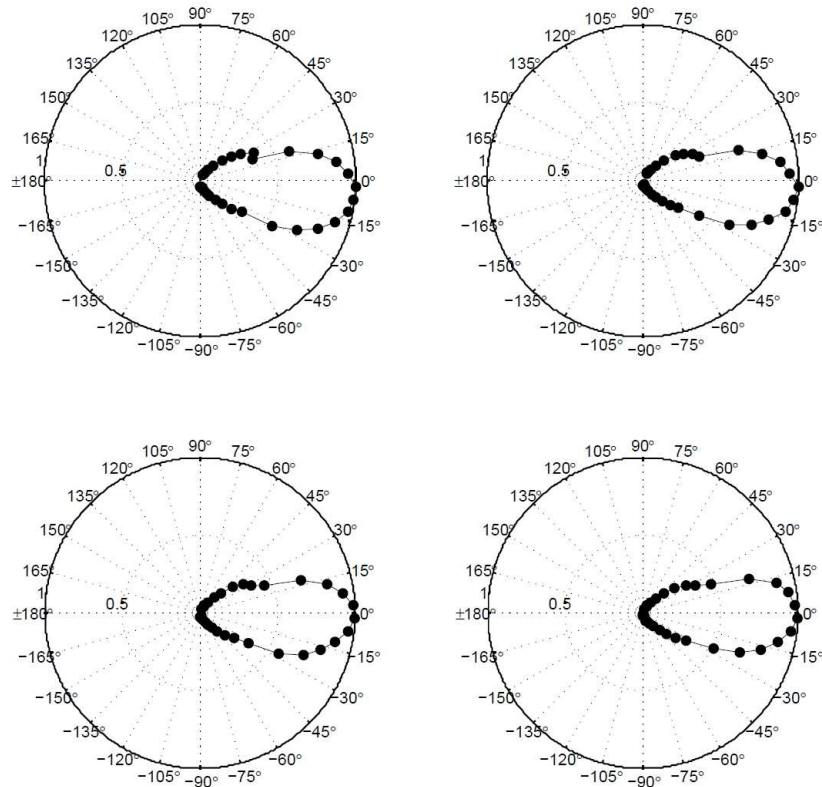


FIGURE 4.12 – Diagramme de directivité du champ transmis pour quatre éloignements à la source : 40, 50, 75, 100 mm (respectivement pour les figures de gauche à droite, de haut en bas).

± 9 mm à 20 mm jusqu'à ± 2 mm à 100 mm. Sur la figure 4.11(d) représentant le profil de la distribution à 50 mm de la source, l'épaisseur du faisceau est estimée entre ± 4 et ± 5 mm.

Remarque 1 Les propriétés du champ des éléments de l'antenne ont été obtenues avec une excitation impulsionnelle. Par la suite d'autres formes d'onde sont employées (*c.f.* chapitre 5). Tout comme Nowicki, nous constatons que l'emploi d'excitations codées ne modifie que très faiblement les caractéristiques d'émission des éléments [Nowicki 2006].

Remarque 2 Les équipes qui travaillent sur la tomographie ultrasonore pour l'imagerie du sein utilisant des méthodes de reconstructions similaires (Born au premier ordre et rétroprojections) ont des ouvertures de champ de ± 28 degrés [Gemmeke 2007] et d'environ ± 40 degrés [André 1997]. Concernant l'épaisseur du champ en élévation [André 1997] signale une valeur de l'ordre de ± 5 mm.

4.4 Étude de la rétrodiffusion

Dans la section précédente, la mesure du champ a permis de décrire la répartition spatiale de l'énergie transmise par un seul élément. Le système ANAïs étant essentiellement destiné à la tomographie de réflectivité, il paraît opportun de connaître, pour une validation globale, les zones de perception d'objets académiques élémentaires.

Ainsi cette nouvelle étape de calibration envisage la mesure du champ rétrodiffusé par un objet ponctuel lorsqu'un unique élément d'antenne est utilisé en émission/réception.

Pour calibrer les systèmes d'imagerie ultrasonore, deux types d'objets sont employés : un cylindre de diamètre inférieur à la longueur d'onde qui permet de caractériser la résolution latérale des échographes, et, une sphère qui permet d'évaluer la résolution spatiale.

Le protocole adopté est identique à celui permettant la caractérisation de la directivité à l'émission (*cf.* section 4.3). Le schéma de principe de l'acquisition effectuée est décrit en figure 4.13.

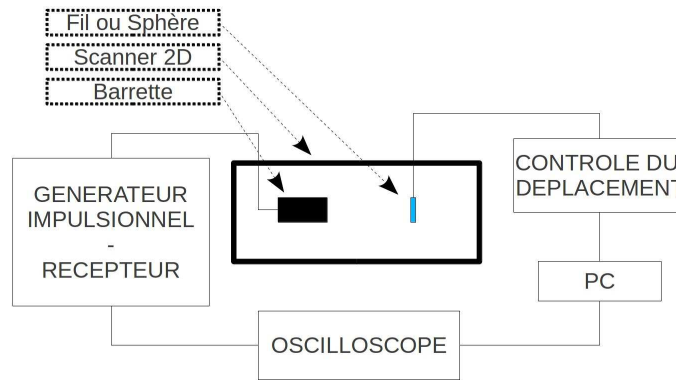


FIGURE 4.13 – Diagramme en bloc de l'acquisition.

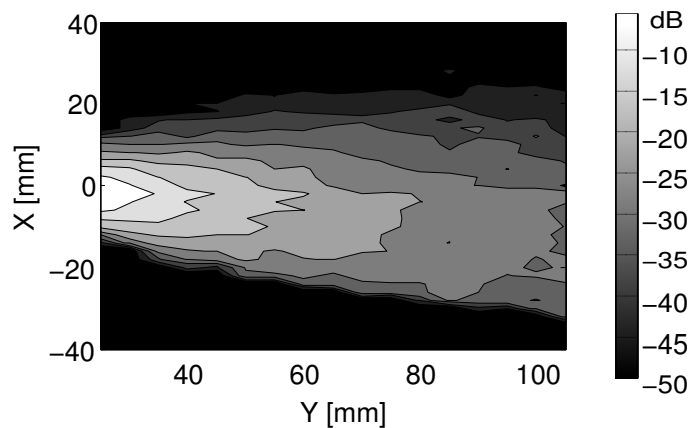


FIGURE 4.14 – Distribution des amplitudes rétrodiffusées par un fil de nylon (diamètre $100 \mu\text{m}$) dans le plan xOy . La région la plus claire correspond à une amplitude supérieure à -6 dB.

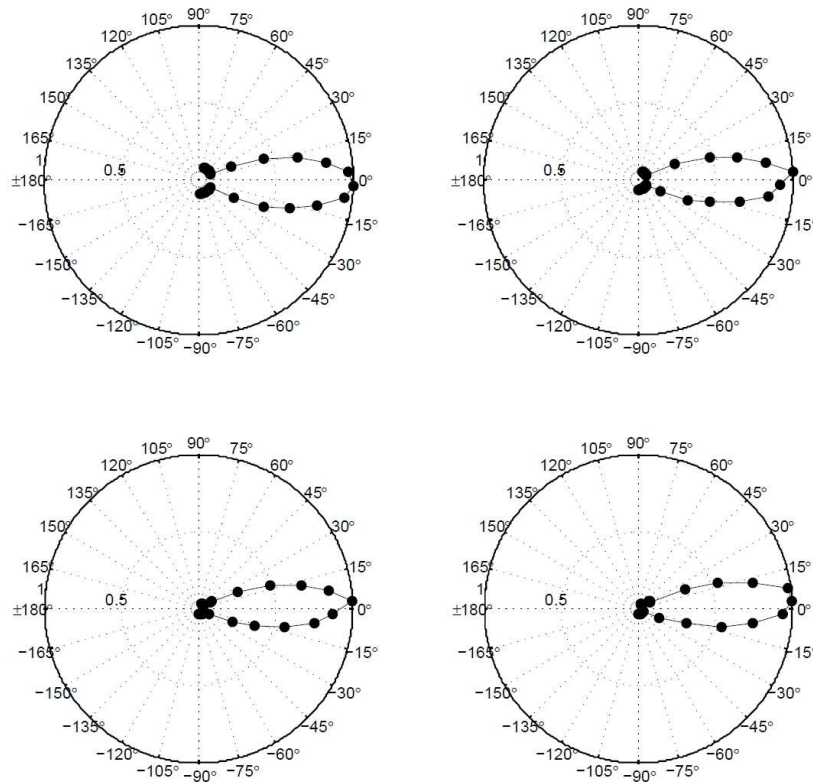


FIGURE 4.15 – Diagramme de rétrodiffusion pour un fil en nylon. Les figures de gauche à droite et de haut en bas correspondent respectivement à l'éloignement 40, 50, 75, 100 mm.

4.4.1 Cible linéique

On utilise un fil de petit diamètre devant λ afin de l'assimiler à une source secondaire³ cylindrique. Ce fil est en nylon⁴ et son diamètre est de $100\mu\text{m}$ ($\lambda/5$). Un système de fixation permet de maintenir le fil en tension afin de garantir une position fixe durant le déplacement du bras motorisé. L'axe du fil, orienté dans la direction z , est parallèle à l'élément (*c.f.* figure 4.10).

Cartographie de rétrodiffusion

La mesure de la distribution de l'amplitude rétrodiffusée a été effectuée pour l'élément numéro 64. Les amplitudes maximales de l'enveloppe de chacun des signaux rétrodiffusés ont été reportées dans le plan à la position du fil correspondante. Les valeurs assimilables à du bruit ont été seuillées à -50 dB. Le résultat est exposé sur la figure 4.14.

Diagramme de rétrodiffusion

Le matériel utilisé est strictement le même que lors de l'expérience précédemment décrite à la section 4.3.2. La barrette est au centre du scanner 2D sur la porte cible et le fil est

3. Il existe deux types de sources acoustiques : les sources primaires qui sont ici les éléments piézoélectriques de l'antenne et les sources secondaires. Les sources secondaires (ou objets diffusants) émettent une onde acoustique uniquement lorsqu'elles sont éclairées. Ici le fil est insonifié par le champ incident d'un élément.

4. Propriétés du nylon : $c = 2600$ m/s, $\rho = 1120$ kg/m³, $Z = 2.9$ MRayl

monté sur le bras mécanique. Dans cette expérience le fil est immobile. L'axe de rotation du porte cible passe par l'élément 64 de la barrette. Le champ acoustique a été mesuré avec un pas de 5 degrés avec un angle d'exploration maximum de ± 80 degrés centré sur l'axe d'émission de l'élément. Cette mesure a été effectuée pour quatre distances d'éloignement du fil : 40, 50, 75, 100 mm. Sur la figure 4.15, les diagrammes de rétrodiffusion ont été obtenus en rapportant, sur une représentation polaire, l'amplitude maximale de l'enveloppe du signal. Les amplitudes non significatives ont été fixées à -50 dB.

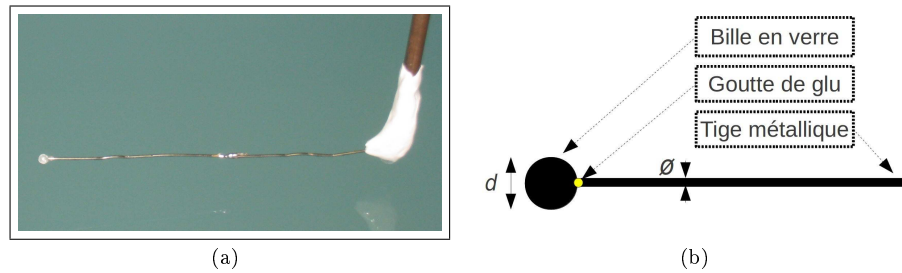


FIGURE 4.16 – Le montage de la bille en cuve (a) et le schéma correspondant (b). Le diamètre de la tige et de la sphère sont respectivement $\phi = 80 \mu m$ et $d = 300 \mu m$.

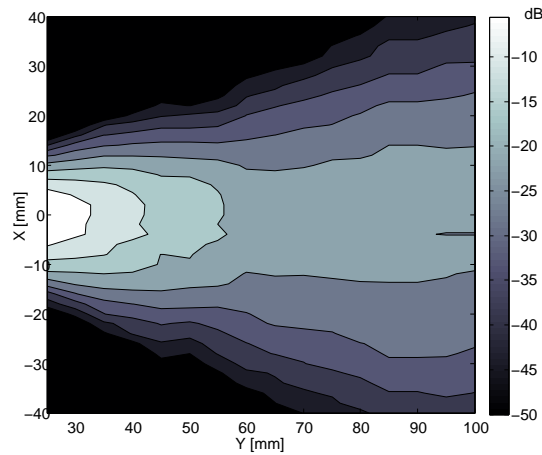


FIGURE 4.17 – Distribution de l'énergie rétrodiffusée par une bille avec l'élément numéro 64 dans le plan xOy . La région la plus claire correspond à une amplitude supérieure à -4.5 dB.

4.4.2 Cible sphérique

Un montage mécanique a été élaboré pour garantir un minimum d'interaction entre le champ acoustique incident et le système de positionnement. Celui-ci se compose d'une tige métallique et d'une bille de verre⁵ fixée à l'extrémité de la tige par un point de collage. Pour avoir un minimum d'interférence entre le champ réfléchi par la bille et la tige de maintien,

5. Propriétés du verre de silice : $c = 5900$ m/s, $\rho = 2200$ kg/m³, $Z = 13$ MRayl

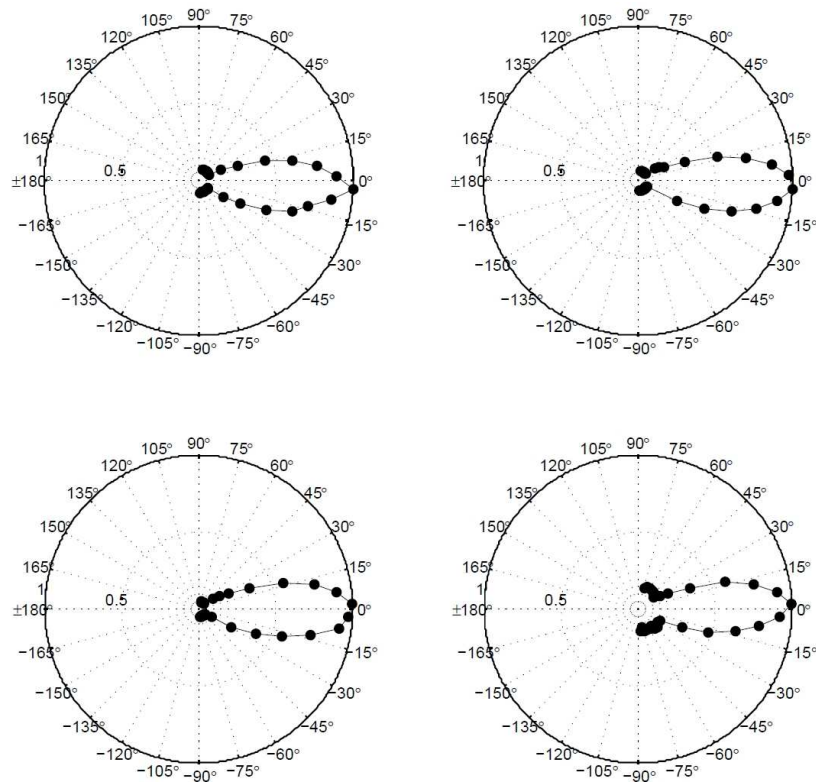


FIGURE 4.18 – Diagramme de rétrodiffusion pour une bille en verre. Les figures de gauche à droite et de haut en bas correspondent respectivement à l'éloignement 40, 50, 75, 100 mm.

une relation liant leurs dimensions est proposée dans [IEC 1982] :

$$\varnothing \leq \frac{1}{2} d$$

où $\varnothing = 80 \mu m$ est le diamètre de la tige et $d = 300 \mu m$ est le diamètre de la bille. La bille et la tige utilisées ont des diamètres d'environ $300 \mu m$ et $80 \mu m$ respectivement. Une photographie et un schéma sont proposés sur la figure 4.16.

Cartographie de rétrodiffusion

Comme précédemment, les amplitudes de l'enveloppe de chacun des signaux rétrodiffusés ont été reportées dans le plan à la position de la bille. De même les valeurs assimilables à du bruit ont été seuillées à -50 dB. Le résultat est exposés sur la figure 4.17.

Diagramme de rétrodiffusion

Les diagrammes de rétrodiffusion de la bille sont réalisés en suivant un protocole identique à la sous-section précédente concernant le fil. Les diagrammes sont représentés sur la figure 4.18.

4.4.3 Discussion

Dans cette section nous nous sommes intéressés au pouvoir de détection en rétrodiffusion, ou autrement dit à la manière dont les éléments de l'antenne perçoivent le champ d'une source secondaire (un fil et une bille) dans le plan d'inspection.

Les résultats obtenus avec le fil montrent que la distribution de l'amplitude rétrodiffusée est homogène dans le cône d'insonification. La figure 4.14 montre la distribution pour l'élément 64 obtenue sur un fil en nylon de diamètre $100 \mu\text{m}$. On notera que, lors de la mesure, l'axe d'émission de l'élément n'était pas colinéaire avec l'axe y de translation, expliquant ainsi l'aspect oblique de la distribution. Globalement le profil de détection décroît avec l'éloignement à la source ce qui est en accord avec l'allure du champ transmis.

Le diagramme de la figure 4.15 nous permet de déterminer l'ouverture angulaire de détection du fil. Avec l'éloignement, l'angle correspondant à des amplitudes supérieures à -6 dB est constant ; l'angle obtenu est de ± 15 degrés.

La figure 4.17 décrit la distribution de l'amplitude rétrodiffusée par une bille en verre de $300 \mu\text{m}$ de diamètre. Le diagramme de la figure 4.18 montre une ouverture angulaire de détection de la bille qui est indépendante de l'éloignement de la source. La bille est détectable sur un faisceau d'angle ± 16.25 degrés (-6 dB).

Ainsi l'ouverture angulaire en rétrodiffusion correspond bien (comme cela était escompté) à l'ouverture du lobe principal du faisceau d'émission. Les lobes secondaires du champ transmis (*c.f.* figure 4.11(a)) participent à la rétrodiffusion ; cependant leur contribution est inférieure à -50 dB et elle ne peut être considérée.

Si l'on considère que les éléments de l'antenne produisent le même champ incident, il est alors possible de déterminer une zone d'insonification correspondant à l'intersection des 1024 faisceaux d'émission ($\beta_i = \pm 22.5$ degrés comprenant les lobes secondaires) et une zone de rétrodiffusion correspondant à l'intersection des faisceaux de rétrodiffusion d'angle (β_r environ égale à ± 15 degrés). Cette zone de rétrodiffusion (ou la zone optimale de détection) définit la région du milieu de propagation où la redondance de l'information est effective pour l'ensemble des projections mesurées en rétrodiffusion sur toute la surface active de l'antenne. La zone d'insonification est un disque de diamètre d_i tel que :

$$d_i = 2 R \tan(\beta_i) = 2 \times 100 \times \tan(22.5) = 82.84 \text{ mm} \quad (4.1)$$

La zone de rétrodiffusion est un disque de diamètre d_r tel que :

$$d_r = 2 R \tan(\beta_r) = 2 \times 100 \times \tan(15) = 53.59 \text{ mm} \quad (4.2)$$

La figure 4.19 illustre la zone d'insonification fournie par l'antenne (en bleu) et la zone de rétrodiffusion (en rouge).

Nota : Pour des mesures tomographiques en diffraction (mesures bistatiques à grand angle de diffraction), l'éclairage peut-être réalisé à travers un lobe secondaire d'un émetteur et la réception à travers le lobe principal d'un récepteur (différent de l'émetteur). Ainsi les zones insonifications et de rétrodiffusion peuvent-elles être exploitées à différents degrés de raffinement. Dans cette thèse, seule la rétrodiffusion à faible angle d'ouverture (< 3 degrés) a été considérée.

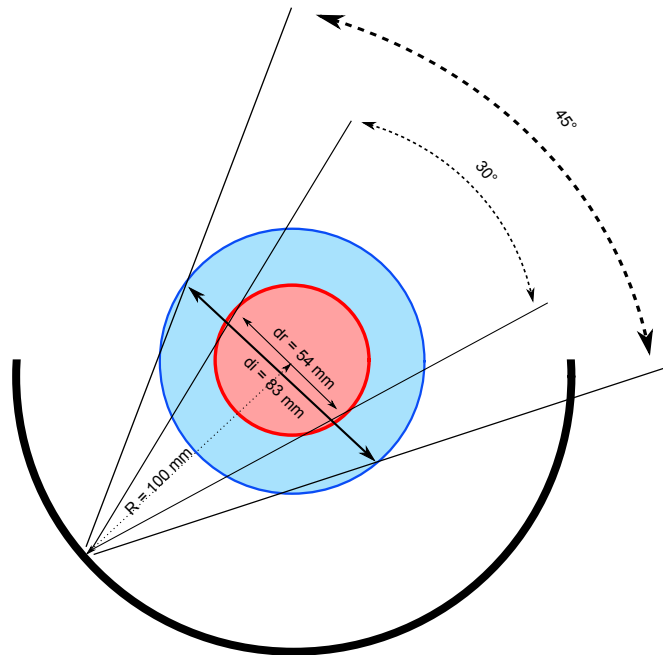


FIGURE 4.19 – Les régions d'insonification (en bleu) et de rétrodiffusion (en rouge) obtenues avec toute la surface active de l'antenne ANAIS.

Insonification opérée par l'antenne

Il est utile d'avoir une vision intégrée de l'énergie transmise par toute l'antenne en considérant la distribution d'énergie transmise par un élément de transduction. Une sommation de la distribution du champ transmis – figure 4.11(a) – est effectuée depuis 0 degré jusqu'à 190 degrés avec un pas angulaire de 0.185 degré correspondant au pas inter-élément. La distribution intégrée dans le plan d'inspection est affichée sur la figure 4.20 avec un profil en $y = 0 \text{ mm}$; le centre de l'antenne semi-circulaire correspond à la coordonnée $(x = 0, y = 0)$.

Les régions à zéro correspondent à un défaut d'information lors de la mesure du champ transmis (depuis la source jusqu'à 30 mm). L'anisotropie de la distribution des hautes énergies (tâche jaune) est aussi due à un défaut d'information lors de la mesure du champ transmis (depuis 100 mm et au delà).

Bien que le faisceau ultrasonore concentre son énergie non-loin de la source, l'intégration révèle que la région au centre de l'antenne concentre l'énergie transmise. Ainsi durant une acquisition en diffraction, les objets proche du centre de l'antenne reçoivent en moyenne plus d'énergie. Comme l'indique le profil de la figure 4.20(b), l'énergie transmise durant une inspection tomographique augmente exponentiellement avec la distance de propagation des ultrasons.

Compte tenu de l'atténuation des ultrasons dans les tissus mous ($\sim 0.5 \text{ dB.cm}^{-1}.\text{MHz}^{-1}$), la propriété qui vient d'être mise en évidence et qui découle de la technique tomographique permettrait de compenser la perte d'énergie (qui est elle aussi exponentielle) opérée lors de propagation des ultrasons.

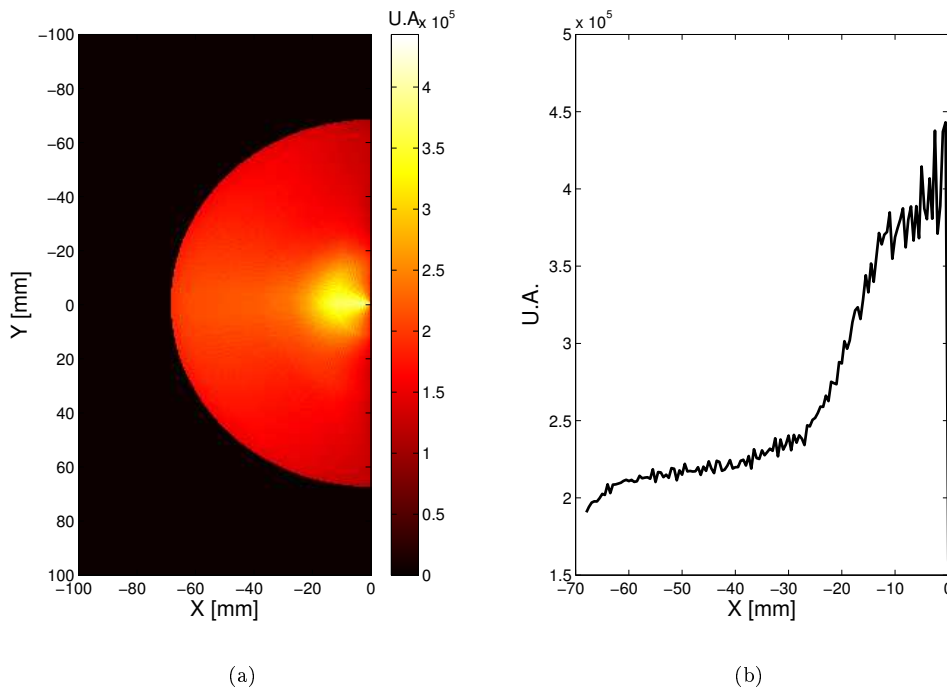


FIGURE 4.20 – (a) Représentation de l'intégration du champ transmis (*c.f.* figure 4.11(a)) sur le domaine d'inspection depuis 0 degré jusqu'à 190 degrés par pas de 0.185 degré (1024 éléments). (b) Profil en $y = 0$ mm.

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, une caractérisation approfondie de l'électroacoustique du système ANAIS a été réalisée dans le but d'améliorer les connaissances du système et d'aboutir à une interprétation éclairée des images reconstruites par la suite. La caractérisation s'est centrée sur les points suivants :

- Étalonage de la géométrie de l'antenne ;
- Caractérisation de la réponse impulsionnelle des éléments.
- Étalonage de la sensibilité de l'ensemble des éléments à l'émission et à la réception ;
- Caractérisation de la distribution du champ transmis dans le plan d'inspection ;
- Caractérisation du champ élémentaire en rétrodiffusion.

Géométrie de l'antenne

La disposition semi-circulaire des éléments présente une légère distorsion qui se traduit par une variation maximale d'environ ± 0.38 mm (*c.f.* figure 4.2) du rayon ($R = 100$ mm). À l'échelle de la longueur d'onde ($\lambda = 0.5$ mm) cet écart n'est pas négligeable et une procédure de correction est introduite; elle consiste en la définition d'un centre d'antenne médian.

Réponse impulsionnelle

Les 1024 réponses impulsionnelles ont été enregistrées pour vérifier l'homogénéité de la fonction de transfert électroacoustique du système. Il en résulte une variabilité importante

de la bande passante à -6 dB des éléments (de 2.0 à 2.6 MHz, *c.f.* figure 4.7(b)). À la différence, la fréquence centrale est moins fluctuante (2.99 MHz).

Sensibilité électroacoustique

Le champ transmis enregistré à l'hydrophone est homogène sur toute la surface active de l'antenne. En revanche on observe un défaut de dynamique relevé par l'enregistrement de l'écho rétrodiffusé par un fil centré. Ce défaut n'est pas clairement identifié; il pourrait résulter d'un assemblage irrégulier des 8 barrettes. Il en résulte une sensibilité très hétéroclite entre les barrettes; les amplitudes enregistrées, homogènes par bloc, varient du simple au triple. Ces variations sont reportées sur la figure 4.8. Cette anomalie engendre un champ d'inspection inhomogène autour de l'objet qui ne peut être physiquement corrigé. En revanche une procédure de correction de la sensibilité en réception est introduite.

Distribution spatiale de l'énergie du champ transmis

La cartographie de l'énergie transmise et les diagrammes de directivité à l'émission permettent d'évaluer le champ acoustique. L'ouverture angulaire dans le plan d'inspection est de ± 22.5 degrés. L'épaisseur du champ dans le plan azimutal est de ± 4 à 5 mm de part et d'autre du plan d'inspection.

Pouvoir de détection

La capacité d'un élément à percevoir l'écho rétrodiffusé (*i.e.* le pouvoir de détection) par un fil fin (source secondaire cylindrique) et par une bille a été évaluée. Des diagrammes de directivité en rétrodiffusion donnent une ouverture du faisceau de ± 15 degrés et ± 16.25 degrés, respectivement pour le fil et pour la bille.

Bilan

Les propriétés de la couronne d'acquisition exigées par le formalisme théorique de la tomographie acoustique et par la méthode de résolution du problème inverse ne sont pas vérifiées avec l'antenne du système ANAÏS du point de vue de :

- (i) la géométrie de la couronne (+);
- (ii) la nature des sources (--);
- (iii) l'homogénéité du champ d'inspection (-)

Les incidences attendues sur la qualité des images sont :

- (i) une perte de contraste et de résolution résultant de déphasages aléatoires (positionnement aléatoire des capteurs) et de dynamiques en sensibilité fluctuantes (bruit de reconstruction). Une compensation (biais et gain) permet d'atténuer ces effets délétères.
- (ii) et (iii) Les éléments actifs de l'antenne présentent une directivité marquée (45 degrés) si l'on se restreint au lobe principal d'émission. Ceci s'oppose à l'hypothèse d'une ouverture maximale (180 degrés) de la source. La conséquence est une zone d'inspection circulaire plus réduite (disque de diamètre 83 mm cocentrique à l'antenne). Afin de palier cet inconvénient, il serait possible de prendre en compte l'énergie transmise et reçue à travers les lobes secondaires en appliquant un gain fonction du niveau d'énergie véhiculée. Cependant aujourd'hui, le programme de reconstruction opère sur des fantômes de sein (diamètre maximum 11 cm) relativement petits en regard des dimensions de l'antenne et l'on admet en première approximation que le champ de l'antenne est relativement homogène.

Prétraitement des signaux par compression d'impulsion

Sommaire

5.1	Principe de la compression d'impulsion	63
5.2	Compression par modulation de fréquence	66
5.2.1	Définition	66
5.2.2	Applications numériques	67
5.3	Compression par séquences pseudo-aléatoires	71
5.3.1	Définition	71
5.3.2	Applications numériques	75
5.4	Émission de signaux codés avec ANAIS	77
5.4.1	Transmission électronique	77
5.4.2	Transmission électroacoustique	80
5.5	Compression sur signaux expérimentaux	82
5.5.1	Rétrodiffusion sur un fil avec l'élément 511	82
5.5.2	Étude statistique en rétrodiffusion sur l'antenne	84
5.5.3	Résumé et discussion	86
5.6	Conclusion	87

La compression d'impulsion est une technique de traitement du signal utilisée dans le domaine radar [Cook 1967] et sonar afin d'augmenter à la fois la résolution en distance de la mesure et le rapport signal sur bruit. À l'origine, la compression temporelle a été développée pour accroître l'énergie de l'impulsion transmise. L'idée générale consiste à émettre une impulsion longue¹ de puissance faible ou modérée, afin de conserver une énergie suffisante en réception, sans pour autant sacrifier la résolution offerte par une impulsion courte d'énergie équivalente.

Dans les années 90, cette technique a été introduite dans le domaine de l'imagerie ultrasonore. [O'Donnell 1992, Haider 1998, Misaridis 2000, Misaridis 2005a, Misaridis 2005b, Misaridis 2005c, Nowicki 2003, Nowicki 2007a, Sun 2006, Behar 2004, Pollakowski 1994, Cowell 2008]. Le principal intérêt pour l'imagerie médicale ultrasonore est la capacité de la méthode à améliorer le rapport signal sur bruit sans augmenter, pour des raisons d'inocuité, le niveau de pression du champ acoustique.

L'atténuation dans les tissus engendre une diminution de l'amplitude du champ transmis au fur et à mesure de la propagation, telle que :

$$P(x) = P(0) e^{-\alpha x} \quad (5.1)$$

1. Ici, les impulsions utilisées avec les méthodes de la compression d'impulsion ont une durée supérieure à 3 μs , environ dix périodes. Cette durée est longue en comparaison avec une impulsion standard résultant d'une excitation de type Dirac (créneau) où la durée est inférieure, ou , de l'ordre de 1 μs , soit environ trois périodes.

où P est la pression acoustique, α le coefficient d'atténuation et x la distance de propagation. Selon la valeur de α , ce phénomène peut empêcher l'inspection de régions d'intérêt profondes.

L'augmentation de l'intensité de l'onde peut être un moyen pour compenser la perte par atténuation. Cependant les systèmes électroacoustiques sont réglementés par différents indices tels que l'*indice thermique*² (TI), l'*indice mécanique*³ (MI) et l'ISPTA⁴.

Une étude [O'Donnell 1992] a montré que l'énergie transmise peut être augmentée de 15 à 20 dB en utilisant une onde codée sans atteindre les limites d'intensité réglementaires ; il en résulte une pénétration plus accrue. Une autre étude effectuée par [Misaridis 2000] sur des mesures en rétrodiffusion à 4 MHz a permis une amélioration significative du rapport signal sur bruit (de 12 à 17 dB) sur des cibles placées à 10 cm de profondeur.

Le principe de la compression d'impulsion est rattaché au principe d'incertitude d'Heisenberg qui stipule que la résolution temporelle est inversement proportionnelle à la largeur de bande de la chaîne d'acquisition considérée. L'idée est d'émettre sur des temps longs (à faible puissance) des signaux dont la largeur de bande est maximale (au regard de la bande passante électroacoustique). Par corrélation, la détection de la séquence ultrasonore transmise est résolue en temps, d'où la dénomination "compression". Une opération de filtrage du champ enregistré (réfléchi ou transmis) permet de réaliser la compression du signal en détectant une signature reconnaissable à l'aide du filtre adapté. Cette technique permet d'obtenir une résolution temporelle satisfaisante (2-3 longueurs d'onde). Des résultats [Haider 1998] ont montré que la résolution spatiale obtenue dans le cas d'une imagerie échographique *in vivo* d'un foie à 3 MHz était comparable à la résolution obtenue en utilisant un échographe conventionnel transmettant une impulsion standard.

Les systèmes réalisant cette compression sont plus complexes et plus coûteux que les systèmes impulsions traditionnels. Ceci est principalement dû au générateur d'onde codée qui comprend un contrôleur numérique, un convertisseur numérique/analogique rapide et un amplificateur large bande. L'électronique ANAIS permet de générer ces signaux codés (*c.f.* sous-section 3.1.4). On note que pour réaliser une imagerie temps-réel certains systèmes [Misaridis 2005c, Cowell 2008] se sont dotés d'une électronique réalisant la compression directement après la conversion numérique du signal. Dans le cadre de notre étude la compression est effectuée en pré-traitement après enregistrement des séquences ultrasonores.

Intérêt pour la tomographie ultrasonore et objectifs :

La reconstruction d'image tomographique requiert des systèmes électroacoustiques dédiés pouvant fournir une large ouverture de champ. Cette caractéristique diffère des systèmes échographiques conventionnels qui opèrent par focalisation et formation de voies. À l'inverse la tomographie exploite des ondes cylindriques transmises par des sources "quasi-linéiques". En pratique, pour obtenir une large ouverture angulaire, la surface active des transducteurs doit être petite par rapport à la longueur d'onde. Or une petite surface active ne permet pas de transmettre une pression acoustique suffisante (rapport signal sur bruit minimum) lorsque l'on travaille sur des objets à faible contraste d'impédance (tissus mous) sur des profondeurs d'inspection relativement grandes (~ 10 cm) avec une atténuation non-négligeable (~ 0.5 dB.cm⁻¹.MHz⁻¹). Dans le but d'obtenir un bon rapport signal sur bruit tout en utilisant des transducteurs "linéiques", il est envisagé d'utiliser la compression d'impulsion.

2. Un indice thermique égal à 1 indique les conditions dans lesquelles l'augmentation de température serait susceptible d'être 1°C.

3. L'indice mécanique donne une estimation du risque des effets non thermiques (cavitation et streaming).

4. ISPTA (en anglais *spatial peak-temporal average intensity* est l'intensité maximale à l'intérieur du faisceau moyennée sur la période de répétition des impulsions transmises. ISPTA correspond à une quantification de la chaleur délivrée à un tissu par les radiations acoustiques. Pour les systèmes à ultrasons (diagnostique ou thérapeutique), l'ISPTA doit être inférieur à 720 mW.cm⁻².

On espère ainsi améliorer le contraste des images produites avec le système (*c.f.* chapitre 8).

Cette technique est introduite dans la section 5.1. La section 5.2 présente les excitations employées et les résultats numériques obtenus. L'évaluation de la synthèse des excitations en sortie du système de génération (US-Box) et l'étude des champs transmis en cuve sont détaillées dans la section 5.4. Finalement, dans la section 5.5 les compressions obtenues avec le système sur des signaux en rétrodiffusion sont présentées.

5.1 Principe de la compression d'impulsion

La forme d'onde codée utilisée est une fonction réelle de \mathbb{R}^+ , elle sera notée $s(t)$. Cette excitation, longue en comparaison d'une impulsion conventionnelle, présente une signature permettant de la détecter à l'aide d'un filtre adapté : le *filtre de compression*.

Les effets de la chaîne d'acquisition

À la traversée de la chaîne d'acquisition, le signal perçu $u(t)$ a subi différentes altérations (figure 5.1). On définit ci-après les composants de la chaîne d'émission/réception. La réponse impulsionnelle électroacoustique d'émission comprenant le circuit d'émission et l'élément émetteur est notée $h_e(t)$; la réponse impulsionnelle électroacoustique de réception (comprennant le circuit de réception et l'élément récepteur) est notée $h_r(t)$; la réponse impulsionnelle du milieu de propagation (composé du fluide de couplage et de l'objet) est notée $h_m(t)$. L'expression du signal enregistré en sortie de chaîne $u(t)$ est définie par :

$$u(t) = s(t) * h_e(t) * h_m(t) * h_r(t) \quad (5.2)$$

où $*$ symbolise le produit de convolution. On rassemble les réponses impulsionnelles $h_e(t)$ et $h_r(t)$ et définissons la *réponse impulsionnelle électroacoustique* notée $h_{e,r}(t)$:

$$h_{e,r}(t) = h_e(t) * h_r(t) \quad (5.3)$$

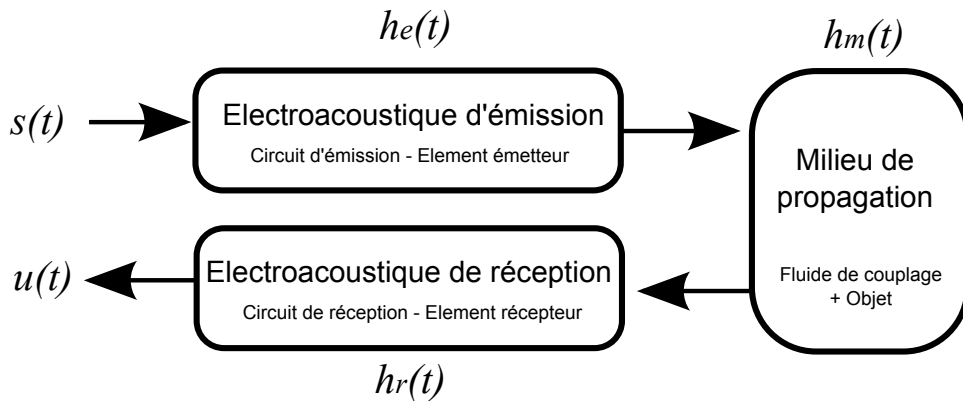


FIGURE 5.1 – Diagramme de la chaîne d'acquisition.

La réponse électroacoustique $h_{e,r}$

La réponse impulsionnelle électroacoustique a été enregistrée en rétrodiffusion sur un dioptre parfaitement réfléchissant avec l'élément numéro 511. Pour obtenir cette réponse, l'antenne ANAïs a été placée en position verticale ($\varphi = 0$ degré). Le niveau de l'eau se situe à la distance de 10 centimètres entre l'élément et le dioptre eau/air⁵ dont le coefficient de réflexion énergétique⁶ vaut 0.9858 (soit -0.06 dB). Le banc N°3 a été utilisé pour transmettre une impulsion large bande avec l'électronique ANAïs. Si l'on néglige l'effet induit par la propagation de l'onde dans l'eau ($h_m(t) = \delta(t)$) alors le signal enregistré correspond à la réponse électroacoustique du système (transducteur 511); celle-ci est illustrée sur la figure 5.2. On constate que le filtre a une largeur de bande à -6 dB de 2.18 MHz. Le poids des fréquences est inégal sur cette bande : amplification notable des hautes fréquences.

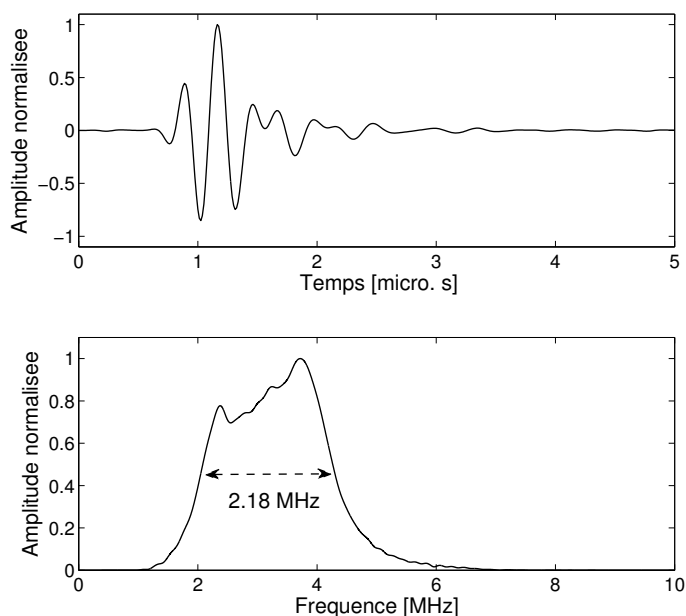


FIGURE 5.2 – Représentations temporelle et fréquentielle de la réponse impulsionnelle du filtre électroacoustique, $h_{e,r}$, dans le cas où l'élément n° 511 joue à la fois le rôle d'émetteur et de récepteur.

L'opération de compression

En général [Misaridis 2000, Nowicki 2003] le filtre de compression employé a pour réponse impulsionnelle l'excitation codée renversée temporellement. La réponse impulsionnelle $h^C(t)$ du filtre s'écrit alors :

$$h^C(t) = s(-t) \quad (5.4)$$

5. $Z_{eau} = 1.4833$ MRayls et $Z_{air} = 413.5$ MRayls à 20°C .

6. Définition du coefficient de réflexion énergétique noté R : on considère un dioptre séparant deux milieux d'impédance acoustique Z_1 et Z_2 . R est la fraction de l'énergie portée par l'onde incidente énergie qui est réfléchi vers le milieu 1 : $R = \left(\frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}\right)^2$; et en décibel : $R_{dB} = 10 \log R$

L'opération de compression conduit à :

$$\begin{aligned}\gamma(\tau) &= u(t) * h^C(t) \\ &= u(t) * s(-t) \\ &= R_{ss}(\tau) * h_{e,r}(t) * h_m(t)\end{aligned}\tag{5.5}$$

L'expression 5.5 correspond à l'autocorrélation de l'excitation $s(t)$ convoluée par les réponses de la chaîne d'acquisition et du milieu de propagation. Dans un contexte idéalisé, la corrélation R_{ss} serait la fonction de Dirac $\delta(t)$. En pratique, $s(t)$ est un signal à bande limitée et R_{ss} est de support temporel non nul. En pratique la corrélation $\gamma(\tau)$ obtenue est la fonction R_{ss} altérée par la chaîne électroacoustique et par la propagation de l'onde dans le milieu investigué.

Paramètres de résolution temporelle

Le vocabulaire permettant de décrire la compression d'impulsion est ici donné. L'allure temporelle d'une fonction d'autocorrélation est utilisée en exemple pour définir les termes employés par la suite.

L'analyse des propriétés de compression est faite sur la valeur absolue de la transformée de Hilbert ⁷, qualifiée aussi par le terme d'*enveloppe* du signal comprimé. L'enveloppe intègre les modulations de la compression et permet une caractérisation plus aisée. La fonction

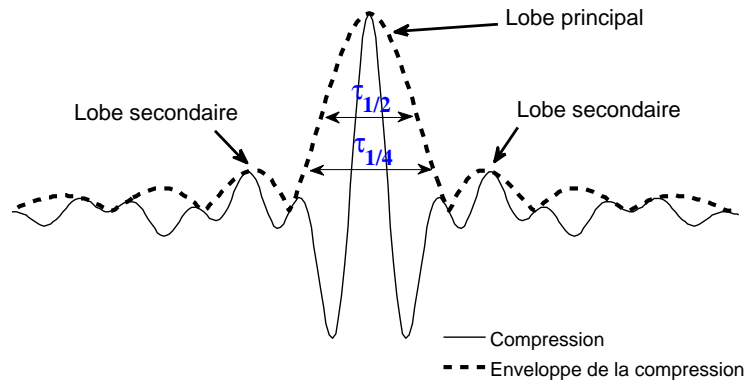


FIGURE 5.3 – Schéma d'une compression et de sa transformée de Hilbert (enveloppe).

d'autocorrélation et son enveloppe sont des fonctions paires. L'enveloppe possède un lobe principal et plusieurs lobes secondaires d'amplitude décroissante de part et d'autre du lobe principal. La figure 5.3 illustre une autocorrélation et son enveloppe avec les termes employés pour leur description.

Une grande étendue des lobes secondaires n'est pas souhaitable et peut entraîner un recouvrement de l'information temporelle recherchée. Par exemple la détection des temps d'arrivée peut être biaisée dans le cas de deux échos proches. L'importance du lobe secondaire est quantifiée par le rapport de l'amplitude du lobe principal sur l'amplitude du

7. L'algorithme de reconstruction tomographique utilise des signaux radio-fréquences issus de l'acquisition de données. Généralement dans la littérature les signaux comprimés sont modifiés par la valeur absolue de la transformée de Hilbert pour en obtenir l'enveloppe. Les compressions réalisées dans ce travail sont comparées et caractérisées avec des critères sur l'enveloppe. Les reconstructions d'image utilisent les compressions brutes.

lobe secondaire (*RLPS*) :

$$RLPS = \frac{\text{Max}\{\text{Lobe principal}\}}{\text{Max}\{\text{Lobe secondaire}\}}$$

Dans la suite du chapitre, deux attributs temporels sont utilisés : la largeur à mi-hauteur de l'enveloppe (largeur du lobe principal) est notée $\tau_{1/2}$, et la largeur au quart de la hauteur est notée $\tau_{1/4}$ (voire sur le schéma 5.3). Ces deux paramètres sont des outils d'analyse de la finesse temporelle de la compression.

5.2 Compression par modulation de fréquence

Deux formes d'onde favorisant une compression d'impulsion piquée ont été retenues : le *chirp* et les *codes complémentaires de Golay*. Cette section qualifie leurs propriétés au travers de résultats numériques.

5.2.1 Définition

Parmi les excitations codées les plus employées pour réaliser une compression d'impulsion, le chirp est l'élément de prédilection. Un chirp est une fonction pseudo-périodique modulée en fréquence autour d'une fréquence centrale. Nous employons ici un chirp modulé linéairement dans le sens des fréquences croissantes.

$$c(t) = \sin(2\pi f_1 t + \pi k_0 t^2) \quad \text{avec} \quad k_0 = \frac{f_2 - f_1}{t_p} \quad (5.6)$$

où f_1 et f_2 sont respectivement les fréquences initiale et finale de la modulation égales à 1.42 MHz et à 4.59 MHz (respectivement), définissant une bande passante à -6 dB de 3.17 MHz. La durée du chirp, t_p , est égale à $10 \mu\text{s}$. k_0 est l'étendue de balayage en fréquence par unité de temps (vitesse du balayage fréquentiel).

L'apodisation de l'excitation et du filtre de compression est utile pour réduire l'importance des lobes secondaires et le phénomène de Gibbs (sur le spectre). Une étude expérimentale sur la compression d'impulsion employant des chirps linéaires centrés sur 4 MHz et sur 8 MHz préconise l'utilisation de la fenêtre de Lanczos [Behar 2004]. La fonction de Lanczos, $W_{Lanczos}(k)$, est définie par l'expression suivante :

$$W_{Lanczos}(k) = \begin{cases} g(m+3-k), & k = 2, \dots, m+2 \\ 1, & k = m+3, \dots, M-m-2 \\ g(k-M+m+2), & k = M-m-1, \dots, M-1 \end{cases} \quad (5.7)$$

et

$$g(i) = \frac{\sin\left(\frac{\pi i}{m+2}\right)}{\frac{\pi i}{m+2}}, \quad i = 1, \dots, m+1$$

et

$$W_{Lanczos}(1) = W_{Lanczos}(M) = 0$$

où k est l'indice de l'échantillon de la fenêtre, M le nombre total d'échantillons de la fenêtre égale à la longueur du signal codé, m le nombre d'échantillons qui détermine la longueur de l'apodisation. À une fréquence d'échantillonnage de 80 MHz, le chirp numérique de durée $10 \mu\text{s}$ est défini sur $M = 800$ échantillons et le paramètre m a été fixé à 150 échantillons.

Un chirp modulé en amplitude par une fenêtre d'apodisation est appelé un *pseudo-chirp*, il est défini par le produit de la fonction chirp et de la fenêtre de Lanczos :

$$c_W(t) = W_{Lanczos}(t) \times \sin(2\pi f_1 t + \pi k_0 t^2) \quad (5.8)$$

Le chirp $c(t)$ et le pseudo-chirp $c_W(t)$ sont représentés sur la figure 5.4 ainsi que les spectres correspondants. La bande passante du pseudo-chirp est 2.6 MHz. Le fenêtrage agit sur le chirp comme une opération de filtrage passe-bande; le poids des fréquences de début et de fin est diminué. Les irrégularités du spectres de $c(t)$ sont réduites et les composantes spectrales inscrites dans la bande apparaissent plus homogènes.

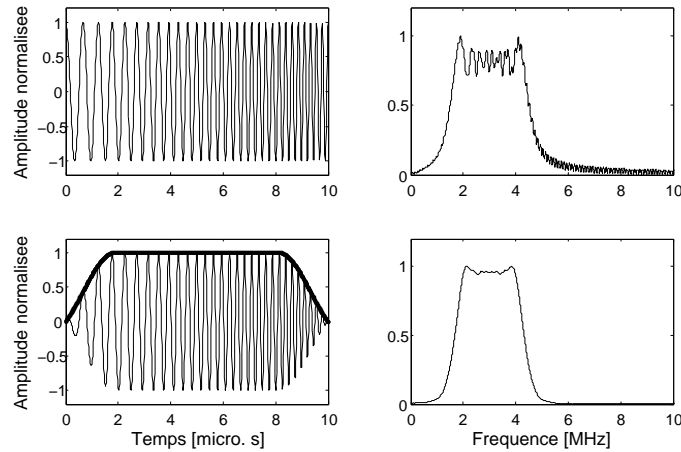


FIGURE 5.4 – Le chirp (en haut) et le pseudo-chirp fenêtré (en bas) et leur représentation fréquentielle (à droite). La fenêtre de Lanczos est représentée par un trait épais sur la figure du pseudo-chirp.

5.2.2 Applications numériques

La compression d'impulsion avec un pseudo-chirp est évaluée. Dans un cadre numérique, il est toujours intéressant de constater le résultat optimal escompté, même si en pratique des dégradations apparaissent. Dans un premier paragraphe nous observerons l'effet obtenu sur la compression avec et sans l'application de la fenêtre de Lanczos $W(t)$. Dans le second paragraphe la réponse électroacoustique est ajoutée pour déterminer les attributs de résolution temporelle $\tau_{1/2}$ et $\tau_{1/4}$.

Sans filtrage électroacoustique

La figure 5.5 illustre les compressions du chirp $c(t)$ et du pseudo-chirp $c_W(t)$ obtenues en calculant les autocorrélations : R_{cc} et $R_{c_W c_W}$. Les valeurs estimées de $\tau_{1/2}$ et $\tau_{1/4}$ sont respectivement 0.39 et 0.50 μs pour R_{cc} , et 0.48 et 0.63 μs pour $R_{c_W c_W}$. L'amplitude des lobes secondaires de $R_{c_W c_W}$ est inférieure à celle de R_{cc} ; le calcul de *RLPS* donne 5.26 et 4.76, respectivement. De plus il est à noter que le fenêtrage favorise une décroissance plus rapide des lobes secondaires : on relève entre les temps 0.5 μs et 1.7 μs une pente de $-0.87/\text{décade}$ pour pseudo-chirp et une pente de $-0.53/\text{décade}$ pour le chirp. Les bandes passantes à -6 dB sont égales à 2.71 MHz et 2.35 MHz respectivement pour le chirp et le pseudo-chirp.

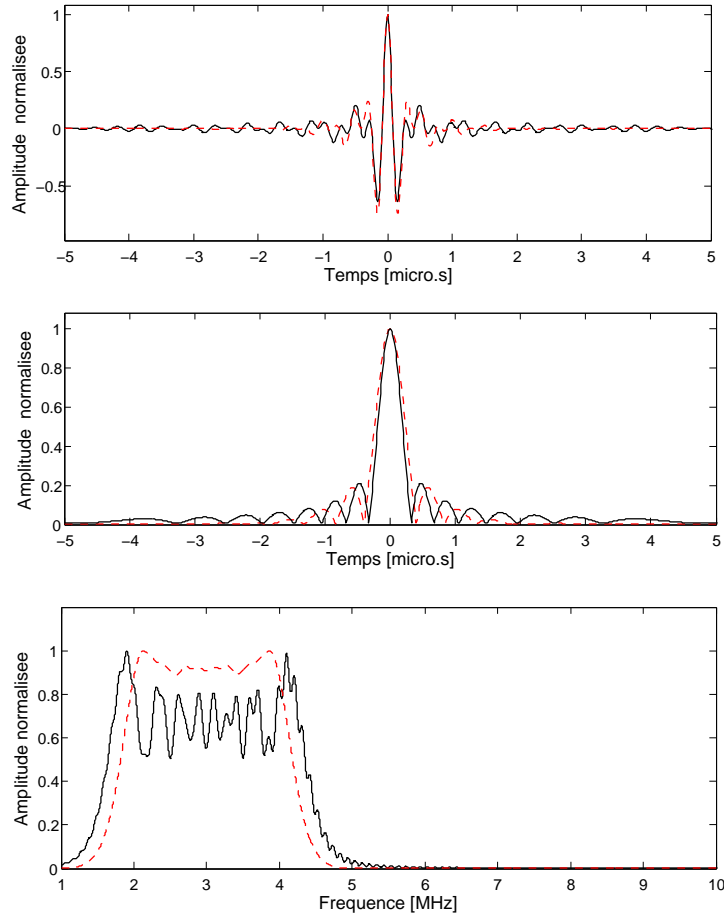


FIGURE 5.5 – Représentation des autocorrélations R_{cc} (trait plein noir) et $R_{c_Wc_W}$ (pointillé rouge) correspondant respectivement au chirp et au pseudo-chirp. De haut en bas, la représentation temporelle des autocorrélations, puis l’enveloppe des autocorrélations et les représentations fréquentielles correspondantes.

Du point de vue de la résolution temporelle, nous constatons un meilleur résultat avec l’emploi du chirp $c(t)$. Le chirp possède une largeur de bande plus importante en comparaison du pseudo-chirp $c_W(t)$. Comme attendu, le fenêtrage induit une réduction la bande passante par rapport au chirp initial. La finesse du lobe principal de la compression varie de manière inverse à la largeur de bande des signaux.

Deux aspects importants de la compression s’opposent ; d’un côté la finesse du lobe obtenu avec chirp, et de l’autre l’amplitude moindre des lobes secondaires obtenue avec le pseudo-chirp. En choisissant le pseudo-chirp $c_W(t)$ pour la suite des études, nous faisons prévaloir le niveau (moindre) des lobes secondaires sur la résolution temporelle. Autrement-dit, ce choix implique une préférence dans l’amélioration du contraste des images plutôt que dans la résolution de celle-ci. Néanmoins les écarts de résolution temporelle entre les deux compressions sont relativement faibles (de l’ordre de $0.1 \mu s$).

Ainsi avec le pseudo-chirp $c_W(t)$, les valeurs optimales pour les paramètres $\tau_{1/2}$ et $\tau_{1/4}$ sont respectivement de 0.48 et $0.63 \mu s$. Pour une célérité des ultrasons égale à $1485 m/s$, la durée d’une période à 3 MHz (T_0) est de $0.34 \mu s$. La largeur à mi-hauteur du lobe principal

de l'enveloppe est alors environ égale à $\frac{3}{2}T_0$.

Avec filtrage électroacoustique

L'effet de la chaîne d'acquisitions est ajouté au traitement dans le but d'évaluer l'influence de la fonction de transfert électroacoustique. Si l'on considère une cible parfaitement réfléchissante et une propagation non-dissipative (eau), l'effet du filtre électroacoustique sur le signal enregistré s'écrit :

$$u_{er}(t) = c_W(t) * h_{e,r}(t) \quad (5.9)$$

La figure 5.6 décrit les représentations temporelles et fréquentielles de $u_{er}(t)$. Le passage à travers le filtre électroacoustique $h_{e,r}(t)$ introduit des variations d'amplitude (amplification des hautes fréquences) et la largeur de bande est diminuée (2.06 MHz).

La compression d'impulsion du pseudo-chirp filtré par la chaîne électroacoustique est réalisée selon la formule (5.9). L'intercorrélation correspondante est représentée sur la figure 5.7; $RLPS$ est égale à 3.21, les valeurs de $\tau_{1/2}$, $\tau_{1/4}$ et de la bande passante sont respectivement $0.55 \mu s$, $1.15 \mu s$ et 2.02 MHz.

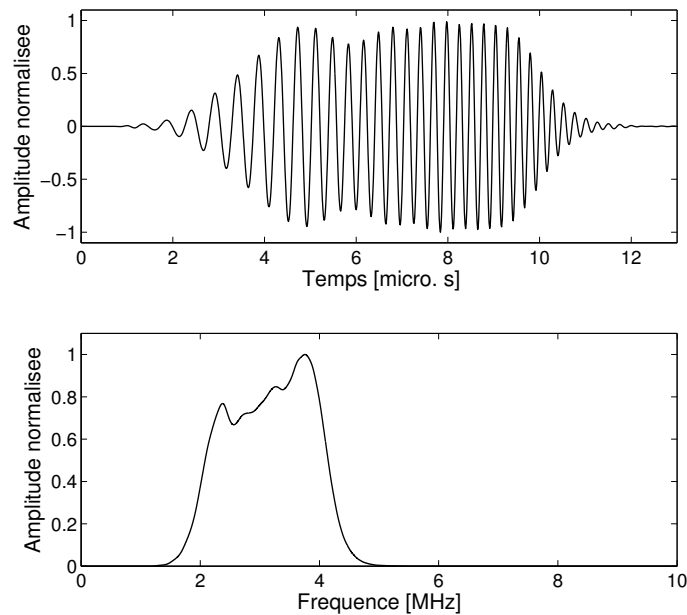


FIGURE 5.6 – Le pseudo-chirp en sortie du filtre électroacoustique et sa représentation fréquentielle.

Résumé et Discussion

Le fenêtrage employé permet de diminuer l'amplitude des lobes secondaires et de favoriser une décroissance rapide de ceux-ci en comparaison d'un chirp non fenêtré. Les propriétés de compression du pseudo-chirp sont résumées dans le tableau 5.1.

La résolution temporelle calculée à partir du paramètre $\tau_{1/2}$ est :

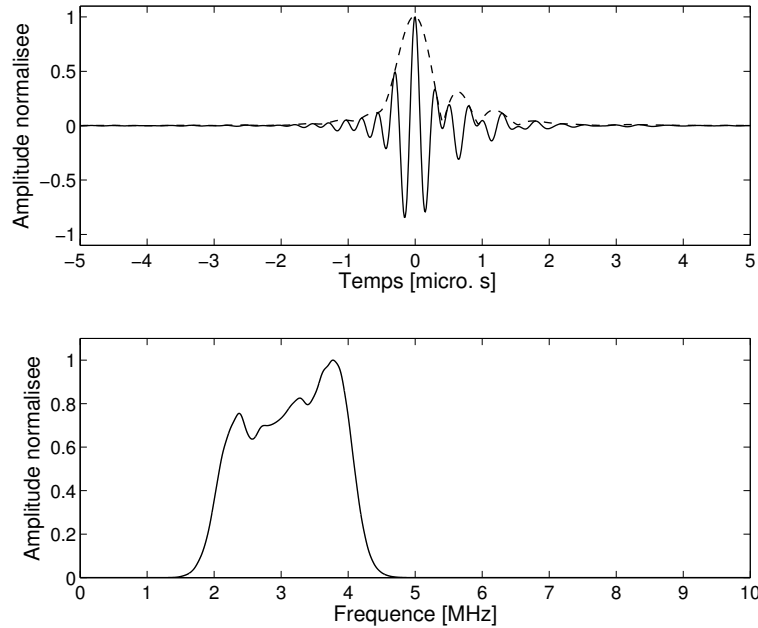


FIGURE 5.7 – Le pseudo-chirp comprimé (trait plein noir) et son l'enveloppe (traits pointillés) ; en bas sa représentation fréquentielle.

TABLE 5.1 – Résumé de l'étude de propriétés de la compression avec le pseudo-chirp.

Compression	$\tau_{1/2}$ [μs]	$\tau_{1/4}$ [μs]	$RLPS$	Δf [MHz]
$R_{c_W c_W}$	0.48	0.63	5.26	2.35
$c_W * h_{er} * h^C$	0.55	1.15	3.21	2.02

- 0.48 μs pour l'autocorrélation du pseudo-chirp ($R_{c_W c_W}$ sans prendre en compte le filtre électroacoustique) ;
- 0.55 μs avec l'ajout des effets de filtrage électroacoustique.

L'application de la réponse électroacoustique $h_{e,r}(t)$ sur l'excitation a un impact significatif sur le signal en sortie du filtre de compression. Le signal filtré $u_{er}(t)$ voit sa largeur de bande diminuer par rapport au pseudo-chirp initial (de 2.6 MHz à 2.06 MHz). La diminution de la largeur de bande induit une résolution temporelle moindre. De même l'amplitude des lobes secondaire est majorée de 38.9%.

Ici on comprend l'importance de la bande passante des transducteurs pour réaliser une compression d'impulsion avec des excitations modulées en fréquence. Plus la bande passante des transducteurs est large plus la compression d'impulsion sera fine. En résumé, la technique introduit des avantages qui sont limités par la réalité physique.

L'évaluation numérique de la méthode avec une excitation modulée en fréquence s'achève. Nous allons étudier numériquement les propriétés des codes complémentaires de Golay.

5.3 Compression par séquences pseudo-aléatoires

Les codes de Golay ont été choisis parce qu'ils permettent de minimiser l'amplitude des lobes secondaires [Zapf 2009] tout en favorisant la dynamique de la compression. Les codes de Golay sont des paires de codes binaires appartenant à une plus grande famille de séquences nommées les paires complémentaires. Celles-ci sont deux séquences de vecteurs à N valeurs dont les fonctions d'autocorrélation possèdent des modulations d'amplitudes égales mais de signes opposées. La somme des deux fonctions d'autocorrélation produit une fonction composite ne comportant plus aucun lobe secondaire.

5.3.1 Définition

Ces codes ont été introduits dans les années soixante par Marcel Golay [Golay 1961]. Une étude des procédés de génération des paires complémentaires a été effectuée dans [Dokovic 1998]. Nous introduisons ici une méthode de calcul utilisée dans [Nowicki 2007a] en vue d'obtenir des séquences complémentaires.

Dans ce but on définit deux variables $a(i)$ et $b(i)$, avec $i \in [1, 2, \dots, n]$, qui sont les éléments de deux séries complémentaires de longueurs n prenant les valeurs $+1$ ou -1 .

$$\begin{aligned} A &= \{a(1), a(2), \dots, a(n)\} \\ B &= \{b(1), b(2), \dots, b(n)\} \end{aligned} \quad (5.10)$$

Soit les fonctions d'autocorrélation n_A et n_B qui correspondent respectivement aux séquences A et B définies par :

$$\begin{aligned} n_A(j) &= \sum_{i=1}^j a(i)a(i+j) \\ n_B(j) &= \sum_{i=1}^j b(i)b(i+j) \end{aligned} \quad (5.11)$$

où $a_j = 0$ si $j \notin [1, 2, \dots, n]$; et $j \in \mathbb{N}$

Pour que ces deux séquences complémentaires constituent une paire de séquences de Golay, la condition suivante doit être satisfaite :

$$n_A(j) + n_B(j) = \begin{cases} 2n, & j = 0 \\ 0, & j \neq 0 \end{cases} \quad (5.12)$$

La somme des deux fonctions d'autocorrélation est égale à $2n$ lorsque $j = 0$, et zéro ailleurs.

Les séquences de Golay peuvent être fabriquées avec cet algorithme récursif. On peut maintenant introduire les vecteurs $a(i)$ et $b(i)$ de deux séquences complémentaires, avec $i \in [0, 1, 2, \dots, 2^n - 1]$. $a(i)$ et $b(i)$ prennent les valeurs $+1$ ou -1 et contiennent 2^n éléments :

$$\begin{aligned} a_0(i) &= \delta_K(i) \\ b_0(i) &= \delta_K(i) \end{aligned} \quad (5.13)$$

$$\begin{aligned} a_n(i) &= a_{n-1}(i) + b_{n-1}(i - 2^{n-1}) \\ b_n(i) &= a_{n-1}(i) - b_{n-1}(i - 2^{n-1}) \end{aligned} \quad (5.14)$$

où $\delta_K(i)$ est la fonction delta de Kronecker.

L'expression 5.14 montre qu'à chaque étape les nouveaux éléments des séquences sont produits par concaténation des éléments $a_n(i)$ et $b_n(i)$ de longueur n . Par exemple si l'on choisit $n = 1$, alors i peut prendre les valeurs 0 et 1.

$$\begin{aligned} a_1(0) &= a_0(0) + b_0(-1) = 1 \\ b_1(0) &= a_0(0) - b_0(-1) = 1 \\ a_1(1) &= a_0(1) + b_0(0) = 1 \\ b_1(1) &= a_0(1) - b_0(0) = -1 \end{aligned}$$

Le résultat final donne deux séquences complémentaires de longueur 2^n :

$$\begin{aligned} a_1 &= \{1, 1\} \\ b_1 &= \{1, -1\} \end{aligned}$$

Les résultats du calcul des séquences complémentaires pour $n = 2, 3, 4$ est présenté ci-dessous :

$$\begin{aligned} a_2 &= \{1, 1, 1, -1\} \\ b_2 &= \{1, 1, -1, 1\} \\ \\ a_3 &= \{1, 1, 1, -1, 1, 1, -1, 1\} \\ b_3 &= \{1, 1, 1, -1, -1, -1, 1, -1\} \\ \\ a_4 &= \{1, 1, 1, -1, 1, 1, -1, 1, 1, 1, -1, -1, -1, 1, -1\} \\ b_4 &= \{1, 1, 1, -1, 1, 1, -1, 1, -1, -1, -1, 1, 1, 1, -1, 1\} \end{aligned}$$

Application à la transmission ultrasonore

La séquence de Golay utilisée pour générer l'excitation n'est pas directement le code bipolaire contenant une suite de -1 et 1 . A chaque valeur du code binaire on attribue une période de sinusoïde à la fréquence centrale f_0 des éléments de l'antenne ($f_0 = 3$ MHz). Le signe de la valeur modifie la phase de la sinusoïde. Pour la valeur -1 , la phase de la fonction sinus prend la valeur π , et pour la valeur 1 , la phase vaut 0 . Le tableau 5.2 résume les différentes paires de code ($A(t), B(t)$) et leurs filtres de compression correspondants ($h_A^C(t), h_B^C(t)$) qui sont leurs versions renversées temporellement :

$$\begin{aligned} h_A^C(t) &= A(-t) \\ h_B^C(t) &= B(-t) \end{aligned} \tag{5.15}$$

Pour notre étude, la séquence de Golay à $n = 4$ a été choisie ; les codes contiennent alors 16 éléments, soit 16 périodes de sinusoïde échantillonnées à 80 MHz, ce qui équivaut à 432 échantillons par code, donnant une durée de $5.38 \mu s$. La figure 5.8 illustre l'excitation $A(t)$ employée.

L'opération de compression consiste en la somme des intercorrélations entre les excitations et leur filtre de compression respectif. Ainsi le signal en sortie du protocole de compression, noté $\gamma_{AB}(\tau)$, s'exprime comme :

$$\gamma_{AB}(\tau) = u_A(t) * h_A^C(t) + u_B(t) * h_B^C(t) \tag{5.16}$$

TABLE 5.2 – Codes complémentaires de Golay de différentes longueurs. A et B sont les signaux codés, h_A^C et h_B^C sont les filtres de compression correspondant.

Longueur du code	A (h_A^C)	B (h_B^C)
2	++ (--)	+– (–+)
4	+++- (-+++)	+-+- (+---)
8	++++-+-+ (+---+---)	++++-+-+ (+---+---)
16	++++-+-+---+ (+---+---+---)	++++-+-+---+ (+---+---+---)

$u_A(t)$ et $u_B(t)$ sont les excitations $A(t)$ et $B(t)$ filtrées par la chaîne d’acquisition. Si l’on ne tient pas compte des effets cette chaîne d’acquisition, alors le signal compressé se limite à l’expression suivante :

$$\gamma_{AB}(\tau) = R_{AA}(\tau) + R_{BB}(\tau) \tag{5.17}$$

Le résultat de l’équation (5.17) est traité dans le paragraphe suivant pour déterminer les possibilités d’emploi des codes de Golay avec le système.

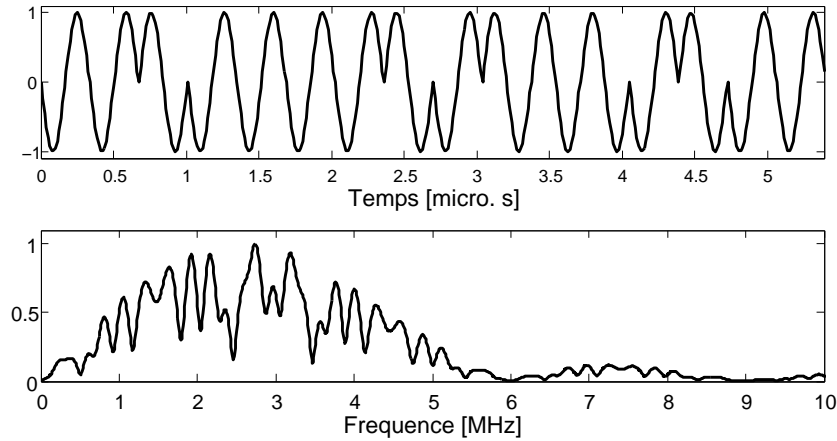
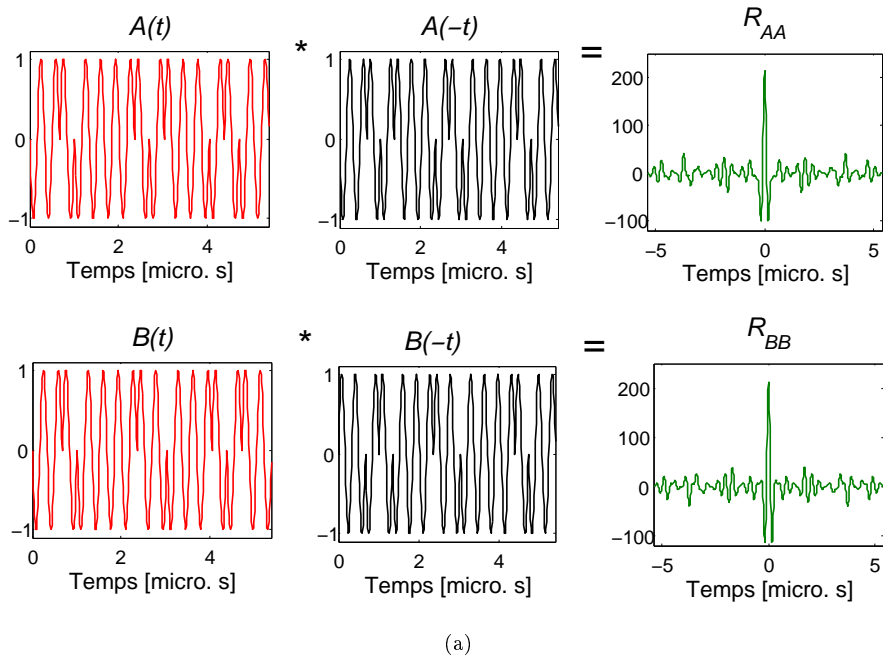
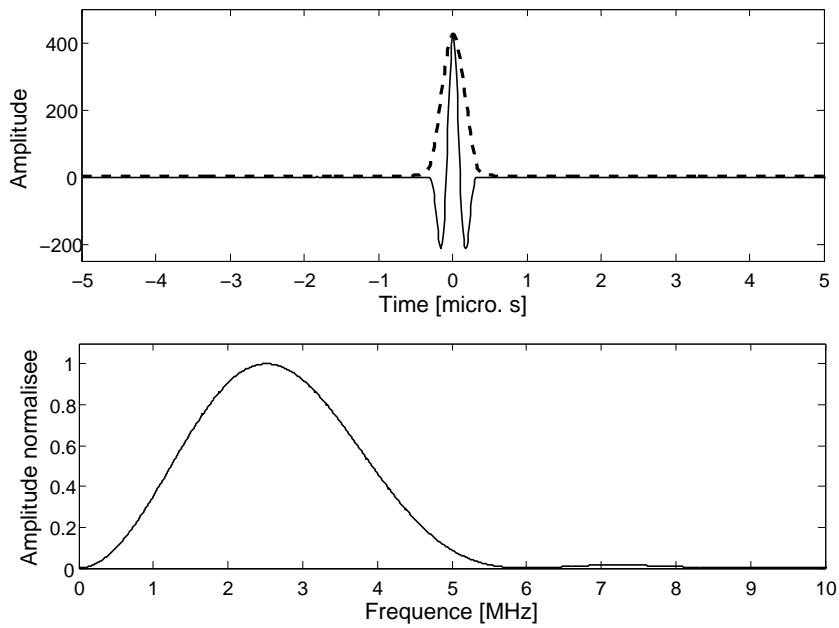


FIGURE 5.8 – Le code de Golay A ($n = 4$).

Remarque Il est à noter que pour utiliser les codes expérimentalement, deux transmissions doivent être réalisées, une pour le code $A(t)$ et l’autre pour le code $B(t)$. La durée de l’acquisition et les capacités de stockage sont alors doublées.



(a)



(b)

FIGURE 5.9 – Représentation du protocole de calcul du signal compressé avec les codes de Golay. (a) Schéma du calcul des autocorrélations avec les représentations graphiques de chacun des membres (en haut pour A , en bas pour B). (b) La somme des autocorrélations donne le signal compressé.

5.3.2 Applications numériques

Sans filtrage électroacoustique

Pour illustrer l'intérêt de la compression d'impulsion avec une paire complémentaire, l'autocorrélation $R_{AA}(\tau)$ entre l'excitation $A(t)$ et son filtre adapté $A(-t)$ et l'autocorrélation $R_{BB}(\tau)$ entre l'excitation $B(t)$ et son filtre adapté $B(-t)$ sont représentées sur la figure 5.9a. Le résultat final qui résulte de la somme de R_{AA} et de R_{BB} est donné en figure 5.9b.

L'enveloppe du signal en sortie du protocole de compression ne présente pas de lobe secondaire. Cette propriété est due aux valeurs prises par les autocorrélations R_{AA} et R_{BB} qui sont exactement de signes opposés à l'extérieur du lobe principal. À l'opposé, les lobes principaux des autocorrélations sont identiques. La somme entraîne l'annulation parfaite à l'extérieur du lobe principal et elle multiplie par deux l'amplitude du lobe principal.

Les valeurs de $\tau_{1/2}$, $\tau_{1/4}$ et de la largeur de bande à -6 dB de la compression réalisée sont respectivement $0.35 \mu s$, $0.49 \mu s$ et 2.69 MHz. Ce résultat n'a qu'une valeur théorique. En pratique, les actions successives de l'électroacoustique et du milieu de propagation estompent notablement les *points de rebroussement* et l'étendue spectrale accessible est nettement réduite. En conséquence, l'aptitude à la compression est pénalisée.

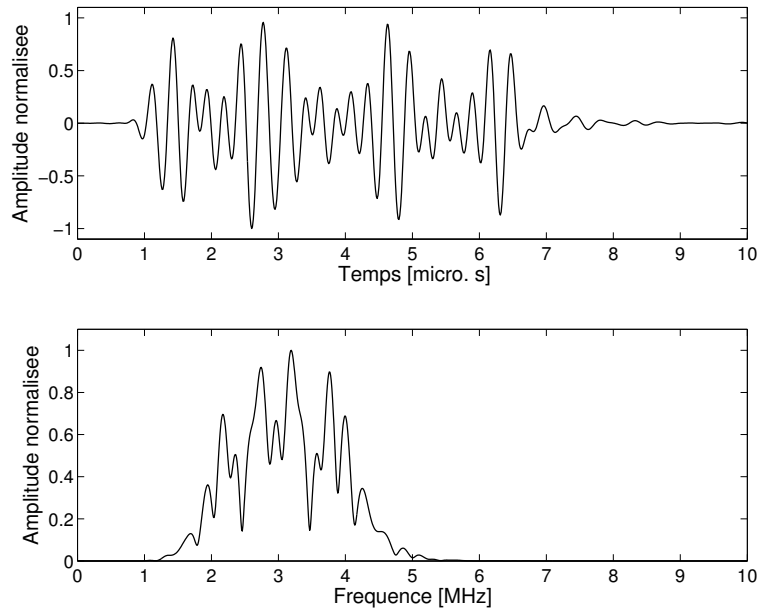


FIGURE 5.10 – Représentation de $A_{er}(t)$ et de sa réponse en fréquence.

Avec filtrage électroacoustique

Observons cette dégradation engendrée par la chaîne électroacoustique. Si l'on considère une acquisition en rétrodiffusion sur un dioptre parfaitement réfléchissant (eau/air) après une propagation non-dissipative (eau), alors les signaux enregistrés correspondent à :

$$\begin{aligned} A_{er}(\tau) &= A(t) * h_{e,r}(t) \\ B_{er}(\tau) &= B(t) * h_{e,r}(t) \end{aligned} \quad (5.18)$$

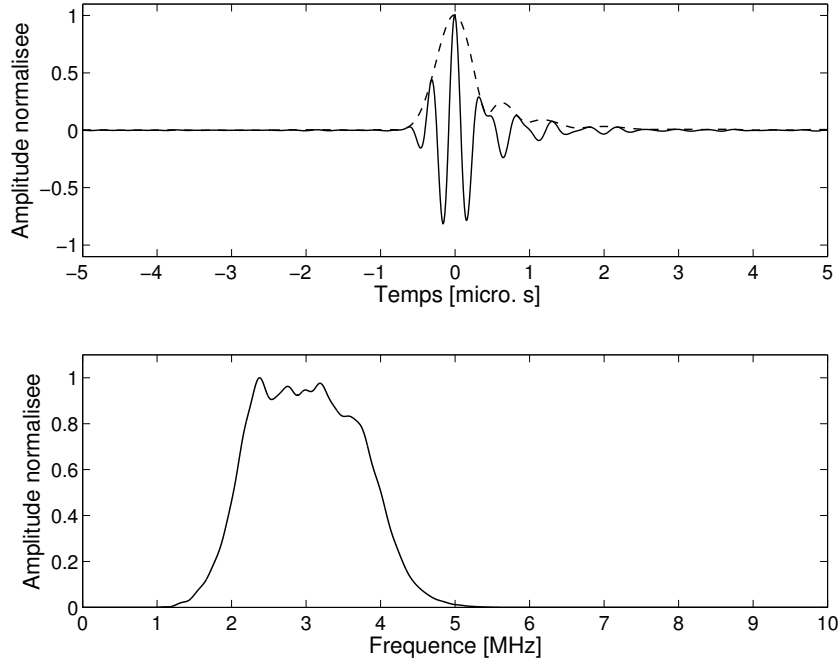


FIGURE 5.11 – Γ_{AB} (trait plein noir) et son l'enveloppe (traits pointillés); en bas, sa représentation fréquentielle.

L'excitation $A(t)$ en sortie du filtre est représentée sur la figure 5.10. Comme redouté son allure temporelle est modifiée; les alternances de phase sont gommées par ce filtrage. La réponse en fréquence voit sa bande passante nettement réduite : on relève une largeur de bande à -6 dB de 1.94 MHz pour le spectre de $A_{er}(t)$.

La procédure de compression s'écrit ainsi :

$$\Gamma_{AB}(\tau) = A_{er}(t) \star h_A^C(t) + B_{er}(t) \star h_B^C(t) \quad (5.19)$$

La compression $\Gamma_{AB}(\tau)$ est représentée sur la figure 5.11 avec l'enveloppe et le spectre correspondant. Les valeurs de $\tau_{1/2}$, $\tau_{1/4}$ et de la bande passante à -6 dB sont respectivement 0.54 μs , 0.75 μs et 1.98 MHz; $RLPS$ est égal à 4.16.

TABLE 5.3 – Résumé de l'étude sur les propriétés de la compression d'impulsion avec les codes de Golay numériques.

Compression	$\tau_{1/2}$ [μs]	$\tau_{1/4}$ [μs]	$RLPS$	Δf [MHz]
γ_{AB}	0.35	0.49	-	2.69
Γ_{AB}	0.54	0.75	4.16	1.98

Résumé et Discussion

Analytiquement les codes de Golay permettent de réaliser une compression d'impulsion extrêmement fine. Le tableau 5.3 rassemble les caractéristiques obtenues dans cette étude numérique. Les résolutions temporelles calculées avec le paramètre $\tau_{1/2}$ sont :

- $0.35 \mu s$ sans prendre en compte le filtre électroacoustique ;
- $0.54 \mu s$ avec l'ajout des effets électroacoustiques et l'utilisation des filtres de compression standard $h_A^C(t)$ et $h_B^C(t)$. Dans le cas du pseudo-chirp, la valeur obtenue est similaire ($0.55 \mu s$).

On note que le paramètre $\tau_{1/4}$ reste petit ($0.75 \mu s$) en comparaison du pseudo-chirp ($1.15 \mu s$).

Le filtre électroacoustique provoque une modification significative des propriétés des codes initiaux. La largeur du spectre de l'excitation $A(t)$ est de 3.33 MHz contre 1.98 MHz pour le spectre de $A_{er}(t)$. Les remarques qui ont été faites pour le pseudo-chirp dans la sous-section 5.2 sont valables pour les codes de Golay : les éléments transducteurs diminuent la résolution de la compression en réalisant un filtrage passe-bande des excitations initiales. Il est à noter que malgré le filtrage électroacoustique, l'enveloppe présente des lobes secondaires réduits ($RLPS = 4.16$, soit -6.19 dB). Ce constat confère un intérêt particulier à cette technique pour une exploitation pratique.

Les sections 5.2 et 5.3 ont posé les bases de la compression d'impulsion appliquée à notre système d'imagerie en évaluant numériquement les possibilités offertes par le pseudo-chirp et les codes de Golay. La section suivante évalue la capacité du générateur de fonction ANAÏS à convertir au mieux les excitations codées en signaux analogiques.

5.4 Émission de signaux codés avec ANAÏS

A priori l'électronique du système ANAÏS — décrite dans la sous-section 3.1.4 — doit permettre la génération de signaux arbitraires codés. Cette nouvelle section s'intéresse à la conversion analogique des signaux codés employés. Les excitations (défini avec le logiciel Matlab[®] avec une fréquence d'échantillonnage de 80 MHz) sont écrites dans un fichier texte. Elles sont transmises au logiciel d'acquisition pour permettre à l'US-Box de réaliser la conversion analogique et la génération du signal électrique. Pratiquement, l'amplitude des excitations est codée sur 3000 niveaux allant de $[-1500, 1500]$. Les valeurs extrêmes de l'intervalle correspondent à la tension maximale pouvant être délivrée par le générateur ($100 V_{pp}$). L'amplitude est limitée à ± 1450 niveaux pour éviter de faire fonctionner l'électronique à pleine puissance ; la tension de sortie du générateur est alors de $96.67 V_{pp}$. Les représentations normalisées des excitations codées et des signaux analogiques générés correspondants sont présentés dans les paragraphes suivants. Les signaux ont été enregistrés avec un oscilloscope Agilent[®] (DSO5014A) à l'aide d'une sonde passive (N2863A, 10 : 1) piquée sur l'une des 32 sorties parallèles de l'US-Box.

5.4.1 Transmission électronique

Impulsion L'impulsion est définie par le produit d'une sinusoïde à 3 MHz et d'une fonction gaussienne étroite pour obtenir une excitation très large bande. La réponse du convertisseur numérique-analogique suit une déviation postérieure à l'impulsion générée (à $t = 0.43 \mu s$) comme l'illustre la figure 5.12. Du point de vue des propriétés temporelles et fréquentielles, le signal généré est similaire à l'excitation initiale. On relève un extremum de tension à -42.98 volts.

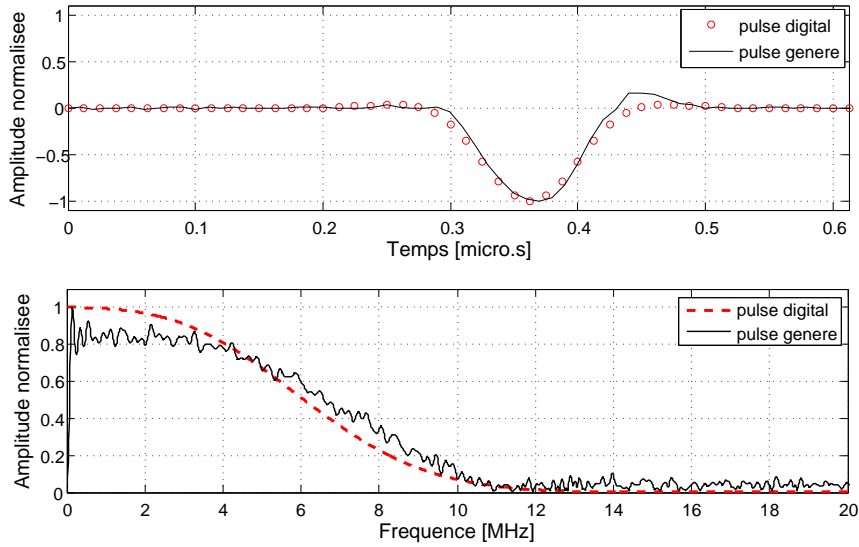


FIGURE 5.12 – L'impulsion numérique et analogique en sortie de l'US-Box, et leur représentation spectrale.

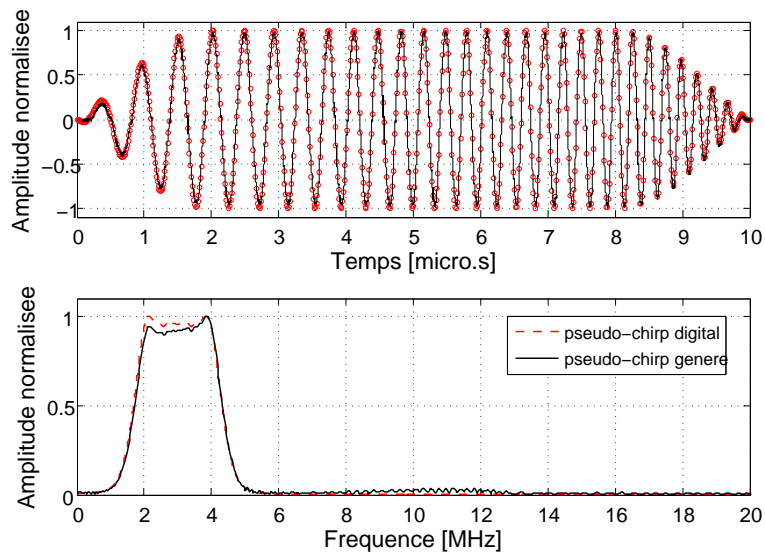


FIGURE 5.13 – Le pseudo-chirp digital et analogique en sortie de l'US-Box, et leur représentation spectrale.

Pseudo-chirp La forme d'onde est construite à partir du produit d'un chirp linéaire (centré sur 3 MHz, une bande de balayage en fréquence de 2.6 MHz, une durée de 10 μ s) et d'une fenêtre de Lanczos avec le paramètre m fixé à 150. Le pseudo-chirp numérique ainsi créé a une largeur de bande à -6 dB de 2.64 MHz (*c.f.* section 5.2.1). Une fois convertie par l'électronique, l'excitation possède une tension de 92.96 V_{pp} en sortie de générateur. L'allure temporelle montre une bonne corrélation entre l'excitation codée et le signal converti (figure 5.13). On relève une largeur de bande à -6 dB de 2.56 MHz. La comparaison des spectres

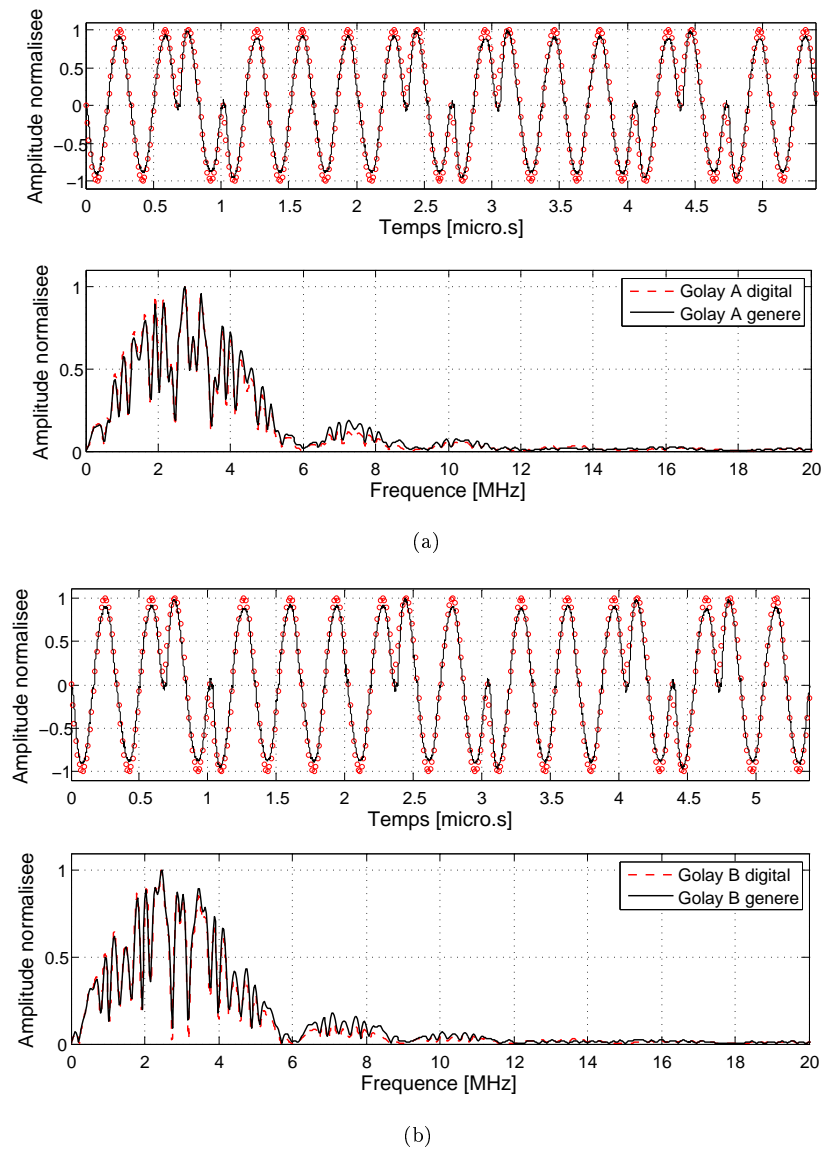


FIGURE 5.14 – Les codes complémentaires de Golay A (a) et B (b) numériques et analogiques en sortie de l'US-Box, et leur représentation spectrale.

révèle une amplification non-linéaire favorisant les hautes fréquences.

Codes de Golay Les signaux générés pour la paire complémentaire sont affichés sur la figure 5.14. On constate des amplitudes maximales variables sur les périodes de sinusoïde à 3 MHz. Les *points de rebroussement* à la jonction d'une période de phase π et $-\pi$ sont difficilement restitués (la déviation à la conversion serait due à la fonction de transfert de la diode au passage par zéro). La tension en sortie de générateur est de $95.69 V_{pp}$ pour le code A et de $95.73 V_{pp}$ pour le code B . La largeur de bande du code A est de 3.57 MHz pour le signal généré et de 3.34 MHz pour l'excitation codée. La largeur de bande du code B est de 3.05 MHz pour le signal généré et 3.28 MHz pour l'excitation codée.

Discussion

Le cas du pulse montre la capacité du générateur à produire des signaux large bande. Néanmoins l'amplification n'est pas homogène en fonction de la fréquence du signal : l'amplitude augmente avec la fréquence instantanée du signal. Ces variations d'amplitude restent faibles comme on peut le voir sur la représentation temporelle du pseudo-chirp. Le rapport signal sur bruit (RSB) du générateur est estimé par la formule suivante :

$$RSB = \frac{\mu_s}{\sigma_b} \quad (5.20)$$

avec μ_s l'extremum du signal utile, et σ_b l'écart-type du bruit⁸. Le RSB obtenu est égal à 122 en utilisant l'enregistrement de l'impulsion en sortie de l'US-Box (figure 5.12). Globalement l'électronique de l'US-Box joue son rôle de manière très efficace avec un niveau de bruit faible.

5.4.2 Transmission électroacoustique

Afin d'étudier l'évolution du champ acoustique au cours de sa propagation en cuve, l'élément 511 est sollicité. La réception est assurée avec un hydrophone (*c.f.* section 4.2) qui capte le champ de pression sur 16 positions le long de l'axe de propagation : de 5 mm à 155 mm avec un pas de 10 mm. Il est à noter que l'étendue des mesures va au delà du rayon de l'antenne ANAïs. L'évolution de la pression acoustique⁹ en fonction de l'éloignement à la source est illustrée sur la figure 5.15 pour les trois signaux considérés (enregistrés à 65 mm).

Globalement l'allure du champ suit la même évolution avec l'éloignement pour les trois signaux : un champ intense qui décroît rapidement aux distances inférieures à 15 mm ; au delà, la pression acoustique décroît de manière plus lente et tend à se stabiliser.

Les valeurs de pression acoustique des excitations codées sont plus élevées par rapport à celle de l'impulsion. Ceci résulte vraisemblablement des effets inertiels de la matière puisque les tensions d'excitation appliquées sont identiques. À 65 mm, par comparaison avec l'impulsion on note une augmentation de l'énergie de 22.84 dB pour le code de Golay (durée 5.38 μs) et de 26.38 dB pour le pseudo-chirp (durée 10 μs). Toujours à 65 mm, on relève 26.03 kPa pour l'impulsion, 80.68 kPa pour le code de Golay et 100.30 kPa pour le pseudo-chirp.

L'utilisation d'excitations longues avec des transducteurs linéiques permet d'améliorer l'énergie acoustique transmise par rapport à une impulsionnelle courte.

8. Le calcul de l'écart-type du bruit est fait sur une portion de l'enregistrement ne comportant pas de signal utile.

9. Les signaux ont été corrigés par rapport à la courbe de sensibilité de l'hydrophone (*c.f.* figure 4.2.1). Les valeurs de pression acoustique sur la figure 5.15(d) ont été calculées avec l'amplitude maximale du spectre des enregistrements radio-fréquences.

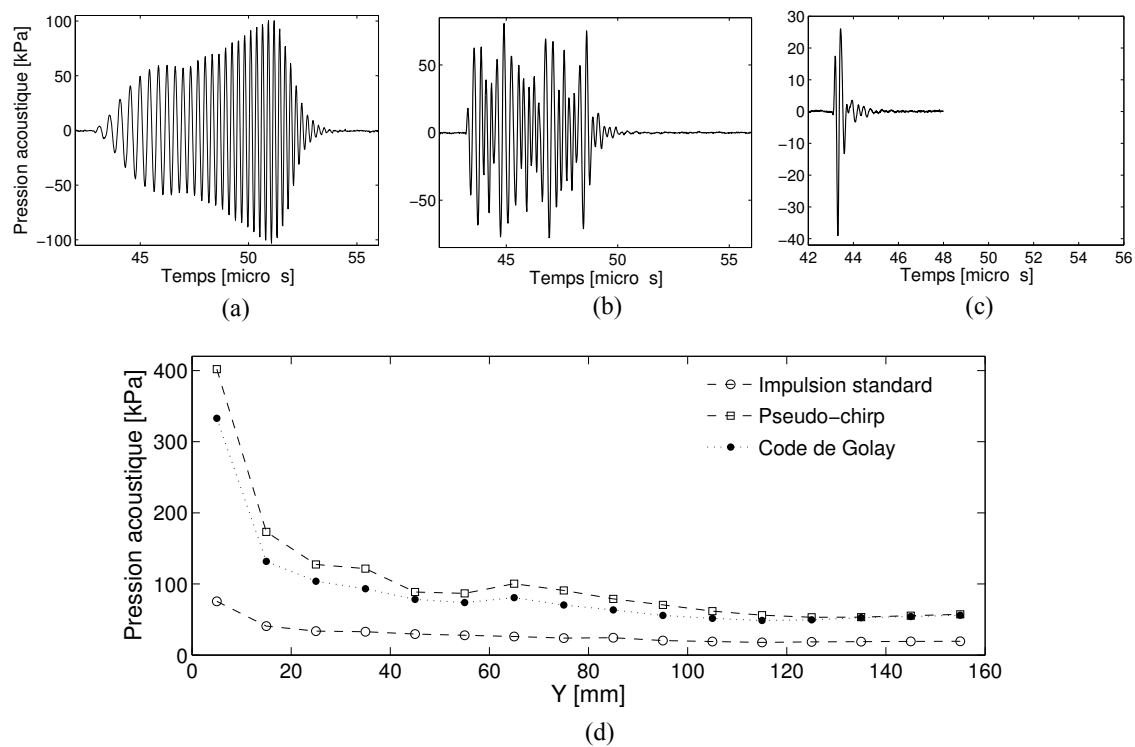


FIGURE 5.15 – Les excitations transmises par l'élément 511 et enregistrées à l'hydrophone à 65 mm de la source : (a) le pseudo-chirp, (b) le code de Golay $A(t)$ et (c) l'impulsion standard. Les courbes de la figure (d) donne l'évolution de la pression acoustique du champ en fonction de l'éloignement à la source.

5.5 Compression sur signaux expérimentaux

Les résultats numériques ont donné une première idée des possibilités offertes par la compression d'impulsion utilisant l'électroacoustique du système ANAÏS. On s'intéresse maintenant à la compression d'impulsion des signaux expérimentaux issus du système ANAÏS. Les compressions réalisées avec les deux excitations sont comparées à l'impulsion illustrée ci-dessus.

Pour une acquisition en rétrodiffusion utilisant 993 éléments parmi les 1024 éléments de l'antenne, nous allons maintenant étudier les résultats en compression sur un objet académique. Un fil en cuivre de diamètre $80 \mu m$ est placé dans la cuve au centre de l'antenne semi-circulaire. Chacune des trois excitations est transmises pour réaliser une acquisition tomographique. Les signaux utilisés sont bruts, c'est-à-dire qu'ils ne subissent aucun filtrage et aucune moyenne.

Dans un premier temps on s'intéresse à un signal issu de la rétrodiffusion enregistrée par l'élément numéro 511. Dans une seconde partie, l'ensemble des 993 signaux est utilisé pour évaluer statistiquement les propriétés sur un ensemble de capteurs dont les fonctions de transfert électroacoustiques ne sont pas homogènes (variabilité des réponses impulsionnelles inter-éléments).

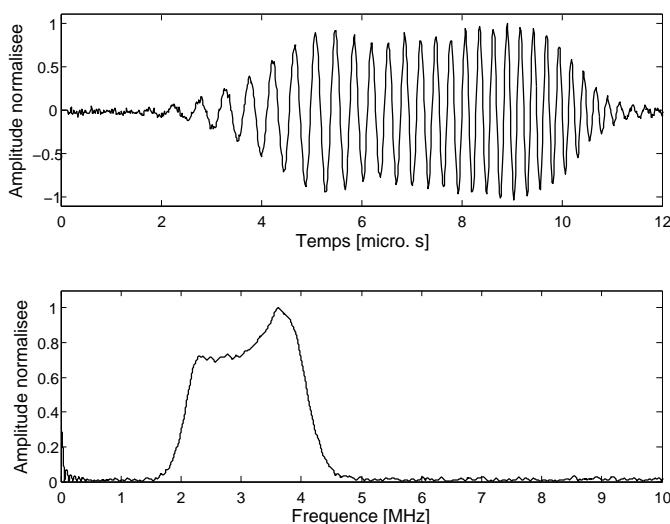


FIGURE 5.16 – Le signal rétrodiffusé correspondant au pseudo-chirp enregistré par l'élément numéro 511.

5.5.1 Rétrodiffusion sur un fil avec l'élément 511

Pseudo-chirp

Le signal sélectionné correspondant à l'élément 511 est illustré sur la figure 5.16. En utilisant la formule (5.20), le rapport signal sur bruit du pseudo-chirp rétrodiffusé est de 49.81 (soit -39 dB).

Le signal en sortie du filtre de compression standard est représenté sur la figure 5.17b. On relève une largeur d'enveloppe à mi-hauteur de $0.56 \mu s$ et une largeur au quart de la hauteur de $1.19 \mu s$. Le $RLPS$ est de 3.17 et la largeur de bande à -6 dB est 1.97 MHz.

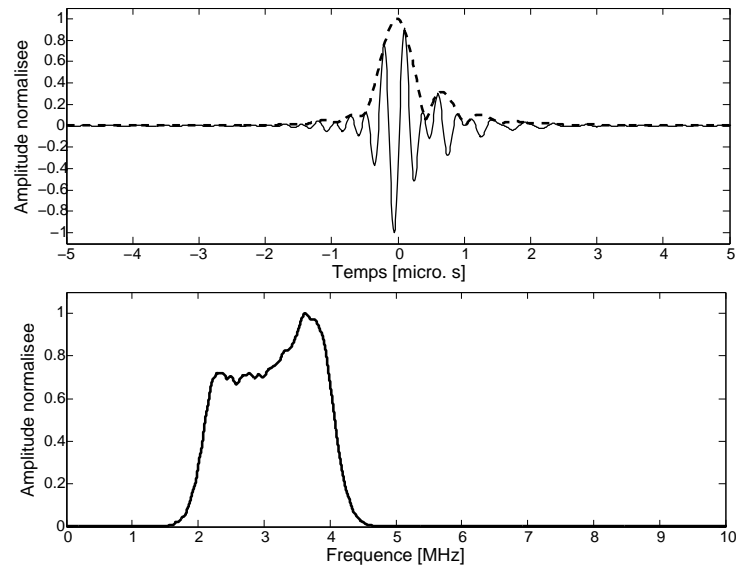


FIGURE 5.17 – Résultat du traitement du pseudo-chirp rétrodiffusé sur un fil avec le filtre de compression standard (trait plein) et son enveloppe (pointillés) ; en dessous le spectre correspondant.

Codes de Golay

Le signal enregistré par l'élément 511 issu de l'excitation $A(t)$ est représenté sur la figure 5.18. Le rapport signal sur bruit correspondant est de 48.16 et de 45.96, respectivement pour le signal rétrodiffusé correspondant à l'excitation A et B , soit environ -38 dB.

Le résultat de la compression avec la méthode de Golay est illustré sur la figure 5.19. La largeur à mi-hauteur de l'enveloppe est $0.55 \mu s$ et la largeur au quart de la hauteur est $0.74 \mu s$. Le $RLPS$ est de 4.13 et la largeur de bande à -6 dB du spectre correspondant vaut 1.88 MHz.

Impulsion standard

Finalement, le signal rétrodiffusé avec l'impulsion standard illustrée sur la figure 5.12. Les conditions d'acquisition sont strictement identiques. Le champ rétrodiffusé est illustré avec son spectre sur la figure 5.20. Le niveau de bruit électronique est relativement élevé : on obtient 14.04 pour le calcul du rapport signal sur bruit. On relève $0.44 \mu s$ et $1.16 \mu s$, respectivement pour les paramètres $\tau_{1/2}$ et $\tau_{1/4}$.

TABLE 5.4 – Propriétés des compressions avec les excitations codées et l'impulsion pour l'élément numéro 511.

Excitation	$\tau_{1/2}$ [μs]	$\tau_{1/4}$ [μs]	SNR	$RLPS$	Δf [MHz]
Pseudo-chirp	0.56	1.19	49.81	3.17	1.97
Codes de Golay	0.55	0.74	~ 47	4.13	1.88
Impulsion	0.44	1.16	14.04	-	2.05

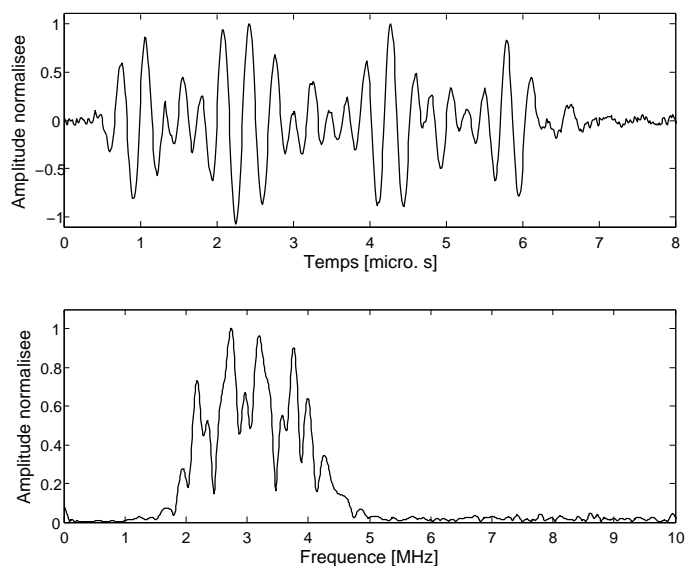


FIGURE 5.18 – Le signal rétrodiffusé correspondant au code de Golay $A(t)$ enregistré par l'élément numéro 511.

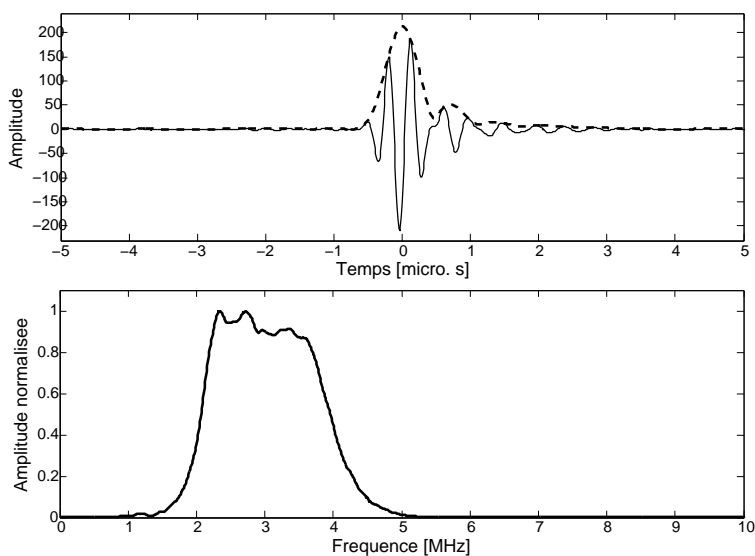


FIGURE 5.19 – Résultat du traitement des codes de Golay rétrodiffusés (trait plein) et son enveloppe (pointillés) ; en dessous le spectre correspondant.

5.5.2 Étude statistique en rétrodiffusion sur l'antenne

Pour conclure cette étude, on applique les développements précédents à un ensemble d'éléments piézoélectriques. Comme il l'a déjà été montré les transducteurs jouent un rôle prépondérant dans le résultat de la compression d'impulsion. Le chapitre 4 a donné des informations sur la variabilité des fonctions de transfert des éléments de l'antenne ANAïs. On cherche ici à déterminer quelle excitation est la plus adaptée pour notre système. En d'autres

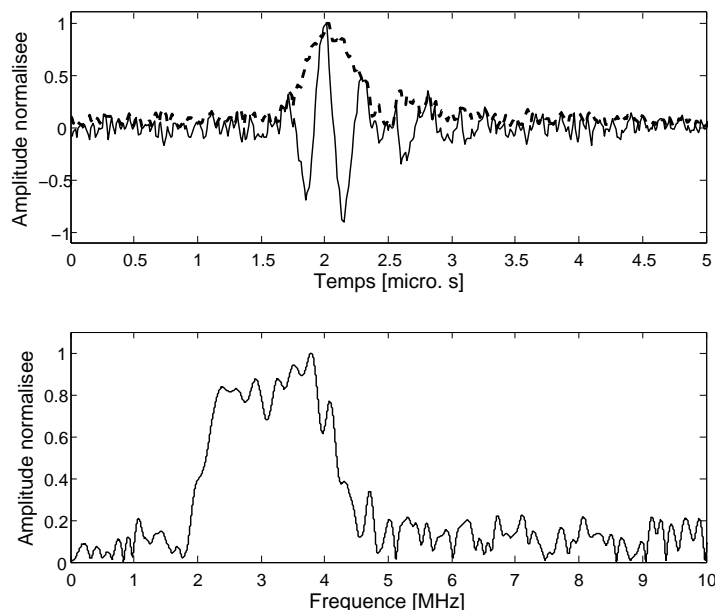


FIGURE 5.20 – La réflexion d’une impulsion sur un fil (trait plein) et son enveloppe (pointillés); le spectre correspondant en dessous.

termes, quelle excitation codée est la moins sensible aux variabilités de l’électroacoustique pour réaliser la technique de compression d’impulsion ?

Pour répondre à cette question une acquisition tomographique sur le fil au centre de l’antenne a été réalisée. L’acquisition consiste en l’enregistrement de 993 rétrodiffusions en utilisant 993 éléments adjacents de l’antenne ANAïs répartis sur un arc de 184.25 degrés.

Chacun des signaux est traité pour calculer les valeurs moyennes de la largeur à mi-hauteur $\langle \tau_{1/2} \rangle$ et de la largeur au quart de la hauteur $\langle \tau_{1/4} \rangle$ de l’enveloppe, mais aussi le rapport signal sur bruit moyen $\langle RSB \rangle$ et l’importance moyenne des lobes secondaires $\langle RLPS \rangle$. Ces valeurs sont données dans le tableau 5.5 avec les écart-types correspondants, notés σ . Les compressions obtenues et les signaux radio-fréquences enregistrés sont illustrés sous la forme de sinogrammes¹⁰ sur la figure 5.21.

TABLE 5.5 – Statistiques sur les propriétés de compressions avec les excitations codées et l’impulsion pour 993 éléments de l’antenne.

	$\langle \tau_{1/2} \rangle$	$\sigma_{1/2}$	$\langle \tau_{1/4} \rangle$	$\sigma_{1/4}$	$\langle SNR \rangle$	$\langle RLPS \rangle$	$\langle \Delta f \rangle$
	[μs]	[μs]	[μs]	[μs]			[MHz]
Pseudo-chirp	0.66	0.02	1.33	0.10	375.36	3.56	1.62
Codes de Golay	0.54	0.02	0.76	0.03	283.60	5.83	1.83
Impulsion	0.50	0.05	0.96	0.17	15.75	–	1.85

10. Représentation des signaux d’une acquisition tomographique. Les signaux sont arrangés par rapport à la position angulaire du capteurs duquel ils sont issus.

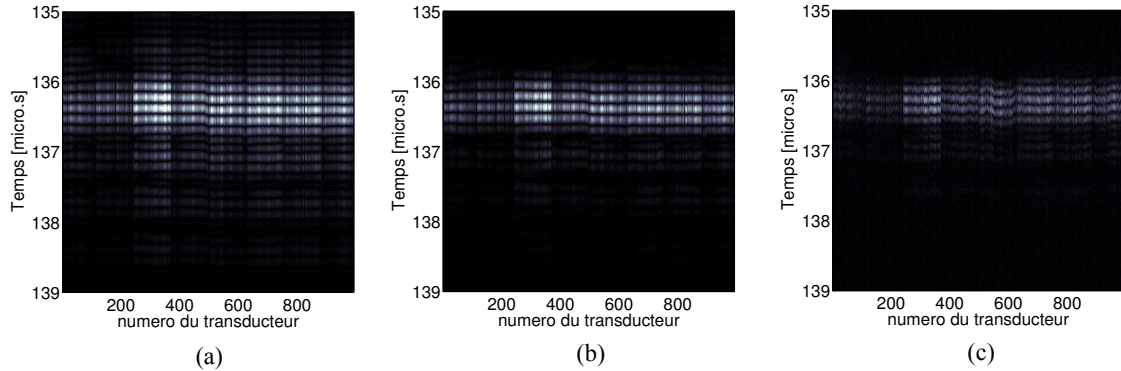


FIGURE 5.21 – Sinogrammes d'un fil au centre de l'antenne pour les données compressées en émettant : un pseudo-chirp (a), les données compressées en émettant les codes de Golay (b) ; les données radio-fréquence brutes en transmettant une impulsion standard (c).

5.5.3 Résumé et discussion

Cette étude expérimentale est basée sur l'exploitation du signal rétrodiffusé par un fil métallique de diamètre $80 \mu\text{m}$. La surface d'interaction est réduite ce qui entraîne une forte diminution de l'énergie réfléchiée par le fil et aussi un niveau de bruit non négligeable sur les signaux enregistrés. Les compressions d'impulsions ont été d'abord évaluées avec un élément de l'antenne.

La valeur obtenue pour le paramètre $\tau_{1/2}$ est similaire pour le pseudo-chirp et pour les codes de Golay, soit respectivement $0.56 \mu\text{s}$ et $0.55 \mu\text{s}$, contre $0.44 \mu\text{s}$ pour l'impulsion. Les valeurs obtenues avec les calculs numériques sont proches : $0.53 \mu\text{s}$ pour le pseudo-chirp et les codes de Golay.

La valeur (numérique et simulée) obtenue pour le paramètre $\tau_{1/4}$ est constante pour le code de Golay : environ $0.7 \mu\text{s}$. En ce qui concerne le pseudo-chirp, un écart notable existe entre la valeur de $\tau_{1/4}$ calculée numériquement et mesurée expérimentalement ; on obtient respectivement $0.70 \mu\text{s}$ et $1.19 \mu\text{s}$.

L'approche statistique vient confirmer sur les propriétés des compressions d'impulsion. Les résultats moyens du tableau 5.5 sont comparables aux résultats précédents. Les écart-types des paramètres $\tau_{1/2}$ et $\tau_{1/4}$ permettent de contrôler la variabilité des allures des compression. Les codes de Golay possèdent des écarts types significativement plus faibles en comparaison de la compression employant le pseudo-chirp. Ils permettent ainsi de réaliser une compression plus stable en regard du pseudo-chirp.

L'impulsion standard fournit des valeurs temporelles intéressantes mais celles-ci possèdent aussi les écart-types les plus hauts en raison de la présence du bruit électronique en réception. Le rapport signal sur bruit moyen est de 14.75 contre 375.36 pour la compression du pseudo-chirp et 283.60 pour la compression des codes de Golay. Le niveau de bruit électronique de réception est une constante du système¹¹.

En ce qui concerne l'amplitude des lobes secondaires, les études numériques et expéri-

11. Durant toute la durée du travail de thèse des améliorations régulières ont été réalisées sur les programmes de gestion de l'électronique numérique dans le but de diminuer le niveau de bruit en réception. En employant une impulsion standard en rétrodiffusion sur le fil métallique de $80 \mu\text{m}$ de diamètre, le *RSB* était au départ inférieur à 2. Le *RSB* se limite maintenant à environ 16 pour la même configuration d'expérience.

mentales avec l'élément 511 ont montré que la compression avec les codes de Golay fournit la valeur $\langle RLPS \rangle$ la plus haute.

5.6 Conclusion

La technique de compression d'impulsion semble être une solution adaptée à la problématique de l'imagerie par tomographie ultrasonore des objets biologiques atténuants et faiblement contrastés. Les évaluations numériques ont donné une première idée des performances escomptées du système. Le chirp linéaire est fenêtré par la fonction Lanczos pour obtenir un meilleur $RLPS$ et pour augmenter la décroissance des lobes secondaires. Sans prendre en compte le filtre électroacoustique, les résultats ont montré que le pouvoir de compression pouvait être relativement important : des résolutions temporelles de l'ordre de $0.35 \mu s$ (largeur à mi-hauteur de l'enveloppe de la compression, $\tau_{1/2}$) sont obtenues à partir des codes de Golay.

La résolution temporelle est directement liée à la largeur de bande des signaux qui est elle-même conditionnée par les transducteurs (filtre électroacoustique, $h_{e,r}$). Dans la littérature, une étude expérimentale réalisée sur trois transducteurs confirme l'influence des bandes passantes (25%, 50% et 80%) sur le pouvoir de résolution de la compression de codes de Golay [Nowicki 2007b].

Le générateur arbitraire fournit des signaux analogiques très fidèles aux excitations numériques : l'électronique affecte de façon minimale les propriétés temporelles et fréquentielles des excitations codées. L'enregistrement à l'hydrophone des signaux transmis en cuve par l'électroacoustique ANAïs montre que l'utilisation du pseudo-chirp ($10 \mu s$) et des codes de Golay ($5.38 \mu s$) permet d'augmenter l'énergie transmise de 26.38 dB et 22.84 dB (respectivement) par rapport à une impulsion standard.

Le RSB dépend du pouvoir de réflexion de la cible. Dans notre exemple, le coefficient de réflexion énergétique est de -1.28 dB pour le métal composant le fil. Dans les tissus mous, le coefficient de réflexion énergétique est faible et de l'ordre de -92 dB. Lors d'une propagation dans les tissus mous, il faut s'attendre à une forte diminution du RSB . Pour éliminer le bruit aléatoire, une méthode répandue consiste à moyenniser plusieurs signaux d'une même acquisition (au moins trois). En tomographie le volume des données enregistrées est conséquent (de l'ordre du Gbytes). De plus dans un contexte clinique la durée des acquisitions pour une imagerie du sein doit être réduite au maximum (mouvement de la patiente, coût d'exploitation), de l'ordre de 10 secondes.

Le filtre de compression appliqué aux signaux enregistrés permet d'utiliser les fréquences aux limites de la bande passante de l'antenne, comme on peut l'observer sur les spectres des figures 5.17 et 5.19. On comprend ici le double avantage de la technique de la compression d'impulsion : premièrement une propagation plus énergétique améliorant le rapport signal sur bruit en réception, et, deuxièmement, un filtrage passe-bande adapté à la bande passante des transducteurs pour éliminer le bruit électronique propre à la chaîne d'acquisition.

Du point de vue de la résolution temporelle, les statistiques sur les compressions réalisées sur 993 signaux ont montré que $\langle \tau_{1/2} \rangle$ est égal à $0.66 \mu s$ pour le pseudo-chirp et $0.54 \mu s$ pour les codes de Golay. La base de la compression est aussi plus large ($\langle \tau_{1/4} \rangle : 1.33 \mu s$ en utilisant le pseudo-chirp contre $0.76 \mu s$ pour les codes de Golay).

Du point de vue de la résolution temporelle et du pouvoir de détection, l'emploi des codes de Golay pour la compression d'impulsion présente de meilleures performances.

Par ailleurs, on note une plus grande variabilité temporelle des compressions réalisées à partir du pseudo-chirp. L'écart-type $\sigma_{1/2}$ est supérieur pour le pseudo-chirp : $0.05 \mu s$ contre $0.02 \mu s$ pour les codes de Golay. La variabilité à la base des compressions est plus marquée ; $\sigma_{1/4}$ est égal à $0.10 \mu s$ contre $0.03 \mu s$ pour les codes de Golay.

La compression d'impulsion avec le pseudo-chirp est ainsi plus instable. La variabilité des fonctions de transfert des éléments modifie assez fortement l'allure temporelle des signaux. Au contraire les codes de Golay apparaissent moins sensibles à l'électroacoustique et permettent d'obtenir un panel de signaux compressés relativement uniforme.

L'impulsion donne la meilleure valeur de $\langle \tau_{1/2} \rangle$ égale à $0.50 \mu s$. Le niveau de bruit en réception et la variabilité des réponses impulsionnelles biaisent cependant ce bon résultat puisque $\sigma_{1/2}$ et $\sigma_{1/4}$ sont les plus élevés de l'étude.

Les compressions permettent d'améliorer de façon très significative le *RSB* des données tomographiques (de 29 dB à 32 dB pour les codes de Golay et le pseudo-chirp).

Au vue de cette étude, les codes de Golay fournissent des propriétés de compression intéressantes pour une utilisation dans le cadre de la tomographie ultrasonore. Néanmoins ceci est obtenu au prix de deux éclairages successifs et de l'augmentation des capacités (mémoires, calculs) informatiques afférentes.

Au chapitre 7, les données compressées seront utilisées pour réaliser des images d'objets académiques et de fantômes mammaires. L'intérêt de cette technique pour la reconstruction d'images tomographiques est mis en perspective au chapitre 8.

Fantômes de tissus mammaires

Sommaire

6.1	Introduction aux matériaux fantômes	89
6.1.1	Propriétés acoustiques des tissus mammaires	89
6.1.2	Les fantômes dans la littérature	90
6.2	Campagne de fabrication	91
6.3	Caractérisation des paramètres acoustiques sur des blocs homogènes	92
6.4	Loi de mélange	94
6.4.1	Méthodes	94
6.4.2	Vérification de la loi de mélange	96
6.5	Conclusion	98

Avant tout essai clinique sur patient, les systèmes d'imagerie médicale (antenne échographique, IRM, scanner X, PET, ...) et les méthodes de reconstruction associées sont évalués sur des objets tests appelés par la suite *fantômes*. Chaque technique d'imagerie utilise des fantômes spécifiques. Les matériaux constitutifs reproduisent le comportement tissulaire étudié en fonction du rayonnement interrogateur et donc de l'observable physique caractérisant la matière (absorption des rayons X, perturbation d'un champ magnétique, localisation des sources de particules, interactions du champ de pression).

La fabrication de fantômes *ultrason-compatibles* utilise des matériaux dont les propriétés acoustiques sont proches des tissus biologiques en terme de vitesse de propagation des ultrasons, de coefficient d'atténuation, et d'impédance acoustique.

6.1 Introduction aux matériaux fantômes

La définition des grandeurs physiques employées ici pour décrire et caractériser les tissus mammaires – célérité, atténuation et impédance – est donnée en annexe B.1.

6.1.1 Propriétés acoustiques des tissus mammaires

Les valeurs de célérité c et d'atténuation α des tissus composants le sein, trouvées dans [Goss 1978, Foster 1984] par différentes méthodes (*cf.* section 6.3) et à différentes fréquences d'insonification sont résumées au tableau 6.1. Les célérités ont été obtenues en réalisant une moyenne des valeurs données dans les deux publications référencées. Les valeurs des coefficients d'atténuation pour différentes fréquences ont été interpolées pour obtenir les valeurs de l'atténuation, α_0 .

Les masses volumiques des tissus sains sont du même ordre de grandeur ; les valeurs trouvées dans la littérature indiquent une gamme de masse volumique allant de 0.92 g.cm^{-3} pour la graisse jusqu'à 1.07 g.cm^{-3} pour les muscles [Burlew 1980].

TABLE 6.1 – Valeurs de références en célérité et en atténuation des tissus mammaires.

Tissu	Célérité c - [m.s ⁻¹]	Coefficient d'atténuation α - [dB.cm ⁻¹]	Atténuation α_0 - [dB.cm ⁻¹ .MHz ⁻¹]
Peau	1590	5.83	2.08
Graisse	1470	1.53	0.55
Tissu conjonctif	1545	3.65	1.30
Lobe	1550	2.43	0.87
Muscle	1545	1.5	0.69
Carcinome	[1570 ; 1620]	[4.86 ; 14.11]	[1.74 ; 5.04]

Les valeurs de célérité sont du même ordre de grandeur et leurs fluctuations relatives ne dépassent pas 10%. Au contraire, les valeurs d'atténuation des ultrasons sont bien plus marquées entre les différents tissus ; cette particularité confère à l'atténuation un potentiel de différenciation tissulaire important. Il est à noter que l'atténuation du carcinome est la plus élevée ; pour un carcinome on constate un contraste supérieur à 400% relativement aux composantes lobulaires. Les tissus cancéreux (carcinomes) peuvent être identifiés à partir d'une variation de l'atténuation des ultrasons à la traversée de l'organe, aussi l'atténuation est un paramètre acoustique contribuant à la discrimination entre tissus bénins et malins.

La fabrication de fantômes imitant les propriétés acoustiques des tissus mammaires est délicate. L'emploi de produits adaptés permet d'ajuster les propriétés acoustiques du matériau fabriqué : la célérité et l'atténuation peuvent être contrôlées. Cependant, un produit ayant tendance à augmenter l'atténuation modifiera aussi la célérité du milieu. Pour chaque additif, l'évolution des propriétés acoustiques en fonction de la concentration doit être étudiée. Par exemple bien souvent, les produits utilisés augmentent dans une grande proportion l'impédance acoustique.

6.1.2 Les fantômes dans la littérature

Un grand nombre de produits a été employé et on peut dire que chaque équipe de recherche possède des matériaux et des méthodes de fabrication qui lui sont propres. Deux caractéristiques principales sont à prendre en compte dans le choix des additifs : la célérité et l'atténuation des ultrasons. Certains produits seront plus à même de faire évoluer l'un ou l'autre de ces paramètres.

La première étape dans la mise au point d'un fantôme est l'élaboration d'une matrice ; matériau de base qui doit conférer au fantôme une rigidité facilitant sa manipulation. Elle doit aussi permettre l'incorporation de produits modifiant ses propriétés initiales. Dans le cadre de l'imagerie ultrasonore, le fantôme ne doit pas se dégrader dans l'eau des cuves.

Dans la littérature on trouve principalement deux types de produits. Tout d'abord, ceux issus de l'industrie pétrolière tels que la vaseline [Rose 2004], le polyvinyle de chlorure (PVC) [Samani 2001], du polyvinyle d'alcool (PVA) [Sinkus 2005, Perrey 2003], du polyacrylamide [Nebeker 2010] qui ont été assez récemment employés. D'un autre côté, les gélatines d'origine biologique permettent de créer des matrices rigides tout en ayant un contraste d'impédance faible relativement au milieu de couplage. La gélatine peut être dans certains cas du collagène issu des déchets animaux [McKnight 2002], ou plus couramment provenir du monde végétal comme l'*agar-agar* [Rickey 1995, Waag 2006, Duric 2005, Koch 2012].

La célérité des ultrasons peut être modifiée en ajoutant à la matrice d'autres produits

tels que le glycérol [Rickey 1995] ou le chlorure de sodium (NaCl) [Andre 1996] qui augmente la célérité. Au contraire l'éthanol [Duric 2005], ou bien une émulsion d'huile dans de l'eau [Stotzka 2004] diminue la célérité de la matrice.

L'atténuation des ultrasons dans les fantômes est adaptée en ajoutant des particules réparties de manière homogène au sein de la matrice. La poudre de graphite ($< 22 \mu\text{m}$ de diamètre) a été couramment utilisée depuis les années quatre-vingt [Burlew 1980]. D'autres études ont utilisé des micro-sphères de verre allant de 75 à $90 \mu\text{m}$ de diamètre [Jansson 1998], de la poudre de carbonate de calcium allant de 2 à $20 \mu\text{m}$ [Tsui 2011], de la fécule de maïs [Rose 2004] ou encore de la poudre de cellulose [Rickey 1995].

6.2 Campagne de fabrication

Le but est ici de prédire l'évolution des propriétés caractéristiques d'un matériau en fonction de la concentration de différents additifs. Chaque additif est étudié de manière indépendante. Les études antérieures de [Franceschini 2006a] et de [Rickey 1995] ont guidé ce travail.

Parmi les matériaux utilisables pour construire des fantômes, la gélatine semble constituer la matrice la plus appropriée à la fabrication de fantôme mammaire et l'utilisation de moules facilite sa mise en forme. Pour obtenir une gélatine solide il suffit de chauffer un mélange d'eau et de gélifiant. Le mélange se rigidifie par le renforcement des liaisons des chaînes de polymères durant le refroidissement vers la température ambiante. Essentiellement composés d'eau, les gels présentent une atténuation faible, de plus l'impédance et la célérité des ultrasons sont très proches des propriétés des tissus.

Les matériaux fantômes mis au point ici sont une adaptation de la formulation décrite par [Burlew 1980] et reprise par [Rickey 1995]. La matrice est formée d'un mélange d'eau distillée et de $2\%_m$ ¹ d'agar-agar :

Agar-agar L'agar-agar (A9799, Sigma Chemical, Saint Louis, MO) est utilisé sous forme de poudre. Il se dissout dans l'eau chaude (90°C) pour obtenir, en refroidissant, un matériau gélatineux. L'agar-agar est dérivé d'un polysaccharide qui s'accumule dans les parois cellulaires de certaines espèces d'algues. Sa masse volumique est de $1.25 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$. L'agar est par exemple couramment utilisé comme substrat de culture microbiologique. C'est le plus efficace des gélifiants naturels.

Pour obtenir un panel de fantômes utilisables reproduisant le comportement des tissus mous en terme d'impédance, de célérité et d'atténuation, différents produits sont introduits dans la matrice agar-eau. Les deux produits employés dans cette étude sont :

Glycérol Le glycérol (G8773, Sigma Chemical[®], Saint Louis, MO) se présente sous la forme d'un liquide transparent, visqueux, incolore, inodore. Son utilisation est simple puisque qu'il est non toxique et miscible dans l'eau. Sa masse volumique est de $1.261 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$. Le glycérol permet d'augmenter la célérité des ultrasons. Nous avons préféré son emploi par rapport au propanol qui s'évapore lors du chauffage.

Cellulose La poudre de cellulose (S5504 Sigmacell, Sigma-Aldrich[®], Saint Louis, MO) est un produit organique extrait des fibres végétales. La poudre employée consiste en des particules de $50 \mu\text{m}$ de diamètre. Ce produit est non miscible dans eau. Incorporées dans la matrice agar-eau, les particules sont réparties de façon homogène. Elles jouent le rôle de diffuseurs dans le but d'augmenter l'atténuation de la matrice. Ce produit a

1. Les concentration des matériaux composants le fantôme sont exprimés en pourcentage massique. Un composant dosé à un pour cent massique ($1\%_m$) correspond à une masse de un gramme pour un mélange final de 100 grammes.

été préféré à la poudre de graphite anciennement employée ; la faible masse volumique de la cellulose (1.5 g.cm^{-3}) permet de minimiser les problèmes d'homogénéités du fantôme liés à la sédimentation des particules.

Les mélanges retenus pour notre campagne de caractérisation sont donnés ci-dessous :

- Matrice : [2%_m agar + eau distillée]
- Glycérol : 1%_m, 5%_m, 10%_m, 20%_m et [2%_m agar + eau distillée]
- Cellulose : 0.5%_m, 1%_m, 5%_m, 10%_m, 15%_m et [2%_m agar + eau distillée]

Les étapes du protocole de fabrication des échantillons parallélépipédiques sont données dans l'annexe B.

6.3 Caractérisation des paramètres acoustiques sur des blocs homogènes

Nous présentons ici les mesures de célérité et d'atténuation effectuées en transmission avec le scanner 2-D (*cf.* section 3.2.1). Les échantillons de matériaux préparés sont parallélépipédiques de dimension $114 \times 83 \times e$ mm, où e est l'épaisseur du bloc. Pour obtenir des mesures plus précises, deux blocs d'un même matériau sont coulés avec des épaisseurs différentes : l'une est de l'ordre de 2 cm, l'autre de l'ordre de 3 cm.

Matériels et méthodes de caractérisation

Le mode de fabrication des fantômes utilisés est donné en annexe B.2 ; les méthodes de caractérisation des trois grandeurs physiques sont détaillées en annexe B.3.

Résultats

Les expériences ont été réalisées en deux temps pour évaluer l'impact de la durée de stockage sur les propriétés acoustiques des matériaux. L'ensemble des blocs a été étudié une première fois sur deux jours, puis la même expérience a été réitérée deux semaines plus tard. Sur ces deux sessions la température de l'eau de cuve était d'environ 18°C.

Les valeurs obtenues pour la célérité et l'atténuation sont présentées dans le tableau 6.2 avec les masses volumiques² et les coefficients de corrélation (R) des régressions linéaires. Les évolutions en célérité et en atténuation en fonction des concentrations de glycérol et de cellulose sont représentées sur la figure 6.1.

Discussion

Les résultats de mesure montrent que :

- Le glycérol modifie la célérité initiale des ultrasons dans la matrice originale. Plus la concentration en glycérol est forte plus la célérité des ultrasons dans le matériau est grande. À 1%_m on obtient environ 1490 m.s^{-1} et à 20%_m on obtient environ 1600 m.s^{-1} . La présence du glycérol ne produit pas de phénomène d'atténuation majeur. En dépit d'un écart-type élevé, l'atténuation a tendance à croître faiblement lorsque la concentration en glycérol augmente.

2. Les masses volumiques sont calculées en fonction des fractions en additifs dans les matrices.

TABLE 6.2 – Valeurs de la masse volumique, de la célérité et du coefficient d’atténuation des mélanges caractérisés.

Échantillon	Masse volumique ρ [g.cm ⁻³]	Célérité c_l [m.s ⁻¹]	Coefficient d’atténuation α_0 [dB.cm ⁻¹ .MHz ⁻¹]	R
Matrice	1.0059	1484.77 ± 3.44	0.045 ± 0.008	0.86
Glycérol 1%	1.0085	1490.63 ± 2.35	0.047 ± 0.045	0.83
Glycérol 5%	1.0189	1511.68 ± 2.27	0.050 ± 0.014	0.88
Glycérol 10%	1.0320	1528.02 ± 1.71	0.059 ± 0.023	0.93
Glycérol 20%	1.0581	1595.24 ± 9.60	0.062 ± 0.043	0.92
Sigmacell 0.5%	1.0084	1484.71 ± 5.78	0.127 ± 0.014	0.92
Sigmacell 1%	1.0109	1489.47 ± 1.06	0.271 ± 0.026	0.99
Sigmacell 5%	1.0309	1498.01 ± 3.50	1.076 ± 0.039	0.99
Sigmacell 10%	1.0559	1509.52 ± 2.21	2.058 ± 0.105	0.99
Sigmacell 15%	1.0809	1522.70 ± 1.64	2.505 ± 0.108	~1

- La poudre de cellulose agit de façon significative sur l’atténuation des ultrasons. À 0.5%_m, l’atténuation est de l’ordre de 0.127 dB.cm⁻¹.MHz⁻¹, et, à 15%_m elle est environ égale à 2.51 dB.cm⁻¹.MHz⁻¹. La poudre de cellulose augmente aussi la célérité des ultrasons; on relève à 0.5%_m une célérité d’environ 1485 m.s⁻¹ et à 15%_m une célérité d’environ 1523 m.s⁻¹.

Il est à noter que les masses volumiques des mélanges sont proches des valeurs des tissus mous (entre 0.92 et 1.07 g.cm³); ceci confère aux fantômes fabriqués une impédance acoustique adéquate.

Il est à noter encore que la fabrication des mélanges avec de la poudre de cellulose peut devenir délicate au delà d’un certain seuil de concentration. Le mélange devient alors compact et l’homogénéité est incertaine. De plus l’extraction du gaz contenu dans la matrice est plus difficile. Dans le cas de la poudre de cellulose, ce seuil se situe autour de 20%_m. En conséquence, certaines valeurs hautes d’atténuation (> 3 dB.cm⁻¹.MHz⁻¹) ne peuvent pas être reproduites, en particulier, l’atténuation des ultrasons à la traversée d’un carcinome (au plus 5 dB.cm⁻¹.MHz⁻¹) ne peut pas être réalisée avec la poudre de cellulose.

D’autre part la célérité des ultrasons dans la graisse ne peut pas être obtenue avec une matrice initiale à base d’eau. En effet la célérité de la graisse (1470 m.s⁻¹) est inférieure à

celle de la matrice initiale (1485 m.s⁻¹). Une piste pourrait être l'utilisation de corps gras³ [Madsen 1982, Madsen 1988, Burlew 1980].

6.4 Loi de mélange

Aucun des produits employés de manière isolée dans la matrice ne permet d'obtenir directement les propriétés acoustiques d'un des tissus mammaires cités dans le tableau 6.1. Dans cette section, une loi de mélange est élaborée pour réaliser des fantômes réalistes prenant en compte l'atténuation et la célérité des tissus mammaires. Cette loi est vérifiée par des mesures expérimentales.

6.4.1 Méthodes

À partir du couple de paramètres (c , α_0) d'un tissu, on souhaite déterminer les concentrations de glycérol et de poudre de cellulose du mélange, respectivement $[gly]^F$ et $[cel]^F$, permettant de retrouver ces valeurs acoustiques dans le fantôme fabriqué.

Au vue des courbes de la figure 6.1, on en déduit que :

- 1/ le glycérol ne modifie pas l'atténuation des ultrasons ;
- 2/ le glycérol agit (uniquement) sur la célérité des ultrasons ;
- 3/ la poudre de cellulose modifie à la fois la célérité et l'atténuation des ultrasons.

Des régressions sur les données sont réalisées pour déterminer le comportement des produits en fonction de leur concentration (figure 6.1). L'évolution de la célérité avec la concentration en glycérol, c_{gly} est modélisée par une loi affine telle que :

$$c_{gly} = 5.47[gly] + 1482.21 \quad \text{où } R = 0.991 \quad (6.1)$$

où $[gly]$ est la concentration en glycérol (en pourcentage massique) et R le coefficient de corrélation de la régression. De même, l'évolution de la célérité avec la concentration en poudre de cellulose, c_{cel} , et définie ici par la loi affine :

$$c_{cel} = 2.49[cel] + 1485.22 \quad \text{où } R = 0.997 \quad (6.2)$$

$[cel]$ est la concentration en poudre de cellulose. L'évolution de l'atténuation en fonction de la concentration en poudre de cellulose, $\alpha_{0\ cel}$, est interpolée avec une régression polynomiale à l'ordre deux. L'expression suivante a été obtenue :

$$\alpha_{0\ cel} = -0.0062[cel]^2 + 0.26[cel] - 0.008 \quad \text{où } R = 0.999 \quad (6.3)$$

sur $[cel] \in [0, 20]$

Calcul de la concentration en cellulose

Tout d'abord, la relation (6.3) est utilisée pour connaître le pourcentage massique de poudre de cellulose ($[cel]$) à utiliser pour obtenir l'atténuation du tissu notée α_0^F .

$$-0.0062[cel]^2 + 0.26[cel] - (\alpha_0^F + 0.008) = 0 \quad (6.4)$$

Le calcul des racines du polynôme donne deux solutions. La solution - notée $[cel]^F$ - qui nous intéresse est incluse dans l'ensemble de définition de la régression polynomiale.

3. Des études [Madsen 1982, Madsen 1988, Burlew 1980] ont proposé un mélange pour un fantôme de tissu adipeux composé d'huile d'olive, de kérosène, d'agar et d'eau.

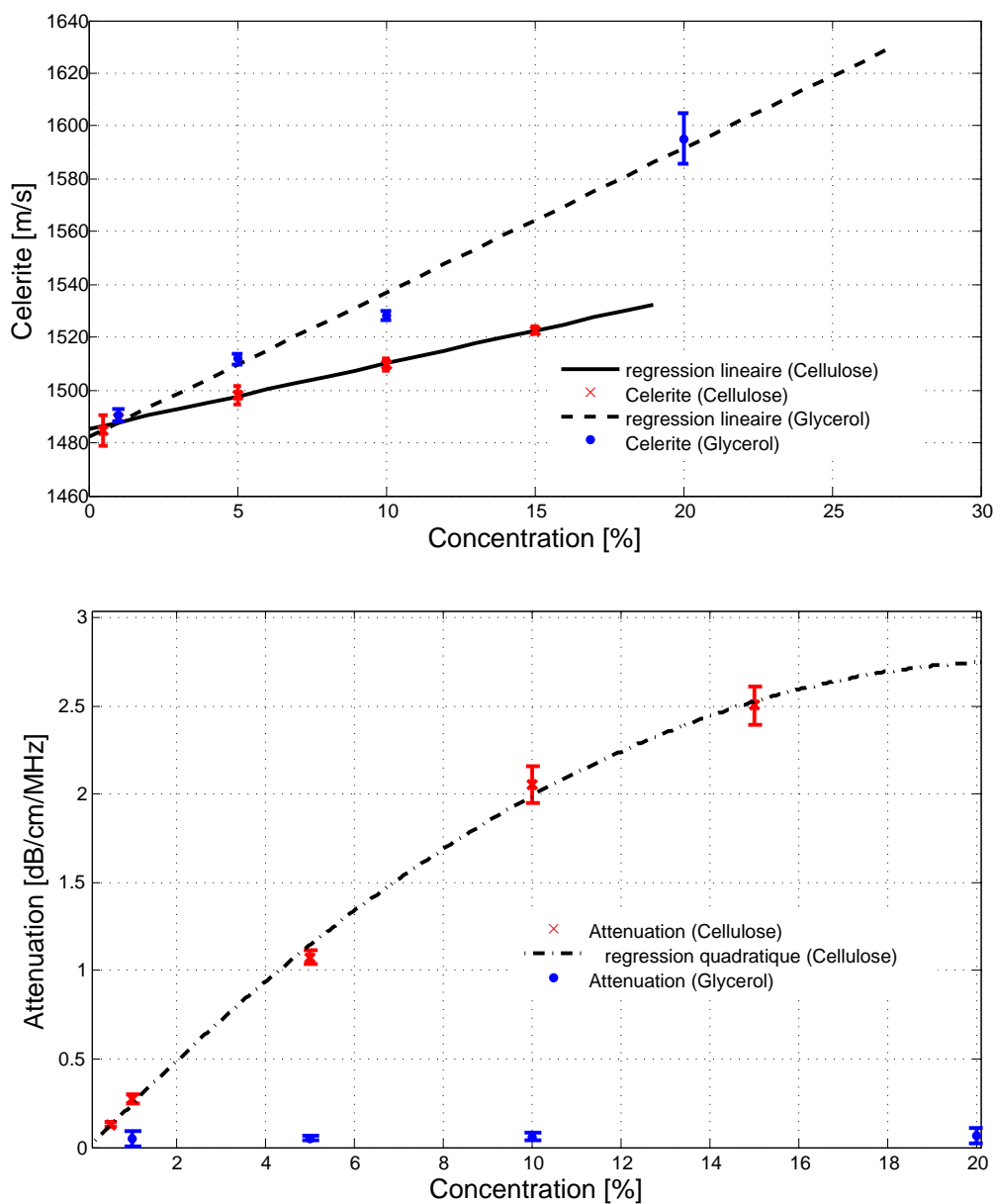


FIGURE 6.1 – Représentation des régressions réalisées sur les résultats obtenus. En haut, l'évolution de la célérité des ultrasons et, en bas, l'évolution du coefficient d'atténuation pour le glycérol et la poudre de cellulose.

Calcul de la concentration en glycérol

La célérité correspondant au pourcentage en cellulose - notée c_{sig} - est obtenue en remplaçant $[cel]^F$ dans l'expression (6.2).

c_{cel}^F est généralement inférieure à la valeur de célérité du tissu. Pour atteindre la célérité souhaitée notée c^F , le glycérol est ajouté au mélange d'agar, de poudre de cellulose et d'eau. On admet que l'élévation de la célérité des ultrasons induite par le glycérol est stable

quelque soit la célérité du mélange initial. L'augmentation de célérité δc est définie par la différence entre la célérité du tissu et la célérité de la matrice agar, cellulose et eau, telle que :

$$\delta c = c^F - c_{cel} \quad (6.5)$$

La concentration en glycérol correspondant à l'élévation de célérité δc est définie par la relation (6.1). δc est mis en correspondance avec la célérité de la matrice pour déduire l'élévation désirée -notée σ_{c_M} dans le cas de la matrice agar-eau :

$$\sigma_{c_M} = \delta c + c_M \quad (6.6)$$

où c_M est la célérité de la matrice agar-eau, environ 1484 m.s⁻¹. Finalement l'expression de la proportion en glycérol du mélange produisant une célérité proche de celle du tissu recherché est :

$$[gly]^F = \frac{\sigma_c - 1482.2}{5.4649} \quad (6.7)$$

6.4.1.1 Bilan

Le tableau 6.3 donne les concentrations de glycérol $[gly]^F$ et de poudre de cellulose $[cel]^F$ à ajouter à la matrice agar-eau pour obtenir les fantômes de cinq tissus mammaires.

TABLE 6.3 – Concentrations de glycérol et de poudre de cellulose adaptées à la fabrication des tissus mammaires listés.

Tissus	Célérité [m.s ⁻¹]	Atténuation [dB.cm ⁻¹ .MHz ⁻¹]	$[gly]^F$	$[cel]^F$
Peau	1590	2.08	14.3 % _m	10.8 % _m
Tissu conjonctif	1545	1.30	8.3 % _m	5.9 % _m
Lobe	1550	0.87	10.2 % _m	3.7 % _m
Muscle	1545	0.69	9.7 % _m	2.9 % _m
Carcinome	1620	5.04	15.2 % _m	20.9 % _m

6.4.2 Vérification de la loi de mélange

Les mélanges donnés dans le tableau 6.3 ont été réalisés pour obtenir des échantillons parallélépipédiques de matériau fantôme. Chacun des blocs est inspecté sur neuf zones en suivant la méthode donnée en annexe B.3. Les paramètres de célérité et d'atténuation sont les moyennes respectives. Les incertitudes données correspondent aux écart-types des valeurs calculées. La température de l'eau de cuve est de 21.3°C.

Les valeurs de célérité, d'atténuation, de masses volumiques⁴, des coefficients de corrélation (R) et d'impédance acoustique sont présentés dans le tableau 6.4.

Discussion

Dans le tableau 6.5 sont donnés en pourcentage les écarts de célérité et d'atténuation obtenus avec les fantômes fabriqués par rapport aux valeurs tissulaires désirées. Globalement les valeurs d'atténuation sont concordantes avec les valeurs cibles; hormis pour le

4. Les masses volumiques sont calculées en fonction de la proportion des matériaux dans le mélange.

TABLE 6.4 – Comparaison entre les valeurs de célérité et d'atténuation des ultrasons dans les tissus mammaires et dans les fantômes correspondants.

Tissu fantôme fabriqué	Masse volumique [g.cm ⁻³]	Célérité [m.s ⁻¹]	Impédance [MRay]	Atténuation [dB.cm ⁻¹ .MHz ⁻¹]	R
Peau	1.096	1555.89±2.51	1.71	2.44±0.46	0.993
Tissu conjonctif	1.056	1536.66±2.15	1.62	1.50±0.01	0.983
Lobe	1.050	1531.83±2.36	1.61	0.75±0.02	0.997
Muscle	1.045	1525.64±0.64	1.59	0.639±0.04	0.997
Carcinome	1.149	1673.06±2.92	1.92	2.97±0.13	0.998

TABLE 6.5 – Erreur relative commise par rapport aux valeurs désirées d'atténuation et de célérité.

Tissus	Écart sur la célérité [%]	Écart sur l'atténuation [%]
Peau	-2.14	+17.30
Tissu conjonctif	-0.54	+15.38
Lobe	-1.17	-13.79
Muscle	-1.29	-7.39
Carcinome	+3.27	-41.07

carcinome qui a une valeur d'atténuation largement sous-estimée (-41%). La célérité est aussi généralement minorée.

La masse volumique des tissus mous dans le sein est comprise entre 1.00 et 1.07 g.cm⁻³ (si l'on exclut les tissus adipeux et le carcinome). Les masses volumiques des fantômes fabriqués sont dans la bonne gamme de valeur. Bien que les vitesses obtenues soient peu précises, les impédances acoustiques sont en accord avec celles des tissus. Comme on s'y attendait la poudre de cellulose n'est pas adaptée pour la fabrication de matériau ayant une atténuation supérieure à 3 dB.cm⁻¹.MHz⁻¹.

Ce travail offre la possibilité de fabriquer un fantôme morphologique de sein ; pour cela, il serait nécessaire de réaliser des moules pour les lobes et les canaux. Cette étude n'a pas été entreprise dans le cadre de cette thèse.

6.5 Conclusion

Les fantômes mammaires existants dans le commerce ne sont pas à ce jour uniquement dédiés aux méthodes d'imageries ultrasonores et leurs propriétés acoustiques ne sont pas entièrement connues. Or l'évaluation d'un système d'imagerie et de la méthode de reconstruction associée nécessite de disposer d'un objet de référence (fantôme) dont les propriétés spatiales et acoustiques sont parfaitement connues.

Dans le but de fabriquer un fantôme anatomique réaliste, de la poudre de cellulose et du glycérol ont été incorporés en différentes concentrations à une matrice d'agar-agar à 2%_m. La célérité et l'atténuation des ultrasons ont été mesurées expérimentalement. La poudre de cellulose permet d'adapter l'atténuation de la matrice; le glycérol permet de faire évoluer la célérité.

Afin de simuler les cinq composantes mammaires principales (la peau, les tissus conjonctifs, les lobes, les muscles et le carcinome en cas de pathologie cancéreuse), une loi de mélange est proposée et cinq échantillons ont été fabriqués. La caractérisation ultrasonore réalisée a montré que les résultats obtenus sont satisfaisants, excepté le cas du carcinome.

Par ailleurs, la loi de mélange a été utilisée pour la fabrication de fantômes à faible contraste d'impédance (< 12.4 %) utilisés aux chapitres 7 et 8. À plus long terme, cette étude contribuera à la conception d'un fantôme de sein anatomique.

Tomographie de réflectivité avec le prototype

Sommaire

7.1 Acquisitions et gestion des données	100
7.1.1 Principe des acquisitions	100
7.1.2 Traitement des données	101
7.1.3 Principe géométrique des épandages	101
7.2 Imagerie d'objets ponctuels	104
7.2.1 Un fil - Une paire de fils	105
7.2.2 Six paires de fils excentrées	106
7.3 Imagerie d'objet à faible contraste d'impédance	106
7.3.1 Fantômes cylindriques et méthode d'imagerie	106
7.3.2 Résultats	109
7.4 Imagerie tridimensionnelle d'un fantôme mammaire	112
7.4.1 Méthodes d'imagerie	112
7.4.2 Résultats	113
7.5 Discussion et conclusion	115

La caractérisation des tissus mammaires associe un système d'imagerie innovant et un algorithme de reconstruction. L'évaluation des performances d'ensemble peut-être faite en analysant les reconstructions d'objets académiques et de fantômes imitant les propriétés acoustiques des tissus mammaires.

Dans un premier temps, nous détaillons le mode d'acquisition des données tomographiques; la méthode de correction des données brutes est donnée en lien avec le chapitre 4. En complément du chapitre 2, une illustration du principe de reconstruction est proposée.

Dans un second temps, le pouvoir de résolution du système est évalué sur des objets ponctuels (linéiques). La troisième partie est consacrée à l'imagerie de fantômes cylindriques à faible contraste d'impédance où les méthodes de compression d'impulsions données au chapitre 5 seront éprouvées. Finalement, la quatrième section illustre les possibilités du système en imagerie tridimensionnelle sur fantômes mammaires morphologiques.

7.1 Acquisitions et gestion des données

7.1.1 Principe des acquisitions

Motif d'acquisition

L'électronique numérique a été décrite en détail au chapitre 3. Les motifs d'acquisition¹ exploitent, en parallèle, les 32 voies de l'US-Box. L'adressage des 32 voies est réalisé par le MUX (32 voies vers 1024 éléments de l'antenne). Cette architecture permet de réaliser un grand nombre de motifs d'acquisition. Pour plus d'explications sur le fonctionnement de l'allocation des voies vers les éléments se reporter à la sous-section 3.1.4.

Pour cette étude, un protocole de *rétrodiffusion à large ouverture*² (RLO) a été choisi. La rétrodiffusion (pure) consiste à émettre sur un élément numéro i et à capter le champ réfléchi avec ce même élément i . Lorsque l'ouverture est étendue, le champ est perçu par les 32 éléments adjacents à l'émetteur (y compris l'émetteur). Autrement dit les éléments récepteurs sont les éléments numéros $[-15 + i, -14 + i, \dots, -1 + i, i, i + 1, \dots, i + 15, i + 16]$. Sur l'antenne le numéro de l'émetteur est compris entre l'élément numéro 16 et l'élément numéro 1009. Le schéma de la figure 7.1 résume le principe des acquisitions.

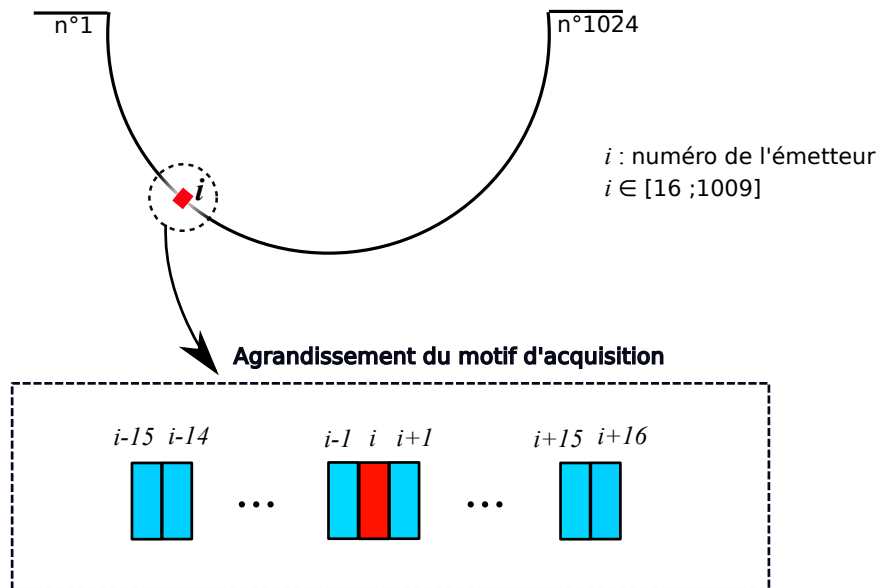


FIGURE 7.1 – Principe des acquisitions en rétrodiffusion à large ouverture.

Lorsque les signaux issus du motif i sont entièrement sauvegardés, le motif est translaté d'un pas ($i + 1$) pour réaliser une nouvelle acquisition. De cette façon, la géométrie semi-circulaire de l'antenne est totalement exploitée. Au total, 993 motifs sont réalisés pour une acquisition en diffraction. Dans ce qui suit, nous utilisons les données provenant soit des

1. Un motif d'acquisition définit les positions des éléments transmetteurs et celles des éléments récepteurs. Ces positions peuvent être représentées de façon géométrique. Le motif est déplacé le long de l'antenne pour exploiter les 1024 éléments.

2. Le terme rétrodiffusion à large ouverture qui s'oppose à la réflexion pure est un peu exagéré car, en vérité, l'ouverture réalisée sur les 32 éléments adjacents est de 6 degrés environ.

rétrodiffusions pures soit des RLO. Les données de la rétrodiffusion pure contiennent **993 projections** ; les données de la RLO contiennent **31776 projections**.

Transmission ultrasonore

Différentes excitations sont utilisées : une *impulsion* (standard), un *pseudo-chirp*. Les caractéristiques d'émission relatives à ces formes d'onde ont été évaluées à la section 5.4. Dans le plan de l'image, l'ouverture du champ ultrasonore est de ± 22.5 degrés par rapport à l'axe d'émission de l'élément excité (*c.f.* section 4.3).

7.1.2 Traitement des données

Correction des données

Comme on l'a vu à la section 4.1, la disposition des éléments présente une légère fluctuation qui se traduit par un rayon ($R = 100$ mm) d'antenne variant d'environ ± 0.38 mm (*c.f.* figure 4.2). À l'échelle de la longueur d'onde ($\lambda = 0.5$ mm) cet écart n'est pas négligeable. On rappelle que l'algorithme de reconstruction des images est basé sur une sommation cohérentes des rétroprojections. Le déphasage introduit par ce biais géométrique brise cette cohérence, ce qui est néfaste à la qualité des images reconstruites. La correction du biais géométrique est basée sur une translation temporelle des signaux (*c.f.* sous-section 4.1).

La sensibilité inter-élément est très variable (*c.f.* section 4.2) ; par exemple une variation d'amplitude crête à crête de 11 dB existe entre les différentes barrettes de l'antenne. Pour corriger la sensibilité on normalise les acquisitions tomographiques relativement à la valeur moyenne des amplitudes mesurées sur le fil centré. Un facteur correctif est attribué à chaque élément de transduction.

Compression d'impulsion

Les données obtenues à partir du pseudo-chirp et des codes de Golay sont compressées avec les filtres de compression h^C , h_A^C et h_B^C respectivement (*c.f.* chapitre 5). L'opération de compression pour le pseudo-chirp est définie par l'expression (7.1) et pour les codes de Golay par l'expression (7.2).

$$\gamma(\tau) = u(t) * h^C(t) \quad (7.1)$$

$$\gamma_{AB}(\tau) = u_A(t) * h_A^C(t) + u_B(t) * h_B^C(t) \quad (7.2)$$

où γ et γ_{AB} sont les signaux obtenus en sortie des opérations de compression. u est un des signaux rétrodiffusés à partir du pseudo-chirp ; u_A et u_B sont les signaux rétrodiffusés respectivement en emettant le code A ou le code B .

7.1.3 Principe géométrique des épandages

Le chapitre 2 détaille le formalisme employé pour résoudre le problème inverse. En section 2.3.3, la solution obtenue par l'algorithme des *rétroprojections elliptiques filtrées en champ proche* est condensée sous la forme suivante :

$$f = \mathcal{B} \circ F^{-1} \circ Abs \circ F \circ \mathcal{R}_E \circ f \quad (7.3)$$

La reconstruction d'un objet (f) est réalisée par l'application d'un opérateur de rétroprojection elliptique (\mathcal{B}) sur les projections elliptiques ($\mathcal{R}_E \circ f$), obtenues par l'acquisition

tomographique en diffraction et filtrées par le filtre rampe (*Abs*).

L'opérateur \mathcal{B} procède par épandages des projections elliptiques dans le plan de l'image en traçant des ellipses dont les foyers focaux sont la position de l'émetteur et du récepteur. Ces épandages sont nommées des *rétroprojections elliptiques*.

Illustration du principe de tomographie

La figure 7.2 illustre la méthode de reconstruction. Un diffuseur P est placé dans le plan d'inspection de l'antenne semi-circulaire. Un couple émetteur-récepteur (E_1, R_1) effectue une acquisition. L'écho du diffuseur est enregistré et celui-ci est pré-traité (correction temporelle, correction de l'amplitude et compression d'impulsion si on emploie une excitation codée) puis filtré par le filtre rampe (*Abs*). Le temps d'arrivée de l'écho t_1 correspond au trajet de l'onde de l'émetteur au récepteur via le diffuseur. On considère *a priori* que la célérité du milieu est uniforme (approximation de Born) et qu'elle est égale à la célérité du milieu de couplage (eau), notée c_0 . La distance du parcours de l'onde s'écrit :

$$c_0.t_1 = |E_1P| + |R_1P| \quad (7.4)$$

La position du point diffuseur P n'est pas connue. Les positions éventuelles du point P appartiennent donc à l'ellipse dont les foyers sont la position de l'émetteur et du récepteur tel que :

$$|E_1P| + |R_1P| = \text{constante} = c_0.t_1 \quad (7.5)$$

Sur le schéma 7.2, deux autres acquisitions sont réalisées avec différents couples (E_2, R_2) et (E_3, R_3) . Ces deux signaux sont rétroprojetés et la sommation des ellipses dans le plan de l'image permet de reconstruire le diffuseur P .

La sommation cohérente des rétrodiffusions elliptiques permet de reconstruire les objets étudiés. Par construction, cette méthode d'imagerie génère un *bruit de reconstruction*. En effet, il n'y a qu'une partie infime des ellipses qui contribue à la reconstruction des objets. Les expériences réalisées avec l'antenne en rétrodiffusion pure et en RLO mettent en cohérence, respectivement 993 et 31776 rétroprojections. Il est à noter que dans le cas d'une rétrodiffusion pure la rétroprojection correspondant est un cercle dont le centre est la position de l'élément émetteur-récepteur.

Pixellisation des images

Les épandages sont effectués sur une matrice : la matrice image. La dimension de cette matrice est un paramètre important pour la résolution spatiale des images reconstruites. La valeur affectée à un pixel est une interpolation par rapport à la valeur à la coordonnée "vraie" de la rétroprojection. Plus la taille du pixel est faible, plus l'image calculée sera fidèle à la solution du problème inverse. Pour apprécier la résolution spatiale du système, il est donc nécessaire d'avoir une dimension adaptée.

Par défaut l'algorithme reconstruit une région d'inspection de dimension 200×200 mm projetée sur 512×512 pixels. Ce domaine correspond au carré circonscrit à l'antenne semi-circulaire. La dimension d'un pixel est alors de 0.195×0.195 mm. Pour étudier la résolution spatiale du système d'imagerie cette dimension est peu satisfaisante en regard à la longueur d'onde.

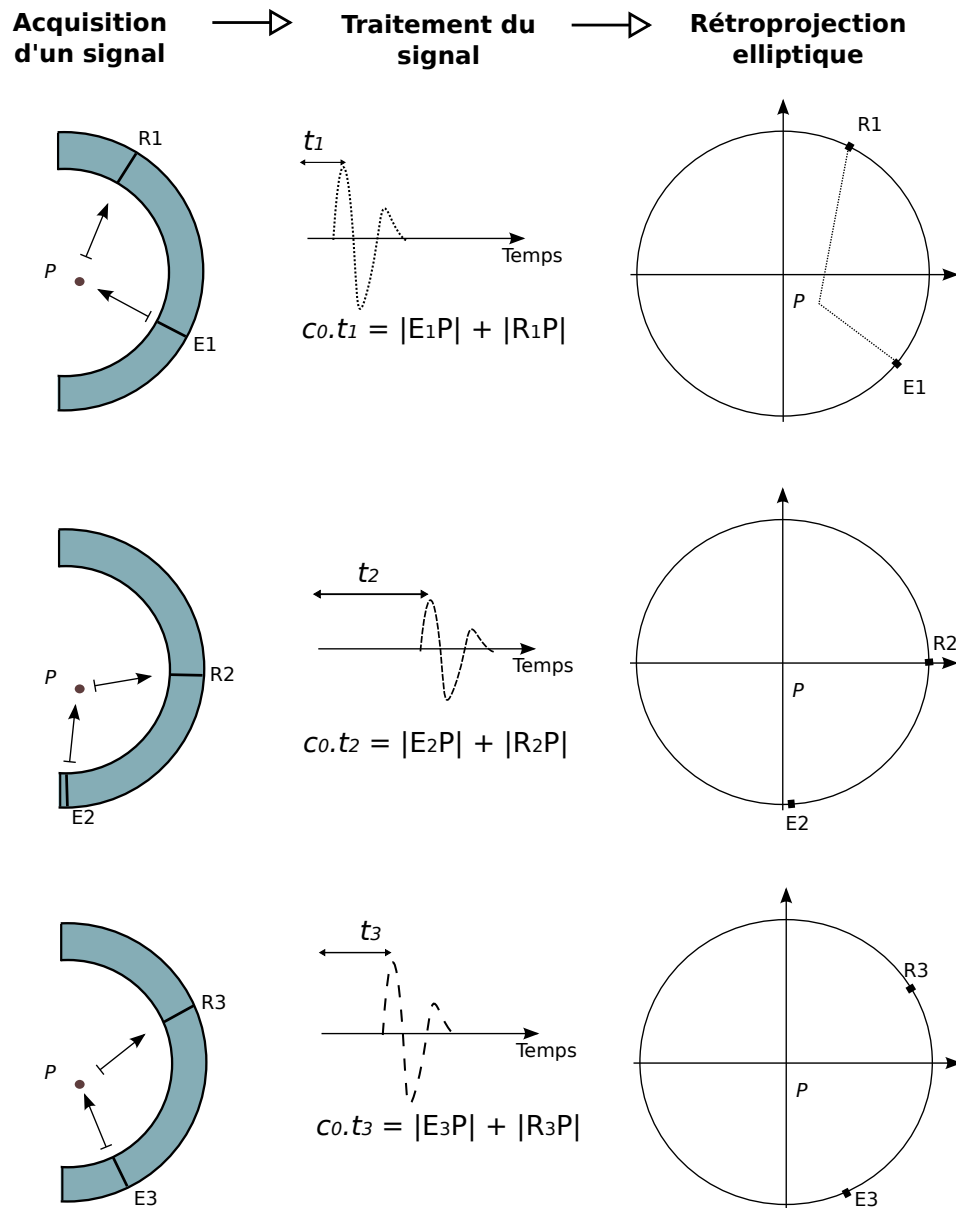


FIGURE 7.2 – Schéma du principe géométrique de reconstruction basé sur l'algorithme de sommation des rétroprojections elliptiques filtrés.

Pour réaliser des reconstructions adaptées aux tailles des objets inspectés, une procédure d'agrandissement à résolution variable a été introduite. Ainsi les épandages ne sont plus réalisés sur l'ensemble du domaine de propagation mais sur des régions d'intérêt.

Les coordonnées du domaine de reconstruction et sa dimension sont fonction du besoin ; la résolution du pixel est limitée par les ressources en mémoire vive (RAM) du PC exécutant l'algorithme de reconstruction. Avec une RAM de 2 Gbytes la plus petite dimension de pixel définie est de $6.5 \cdot 10^{-3} \times 6.5 \cdot 10^{-3}$ mm pour un agrandissement de coefficient 30 et une

résolution de 1024×1024 pixels.

Codification des reconstructions

En sortie d'algorithme de reconstruction, la matrice est divisée par le nombre de rétro-projections employées. La reconstruction finale (*i.e.* les images présentées) correspond à la valeur absolue de la matrice. Les images ne sont pas quantitative, ainsi l'unité arbitraire (U.A.) est parfois utilisée. Les valeurs de pixel sont codées sur une palette de niveau de gris allant linéairement du noir (pour 0 U.A.) au blanc (pour la valeur maximale de l'image).

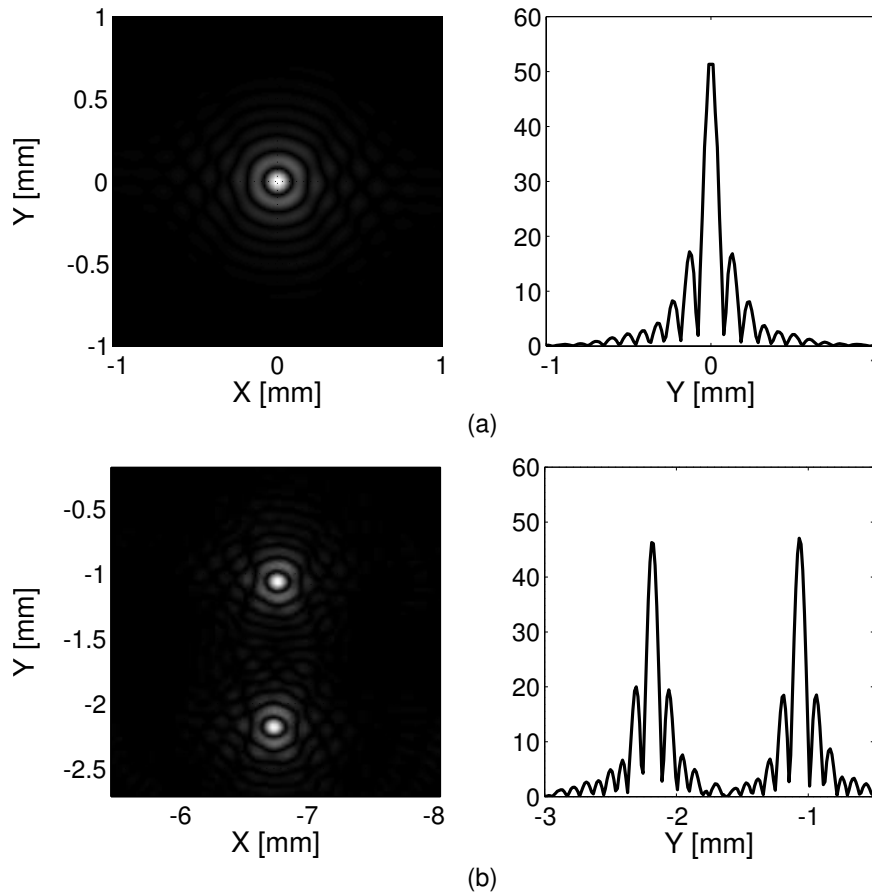


FIGURE 7.3 – Reconstruction d'un fil au centre (a) et du couple de fils excentré (b). L'algorithme utilise les données radio-fréquences issues d'une acquisition .

7.2 Imagerie d'objets ponctuels

Dans le but d'évaluer la résolution du système d'imagerie, des objets de dimension inférieure à la longueur d'onde sont employés. Des fils métalliques de 0.08 mm ($\lambda/6.25$) sont utilisés. Ce type de fantôme permet aussi d'appréhender la capacité de la méthode d'imagerie pour la détection des très petits objets à fort contraste rencontrés dans le sein tels que les micro-calcifications³.

3. Les micro-calcifications sont présentes dans 30 à 75 % des cancers du sein. Ces micro-calcifications apparaissent généralement dans des carcinomes ductaux de grade intermédiaire et leur dimension moyenne

7.2.1 Un fil - Une paire de fils

Le fil est placé au centre de rotation du scanner 2-D (banc N°2). Une paire de fil est placée à moins de 10 mm du centre; ils sont séparés de 1.1 mm. Pour que les fils soit d'aplomb, une masse est attachée à leur extrémité. Ces deux objets ont été imagés dans un plan transversal. Le signal transmis est un pseudo-chirp (*c.f.* section 5.4.1) et une acquisition en RLO est réalisée.

La reconstruction du fil au centre permet d'apprécier la fonction d'étalement du système d'imagerie. La fonction d'étalement du point (*Point Spread Function*, PSF en anglais) est une fonction décrivant la réponse d'un système d'imagerie à une source ponctuelle. Dans notre cas, le fil est apparenté à une source secondaire. En négligeant la diffraction et uniquement pour des objets inférieurs à la longueur d'onde, la résolution du problème inverse est définie par la relation suivante :

$$\tilde{f}(x, y) = \text{PSF}(x, y) ** f(x, y) \quad (7.6)$$

où f est la fonction d'impédance du milieu de propagation contenant l'objet à imager, \tilde{f} est la reconstruction réalisée par le système d'imagerie, x et y sont les variables d'espace dans le plan cartésien de l'image, et $**$ symbolise le produit de convolution à deux dimensions.

Les reconstructions de la figure 7.3 montrent une PSF quasi-isotrope. La résolution du système peut être évaluée avec la largeur à mi-hauteur⁴ de la PSF. La largeur à mi-hauteur est de 0.102 mm donnant une résolution inférieure à la longueur d'onde.

Remarque En tomographie ultrasonore, la résolution spatiale est définie par la demi-longueur d'onde à la fréquence nominale des transducteurs : à 3 MHz la longueur d'onde, ici notée λ_0 , est égale à environ 0.5 mm et la résolution correspondante est 0.25 mm. La largeur de la bande passante des transducteurs a une influence sur la résolution spatiale; ainsi la résolution maximale escomptée correspond à la demi-longueur d'onde à la fréquence maximale à l'intérieur de la bande passante à -6 dB, soit dans notre cas 4.17 MHz. Par conséquent la longueur d'onde à 4.17 MHz, notée λ_{max} , est égale à 0.36 mm, ainsi la résolution maximale est $\lambda_{max}/2$ qui est égale à 0.18 mm. En conclusion, la résolution maximale peut être définie soit par $\lambda_0/3$ soit par $\lambda_{max}/2$ puisque ces deux valeurs sont similaires (0.16 mm et 0.18 mm, respectivement).

La résolution obtenue va au delà du résultat escompté si l'on s'en tient au critère de la largeur à mi-hauteur du lobe principal de la PSF. Cependant l'importance des lobes secondaires joue un rôle capital dans la discrimination d'objets très proches. Si l'on définit la résolution spatiale par rapport à l'amplitude maximale des lobes secondaires, la valeur obtenue est de 0.23 mm, c'est-à-dire environ $\lambda_0/2$. Des expériences complémentaires doivent être menées prochainement avec un arrangement de fils dans le but d'évaluer le pouvoir de discrimination entre des objets linéiques très proches. A ce niveau de l'étude, on considère que la reconstruction de la PSF fournit une indication suffisante sur la résolution spatiale du système et que celle-ci est inférieure à $\lambda_0/3$.

Les études similaires [Duric 2007, Gemmeke 2007] employant des fils pour déterminer la résolution spatiale de leurs systèmes tomographiques avec des fréquences centrales de 1.5 MHz et 2.7 MHz ont obtenu expérimentalement des valeurs très proches de $\lambda_0/3$. Une modélisation de tomographie en diffraction à 2.5 MHz [Mast 1999a] a conduit au même résultat.

est de 0.3 mm [Cheng 2003, Purdie 2009].

4. La largeur à mi-hauteur est un paramètre utilisé pour déterminer la résolution spatiale.

7.2.2 Six paires de fils excentrées

Un fantôme utilisant douze fils de diamètre 0.08 mm regroupés par paires est utilisé pour évaluer la reconstruction d'objets ponctuels éloignés du centre de l'antenne. Le banc N°1 (*c.f* section 3.2.2) est utilisé. Les couples sont répartis sur un cercle de 53 mm de diamètre et le centre du cercle coïncide avec le centre de l'antenne. L'acquisition effectuée est une rétrodiffusion pure contenant 1024 signaux et le générateur de fonctions transmet une impulsion standard. La disposition des fils, le sinogramme de l'acquisition et la reconstruction sont illustrés en figure 7.4.

L'agrandissement du couple dont l'éloignement entre les fils est le plus faible donne une meilleure appréciation de la qualité de la reconstruction. La résolution spatiale, inférieure à $\lambda_0/3$, permet de distinguer nettement chacun des deux fils éloignés de 0.8 mm.

Néanmoins, en comparaison de la reconstruction des objets positionnés au centre de l'antenne (figure 7.3), la reconstruction des fils est dégradée. En d'autres termes l'agrandissement de la figure 7.4(c) n'est pas le simple résultat du produit de convolution entre la fonction objet et la PSF du système, ou encore, la PSF varie avec la position du pixel dans le plan de l'image.

7.3 Imagerie d'objet à faible contraste d'impédance

Les tissus mammaires présentent un contraste d'impédance inférieur à environ 10%⁵. Les matériaux de référence manufacturés et les méthodes de fabrication donnés au chapitre 6 sont utilisés pour réaliser des fantômes à faible contraste d'impédance.

7.3.1 Fantômes cylindriques et méthode d'imagerie

Quatre fantômes cylindriques ont été fabriqués pour évaluer la capacité du tomographe à imager des objets de faible réflectivité. Les matrices contiennent deux inclusions cylindriques chacune. Un bûcher est utilisé pour mouler les matrices ; deux tubes à essais sont suspendus dans le bûcher. Les tubes à essais sont extraits après solidification de la matrice et l'espace libéré est rempli avec un nouveau mélange pour créer l'inclusion.

Le diamètre intérieur du bûcher est de 73 mm (146λ) et sa hauteur est 140 mm. Les tubes à essais ont un diamètre extérieur de 12.5 mm (25λ).

Fantôme n°1

Matrice → eau distillée et 2%_m d'agar-agar.

Inclusions → elles sont composées d'eau distillée et de glycérol à 10 %_m pour l'une et à 20 %_m pour l'autre.

Fantôme n°2

Matrice → eau distillée, 2%_m d'agar-agar et 1%_m de poudre de cellulose.

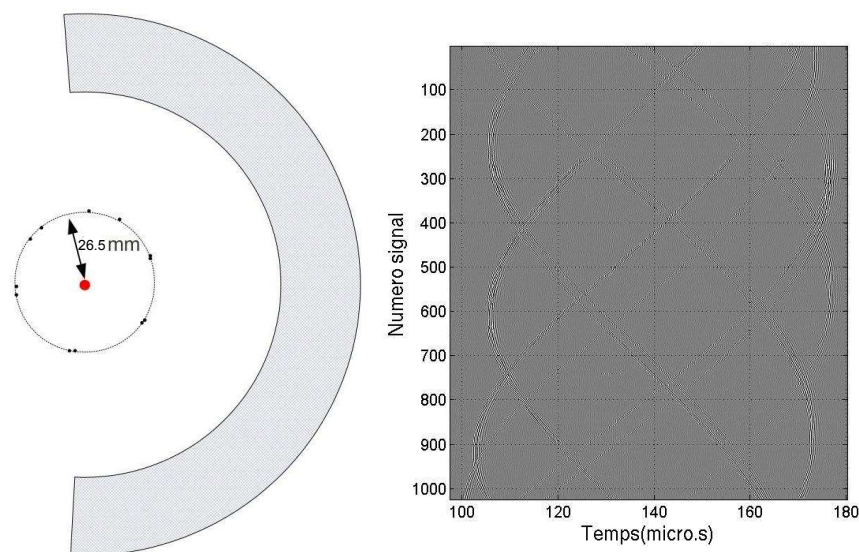
Inclusions → elles sont composées d'eau distillée et de glycérol à 10 %_m pour l'une et à 20 %_m pour l'autre.

Fantôme n°3

Matrice → eau distillée, 2%_m d'agar-agar et 1%_m de poudre de cellulose.

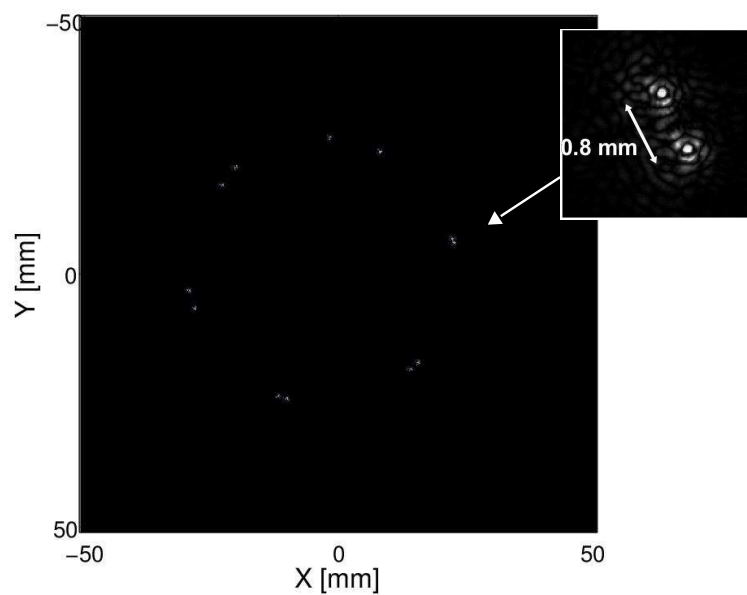
Inclusions → elles sont composées d'eau distillée, 2%_m d'agar-agar et de 2%_m de poudre de cellulose.

5. Valeur calculée à partir d'une masse volumique stable entre les tissus (environ 1 g.cm⁻³) et d'une fluctuation relative de célérité inférieure à 10%



(a) Schéma en vue transversale du placement des douze fils par rapport à l'antenne.

(b) Sinogramme de la rétrodiffusion pure.



(c) Reconstruction des six couples de fils et l'agrandissement du couple de fils séparés de 0.8 mm.

FIGURE 7.4 – Tomographie de six couples répartis sur un cercle de diamètre 53 mm. L'algorithme utilise les données radio-fréquences issues d'une acquisition en rétrodiffusion pure.

Fantôme n° 4

Matrice → eau distillée, 2%_m d'agar-agar et 1%_m de poudre de cellulose.

Inclusions → elles sont composées d'eau distillée, 2%_m d'agar-agar et de 3%_m de poudre de cellulose.

La figure 7.5 décrit la composition de chaque cylindre; le tableau 7.1 résume les pro-

priétés acoustiques des matériaux employés : la célérité, l'impédance, le contraste d'impédance relatif au fluide de couplage.

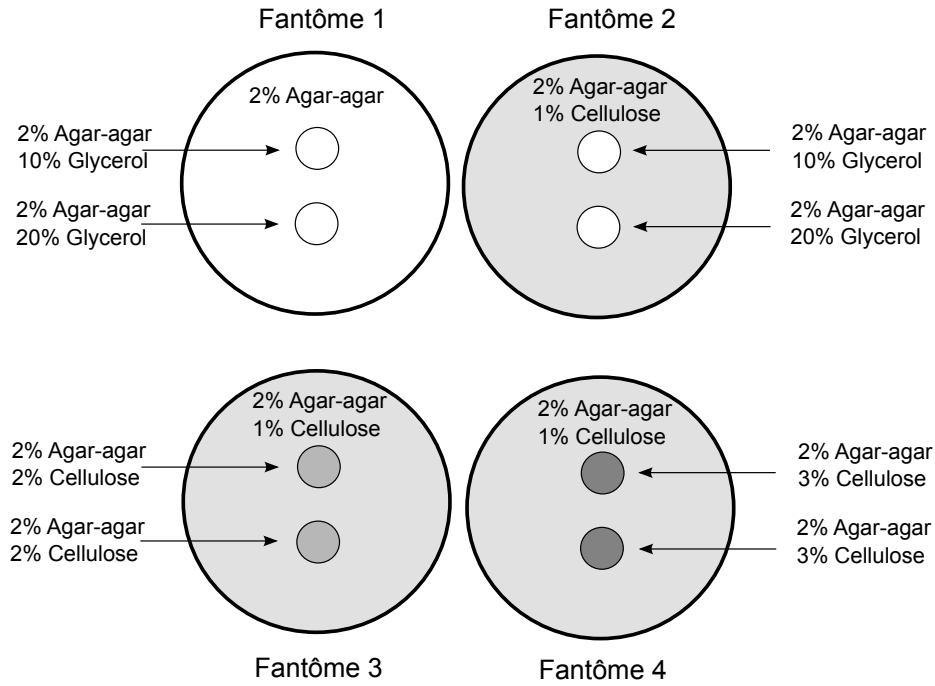


FIGURE 7.5 – Composition des 4 fantômes cylindriques.

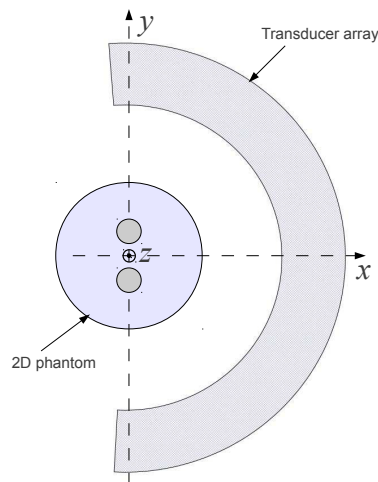


FIGURE 7.6 – Placement des fantômes cylindriques par rapport à l'antenne. L'antenne est en position horizontale (rotation de $\pi/2$ pour l'angle φ).

Sur le banc N°3, les fantômes sont placés au centre de l'antenne semi-circulaire comme illustré sur le schéma de la figure 7.9. Par conséquent une moitié de la section circulaire de l'objet n'est pas éclairée par l'antenne. Pour les fantômes numéro 1 et numéro 2, l'inclusion à 10 %_m de glycérol est placée en dessous de l'axe x et l'inclusion à 20%_m est placée au dessus de l'axe x .

TABLE 7.1 – Valeurs de célérité, d'atténuation, de masse volumique, d'impédance, de contraste d'impédance des matériaux utilisés dans les fantômes faible contraste.

	Célérité [m/s]	Atténuation [dB/cm/MHz]	Masse volumique [g.cm ⁻³]	Impédance [MRayl]	Contraste d'impédance [%] <i>relativement à l'eau</i>
Eau (20°C)	1482.3	n.c.	1.000	1.482	–
2% agar-agar (eau)	1484.8±3.4	n.c.	1.005	1.492	0.7
1% cellulose	1489.5±1.1	0.271±0.026	1.010	1.50	1.2
2% agar-agar (eau)					
2% cellulose	1490.2(*)	0.48(*)	1.015	1.51	1.9
2% agar-agar (eau)					
3% cellulose	1492.7(*)	0.71(*)	1.020	1.52	2.6
2% agar-agar (eau)					
10% glycerol	1528.0±2.2	0.059±0.023	1.026	1.568	5.8
2% agar-agar (eau)					
20% glycerol	1583.7±1.7	0.062±0.043	1.052	1.666	12.4
2% agar-agar (eau)					

Les valeurs avec le symbole suivant (★) ont été calculées à l'aide des régressions réalisées sur les données issues de la caractérisation des blocs de matériaux fantômes (*c.f.* section 6.4).

L'acquisition réalisée est une RLO, l'excitation transmise est le pseudo-chirp. La reconstruction est effectuée après compression des signaux enregistrés. Les sinogrammes correspondants sont affichés sur les figures 7.7 et 7.8. Les images tomographiques obtenues sont illustrées en figure 7.10 pour les fantômes numéro 1 et numéro 2, et en figure 7.11 pour les fantômes numéro 3 et numéro 4.

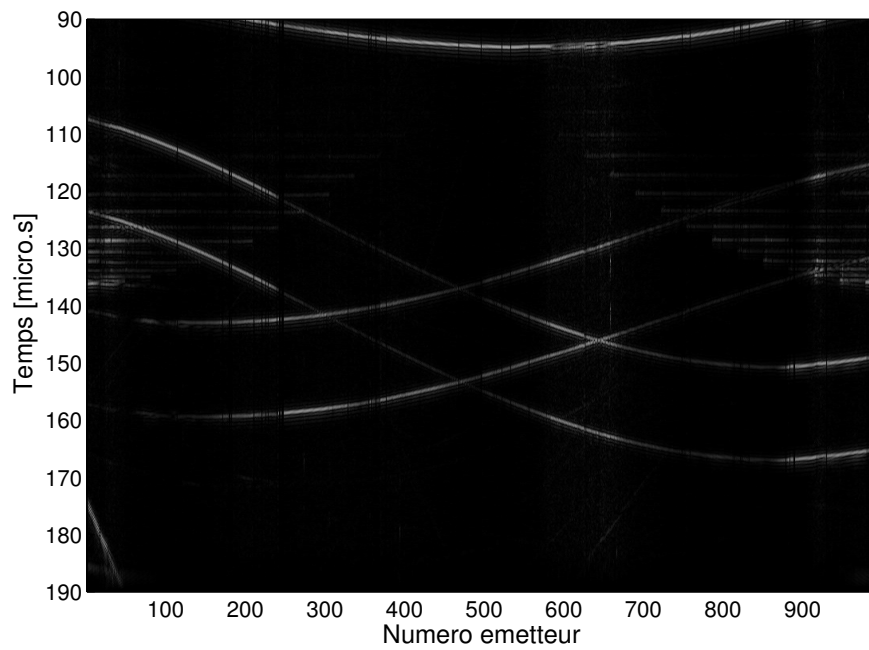
7.3.2 Résultats

Les quatre fantômes cylindriques présentent un contraste d'impédance très faible. Sur les reconstructions obtenues les différents milieux – fluide de couplage, matrice, inclusions – sont facilement identifiables.

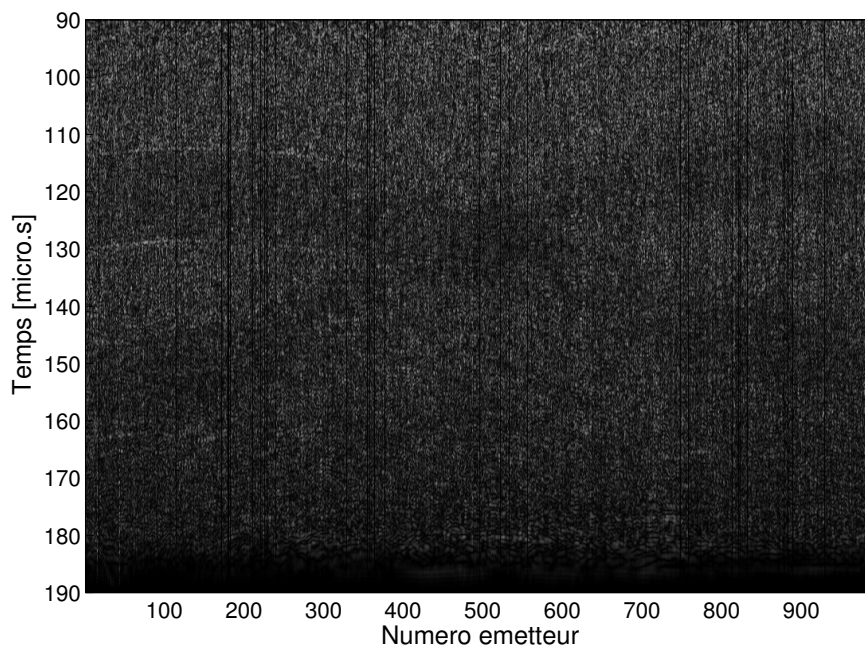
Les milieux sans diffuseurs (*i.e.* sans poudre de cellulose) apparaissent bien comme des milieux anéchoïques affichés en noir sur les images. Aucun bruit de reconstruction n'est visible ce qui est déjà un très bon résultat ! En effet, cela signifie que le nombre d'incidences (*i.e.* éléments de transduction) est suffisant pour relever des interfaces à très faibles saut d'impédance.

Lorsque sont ajoutées à la matrice des particules de petites tailles (50 μm de diamètre), la reconstruction est grise et mouchetée à la manière d'un speckle échographique. La densité du speckle traduit la concentration en particules de cellulose. La distribution de la reconstruction des diffuseurs est relativement homogène dans la section circulaire bien que la moitié gauche des fantômes cylindriques soit située hors de l'antenne semi-circulaire. Il est à noter que le gain n'a (volontairement) pas été augmenté avec la profondeur⁶ dans le but de compenser une quelconque atténuation.

6. Le traitement des signaux n'inclut pas de TGC (Time Gain Compensation).

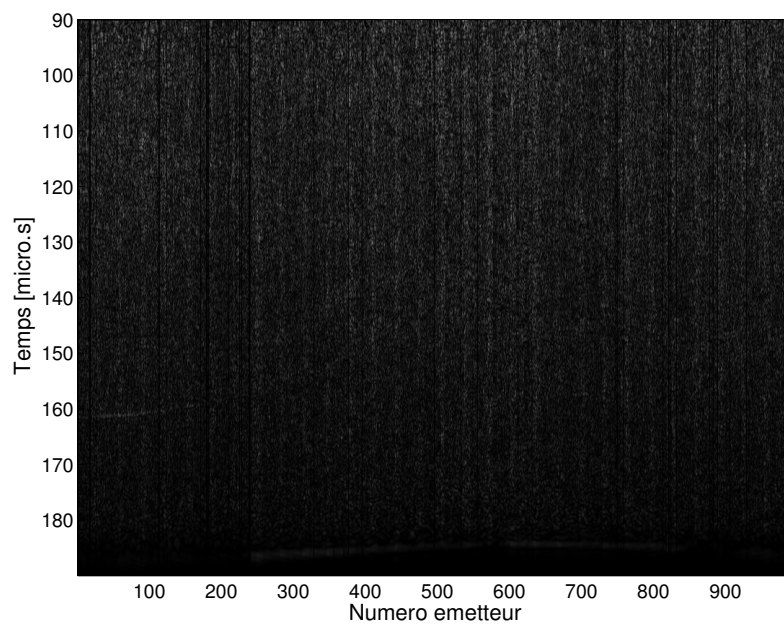


(a) Cylindre N°1

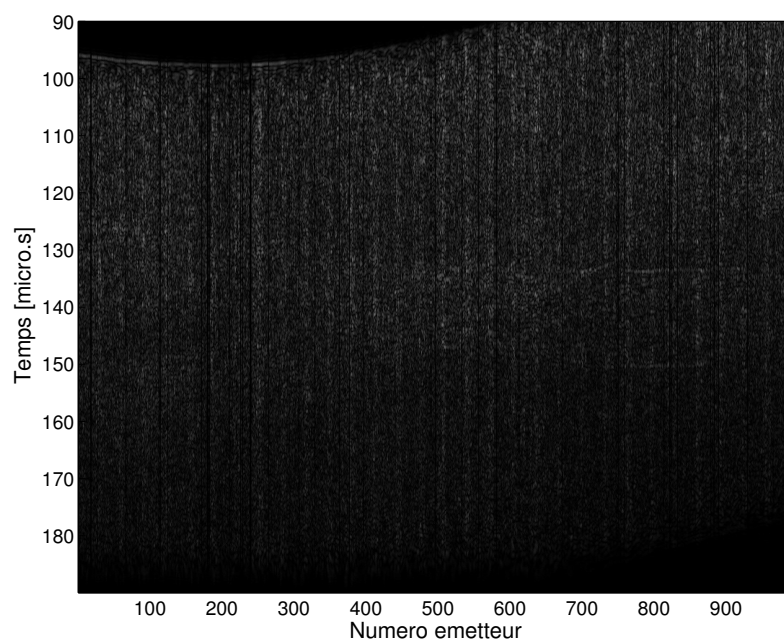


(b) Cylindre N°2

FIGURE 7.7 – Sinogrammes des projections enregistrées sur les fantômes faible contraste 1 et 2.



(a) Cylindre N°3



(b) Cylindre N°4

FIGURE 7.8 – Sinogrammes des projections enregistrées avec les fantômes faible contraste 3 et 4.

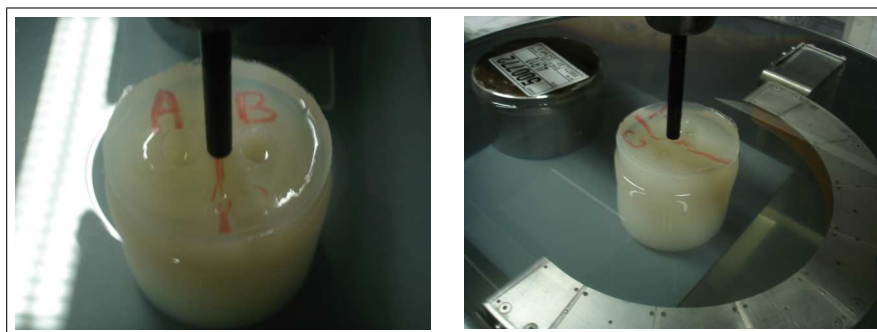


FIGURE 7.9 – Le fantôme numéro 1 durant l’acquisition.

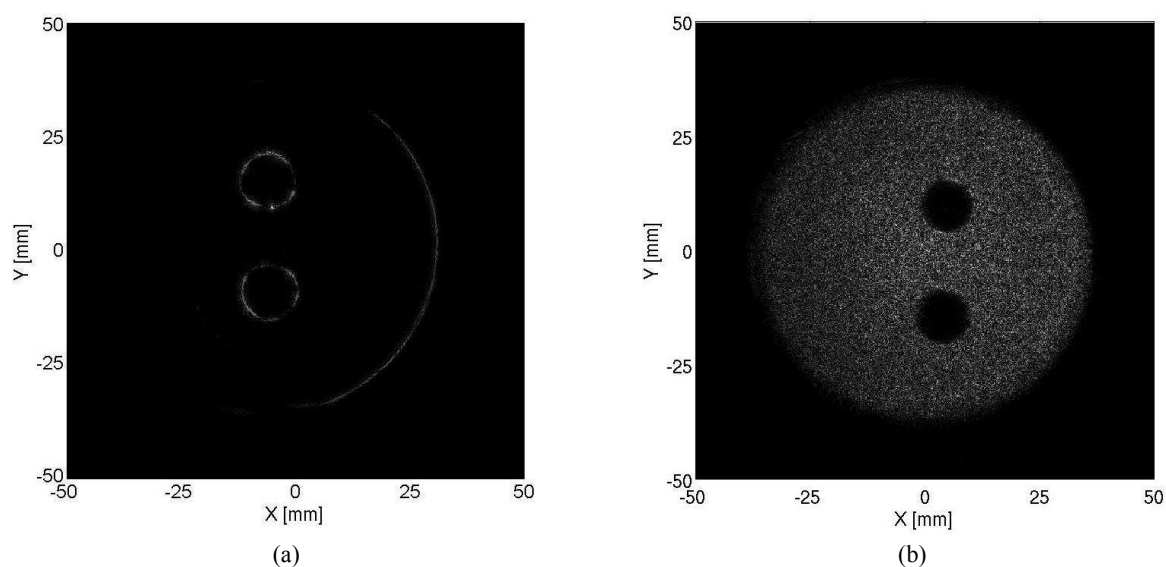


FIGURE 7.10 – Reconstruction de la coupe transversale des fantômes numéro 1 (a) et numéro 2 (b). Les acquisitions sont effectuées en RLO avec l’émission d’un pseudo-chirp.

D’un point de vue géométrique, les dimensions reconstruites (diamètres de la matrice et des inclusions) sont biaisées. Les erreurs de reconstruction sont liées à l’approximation de Born. L’algorithme de reconstruction utilise une carte de célérité du milieu de propagation homogène et égale à la célérité du fluide de couplage. Les variations de célérité dans les objets ne sont pas prises en compte; par conséquent les dimensions reconstruites diffèrent faiblement des tailles réelles des objets.

7.4 Imagerie tridimensionnelle d’un fantôme mammaire

7.4.1 Méthodes d’imagerie

Le fantôme de sein utilisé est un fantôme morphologique industriel (Computerized Imaging Reference Systems Inc. (CIRS), modèle 051, Norfolk, VA) triple modalité; la figure 7.12 illustre le fantôme. La matrice, d’un volume de 530 cm^3 ($12 \times 10 \times 9 \text{ cm}$), est faite en Zerdine. Le Zerdine est un matériau qui imite les propriétés mécaniques des

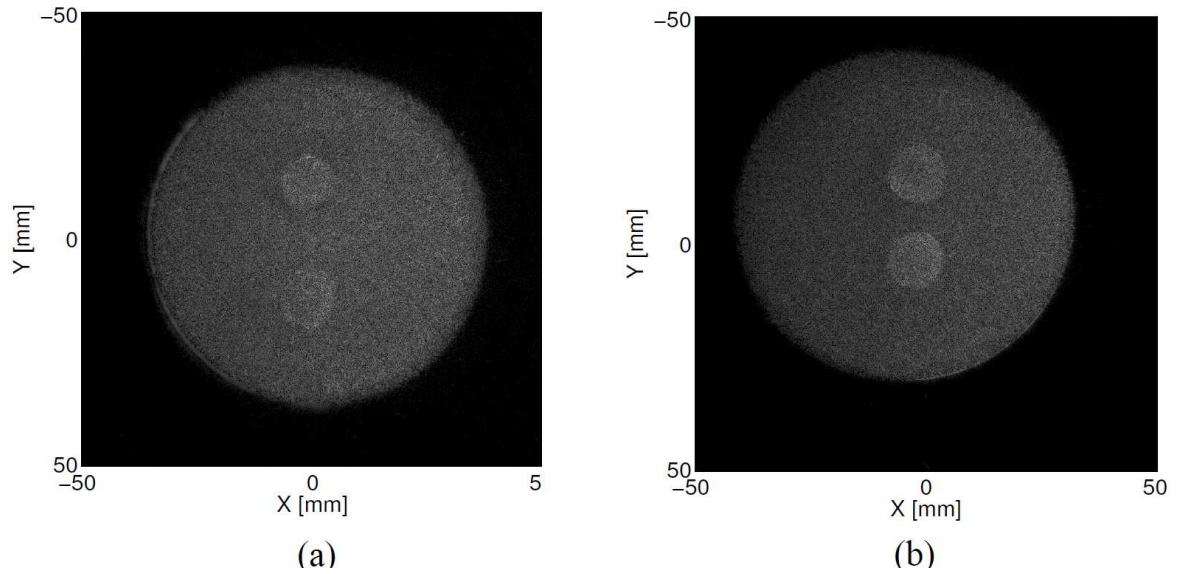


FIGURE 7.11 – Reconstruction de la coupe transversale des fantômes numéros 3 (a) et numéro 4 (b). Les acquisitions sont effectuées en RLO avec l'émission d'un pseudo-chirp.

tissus glandulaires. La célérité et l'atténuation des ultrasons sont respectivement égales à 1540 m.s^{-1} et $0.5 \text{ dB.cm}^{-1}.\text{MHz}^{-1}$. Deux types inclusions quasi-sphériques sont placées aléatoirement dans la matrice : premièrement des fantômes de kystes consistant en des sphères en plastiques remplies d'un liquide dont le diamètre varie entre 6 et 20 mm ; deuxièmement des fantômes de masses denses hyper-échoïques et atténuantes dont le diamètre est compris entre 4 et 16 mm. Aucune information n'est donnée concernant les propriétés acoustiques de ces inclusions. Ce fantôme a déjà été employé aux mêmes fins par [Gemmeke 2007, Ruiter 2010].

Dans cette section, on se place dans les conditions d'une inspection mammaire avec le banc N°3. On souhaite inspecter la totalité du volume mammaire en réalisant plusieurs coupes sagittales. L'axe passant par l'apex du fantôme est colinéaire avec l'axe \mathbf{z} du système (*c.f.* schéma 7.14). Une rotation de θ égale à 180° est nécessaire pour caractériser le fantôme dans sa totalité. Avec un pas de 18° , dix acquisitions sagittales sont effectuées en RLO (transmission d'un pseudo-chirp).

Le sinogramme de l'acquisition numéro 8 est affiché en figure 7.13. Les dix coupes sagittales sont illustrées sur la figure 7.15. L'axe des abscisses correspond à la direction du vecteur \mathbf{z} , et celui des ordonnées est orienté dans la direction du vecteur $\mathbf{e}_\theta = \cos\theta \mathbf{x} + \sin\theta \mathbf{y}$.

7.4.2 Résultats

La matrice Zerdine est décrite par un bruit de speckle de couleur gris foncé homogène indiquant la présence de diffuseurs dans le milieu. Les contours de la matrice sont contrastés par rapport à l'eau qui apparaît complètement noire sur les images soulignant un bruit de reconstruction négligeable.

Les masses denses sont bien visibles à l'intérieur de la matrice ; elles apparaissent comme

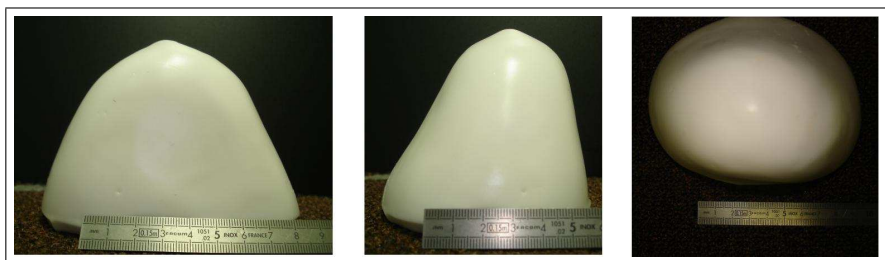
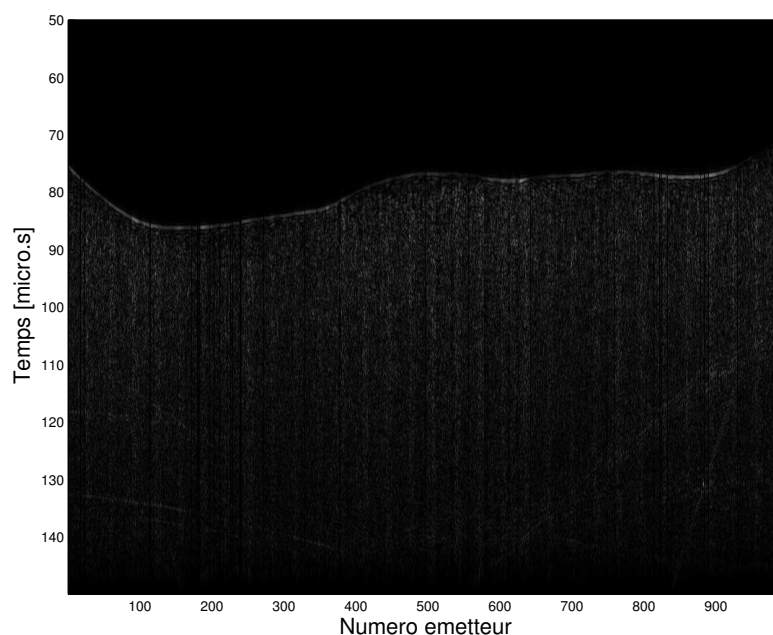


FIGURE 7.12 – Le fantôme en Zerdine sous trois angles de vue.

FIGURE 7.13 – Sinogramme des projections enregistrées avec le fantôme mammaire (coupe numéro 8, à $\theta = 126$ degrés)

des tâches circulaires de speckle gris clair soulignant une forte échogénicité (à titre indicatif $RCBS = -1.33$ pour les masses denses de la coupes à $\theta = 18$ degrés). Les *cônes d'ombre* qui apparaissent sur les images échographiques d'inclusions atténuantes n'existent pas sur les images tomographiques présentées. Pour comparaison, l'annexe C présente une échographie à 7.5 MHz du fantôme mammaire et de ses inclusions. L'isonification semi-circulaire permet d'obtenir une reconstruction homogène dans le plan d'inspection de l'antenne, ce qui est aussi très satisfaisant.

Les inclusions kystiques sont reconnaissables par leur paroi contrastée et par leur faible échogénicité. Le fluide qui les compose est reconstruit en gris très foncé bien qu'il n'y ait pas de diffuseurs dans le fluide. En supposant que le bruit de reconstruction reste faible cette échogénicité (artefact) constatée s'explique par l'épaisseur du faisceau ultrasonore. La figure 4.11(b) du chapitre 4 montre que l'épaisseur du faisceau évolue de ± 9 mm à 20 mm de la source jusqu'à ± 2 mm à 100 mm de la source. Par conséquent compte tenu de la taille des inclusions kystiques (diamètre entre 6 et 20 mm), le champ transmis traverse

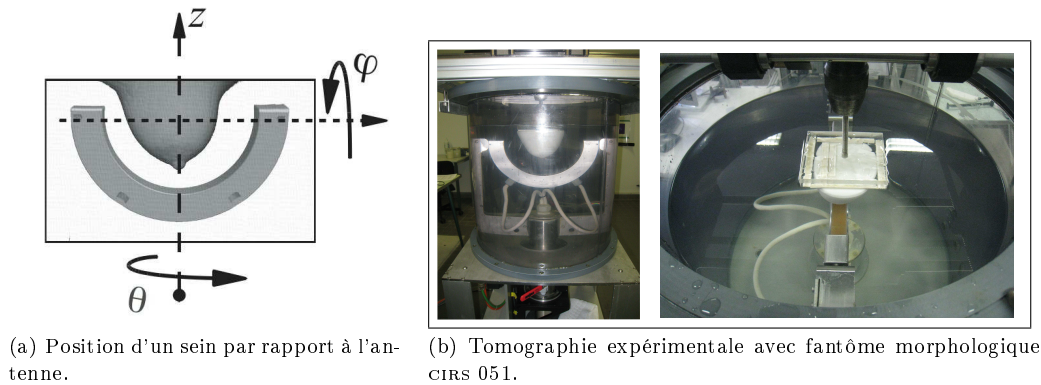


FIGURE 7.14 – Configuration des acquisitions avec le fantôme mammaire. L’antenne effectue plusieurs rotations d’angle θ autour de l’axe z .

l’inclusion mais aussi la matrice qui l’entoure. Ce défaut de focalisation dans le plan de l’élévation est à l’origine du faible contraste observé. D’autres études [André 1997] affichent également des épaisseurs de champ de l’ordre de 10 mm.

Pour comparaison, le fantôme mammaire CIRS a été utilisé pour évaluer un tomographe ultrasonore réalisant des coupes transverses. L’image reconstruite est dans [Gemmeke 2007]; la nature des rétroprojections est identiques cependant les projections sont sommées en enveloppe (valeur absolue de la transformée de Hilbert).

7.5 Discussion et conclusion

Comme on l’a vu au chapitre 3, les éléments du prototype ont été conçus pour tendre vers une géométrie de source ponctuelle. La conception bi-dimensionnelle du tomographe a été pensée pour obtenir des champs à ouverture large dans le plan d’inspection. Au chapitre 4, la caractérisation du champ transmis par les éléments de l’antenne a montré que le système ne fournit pas des conditions idéales pour l’application de la méthode de reconstruction en champ proche présenté au chapitre 2. En effet, l’ouverture du champ dans le plan de l’image est l’ordre de ± 22.5 degrés autour de l’axe de transmission (-6 dB).

Bien que nous ne soyons pas dans des conditions optimales pour utiliser cette méthode de reconstruction, des acquisitions tomographiques en diffraction arrière ont été réalisées avec le système ANAÏS pour reconstruire des images d’objets canoniques (fils et fantômes cylindriques) et un fantôme mammaire.

L’imagerie des objets linéiques nous a permis d’apprécier l’influence de la position des objets sur la qualité de la reconstruction. La PSF n’est pas constante sur tout le domaine de propagation (comme on pouvait s’y attendre au vue de la forte directivité des éléments de transduction). Au centre du plan d’inspection ($x = 0; y = 0$), la PSF est isotrope (figure 7.3(a)) avec une largeur à mi-hauteur égale à 0.102 mm. Lorsque la position du fil s’éloigne du centre on constate une augmentation de l’étalement (figures 7.3(b) et 7.4(c)) et l’apparition d’artefacts. Cette dégradation progressive est due au fait que certains capteurs n’éclairent pas et/ou ne perçoivent pas le champ rétrodiffusé par les fils, *i.e.* toutes les incidences angulaires sur les 190 degrés de l’antenne ne participent pas à la reconstruction

des objets. Estimée à moins de $\lambda_0/3$ au centre de l'antenne, la résolution spatiale tend à se dégrader au fur et à mesure de l'excentration des objets linéiques (pour approfondir ce point, une expérience complémentaire sera menée prochainement).

Toutefois, les objets de grande dimension devant la longueur d'onde ($> 25\lambda$) tels que les cylindres à contraste d'impédance faible et le fantôme mammaire sont correctement imagés. En effet, les frontières de ces objets sont généralement bien restituées car un nombre limité d'incidences suffit à les rendre perceptibles (pouvoir échogène renforcé par la surface relativement étendue de ces objets).

Néanmoins les dimensions des inclusions sont distordues par la méthode de reconstruction qui rétroprojette les échos en considérant la célérité du milieu uniforme. En conclusion, tout en ayant conscience des limitations de la méthode de reconstruction, les résultats sont néanmoins satisfaisants.

Ainsi, le grand nombre de rétroprojections conduit à un niveau de bruit de reconstruction négligeable. De même, le bruit de speckle contribue à définir une texture bien contrastée.

Le travail de thèse n'a pas eu comme objectif premier l'amélioration des images mais plutôt la production d'images avec le système. Dans un travail futur, il serait bon de s'attarder sur cette problématique. Par exemple un traitement des rétrodiffusions serait judicieux pour améliorer les contributions des échos les plus faibles : la compression logarithmique des mesures semble utile pour niveler la dynamique globale des amplitudes des signaux rétrodiffusés. De même un traitement des images basé sur le contraste, la texture et les contours des milieux reconstruits pourrait s'avérer très pertinente pour accroître l'intelligibilité des images.

La réalisation d'une inspection tridimensionnelle sur le fantôme mammaire permet d'envisager une caractérisation de l'intégralité du volume mammaire.

La résolution en élévation peut être améliorée en ajoutant quelques incidences autour d'un plan d'inspection (rotation d'angle φ).

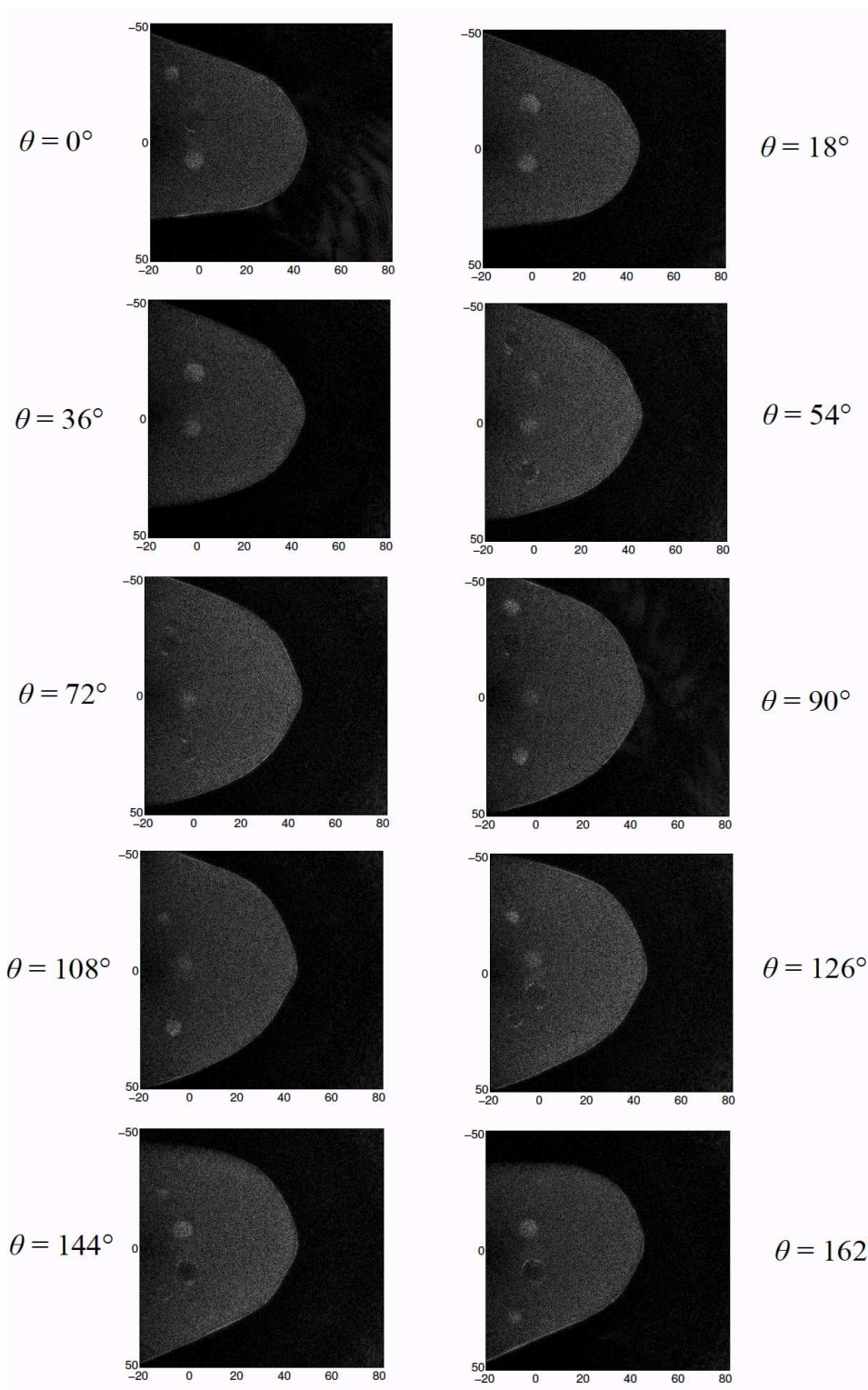


FIGURE 7.15 – Caractérisation tridimensionnelle du fantôme mammaire CIRS. Présentation de 10 coupes sagittales obtenues par la rotation de l'antenne (angle θ) sur 180 degrés avec un pas de 18 degrés.

Apport de la compression d'impulsion à la tomographie ultrasonore

Sommaire

8.1	PSF	119
8.2	Fantômes faibles contrastes	122
8.3	Fantômes anthropomorphiques	122
8.4	Conclusion	123

Dans le chapitre 7, les objets ont été inspectés avec un pseudo-chirp ou une impulsion. Ce dernier chapitre s'intéresse à l'évaluation de l'apport de la compression pour la tomographie ultrasonore. Seront notamment comparées les performances obtenues en utilisant l'**impulsion standard**, le **pseudo-chirp** et les **codes de Golay**. Une comparaison des reconstructions sera réalisée sur les objets suivants : le fil au centre, les fantômes faible contraste 3 et 4, et le fantôme mammaire.

8.1 PSF

Une acquisition en RLO est réalisée avec les trois excitations sur le fil au centre. Les signaux sont agencés sous forme de sinogrammes sur la figure 8.1. On rappelle les résultats obtenus au chapitre 5 qui sont identifiables sur ces figures :

- L'impulsion a un fort niveau de bruit sur certains secteurs de l'antenne. Le $\langle RSB \rangle$ est égal à 15.75. Il chute à 2 sur certains éléments particulièrement peu sensibles.
- La compression d'un pseudo-chirp supprime très efficacement le bruit. Le $\langle RSB \rangle$ est égal à 375. En revanche, l'amplitude des lobes secondaires est importante.
- La compression avec les codes de Golay est aussi très efficace dans l'élimination du bruit. Le $\langle RSB \rangle$ est égal à 283. L'amplitude des lobes secondaires est plus faible que pour le pseudo-chirp. On rappelle que vis-à-vis des deux autres excitations, cette méthode donne pour le paramètre $\langle \tau_{1/4} \rangle$ le meilleur résultat (0.76 μ s) avec la plus faible variabilité inter-élément.

Les reconstructions sont affichées sur la figure 8.2 avec les profils selon $x = 0$ mm. Premièrement il est intéressant de constater que le niveau de bruit de reconstruction est quasiment nul. L'opération de sommation des rétroprojections elliptiques annule le bruit électronique polluant les signaux radio-fréquence.

Les largeurs à mi-hauteur des reconstructions sont identiques dans les trois cas, et elle sont égales à 0.105 mm¹. Néanmoins des différences existent entre ces PSFs. Selon la recon-

1. On retrouve la même largeur à mi-hauteur que pour la reconstruction des fils de la figure 7.3

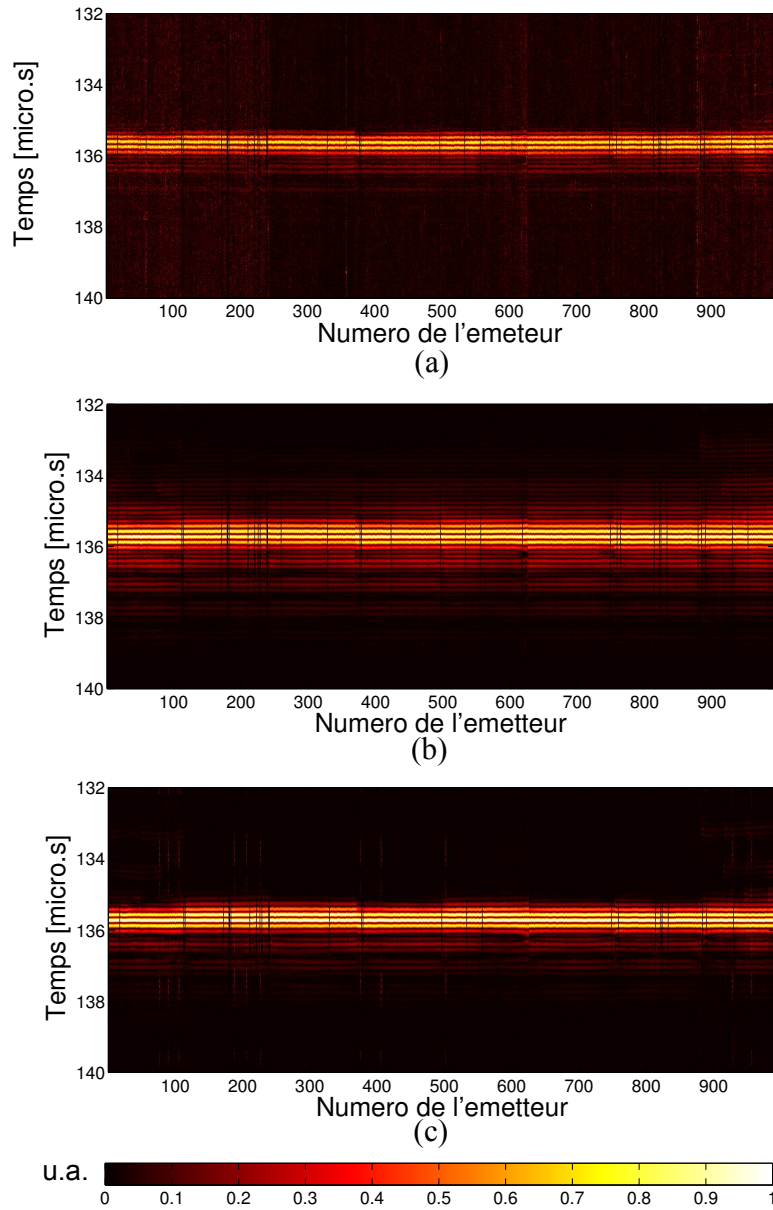


FIGURE 8.1 – Sinogrammes des acquisitions réalisées sur un fil centré : impulsion (a), pseudo-chirp (b) et codes de Golay (c). Les signaux sont recentrés et corrigés en amplitude ; ils sont affichés en valeur absolue.

struction considérée la tâche est plus où moins isotrope. En effet, l'isotropie dépend de la forme temporelle de l'onde inspectrice (ou de l'onde compressée).

Dans les cas des compressions, les PSFs sont quasiment isotropes. Les intercorrélations ont pour effet de symétriser la décroissance des oscillations autour du lobe principal. L'allure de ces formes temporelles peut être vue sur les figures 5.17 et 5.19.

L'impact de la compression d'impulsion sur le contraste peut être apprécié par le rapport de l'amplitude du pic de détection et de l'amplitude du lobe secondaire le plus haut. Les

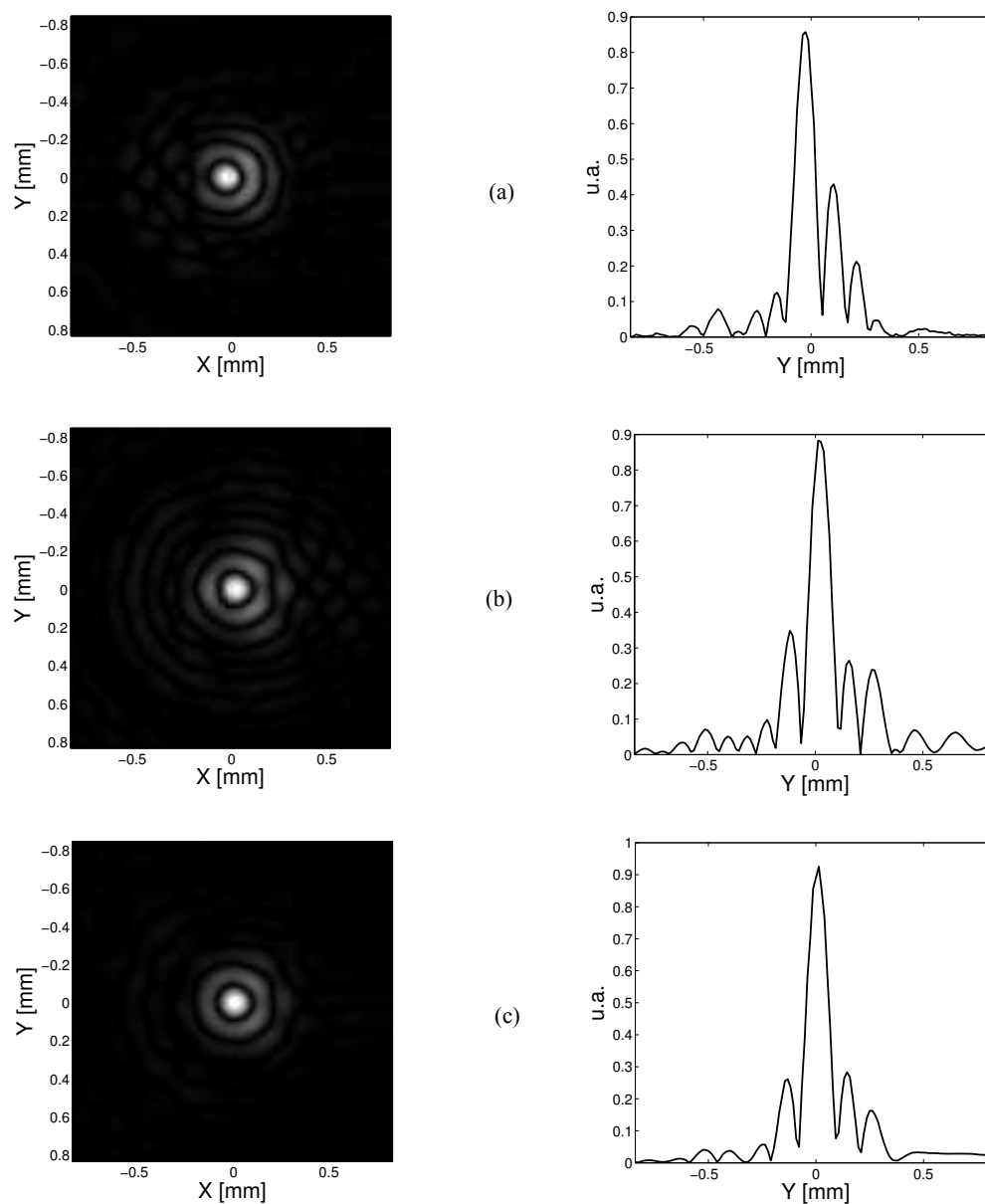


FIGURE 8.2 – Tomogrammes d'un fil de diamètre 0.08 mm placé au centre de l'antenne. Les reconstructions (a)(b)(c) sont issues des données d'une acquisition en rétrodiffusion étalée avec la transmission de l'impulsion standard (a), du pseudo-chirp (b) et des codes de Golay (c). Les profils en $x = 0$ mm sont donnés à droite des PSF.

valeurs obtenues sur les profils en $x = 0$ mm sont données dans le tableau ci-dessous :

	Impulsion	Pseudo-chirp	Golay
Rapport des amplitudes du pic de détection et du lobe secondaire le plus haut	1.99	2.54	3.27

La PSF obtenue à partir des codes de Golay présente une plus grande finesse par rapport au pseudo-chirp et à l'impulsion standard. On peut donc espérer, à partir de ces codes, obtenir des images plus piquées.

8.2 Fantômes faibles contrastes

Une projection correspondant à la première rétrodiffusion sur la collection des projections acquises (fantôme 3) est affichée pour les trois excitations sur la figure 8.3. Les fantômes cylindriques N°3 et N°4 sont respectivement reconstruits sur les figures 8.4 et 8.5 (a), (c) et (e) à partir de mesure en RLO, et en rétrodiffusion pure sur les figures (b), (d) et (f).

À première vue lorsque l'on travaille avec les données en RLO, l'utilisation de l'impulsion standard ou des compressions n'apporte pas de variation perceptible dans le contraste des images. Le grand nombre de rétroprojections sommées lisse les propriétés particulières des PSFs. Une étude approfondie du speckle de reconstruction devra être menée.

Lorsque les données sont limitées aux rétrodiffusions pures, le bruit de reconstruction est élevé; ceci résulte du faible contraste d'impédance entre l'eau et les fantômes. Les images issues des compressions sont nettement moins bruitées et le contraste est augmenté. La compression d'impulsion permet d'améliorer la qualité des images lorsque le nombre de projections est relativement faible, *i.e* lorsque la redondance de l'information est réduite.

Une inspection minutieuse des images révèle que les codes de Golay sont plus à même de faire ressortir l'information utile (reconstruction de la face arrière du fantôme numéro 3 et de l'interface eau/matrice du fantôme numéro 4). Cependant des outils d'analyse objectifs² sont nécessaires pour mettre en valeurs ces nuances.

8.3 Fantômes anthropomorphiques

Une projection correspondant à la première rétrodiffusion sur la collection des projections acquises avec le fantôme est affichée pour les trois excitations sur la figure 8.6. La coupe du fantôme mammaire correspondant à l'angle $\theta = 126$ degrés est affichée sur la figure 8.7. La colonne de gauche correspond à l'utilisation des données de l'acquisition en rétrodiffusion étalée et, la colonne de droite correspond à l'utilisation des rétrodiffusions pures.

Les images reconstruites en rétrodiffusion étalée semblent identiques (même conclusion que pour les fantômes cylindriques). En revanche lorsque le nombre de projection est restreint aux seules rétrodiffusions pures, on note une amélioration du contraste pour les reconstructions issues de données compressées en particulier à l'apex du fantôme (mamelon). Avec l'impulsion standard, le contour est mal défini et on note la présence d'artefacts de reconstruction. Avec les signaux compressés la reconstruction des contours est améliorée; et qui plus est, avec la compression du pseudo-chirp, les artefacts ne sont pas visibles.

Remarque sur les acquisitions Les enregistrements sont réalisés sur une fenêtre d'acquisition de 100 μs . Un "bug", se traduisant par un bruit de haute amplitude et de courte durée, intervient au départ des enregistrements. Ce bruit est visible sur toutes les reconstructions employant l'impulsion standard : il est reconstruit par un artefact circulaire à

2. Par exemple le rapport signal sur bruit du speckle [Burckhardt 1978, Wagner 1983], ou bien, le rapport contraste sur bruit des reconstructions [Lopez 1992, Chen 1996].

l'intérieur (fantôme 3) ou autour (fantôme 4 et fantôme anthropomorphe) des objets étudiés. En revanche celui-ci est annulé par le filtre de compression et l'artefact n'apparaît pas sur les images employant le pseudo-chirp et les codes de Golay.

8.4 Conclusion

La compression d'impulsion a été évaluée avec le système ANAïs pour la reconstruction d'images tomographiques. Quelque soit l'excitation employée, la largeur à mi-hauteur de la PSF est égale à 0.105 mm. Les méthodes de compression s'avèrent être efficaces pour augmenter la finesse de la PSF.

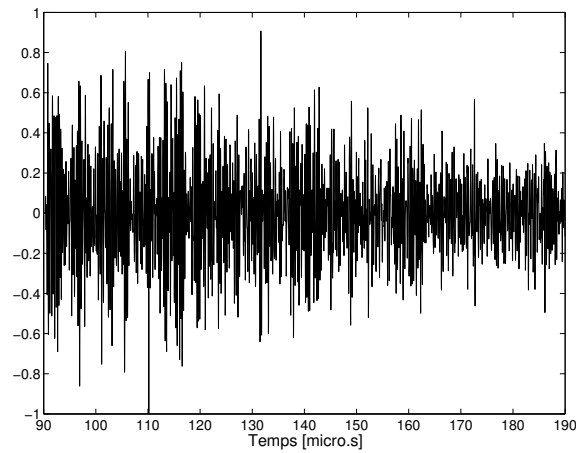
Lorsque la redondance de l'information est limitée à l'utilisation des données en rétrodiffusion pure, une amélioration évidente est constatée. Ces améliorations concernent d'une part le contraste et d'autre part le niveau de bruit de reconstruction (épanchages elliptiques).

Le code de Golay offre le meilleur résultat lorsque les images tomographiques sont reconstruites à partir de données acquises en rétrodiffusion pure.

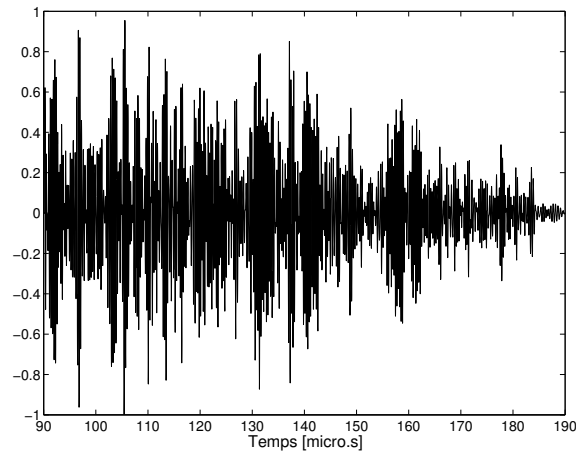
Lorsque les données sont acquises en rétrodiffusion à large ouverture les techniques de compression d'impulsion n'apportent pas d'amélioration visible quant à la qualité des images reconstruites.

Un point sensible de la tomographie ultrasonore est le temps de reconstruction des images. Cette technique est basée sur la redondance de l'information contenue dans les projections acquises. Les temps de calcul obtenus semblent acceptables. Par exemple, pour reconstruire une image 2-D avec une résolution de 1024×1024 pixels sur un PC dont le processeur mono-cœur possède une cadence de 1.8 GHz, la durée d'exécution de l'algorithme de rétroprojections elliptiques filtrés est de 3.75 heures. Pour des images de 512×512 en réflexion pure, le temps de reconstruction est inférieur à 3 minutes. Ces durées peuvent être réduites d'un facteur 10 à 50 en parallélisant les calculs sur des machines multi-cœur (réduisant 3.75 h à 5 min).

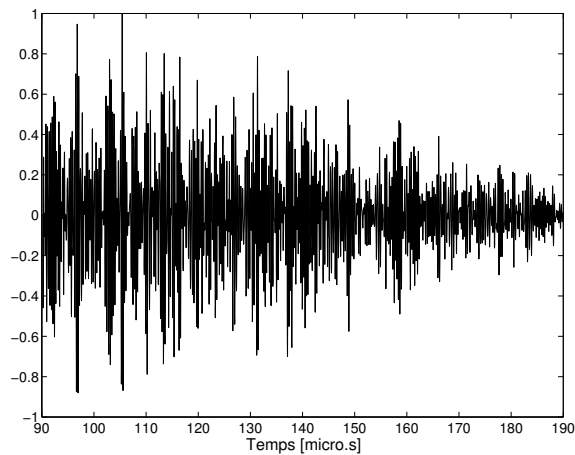
L'utilisation d'excitations codées permet des reconstructions de qualité à partir d'un nombre réduit de projections. Cette qualité peut ensuite être enrichie de manière optimale à partir de la totalité des projections disponibles suivant ainsi une approche "multi-échelle" adaptée aux contraintes temporelles.



(a) Impulsion standard



(b) Compression avec le pseudo-chirp



(c) Compression avec les codes de Golay

FIGURE 8.3 – Une projection mesurée sur le fantôme cylindrique N°3 pour les trois types d'excitation.

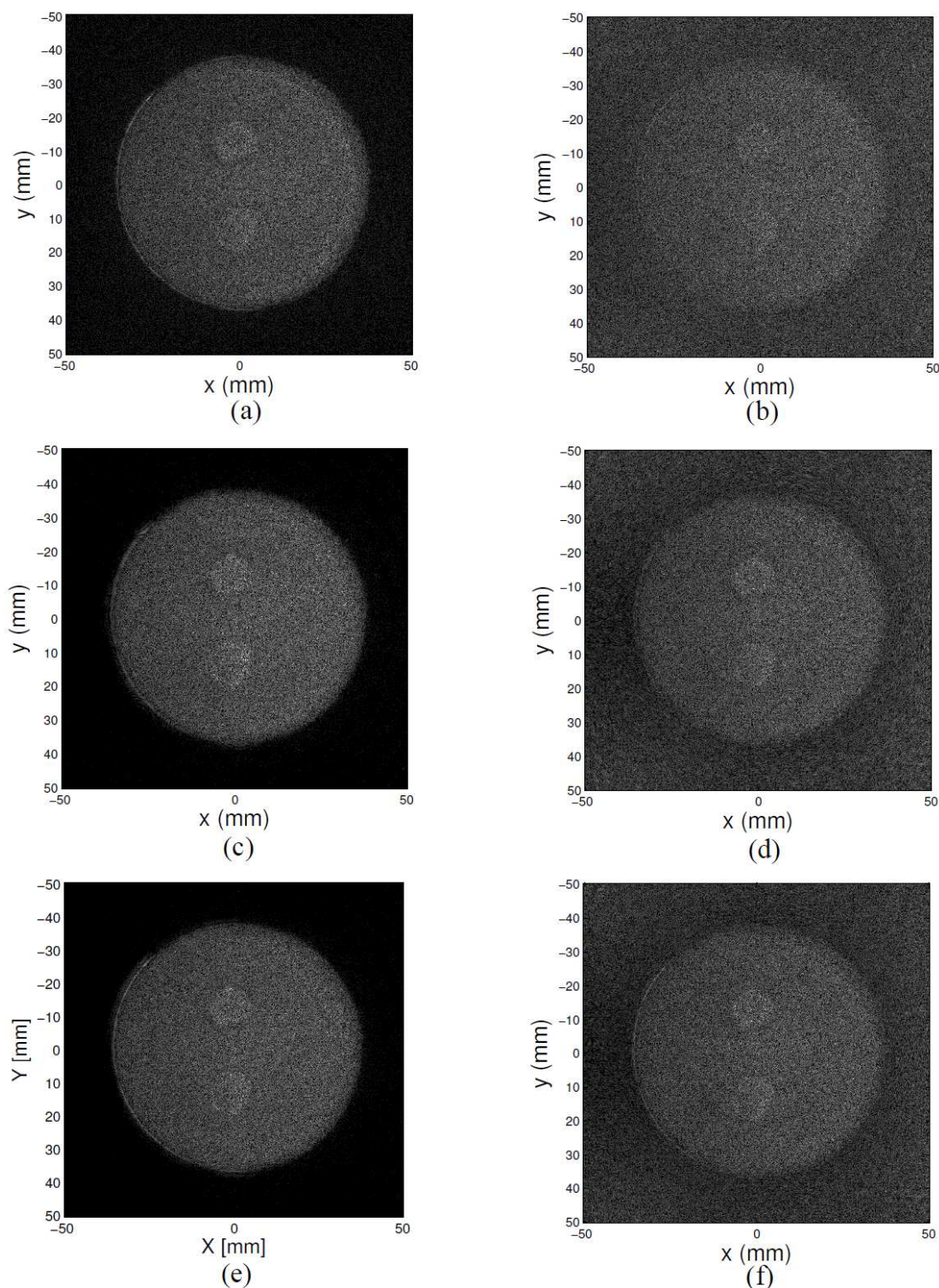


FIGURE 8.4 – Tomogrammes du fantôme numéro 3. Les reconstructions (a)(c)(e) à gauche sont issues des données d’une acquisition en RLO avec la transmission de l’impulsion standard (a), du pseudo-chirp (c) et des codes de Golay (e). Les reconstructions (b)(d)(f) à droite sont issues des données d’une acquisition en rétrodiffusion pure avec la transmission de l’impulsion standard (b), du pseudo-chirp (d) et des codes de Golay (f).

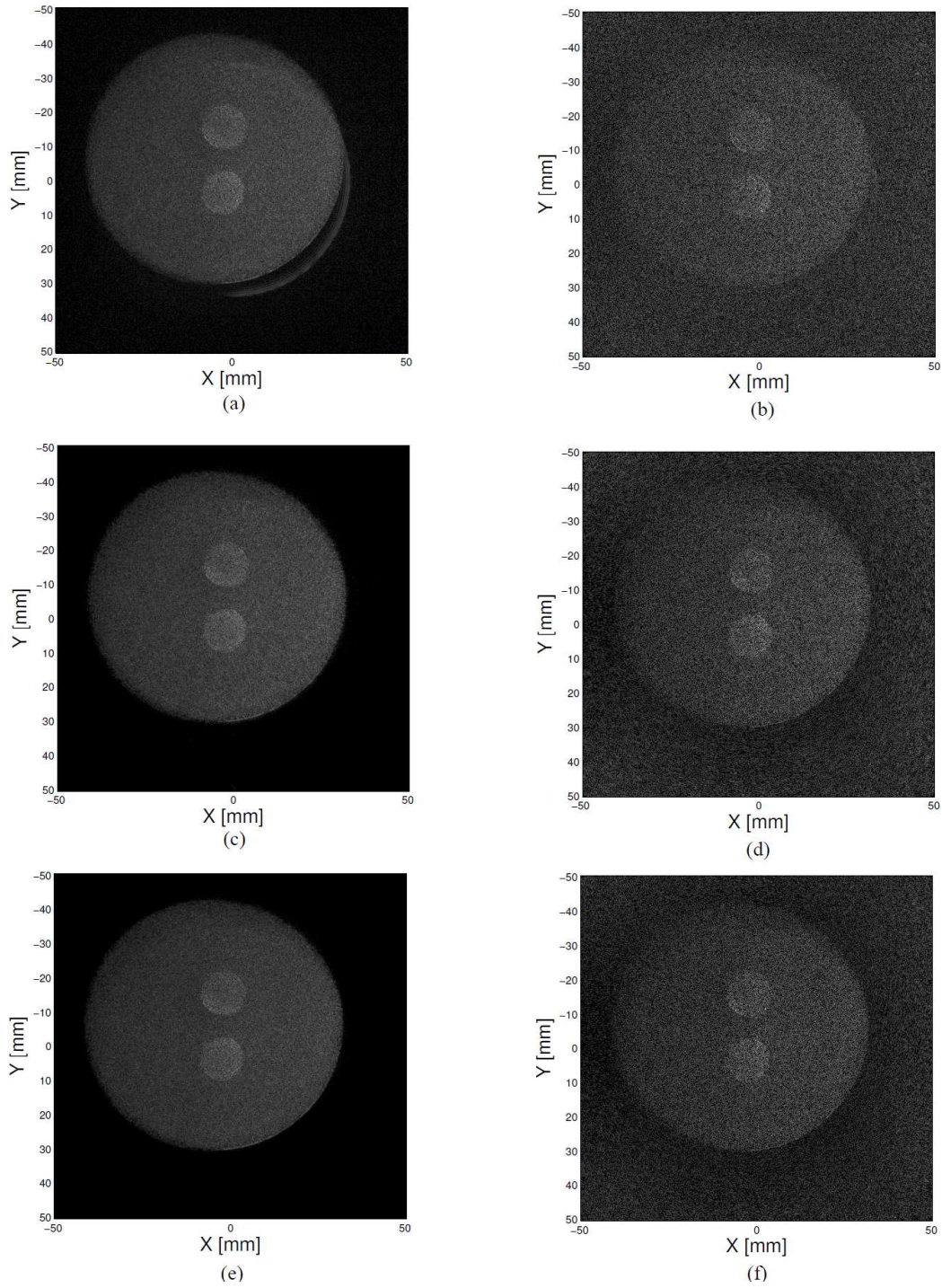
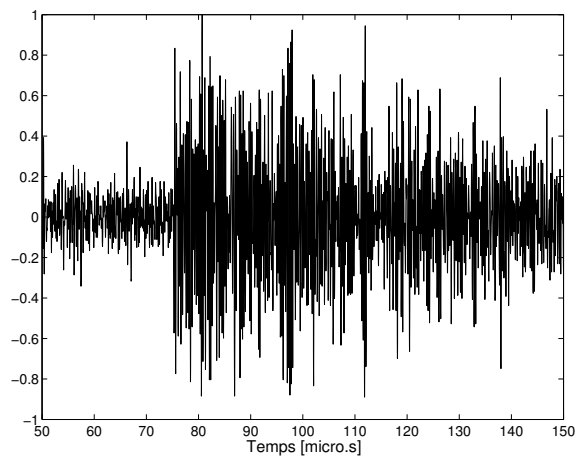
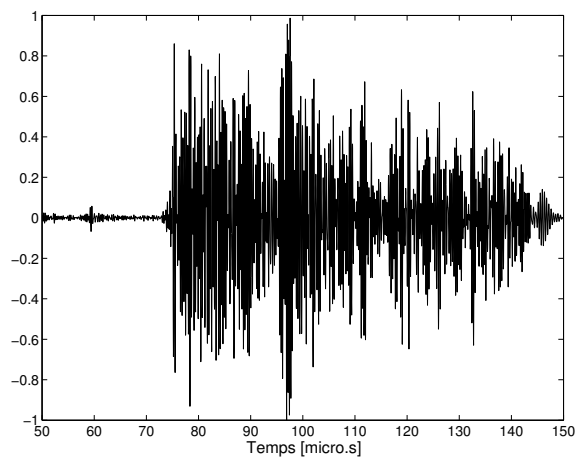


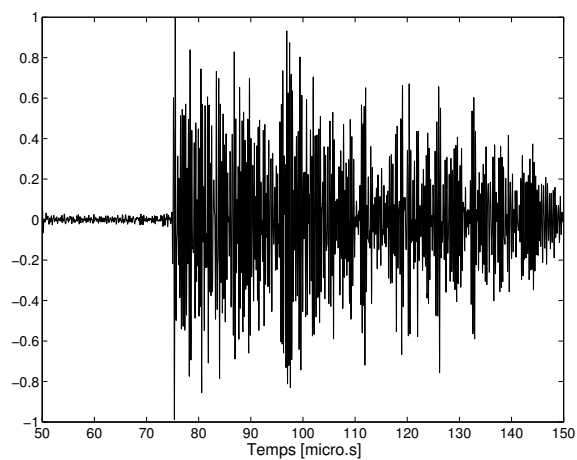
FIGURE 8.5 – Tomogrammes du fantôme numéro 4. Les reconstructions (a)(c)(e) à gauche sont issues des données d'une acquisition en RLO avec la transmission de l'impulsion standard (a), du pseudo-chirp (c) et des codes de Golay (e). Les reconstructions (b)(d)(f) à droite sont issues des données d'une acquisition en rétrodiffusion pure avec la transmission de l'impulsion standard (b), du pseudo-chirp (d) et des codes de Golay (f).



(a) Impulsion standart



(b) Compression avec le pseudo-chirp



(c) Compression avec les codes de Golay

FIGURE 8.6 – Une projection mesurée sur le fantôme mammaire à la coupe $\theta = 126$ degrés pour les trois types d'excitation.

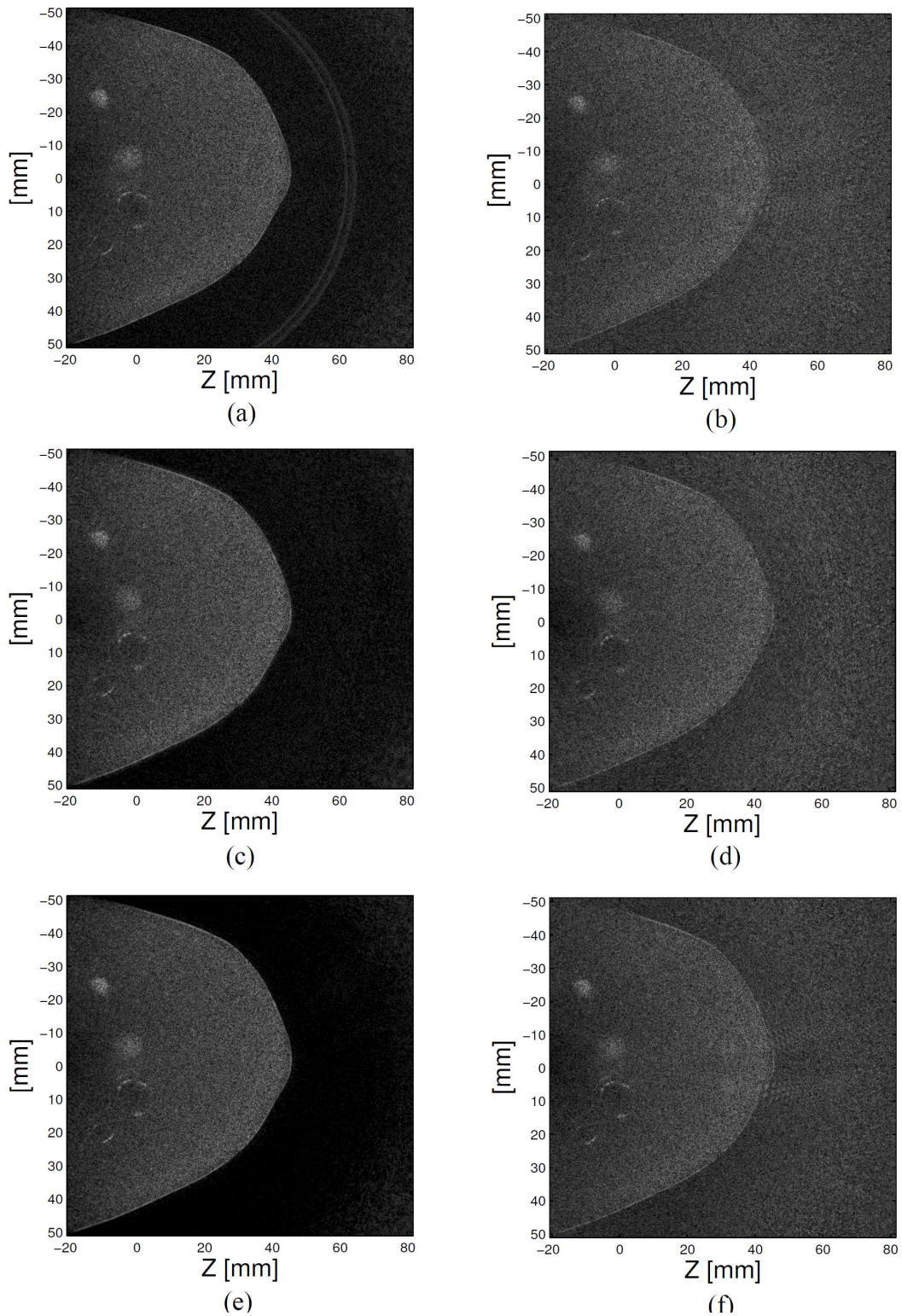


FIGURE 8.7 – Tomogrammes de la coupe sagittale du fantôme mammaire à $\theta = 126^\circ$. Les reconstructions (a)(c)(e) à gauche sont issues des données d’une acquisition en RLO avec la transmission de l’impulsion standard (a), du pseudo-chirp (c) et des codes de Golay (e). Les reconstructions (b)(d)(f) à droite sont issues des données d’une acquisition en rétrodiffusion pure avec la transmission de l’impulsion standard (b), du pseudo-chirp (d) et des codes de Golay (f).

Conclusion générale

Conclusion

Responsable de 11000 décès par an, le cancer du sein demeure un enjeu de santé publique en demande de solutions efficaces tant au plan du diagnostic qu'au plan de la thérapie. Le taux de survie à 20 ans des patientes atteintes de tumeurs infracentimétriques sans envahissement ganglionnaire est supérieur à 90 %. Ce double constat traduit sans ambiguïté la nécessité d'une détection précoce, et d'ors et déjà, les progrès récents de l'imagerie ultrasonore confirment la possibilité d'une analyse de lésions millimétriques. En pratique, la réalité clinique est plus contrastée : si la mammographie x a réduit la mortalité par cancer du sein de 20 à 35 % chez les femmes de 50 à 69 ans, le taux de faux positif demeure trop élevé. En France 65 % des biopsies pratiquées sont inutiles (aux États-Unis elles avoisinent 80 %). Ces faux positifs sont sources d'anxiété, d'inconfort, de douleurs parfois, et d'augmentation des coûts ; ils diminuent aussi la compliance des femmes au dépistage.

Aujourd'hui l'échographie est utilisée en complément de la mammographie en cas d'anomalies cliniques ou de lésions mammographiques, ou bien en première intention dans les cas particulier (grossesse, allaitement, jeune âge). C'est un examen accessible, bien toléré, sans irradiation, peu coûteux et non limité par la densité du parenchyme mammaire (radio-opaque). Par ailleurs, la sensibilité de l'échographie dans la détection des cancers invasifs varie de 93 à 97 % versus 71 à 86 % pour la mammographie x. L'échographie est aussi plus performante dans la détection des cancers lobulaires infiltrants avec une sensibilité de 81 à 88 % versus 34 à 64 % pour la mammographie x.

Toutefois, les performances de l'échographie peuvent être limitées par le volume mammaire, la profondeur du sein et l'hétérogénéité du parenchyme. Le reproche le plus souvent adressé à l'échographie est son caractère opérateur dépendant tout en reconnaissant qu'aucune autre technique ne permet une étude anatomique aussi précise. Or le sein est un organe bien systématisé formé de 15 à 20 lobes harmonieusement distribués autour du mamelon, c'est de plus un organe facile d'accès pour toutes les investigations.

En conséquence, une telle structuration anatomique doit être considérée afin de guider l'examen d'imagerie dans le but de :

- comprendre l'anatomie lobulaire ;
- analyser les modifications anatomiques des lobules et des canaux ;
- détecter une lésion à un stade précoce ;
- standardiser l'examen du sein pour le rendre indépendant du radiologue et interprétable par tous.

La technique d'échographie radiaire introduite par Teboul [Teboul 1995, Teboul 2004] et Amy [Amy 1998, Amy 2011] permet de réaliser une imagerie ductale (de l'arborescence des canaux galactophores) conforme à la distribution anatomique des entités fonctionnelles (UTDL, lobules, lobes) et aux modes de développements pathologiques mammaires que l'on sait être à 87 % d'origine épithéliale.

Aussi, afin de bénéficier de tous les avantages des ultrasons (innocuité, faible coût) tant

au plan diagnostique (visualisation de l'anatomie) que thérapeutique (agent de contraste et délivrance contrôlée de drogue, HIFU) il nous est apparu opportun de développer un scanner à ultrasons; ce système exploite une antenne conformée à la glande mammaire. Les spécifications électroacoustiques ambitionnent une acquisition tomographique en un temps court (moins de 1 seconde par coupe) et capable de proposer un diagnostic pertinent (au stade précoce, imagerie tridimensionnelle, résolution au moins égale à la longueur d'onde soit 0.5 mm), éventuellement spécifique (imagerie moléculaire harmonique) et capable également de proposer une action thérapeutique ciblée (par focalisation acoustique sur bulles adhérentes). C'est l'objectif visé par le prototype, objet de cette thèse, le mammographe à ultrasons ANAïs : ANAtomical Imaging and Interventional System.

Ce système, qui se veut à terme être une approche complémentaire au dépistage du cancer du sein, est avant tout, dans le cadre de cette thèse, un outil de recherche, c'est à dire une passerelle entre la réalité du monde médical et le domaine des sciences de l'ingénieur. Ainsi, une grande partie de ce travail a été consacrée au développement informatique et numérique et à la correction partielle des inévitables erreurs de communication (bugs) qui surviennent lorsque plusieurs sous-traitants industriels travaillent à la réalisation d'un système complexe. Ces points d'achoppement étant éliminés nous avons pu procéder à la calibration du prototype avant d'évaluer les performances de ce système d'imagerie. Pour ce dernier objectif, des fantômes biologiques "faits maison" et industriels ont été utilisés.

La phase d'étalonnage proprement dite s'est effectuée en considérant des cibles linéiques (de section ponctuelle dans le plan transversal) matérialisées par des agencements de fils métalliques de 80 μm de diamètre. Ces cibles "ponctuelles" ont permis d'analyser la fonction d'étalement du point (Point Spread Function, PSF); celle-ci apparaît relativement bien isotrope au sein d'une zone définie comme la région optimale d'imagerie. La largeur à mi-hauteur (Full Width at Half Maximum, FWHM) est de l'ordre de 100 μm et l'amplitude des lobes secondaire est de l'ordre de -13 à -23 dB par rapport au pic de détection et en fonction de l'excitation employée; on estime ainsi la résolution spatiale à une valeur inférieure à $\lambda/3$ (ce qui est en deçà de la résolution spécifiée, $\lambda/2$). Par ailleurs deux fils distants de 0.8 mm sont aisément identifiables sur l'image tomographique montrant ainsi un pouvoir séparateur de l'instrument inférieur au millimètre. Ces bonnes performances en résolution spatiale laissent présager une bonne qualité d'image en terme de piqué ce qui pourrait contribuer à améliorer d'une part les aptitudes du système à reproduire fidèlement les caractéristiques morphologiques des structures internes du sein et de ses pathologies. Mais d'autre part, contrairement à ce qui est parfois admis, sur la base de ces résultats préliminaires, on ne peut pas préjuger du pouvoir de détection, notamment par exemple, sur ses capacités à détecter les micro-calcifications (dont le diamètre moyen est estimé à 300 μm). En particulier, les fils métalliques (80 μm de diamètre) ne peuvent être assimilés à des fantômes de microcalcifications en raison de leur extension "infinie" (selon la direction axiale) en regard de l'épaisseur du champ. Les sections efficaces de ses deux objets sont ainsi très différentes.

Une qualité importante d'un système d'imagerie est sa sensibilité (*i.e.* son pouvoir de détection) pour la détection des cancers infiltrants à développement très rapide et/ou pour des lésions diffuses pour lesquelles le contraste d'impédance est faible et les frontières mal-définies (lésions spiculaires). Dans le but d'apprécier la sensibilité du mammographe, des fantômes biologiques à très faibles contrastes ont été élaborés. Ces fantômes biologiques "ultrasons-compatibles" sont constitués de composants naturels (agar-agar) et synthétiques (glycérol, cellulose) dont les concentrations permettent d'ajuster la vitesse de propagation des ultrasons, le coefficient d'atténuation et l'impédance acoustique. Des lois de mélange ont été élaborées afin de prédire les effets en fonction de la concentration massique de

chacun des constituants. En particulier, il est observé que le glycérol permet d'adapter la célérité des ultrasons dans la matrice agar-agar, tandis que l'ajout de poudre de cellulose modifie à la fois le pouvoir atténuant et la célérité des ultrasons. Cinq tissus mammaires ont été reproduits de manière satisfaisantes, néanmoins la matérialisation d'un carcinome fantôme est encore perfectible. Ces lois de mélange devraient permettre à terme de réaliser des fantômes anatomiques réalistes de sein.

Mais avant cela, les résultats obtenus issus des lois de mélange ont été appliqués à la réalisation de fantômes bidimensionnels de très faibles contrastes (variant de 0.7 à 12.5 %). Ces objets faiblement contrastés sont composés d'une matrice agar-agar pure (contraste de 0.7 % par rapport à l'eau), ou bien chargée à 1%_m de cellulose (contraste de 1.2 % par rapport à l'eau) dans laquelle sont coulées des inclusions cylindriques de 12 mm de diamètre dont le contraste par rapport à l'eau varie de 1.9 à 12.5 %. Dans tous les cas de figure, les reconstructions tomographiques révèlent les contours des inclusions et reproduisent la texture de l'objet (concentration en diffuseurs) notamment lorsque l'inclusion est totalement anéchoïque (fluide). On notera toutefois que sur l'image, la taille de l'inclusion est légèrement biaisée en raison de l'hypothèse d'une propagation à célérité constante.

Par ailleurs, dans le but de se rapprocher de la réalité et aussi afin de permettre une comparaison avec les résultats obtenus par les équipes travaillant sur le même sujet, l'inspection d'un fantôme morphologique industriel triple-modalité (X, IRM, ultrasons) par tomographie ultrasonore est réalisée. Les images obtenues sont de très bonne qualité. Elles montrent que le système ANAIS contribue à discriminer les lésions liquidiennes (kystes) des masses denses (lésions solides). Ces images révèlent aussi un point faible du prototype : l'épaisseur (en élévation) du faisceau réduit le contraste des objets faiblement échogènes de petite taille (diamètre inférieur à 5 mm). Afin de palier cette difficulté, il est prévu à court terme d'effectuer plusieurs acquisitions en élévation autour du plan de coupe d'intérêt. Ceci permettra d'augmenter la redondance de l'information, c'est à dire, d'accroître le contraste par sommation cohérente (méthode SAFT).

La quête d'une information très large bande est un objectif commun de nombreux groupes de recherche en traitement de l'information ultrasonore (exemple les sondes CMUT, Capacitive Micromachined Ultrasonic Transducer) car elle contribue pleinement au contraste et à la résolution spatiale des instruments d'imagerie. Dans cette perspective, deux approches peuvent être considérées ; soit travailler en régime impulsionnel, soit balayer une étendue spectrale la plus large possible et procéder par compression d'impulsion. Le système ANAIS a été conçu de telle sorte que les deux approches puissent être étudiées afin d'évaluer les avantages respectifs. Nous avons ainsi pu observer que l'émission de séquences large-bande (pseudo-chirp et codes de Golay) permettrait d'accroître considérablement le rapport signal sur bruit des projections acquises en comparaison de celui obtenu en régime impulsionnel, sans dégrader significativement la résolution spatiale. Nous avons aussi mis en évidence l'effet de filtrage de la chaîne électroacoustique qui estompe quelque peu les performances en compression.

L'apport de la compression d'impulsion sur la qualité des images a été évalué. Par comparaison avec une excitation impulsionnelle standard, il est observé que la compression d'impulsion n'apporte pas d'amélioration significative en qualité (contraste et résolution) globale de l'image même si la PSF est mieux résolue et plus isotrope avec un avantage certain pour les codes de Golay (devant le pseudo-chirp et l'impulsion). Ceci s'explique par le fait que lorsque la densité de projections est grande (échantillonnage spatial dense en Rétrodiffusion à Large Ouverture, RLO) le bruit se détruit par sommation cohérente et le rapport signal sur bruit de l'image tend vers une certaine limite qui peut être relativement bien approchée lorsque le nombre de projections est grand (ici 31776).

Cette limite est atteinte plus rapidement si les projections sont pré-traitées par la technique de compression d'impulsion, ou, en d'autres termes, un nombre moindre de projections pré-traitées est nécessaires à l'obtention d'une image de qualité équivalente. Nous avons pu observer effectivement qu'une tomographie en rétrodiffusion pure (32 fois moins de projections par rapport à une acquisition en RLO) reconstruite à partir de projections pré-traitées par compression d'impulsion est de meilleure qualité qu'une image obtenue en émettant une excitation impulsionnelle.

Enfin, malgré une différence importante entre les modèles pré-supposés de sources et de récepteurs ponctuels (directivités isotropes) introduits lors de la formalisation du problème inverse, la qualité de l'image du fantôme anthropomorphiques reconstruite est très satisfaisante : aucun bruit de reconstruction n'est observable, les contours sont très bien délimités, le speckle est homogène même à grande profondeur.

Perspectives

Si l'on fait abstraction des temps d'acquisition qui restent prohibitifs pour une imagerie *in vivo* tridimensionnelle, le tomographe remplit les objectifs principaux qui étaient assignés. On mesure "une prise de vue" en une durée inférieure à 10 secondes par coupe, la résolution spatiale est inférieure à 0.2 m, la détection d'objets faiblement contrastés est effective, ainsi que la discrimination de lésions liquides et solides.

Toutefois en raison des contraintes temporelles, la mobilité de l'antenne et les ressources informatiques n'ont pas été exploitées au maximum de leurs possibilités. Ainsi un balayage en élévation permettant d'accroître le rapport signal sur bruit par sommation cohérente, voire même de réduire l'épaisseur du faisceau en simulat (par une loi de retard) une focalisation à l'émission et à la réception. Ceci pourrait être entrepris à court terme.

À plus long terme, c'est-à-dire, en disposant de moyens financiers suffisants, une antenne semi-circulaire 2.5-D (5 à 7 éléments en élévation \times 1024 colonnes de transducteurs le long de l'arc de l'antenne) à balayage électronique permettant de réaliser une focalisation automatique en temps court serait certainement très performantes. Ultimement cette extension du nombre de capteurs en élévation pourrait être étendue à un secteur angulaire permettant la prise de vue d'un lobe dans sa totalité.

Une réduction de la largeur des éléments à une dimension inférieure à $\lambda/2$ (0.25 mm) sans modifier le pas inter-éléments pourrait fournir une directivité plus large. L'isolation acoustique entre les éléments serait alors plus importante et permettrait de diminuer le phénomène de diaphonie.

On sait que la réduction de la surface active d'un élément réduit l'intensité de l'onde transmise. La perte de niveau de pression acoustique engendrée peut être compensée par l'utilisation systématique de la technique de compression d'impulsion en émettant des excitations codées ayant une durée supérieure à 5 μs . La résolution temporelle et le rapport signal sur bruit seraient alors préservés.

Aller au delà de la simple image qualitative (réflectivité) pour approcher une imagerie paramétrique (atténuation, célérité) est une spécificité offerte par la tomographie. Des études ont été menées tant au plan théorique (simulation numérique) qu'expérimental par notre groupe et par d'autres équipes de recherche. En particulier l'imagerie de célérité peut trouver son utilité pour corriger l'hypothèse d'une propagation à célérité constante pénalisant les possibilités de focalisation par ailleurs offertes par l'électronique des systèmes

échographiques dans un milieu parfaitement homogène. La tomographie de célérité s'obtient à partir de mesures en transmission sous de multiples incidences; elle est dans l'état actuel hors de portée du système ANAÏS (antenne semi-circulaire). Par contre l'estimation de l'atténuation à partir de mesures en réflexion (estimation du décalage du centroïde spectral) focalisée est envisageable. Dans cette thèse des résultats préliminaires satisfaisants ont été obtenus; ils pourraient corriger partiellement l'estimation du module de la célérité (complexe). En faisant varier la profondeur de focalisation, l'antenne couvrirait l'ensemble de la zone d'inspection.

Enfin, d'un point de vue pratique, dans le but d'envisager un transfert clinique les capacités de stockage et de transfert de données du système ANAÏS doivent être augmentées. Par exemple, effectuer 10 coupes sagittales en moins de 10 secondes nécessiterait d'augmenter le taux de transfert d'un facteur 8 ce qui est tout à fait compatible avec les technologies actuelles. De plus la versatilité du système permet d'ors et déjà d'envisager une reconstruction tridimensionnelle de l'organe à partir de multiples coupes sagittales (échantillonnage angulaire fin en rotation θ).

D'autre part, la possibilité d'un couplage de tomographie ultrasonore avec une tomographie photo-acoustique sensible au taux d'hémoglobine est une voie de recherche proposée conjointement par le LMA et l'Institut Fresnel; elle est matérialisée par l'ajout d'une source optique modulée temporellement. Le choix d'une antenne semi-circulaire apparaît incontournable pour faciliter le placement de la source optique.

En conclusion, le choix d'une antenne semi-circulaire à forte densité de capteurs a été arrêté dans le but d'offrir une image qualitative de haute qualité, ce qui peut faciliter son adoption par le milieu médical. L'étude de faisabilité de ce système, bien que partielle, a montré que les objectifs principaux (contraste et résolution) étaient en grande partie atteints et que le niveau de performance peut encore être (relativement facilement) augmenté. La contribution du système à la détection du cancer du sein passe par la caractérisation tridimensionnelle de l'arborescence ducto-lobulaire. Là est le grand défi.

Transformée de Fourier Elliptique

Nous rappelons dans cette partie quelques propriétés de la transformée de Fourier Elliptique introduite par S. Mensah [Mensah 2007]. On rappelle que le produit scalaire elliptique " \otimes " associé à une configuration fixée (\mathbf{e}, \mathbf{r}) ou à la forme équivalente (ϕ, θ) est défini par :

$$\begin{aligned} \mathbf{K} \otimes \mathbf{x} &= -k \mathbf{n}_{\phi, \theta} \otimes \mathbf{x} \\ &\triangleq -k (\|\mathbf{x} - \mathbf{e}_{\mathbf{K}}\| + \|\mathbf{x} - \mathbf{r}_{\mathbf{K}}\|). \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

Afin de rendre les calculs qui suivent plus lisibles, on notera $\mathbf{K} \otimes (\mathbf{x} \ominus \mathbf{y}) = \mathbf{K} \otimes \mathbf{x} - \mathbf{K} \otimes \mathbf{y}$, le produit scalaire elliptique " \otimes " n'étant pas distributif.

A.1 Définition de la transformée de Fourier elliptique inverse

La transformée de Fourier elliptique inverse est définie par :

$$\boxed{\mathcal{F}_{\mathcal{E}}^{-1}(\check{f}(\mathbf{K})) = f(\mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi)^N} \int \check{f}(\mathbf{K}) [\mathbf{x}]_{\mathbf{K}} e^{i\mathbf{K} \otimes \mathbf{x}} d\mathbf{K}}. \quad (\text{A.2})$$

En effet,

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{\mathcal{E}}^{-1}(\check{f}(\mathbf{K})) &= \frac{1}{(2\pi)^N} \int \check{f}(\mathbf{K}) [\mathbf{x}]_{\mathbf{K}} e^{i\mathbf{K} \otimes \mathbf{x}} d\mathbf{K} \\ &= \frac{1}{(2\pi)^N} \int \int f(\mathbf{y}) \frac{e^{-i\mathbf{K} \otimes \mathbf{y}}}{[\mathbf{y}]_{\mathbf{K}}} d\mathbf{y} [\mathbf{x}]_{\mathbf{K}} e^{i\mathbf{K} \otimes \mathbf{x}} d\mathbf{K} \\ &= \int f(\mathbf{y}) \frac{1}{(2\pi)^N} \int \frac{[\mathbf{x}]_{\mathbf{K}}}{[\mathbf{y}]_{\mathbf{K}}} e^{i\mathbf{K} \otimes (\mathbf{x} \ominus \mathbf{y})} d\mathbf{K} d\mathbf{y} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

La dernière intégrale de l'équation (A.3) est la distribution de Dirac (annexe A.2) :

$$\frac{1}{(2\pi)^N} \int \frac{[\mathbf{x}]_{\mathbf{K}}}{[\mathbf{y}]_{\mathbf{K}}} e^{i\mathbf{K} \otimes (\mathbf{x} \ominus \mathbf{y})} d\mathbf{K} = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{y}). \quad (\text{A.4})$$

Au sens des distributions, nous obtenons :

$$\mathcal{F}_{\mathcal{E}}^{-1}(\check{f}(\mathbf{K})) = \int f(\mathbf{y}) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{y}) d\mathbf{y} = f(\mathbf{x}) \quad (\text{A.5})$$

A.2 Distributions de Dirac

Soit la distribution de Dirac δ définie comme la transformée de Fourier Elliptique directe (respectivement inverse) de la fonction unité de \mathbf{x} (respectivement de \mathbf{K}) :

$$\delta(\mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi)^N} \int [\mathbf{x}]_{\mathbf{K}} e^{i\mathbf{K} \otimes \mathbf{x}} d\mathbf{K}, \quad (\text{A.6})$$

$$\check{\delta}(\mathbf{K}) = \int \frac{e^{-i\mathbf{K}\otimes\mathbf{x}}}{[\mathbf{x}]_{\mathbf{K}}} d\mathbf{x}. \quad (\text{A.7})$$

On peut donc écrire :

$$\begin{aligned} \delta(\mathbf{x}) &= \frac{1}{(2\pi)^N} \int \check{\delta}(\mathbf{K}) [\mathbf{x}]_{\mathbf{K}} e^{i\mathbf{K}\otimes\mathbf{x}} d\mathbf{K} \\ &= \frac{1}{(2\pi)^N} \int \left[\int \delta(\mathbf{y}) \frac{e^{-i\mathbf{K}\otimes\mathbf{y}}}{[\mathbf{y}]_{\mathbf{K}}} d\mathbf{y} \right] [\mathbf{x}]_{\mathbf{K}} e^{i\mathbf{K}\otimes\mathbf{x}} d\mathbf{K} \\ &= \int \delta(\mathbf{y}) \left[\frac{1}{(2\pi)^N} \int \frac{[\mathbf{x}]_{\mathbf{K}}}{[\mathbf{y}]_{\mathbf{K}}} e^{i\mathbf{K}\otimes(\mathbf{x}\ominus\mathbf{y})} d\mathbf{K} \right] d\mathbf{y}. \end{aligned}$$

Cette dernière relation est vrai si le terme entre crochet est égal à :

$$\delta(\mathbf{x} - \mathbf{y}) = \frac{1}{(2\pi)^N} \int \frac{[\mathbf{x}]_{\mathbf{K}}}{[\mathbf{y}]_{\mathbf{K}}} e^{i\mathbf{K}\otimes(\mathbf{x}\ominus\mathbf{y})} d\mathbf{K}. \quad (\text{A.8})$$

De la même manière, on peut écrire :

$$\delta(\mathbf{x} - \mathbf{y} - \mathbf{z}) = \frac{1}{(2\pi)^N} \int \frac{[\mathbf{x}]_{\mathbf{K}}}{[\mathbf{y}]_{\mathbf{K}} [\mathbf{z}]_{\mathbf{K}}} e^{i\mathbf{K}\otimes(\mathbf{x}\ominus\mathbf{y}\ominus\mathbf{z})} d\mathbf{K}, \quad (\text{A.9})$$

$$\delta(\mathbf{K} - \mathbf{Z}) = \frac{1}{(2\pi)^N} \int \frac{[\mathbf{x}]_{\mathbf{Z}}}{[\mathbf{x}]_{\mathbf{K}}} e^{-i(\mathbf{K}\ominus\mathbf{Z})\otimes\mathbf{x}} d\mathbf{x}, \quad (\text{A.10})$$

$$\delta(\mathbf{K} - \mathbf{Z} - \mathbf{Y}) = \frac{1}{(2\pi)^{2N}} \int \frac{[\mathbf{x}]_{\mathbf{Z}} [\mathbf{x}]_{\mathbf{Y}}}{[\mathbf{x}]_{\mathbf{K}}} e^{-i(\mathbf{K}\ominus\mathbf{Z}\ominus\mathbf{Y})\otimes\mathbf{x}} d\mathbf{x}. \quad (\text{A.11})$$

A.3 Règle de dérivation

On cherche à calculer la valeur de la transformée de Fourier du gradient projeté, $\mathbf{n}_{e_{\mathbf{K}}}(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{grad} g(\mathbf{x})$, d'une fonction paramètre g définie sur un support compact \mathcal{D} . Ce calcul est effectué à la position arbitraire $\mathbf{K} = k \mathbf{n}_{\phi, \theta = \theta_0}$ du domaine spectral elliptique :

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{\mathcal{E}}(\mathbf{n}_{e_{\mathbf{K}}} \cdot \mathbf{grad} g)(\mathbf{K}) &= \int \mathbf{grad} (g(\mathbf{x})) \mathbf{n}_{e_{\mathbf{K}}}(\mathbf{x}) \frac{e^{-i\mathbf{K}\otimes\mathbf{x}}}{[\mathbf{x}]_{\mathbf{K}}} d\mathbf{x} \\ &= \int \mathbf{grad} \left(\frac{1}{(2\pi)^N} \int \check{g}(\mathbf{Z}) [\mathbf{x}]_{\mathbf{Z}} e^{i\mathbf{Z}\otimes\mathbf{x}} d\mathbf{Z} \right) \mathbf{n}_{e_{\mathbf{K}}}(\mathbf{x}) \frac{e^{-i\mathbf{K}\otimes\mathbf{x}}}{[\mathbf{x}]_{\mathbf{K}}} d\mathbf{x}. \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

Or,

$$\begin{aligned} \mathbf{grad} ([\mathbf{x}]_{\mathbf{Z}} e^{i\mathbf{Z}\otimes\mathbf{x}}) &= \mathbf{grad} ([\mathbf{x}]_{\mathbf{Z}}) e^{i\mathbf{Z}\otimes\mathbf{x}} + [\mathbf{x}]_{\mathbf{Z}} \mathbf{grad} (e^{i\mathbf{Z}\otimes\mathbf{x}}) \\ &= 16\pi^2 (\mathbf{n}_{e_{\mathbf{Z}}} \|\mathbf{x} - \mathbf{r}_{\mathbf{Z}}\| + \mathbf{n}_{r_{\mathbf{Z}}} \|\mathbf{x} - \mathbf{e}_{\mathbf{Z}}\|) e^{i\mathbf{Z}\otimes\mathbf{x}} \\ &\quad + [\mathbf{x}]_{\mathbf{Z}} \mathbf{grad} (-ik (\|\mathbf{x} - \mathbf{e}_{\mathbf{Z}}\| + \|\mathbf{x} - \mathbf{r}_{\mathbf{Z}}\|)) e^{i\mathbf{Z}\otimes\mathbf{x}} \\ &= [\mathbf{x}]_{\mathbf{Z}} e^{i\mathbf{Z}\otimes\mathbf{x}} \left(\mathbf{n}_{e_{\mathbf{Z}}} \left(\frac{1}{\|\mathbf{x} - \mathbf{e}_{\mathbf{Z}}\|} - ik \right) + \mathbf{n}_{r_{\mathbf{Z}}} \left(\frac{1}{\|\mathbf{x} - \mathbf{r}_{\mathbf{Z}}\|} - ik \right) \right). \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

On notera par la suite pour une onde auscultatrice de vecteur d'onde \mathbf{K} :

$$\mathcal{K}_{\mathbf{Z}}(\mathbf{x}) = \left[\mathbf{n}_{e_{\mathbf{Z}}} \left(\frac{1}{\|\mathbf{x} - \mathbf{e}_{\mathbf{Z}}\|} - ik \right) + \mathbf{n}_{r_{\mathbf{Z}}} \left(\frac{1}{\|\mathbf{x} - \mathbf{r}_{\mathbf{Z}}\|} - ik \right) \right] \cdot \mathbf{n}_{e_{\mathbf{K}}}. \quad (\text{A.14})$$

On obtient :

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{\mathcal{E}}(\mathbf{n}_{e_{\mathbf{K}}} \cdot \mathbf{grad} g)(\mathbf{K}) &= \int \frac{1}{(2\pi)^N} \left(\int \mathcal{K}_{\mathbf{Z}}(\mathbf{x}) \check{g}(\mathbf{Z}) \frac{[\mathbf{x}]_{\mathbf{Z}}}{[\mathbf{x}]_{\mathbf{K}}} e^{-i(\mathbf{K} \ominus \mathbf{Z}) \otimes \mathbf{x}} d\mathbf{Z} \right) d\mathbf{x} \\ &= \int \check{g}(\mathbf{Z}) \frac{1}{(2\pi)^{2N}} \int \int \check{\mathcal{K}}_{\mathbf{Z}}(\mathbf{Y}) [\mathbf{x}]_{\mathbf{Y}} e^{i\mathbf{Y} \otimes \mathbf{x}} d\mathbf{Y} \times \frac{[\mathbf{x}]_{\mathbf{Z}}}{[\mathbf{x}]_{\mathbf{K}}} e^{-i(\mathbf{K} \ominus \mathbf{Z}) \otimes \mathbf{x}} d\mathbf{x} d\mathbf{Z} \\ &= \int \check{g}(\mathbf{Z}) \int \check{\mathcal{K}}_{\mathbf{Z}}(\mathbf{Y}) \delta(\mathbf{K} - \mathbf{Z} - \mathbf{Y}) d\mathbf{Y} d\mathbf{Z} \\ &= \int \check{g}(\mathbf{Z}) \check{\mathcal{K}}_{\mathbf{Z}}(\mathbf{K} - \mathbf{Z}) d\mathbf{Z}. \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

Dans l'expression de $\mathcal{K}_{\mathbf{Z}}$ à l'équation (A.14), les termes $\frac{1}{\|\mathbf{x} - \mathbf{e}_{\mathbf{Z}}\|}$ et $\frac{1}{\|\mathbf{x} - \mathbf{r}_{\mathbf{Z}}\|}$ sont négligeables devant k , comme nous avons pu le voir pour l'écriture de l'équation 2.10¹ :

$$\mathcal{K}_{\mathbf{Z}}(\mathbf{x}) \simeq -ik [\mathbf{n}_{e_{\mathbf{Z}}}(\mathbf{x}) + \mathbf{n}_{r_{\mathbf{Z}}}(\mathbf{x})] \cdot \mathbf{n}_{e_{\mathbf{K}}}(\mathbf{x}). \quad (\text{A.16})$$

De plus, comme on peut l'observer à la figure A.1, $[\mathbf{n}_{e_{\mathbf{Z}}}(\mathbf{x}) + \mathbf{n}_{r_{\mathbf{Z}}}(\mathbf{x})] \cdot \mathbf{n}_{e_{\mathbf{K}}}$ varie sur une distance inférieure à $D=20$ cm. Par conséquent, $\mathcal{K}_{\mathbf{Z}}(\mathbf{x})$ est à variations très lentes suivant \mathbf{x} puisque l'étendue spectrale $\check{\mathcal{K}}_{\mathbf{Z}}(\mathbf{K})$ est de l'ordre de $D\omega/c$, soit environ $c/D = 7700$ fois plus petite que la fréquence centrale de l'onde émise. Par conséquent, l'angle $(\widehat{\mathbf{K}}, \widehat{\Gamma}) < 1^\circ$, et on obtient

$$\mathcal{K}_{\mathbf{Z}}(\mathbf{x}) \simeq \mathcal{K}_{\mathbf{K}}(\mathbf{x}) = -ik [1 + \mathbf{n}_{e_{\mathbf{K}}}(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{n}_{r_{\mathbf{K}}}(\mathbf{x})]. \quad (\text{A.17})$$

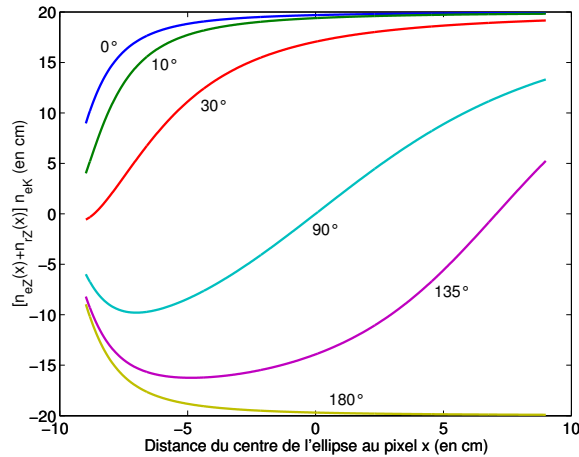


FIGURE A.1 – Profils de $\mathcal{K}_{\mathbf{Z}}(\mathbf{x})$ suivant la direction \mathbf{n}_{ϕ} à différents angles $(\widehat{\mathbf{K}}, \widehat{\Gamma})$.

1. Si on considère que la célérité moyenne de l'organe à imager est $c_0 \approx 1540$ m/s, et que l'on travaille à 3 MHz, on obtient $k = 12240 \text{ m}^{-1}$, grand devant $\frac{1}{\|\mathbf{x} - \mathbf{e}\|} < \frac{1}{\text{rayon}_{\text{antenne}}} = 10 \text{ m}^{-1}$.

Nous notons " \circledast " la convolution (spectrale) elliptique définie par :

$$\check{g} \circledast \check{\mathcal{K}}_{\mathbf{K}}(\mathbf{K}) = \int \check{g}(\mathbf{Z}) \check{\mathcal{K}}_{\mathbf{K}}(\mathbf{K} - \mathbf{Z}) d\mathbf{Z}. \quad (\text{A.18})$$

Ainsi, nous venons d'établir la règle de dérivation :

$$\mathcal{F}_{\mathcal{E}}(\mathbf{n}_{e_{\mathbf{K}}} \cdot \mathbf{grad} g)(\mathbf{K}) \approx \check{g} \circledast \check{\mathcal{K}}_{\mathbf{K}}(\mathbf{K}). \quad (\text{A.19})$$

A.4 Calcul de $\mathcal{F}_{\mathcal{E}}[\Delta\xi(\mathbf{x})]$

On cherche à calculer $\mathcal{F}_{\mathcal{E}}[\text{div}(\mathbf{grad}\xi(\mathbf{x}))]$. On travaille en rétrodiffusion ($\mathbf{n}_e = \mathbf{n}_r$).

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{\mathcal{E}}[\text{div}(\mathbf{grad}\xi(\mathbf{x}))] &= \int_{\mathbf{x}} \text{div}[\mathbf{grad}(\xi(\mathbf{x}))] \frac{e^{-i\mathbf{K}\otimes\mathbf{x}}}{[\mathbf{x}]_{\mathbf{K}}} d\mathbf{x} \\ &= \int_{\mathbf{x}} \text{div} \left[\mathbf{grad} \left(\frac{1}{(2\pi)^N} \int_{\mathbf{Z}} \check{\xi}(\mathbf{Z}) [\mathbf{x}]_{\mathbf{Z}} e^{i\mathbf{Z}\otimes\mathbf{x}} d\mathbf{Z} \right) \right] \frac{e^{-i\mathbf{K}\otimes\mathbf{x}}}{[\mathbf{x}]_{\mathbf{K}}} d\mathbf{x}. \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

En utilisant l'équation (A.13) et en négligeant le terme $\frac{1}{\|\mathbf{x} - e_{\mathbf{z}}\|}$ devant k , on obtient :

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{\mathcal{E}}[\text{div}(\mathbf{grad}\xi(\mathbf{x}))] &= \frac{1}{(2\pi)^N} \int_{\mathbf{Z}} \check{\xi}(\mathbf{Z}) \int_{\mathbf{x}} \text{div}[-2ik\mathbf{n}_{e_{\mathbf{z}}}(\mathbf{x})[\mathbf{x}]_{\mathbf{Z}} e^{i\mathbf{Z}\otimes\mathbf{x}}] \frac{e^{-i\mathbf{K}\otimes\mathbf{x}}}{[\mathbf{x}]_{\mathbf{K}}} d\mathbf{x} d\mathbf{Z} \\ &= \frac{1}{(2\pi)^N} \int_{\mathbf{Z}} \check{\xi}(\mathbf{Z}) \int_{\mathbf{x}} -2ik \mathbf{n}_{e_{\mathbf{z}}}(\mathbf{x}) \mathbf{grad} [[\mathbf{x}]_{\mathbf{Z}} e^{i\mathbf{Z}\otimes\mathbf{x}}] \frac{e^{-i\mathbf{K}\otimes\mathbf{x}}}{[\mathbf{x}]_{\mathbf{K}}} d\mathbf{x} d\mathbf{Z} \\ &= \frac{1}{(2\pi)^N} \int_{\mathbf{Z}} \check{\xi}(\mathbf{Z}) \int_{\mathbf{x}} -4k^2 [\mathbf{x}]_{\mathbf{Z}} e^{i\mathbf{Z}\otimes\mathbf{x}} \frac{e^{-i\mathbf{K}\otimes\mathbf{x}}}{[\mathbf{x}]_{\mathbf{K}}} d\mathbf{x} d\mathbf{Z} \\ &= -4k^2 \frac{1}{(2\pi)^N} \int_{\mathbf{Z}} \check{\xi}(\mathbf{Z}) \delta(\mathbf{K} - \mathbf{Z}) d\mathbf{Z} \\ &= -4k^2 \check{\xi}(\mathbf{K}). \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

On a donc établi que :

$$2k^2 \check{\xi}(\mathbf{K})|_{\mathbf{K}=k\mathbf{n}_{\phi,0}} = -\frac{1}{2} \mathcal{F}_{\mathcal{E}}[\Delta\xi(\mathbf{x})], \quad (\text{A.22})$$

Fantômes de tissus mammaires (suppléments)

B.1 Paramètres quantitatifs

Célérité La célérité de l'onde acoustique correspond la vitesse de propagation de la variation de pression dans le milieu. Dans les tissus mous, le champ de pression est constitué d'ondes longitudinales, c'est à dire des variations de pression locales orientées dans la direction de propagation (à la manière d'un ressort). Des ondes transverses existent ; celles-ci sont presque toujours négligées au delà du mégahertz du fait de leur très faible amplitude. Les tissus mous sont considérés comme des milieux non-dispersifs. En d'autres termes, la célérité des ondes longitudinales ne dépend pas de la fréquence. Elle dépend seulement des propriétés mécaniques du milieu traversé ; elle s'exprime en m.s^{-1} et est définie de par l'expression suivante :

$$c = \sqrt{\frac{1}{\rho\chi}} \quad (\text{B.1})$$

La célérité de l'onde longitudinale, notée c , est fonction de la compressibilité du milieu¹, notée χ , et de la masse volumique, notée ρ . La compressibilité diminue lorsque la température du milieu augmente, conduisant alors à une augmentation de la célérité des ultrasons. La connaissance de la température est importante pour la caractérisation d'un matériau.

Impédance Le comportement d'un milieu vis-à-vis des ultrasons est exprimé par le paramètre d'impédance acoustique, notée Z et exprimée en MRayl. L'impédance acoustique dépend de la masse volumique et de la compressibilité du milieu (B.2) mais peut aussi être définie en fonction de la célérité et de la masse volumique du milieu (B.3).

$$Z = \sqrt{\frac{\rho}{\chi}} \quad (\text{B.2})$$

$$Z = \rho c \quad (\text{B.3})$$

On introduit un nouveau paramètre qui sera utilisé dans le chapitre suivant : le contraste d'impédance, noté γ . Cette grandeur adimensionnée permet de comparer deux matériaux par rapport à leur impédance :

$$\gamma_{12} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_1} \quad (\text{B.4})$$

Z_1 et Z_2 sont les impédances acoustiques du milieu 1 et du milieu 2. γ_{12} quantifie l'écart d'impédance en pourcentage du milieu 2 relativement au milieu 1.

1. L'aptitude du milieu à reprendre sa forme originale après déformation.

Atténuation Lorsqu'une onde ultrasonore se propage dans un milieu tel que les tissus biologiques, l'amplitude et l'intensité du champ acoustique décroissent exponentiellement avec la distance parcourue :

$$\begin{aligned} P(x) &= P(0) e^{-\alpha x} \\ I(x) &= I(0) e^{-2\alpha x} \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

α est appelé le coefficient d'atténuation et x la distance de propagation. L'atténuation résulte de deux phénomènes : l'absorption et la diffusion. L'absorption est un phénomène de dissipation de l'énergie acoustique sous forme de chaleur lors de la propagation d'une onde mécanique. La diffusion résulte de la diffraction du front d'onde par les diffuseurs et les interfaces présents dans le milieu de propagation. Lors de la propagation dans un milieu homogène, l'atténuation observée est due uniquement de l'absorption. Dans les milieux hétérogènes, il est difficile de séparer les contributions de ces deux mécanismes. Ainsi dans ce qui suit suivre on mesurera seulement l'atténuation et le terme d'atténuation sera aussi employé pour décrire pour les matériaux homogènes.

Une approche proposée par [Sehgal 1982] introduit la dépendance fréquentielle du coefficient d'atténuation expérimentalement observée pour différents tissus mous :

$$\alpha(f) = pf^q \quad (\text{B.6})$$

où f est la fréquence de l'onde incidente, et p et q sont les constantes dépendant des caractéristiques particulières du tissu. Des mesures réalisées dans le corps humain [Goss 1978, Sehgal 1982, Mast 1999b] montrent que q est proche de l'unité et compris entre 0.9 et 1.5 [ICRU 1998]. Ainsi il est communément admis que le coefficient d'absorption des tissus mous varie linéairement avec la fréquence sur une gamme allant de 1 à 5 MHz. Pour notre étude cette modélisation est employée pour caractériser l'atténuation dans les matériaux fantômes :

$$\alpha(f) = \alpha_0 \cdot f \quad (\text{B.7})$$

avec α_0 , l'atténuation exprimée en $\text{Np.m}^{-1}.\text{MHz}^{-1}$.

B.2 Méthodes de fabrication

On cherche à fabriquer des blocs homogènes parallélépipédiques de matrice agar-eau incorporant les matériaux listés précédemment. Les mélanges retenus pour notre campagne de caractérisation sont donnés ci-dessous :

- Matrice : [2%_m agar + eau distillée]
- Glycérol : 1%_m, 5%_m, 10%_m, 20%_m et [2%_m agar + eau distillée]
- Cellulose : 0.5%_m, 1%_m, 5%_m, 10%_m, 15%_m et [2%_m agar + eau distillée]

Les étapes du protocole de fabrication des échantillons parallélépipédiques sont données dans l'annexe ci-dessous.

Protocole

Les matériaux composant un mélange sont réunis dans un bœcher. Pour garantir une bonne conservation, on ajoute une faible dose de benzoate de sodium (18106, Sigma-Aldrich®), mieux connu sous l'appellation E211 (1,44 g.cm⁻³). Dosé à 0.2%_m, ce produit permet de prévenir les détériorations biologiques du fantôme (bactéries, champignons)

[Mokhtari-Dizaji 2001]. Le mélange doit être agité pour dissoudre les produits miscibles dans l'eau. L'agar-agar reste à l'état solide à température ambiante. Pour atteindre le point de fusion de l'agar-agar qui se situe autour de 90°C, le mélange est chauffé aux micro-ondes jusqu'au point d'ébullition de l'eau (100°C). Le mélange est à nouveau agité après la chauffe pour homogénéiser l'agar dissous dans la solution.

L'ébullition de l'eau dans le mélange a pour effet d'incorporer un grand nombre de bulles à la solution. Ces bulles doivent être extraites à l'aide d'une pompe à vide sous peine de réaliser des mesures d'atténuations et de célérités erronées. Pour une évacuation efficace des bulles nous préconisons une dépression de 0.08 MPa par rapport à la pression atmosphérique. Après le passage sous la cloche à vide le mélange chaud ne doit plus être agité.

Avec une seringue le mélange est aspiré loin du bord du bûcher et il est vidé dans le moule parallélépipédique. Un repos de trois à quatre heures est nécessaire pour obtenir une matrice solide. La photographie d'un bloc fabriqué suivant cette méthode est donnée sur la figure B.1.

Conservation des blocs

Pour préserver les propriétés acoustiques et éviter l'assèchement du bloc, celui-ci est immergé dans un récipient rempli d'une solution d'eau distillée et de benzoate de sodium à 0.2%_m.

Le glycérol diffuse à travers la matrice agar-eau. Pour éviter la migration du glycérol, les concentrations en glycérol sont identiques pour le fantôme et pour le bain de stockage. Dans ces conditions, le bloc est maintenu entre 2°C et 4°C au réfrigérateur pour une durée maximum d'un mois. Nous avons constaté une stabilité des paramètres sur une période de deux semaines. Aucune autre expérience de caractérisation n'a été réalisée au delà de cette période. Au bout de un mois, l'aspect général du bloc reste stable.

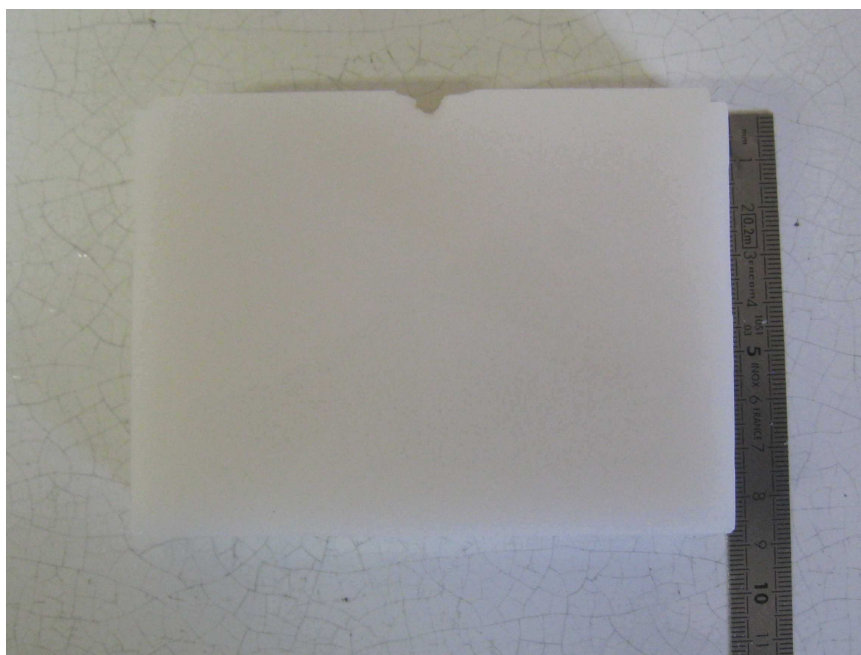
Contrôle des blocs

Lors de la fabrication des blocs une attention particulière doit être portée à l'étape de dégazage. Avant utilisation des fantômes, ceux-ci sont inspectés avec un échographe à 7.5 MHz de la marque Midray® (DP-6600 Vet). Les images permettent de contrôler la qualité du matériau : l'endommagement, l'homogénéité et l'absence de bulle.

B.3 Matériels et méthodes de caractérisation

Le montage expérimental comprend deux transducteurs ultrasonores montés coaxialement de part et d'autre de l'échantillon. Une paire de transducteurs mono-éléments plans (4839, B101 et B102, Imasonic®, Voray sur l'Ognon, France) de fréquence centrale 3 MHz et de rayon 7 mm a été utilisée (figure B.2). Les caractéristiques de ces transducteurs plans sont indiquées dans le tableau B.1. La distance séparant les deux transducteurs correspond à environ deux fois la distance de transition entre la zone de Fresnel et la zone de Fraunhofer ($2 \cdot \frac{R_t^2}{\lambda}$ avec R_t le rayon des transducteurs) soit une distance de 196 mm. L'échantillon se situe à mi-chemin des deux transducteurs, c'est-à-dire au lieu où le champ acoustique est à la fois intense et homogène.

La célérité des ultrasons dans l'eau de la cuve (c_0) est fonction de la température T . Celle-ci est déterminée avec un thermomètre de précision ($\pm 0.01^\circ\text{C}$). La célérité est calculée par une régression polynomiale (B.8) mise au point par [Grosso 1972] et révisée par



(a)



(b)

FIGURE B.1 – Un bloc d'épaisseur 2 centimètres.

[Bilaniuk 1993].

$$c_0(T) = 1.40238744 \times 10^3 + 5.03836171 T - 5.81172916 \times 10^{-2} T^2 + 3.34638117 \times 10^{-4} T^3 - 1.48259672 \times 10^{-6} T^4 + 3.16585020 \times 10^{-9} T^5 \quad (\text{B.8})$$

La célérité et l'atténuation finales résultent de la moyenne des valeurs obtenues sur les deux blocs d'épaisseurs différentes. Chacun des blocs est sondé en trois points grâce à un balayage transversal des transducteurs sur 30 mm avec un pas de 10 mm. Les mesures sont enregistrées par l'intermédiaire d'un oscilloscope communiquant avec un programme d'acquisition de données. La fréquence d'échantillonnage est de 20 MHz.



FIGURE B.2 – L’un des deux transducteurs circulaires plans de fréquence centrale 3 MHz et de diamètre 14 mm.

TABLE B.1 – Caractéristiques des transducteurs employés

	Transducteur 1	Transducteur 2
Fréquence centrale	3.03 MHz	3.05 MHz
Bande passante à -6 dB	1.99 MHz	1.99 MHz

Protocole de mesure Pour accéder aux valeurs de célérité et d’atténuation, il est nécessaire de connaître l’épaisseur e du bloc étudié (*i.e* les calculs de la célérité et de l’atténuation sont dépendants de l’épaisseur). En chaque point d’inspection, quatre mesures sont réalisées. La figure B.3 illustre le principe des mesures. La nature et l’utilité de ces mesures sont décrites ci-dessous :

- i.* Mesure en transmission dans l’eau en l’absence de l’échantillon dans le but d’obtenir la distance L entre les deux transducteurs. La distance L est déterminée à partir du temps de vol t_L du signal transmis dans l’eau.
- ii.* Mesure en transmission dans l’eau en présence de l’échantillon pour obtenir le temps de vol t .
- iii.* Mesure en réflexion avec le transducteur de gauche afin de déterminer le temps de vol t_1 correspondant au parcours de la distance d_1 .
- iv.* Mesure en réflexion avec le transducteur de droite afin de déterminer le temps de vol t_2 correspondant au parcours de la distance d_2 .

Pour illustrer le protocole de mesure, les quatre signaux sont représentées sur la figure B.4. Les signaux correspondent aux acquisitions réalisées un bloc ayant une concentration à 15%_m de poudre de cellulose.

Temps de vol (ou le temps d’arrivée) Les temps de vol sont déterminés avec la méthode du premier passage par zéro. Cette méthode utilise un seuil de détection déterminé par l’écart-type du bruit de l’enregistrement. Lorsque le signal prend une valeur supérieure au seuil défini, alors la valeur temporelle correspondante est prise comme le temps de vol du signal .

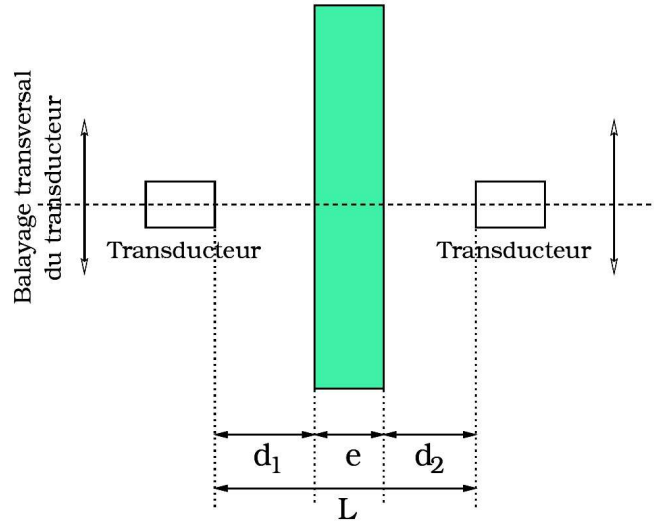


FIGURE B.3 – Schéma du principe des mesures.

L'épaisseur

L'épaisseur du bloc est calculée avec les temps de vol obtenus par les mesures numéros *i*, *iii* et *iv* avec l'expression suivante :

$$\begin{aligned} e &= L - d_1 - d_2 \\ e &= c_0 \left(t_L - \frac{t_1 + t_2}{2} \right) \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

La célérité

La célérité des ultrasons dans le bloc, c_{ech} , est déterminée en comparant les temps de vol obtenus par les mesures en transmission sans et avec le bloc (*i.e.* mesures numéros *i* et *ii*), respectivement les temps t et t_L . La célérité des ultrasons dans le bloc est donnée par la relation suivante :

$$c_{ech} = \frac{e}{(t - t_L) + \frac{e}{c_0}} \quad (\text{B.10})$$

L'atténuation

Contrairement à la mesure de la célérité qui est réalisée dans le domaine temporel, le calcul de l'atténuation a été réalisé par une technique fréquentielle.

Dans le domaine fréquentiel, des études [Kuc 1979, Lizzi 1978, Dang 2009] ont utilisé la différence des logarithmes de deux spectres fournissant la pente d'atténuation : la méthode du rapport des spectres. Une approche similaire [Dines 1979] est basée sur l'analyse de la propagation d'une impulsion dont le spectre du signal garde sa forme gaussienne au cours de sa propagation dans le milieu atténuant. On estime l'atténuation en mesurant la différence entre les fréquences centrales des deux spectres. L'atténuation peut être également déduite du déplacement du centroïde des spectres [Fink 1983], c'est-à-dire avec le barycentre des valeurs spectrales dans la bande passante.

La méthode du rapport des spectres est ici retenue pour caractériser l'atténuation des ultrasons dans les blocs.

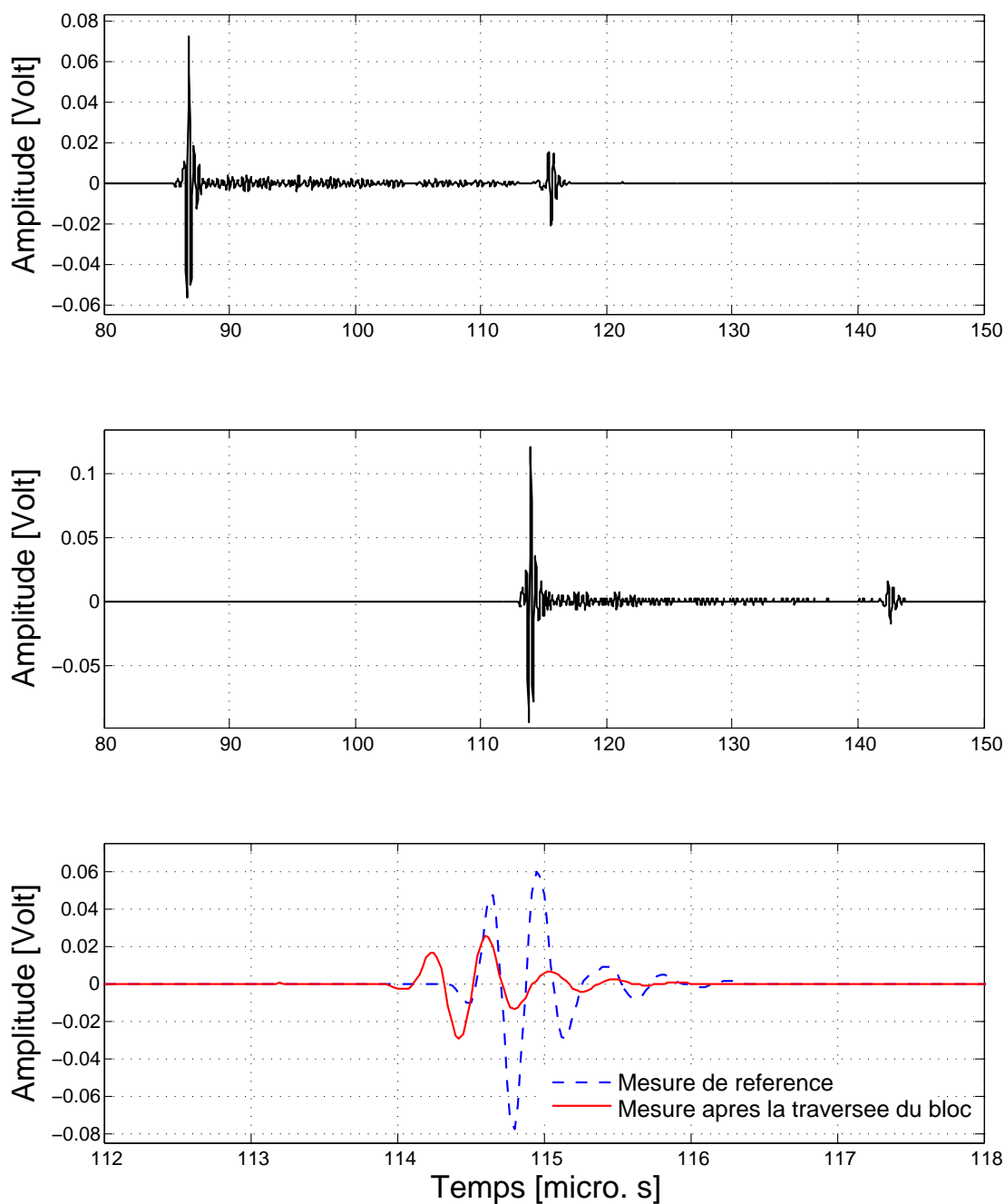


FIGURE B.4 – Les quatre mesures nécessaires à la caractérisation d'un bloc. De haut en bas ; la première figure représente le signal *iii* du champ rétrodiffusé avec le transducteur de gauche ; la figure du milieu représente le signal *iv* du champ rétrodiffusé avec le transducteur de droite ; la dernière figure représente les signaux en transmission sans et avec le bloc étudié (*i.e.* mesures numéros *i* et *ii*).

Le rapport des spectres Un signal électrique $s(t)$ excite le transducteur émetteur qui génère une impulsion se propageant au travers de l'eau et de l'échantillon; le récepteur convertit l'impulsion transmise en signal électrique $y(t)$ (voir figure B.3). Soit $S(f)$ la transformée de Fourier de $s(t)$, $H_E(f)$ et $H_R(f)$ les fonctions de transfert de l'émetteur et du récepteur, $\alpha_F(f)$ et $\alpha_{ref}(f)$ les coefficients d'atténuation du fantôme et du milieu de couplage, $Y_F(f)$ et $Y_{ref}(f)$ les transformées de Fourier de $y(t)$ dans le cas du signal reçu avec et sans le fantôme.

Deux hypothèses concernant le milieu de propagation sont faites : premièrement, les effets de la diffraction sont négligés, et deuxièmement, les coefficients de transmission aux interfaces sont indépendants de la fréquence (hypothèse de milieux non dispersifs). La propagation se traduit par l'expression suivante :

$$|Y_F(f)| = |A S(f) H_E(f) H_R(f)| e^{-\alpha_{ref}(f) (d_1+d_2)} e^{-\alpha_F(f) e} \quad (\text{B.11})$$

$$|Y_{ref}(f)| = |S(f) H_E(f) H_R(f)| e^{-\alpha_{ref}(f) (d_1+d_2)} \quad (\text{B.12})$$

avec $A = \tau_1 \tau_2$, où τ_1 et τ_2 sont respectivement les coefficients de transmission à l'interface eau/fantôme et fantôme/eau. Le rapport entre les expressions (B.11) et (B.12) donne :

$$\left| \frac{Y_F(f)}{Y_{ref}(f)} \right| = |A| e^{-(\alpha_F(f) - \alpha_{ref}(f)) e} \quad (\text{B.13})$$

Le milieu de couplage employé est de l'eau dégazée provenant du réseau urbain. Dans le cas d'une eau distillée dégazée, le coefficient d'atténuation α_{ref} a une dépendance quadratique avec la fréquence, tel que :

$$\alpha_{ref}(f) = \alpha_W f^2 \quad (\text{B.14})$$

avec $\alpha_W = 2.1710^{-4} \text{ dB.cm}^{-1}.\text{MHz}^{-2}$ à 20°C . Le milieu de couplage étant extrêmement proche d'une eau distillée et, au vue de la gamme de fréquence de nos transducteurs, le coefficient d'atténuation de l'eau est très inférieur à celui des fantômes. α_{ref} est 1000 fois plus petit que l'atténuation dans les tissus (*cf.* tableau 6.1) ; il peut être négligé dans l'expression (B.13) :

$$\left| \frac{Y_F(f)}{Y_{ref}(f)} \right| \sim |A| e^{-\alpha_F(f) e} \quad (\text{B.15})$$

Le coefficient d'atténuation α_F apparaît directement dans l'expression (B.13) et il peut être évalué avec les spectres des signaux transmis avec et sans le fantôme (mesures numéros *i* et *ii*).

Le caractérisation de l'atténuation par la méthode du rapport des spectres consiste à tracer le logarithme du rapport des spectres des signaux transmis avec le bloc et sans le bloc. Comme l'exprime la relation (B.7), le coefficient d'atténuation a une dépendance linéaire en fréquence.

En appliquant le logarithme népérien sur les deux membres de l'égalité (B.15), on obtient l'expression suivante :

$$\alpha_F(f) = -\frac{1}{e} \log \left| \frac{1}{\tau_1 \tau_2} \frac{Y_F(f)}{Y_{ref}(f)} \right| \quad (\text{B.16})$$

La représentation de l'expression (B.16) permet de calculer le coefficient α_0 en réalisant une régression linéaire, où α_0 est la pente de la modélisation affine exprimée en $\text{Np.m}^{-1}.\text{MHz}^{-1}$. L'atténuation est ensuite convertie en $\text{dB.cm}^{-1}.\text{MHz}^{-1}$ pour une meilleure lecture des résultats avec la règle suivante :

$$1 \text{ [dB.cm}^{-1}.\text{MHz}^{-1}] = \frac{20 \log_{10}(e^1)}{100} \text{ [Np.m}^{-1}.\text{MHz}^{-1}] = \frac{8.686}{100} \text{ [Np.m}^{-1}.\text{MHz}^{-1}]$$

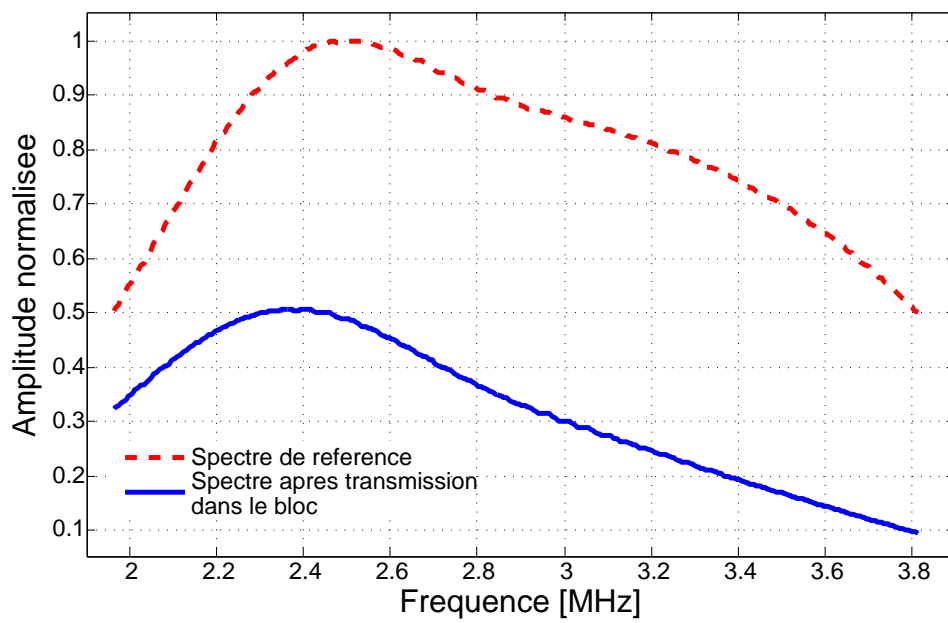


FIGURE B.5 – Représentation des spectres des mesures en transmission; le trait pointillé (rouge) et le trait plein (bleu) correspondent respectivement à la mesure avec et sans le bloc. La gamme fréquentielle pour l'étude de l'atténuation se limite à la bande passante à -6 dB du spectre de la mesure sans bloc. Ici le cas d'un bloc dosé à 15%_m de poudre de cellulose.

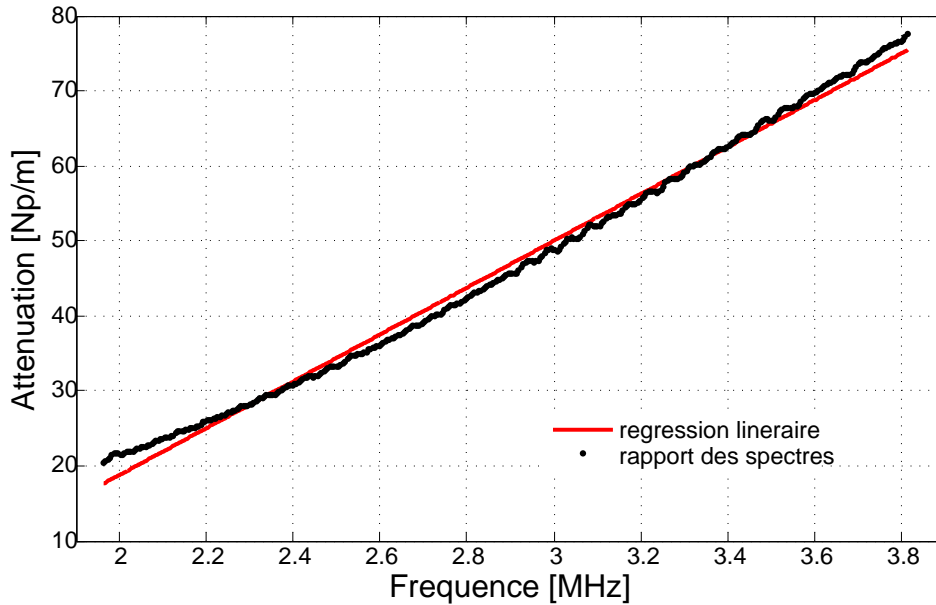


FIGURE B.6 – Représentation du logarithme du rapport spectral correspondant à la relation (B.16) et de la régression linéaire de pente α_0 (dans le cas d'un bloc dosé à 15%_m de poudre de cellulose).

Exemple : Pour garantir une estimation plus précise, la régression linéaire est réalisée sur la bande passante à -6 dB du spectre de référence Y_{ref} allant d'environ 2 MHz à 3.8 MHz. En reprenant l'exemple d'un bloc contenant 15%_m de poudre de cellulose, la figure B.4 et la figure B.5 illustrent respectivement les mesures en transmission et les transformées de Fourier des mesures correspondantes utilisées pour le calcul. L'atténuation du bloc a modifié l'allure du spectre (trait plein bleu) en diminuant le poids des composantes hautes et en translatant le maximum du spectre vers les basses fréquences.

La représentation de l'expression (B.16) est donnée sur la figure B.6 avec la régression linéaire correspondante.

Les méthodes de caractérisation des blocs décrites dans la section 6.3 ont été utilisées. L'inspection d'un bloc est effectuée sur trois zones. L'exploitation des deux blocs d'épaisseur environ égale à 20 et 30 mm donne lieu à six valeurs d'épaisseur, de célérité et d'atténuation. Pour un matériau, le résultat des paramètres de célérité et d'atténuation est calculé en réalisant la moyenne des six valeurs obtenues. Les incertitudes données correspondent aux écart-types des valeurs calculées.

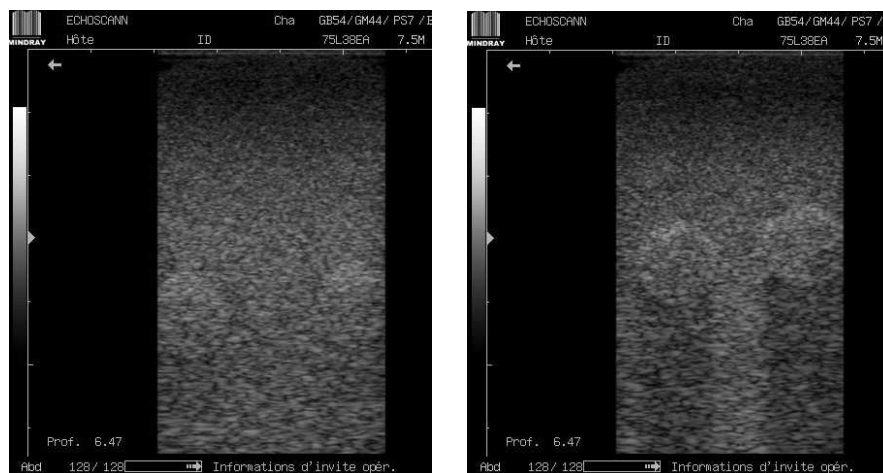
Échographie des fantômes

Les fantômes cylindriques à faible contraste d'impédance (numéro 3 et 4) et le fantôme mammaire ont été imagés avec un échographe portable de la marque Mindray DP-6600Vet. L'inspection est réalisée avec une sonde abdominale (64 éléments) focalisée émettant à 7.5 MHz.

Les échographies des fantômes cylindriques sont affichées en figures C.1. L'échographie du fantôme mammaire de la marque CIRS est donnée en figure C.2.

Ces représentations ne sont pas présentées pour confronter les imagerie échographique avec les imagerie tomographique. Trop de paramètres incontrôlée liés au traitement du signal et au traitement des images empêche de réaliser une analyse critique entre les deux méthodes.

Néanmoins l'échographie nous permet de juger qualitativement des propriétés des milieux rencontrés dans les fantômes proposés dans ce travail. Par exemple, les inclusions des fantômes numéro 3 et 4 sont peu contrastées par rapport à la matrice (figures C.1) ; le contraste d'impédance est faible. Les inclusions du fantôme numéro 4 sont plus atténuantes par rapport à celle du fantôme 3. Concernant le fantôme mammaire, le speckle de la matrice en Zerdine est plus lumineux en comparaison avec la matrice des fantôme cylindrique. Les inclusions de type kystiques sont anéchoïques (renforcement postérieur) ; les inclusions de types masses denses possèdent un fort contraste d'impédance et elles atténuent fortement les ultrasons (cône d'ombre).



(a) Fantôme numéro 3

(b) Fantôme numéro 4

FIGURE C.1 – Échographies à 7.5 MHz des fantômes cylindriques numéros 3 et 4.



FIGURE C.2 – Échographie à 7.5 MHz du fantôme mammaire CIRS

Bibliographie

- [Amy 1998] D. Amy. Echographie mammaire, de l'image à la thérapeutique - collection d'imagerie radiologique, chapitre Critères échographiques de bénignité, pages 23–31. Masson, 1998. (Cité en pages 3, 12 et 129.)
- [Amy 2011] D. Amy. Lobar ultrasound of the breast - breast cancer. Springer, 2011. (Cité en pages 12 et 129.)
- [Andre 1996] M.P. Andre, H.S. Jan e, G.P. Otto, P.J. Martin et J.P. Jones. Acoustical imaging, vol. 22, chapitre Reduction of phase aberration in a diffraction tomography system for breast imaging, pages 151–157. Plenum Press, 1996. (Cité en page 91.)
- [André 1997] Michael P. André, Helmar S. Jan e, Peter J. Martin, Gregory P. Otto, Brett A. Spivey et Douglas A. Palmer. *High-speed data acquisition in a diffraction tomography system employing large-scale toroidal arrays*. International Journal of Imaging Systems and Technology, vol. 8, no. 1, pages 137–147, 1997. (Cité en pages 5, 6, 7, 8, 10, 28, 51 et 115.)
- [Ashfaq 2004] M. Ashfaq et H. Ermert. *A new approach towards ultrasonic transmission tomography with a standard ultrasound system*. In Proceedings of the 2009 IEEE Ultrasonics Symposium, 2004. (Cité en pages 9 et 10.)
- [Bannister 1995] L.H. Bannister, M.M. Berry, P. Collins, M. Dyson et J.E. Dussek. Gray's anatomy. New York, USA : Chirchill Livingstone, 38 me  dition, 1995. (Cité en page 2.)
- [Behar 2004] V. Behar et D. Adam. *Parameter Optimization of Pulse Compression in Ultrasound Imaging Systems with Coded Excitation*. Ultrasonics, vol. 42, no. 10, pages 1101–1109, 2004. (Cité en pages 61 et 66.)
- [Berg 2008] Wendie A. Berg, Jeffrey D. Blume, Jean B. Cormack, Ellen B. Mendelson, Daniel Lehrer et Marcela Böhm-Vélez et al. *Combined Screening With Ultrasound and Mammography vs Mammography Alone in Women at Elevated Risk of Breast Cancer*. JAMA, vol. 299, pages 2151–2163, 2008. (Cité en page 5.)
- [Bilaniuk 1993] N. Bilaniuk et G.S.K. Wong. *Speed of Sound in Pure Water as a Function of Temperature*. J. Acoust. Soc. Am., vol. 93, no. 3, pages 1609–1612, 1993. (Cité en page 142.)
- [Burckhardt 1978] C.B. Burckhardt. *Speckle in ultrasound b-mode scans*. IEEE Trans. Sonics Ultrason., vol. SU-25, pages 1–6, 1978. (Cité en page 122.)
- [Burlaw 1980] M.M. Burlaw, E. L. Madsen, J. A. Zagzebski, R. A. Banjavic et S. W. Sum. *A new ultrasound tissue-equivalent material*. Radiology, vol. 134, pages 517–520, 1980. (Cité en pages 89, 91 et 94.)
- [Chen 1996] Y. Chen et P.F. Broschat. *Phase insensitive homomorphic image processing for speckle reduction*. Ultrasonic Imaging, vol. 18, pages 122–139, 1996. (Cité en page 122.)
- [Cheng 2003] H.D. Cheng, Xiaopeng Cai, Xiaowei Chen, Liming Hu et Xueling Lou. *Computer-aided detection and classification of microcalcifications in mammograms : a survey*. Pattern Recognition, vol. 36, pages 2967–2991, 2003. (Cité en page 105.)
- [Clément 1980] M. Clément, P. Alais, J.C Roucayrol et J. Perrin. *Computerized Ultrasonic Tomography by Electronic Scanning and Steering of a Ring Array*. Acoustical Imaging, vol. 10, 1980. (Cité en pages 5, 6 et 28.)

- [Colton 1992] D. Colton et R. Kress. Inverse acoustic and electromagnetic scattering theory, volume 93 of *Applied Mathematica Sciences*. Springer-Verlag, Berlin, 1992. (Cité en page 19.)
- [Cook 1967] Charles E. Cook et Marvin Bernfeld. Radar signals ; an introduction to theory and application. Academic Press, New York,, 1967. (Cité en page 61.)
- [Cooper 1840] A.P. Cooper. *On the anatomy of the breast*. Longman, London, 1840. (Cité en pages 2, 3 et 12.)
- [Cowell 2008] D.M.J. Cowell et S. Freear. *Quinary excitation method for pulse compression ultrasound measurements*. Ultrasonics, vol. 48, no. 2, pages 98 – 108, 2008. (Cité en pages 61 et 62.)
- [Dang 2009] Jun Dang, Philippe Lasaygues, Dachun Zhang, Stefaan Tavernier, Nicoas Felix, Benjamin Frish, Serge Mensah et Mingxi Wan. *Development of breast anthropomorphic phantoms for combined PET-ultrasound elastography imaging*. In Proceedings IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, pages 3088–3092, 2009. (Cité en page 144.)
- [Dines 1979] K. A. Dines et A. C. Kak. *Ultrasonic attenuation tomography of soft tissues*. Ultrasonic Imaging, vol. 1, no. 1, pages 16–33, 1979. (Cité en page 144.)
- [Dokovic 1998] D. Z. Dokovic. *Equivalence classes and representatives of Golay sequences*. Discrete Mathematics, vol. 189, no. 1-3, pages 79 – 93, 1998. (Cité en page 71.)
- [Duric 2005] N. Duric et P. Littrup. *Development of Ultrasound Tomography for Breast Imaging : Technical Assessment*. Medical Physics, vol. 32, pages 1375–1387, 2005. (Cité en pages vii, 7, 8, 90 et 91.)
- [Duric 2007] N. Duric et P. Littrup. *Detection of breast cancer with ultrasound tomography : First results with the Computed Ultrasound Risk Evaluation (CURE) prototype*. Medical Physics, vol. 34 (5), pages 773–785, 2007. (Cité en pages 5, 6, 7, 8, 28 et 105.)
- [Eilstein 2007] Daniel Eilstein, Zo  Uhry, Rosemary Ancelle-Park, Patrick Arveux, Bernard Asselain, Juliette Bloch, Marc Colonna, Arlette Danzon, Catherine Exbrayat, Anne-Valérie Guizard, Catherine Guldenfels, Guy H delin, Josette Macé-Leseq’h, Jun Peng, Brigitte Tretarre et Florence Molinié. *Estimation de l’impact du dépistage organisé sur la mortalité par cancer du sein*. Institut de veille sanitaire, 2007. ISBN : 978-2-11-096472-4. (Cité en page 5.)
- [Ferrière 2003a] R. Ferrière. *Propagation d’ondes et imagerie ultrasonore quantitative*. PhD thesis, Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 2003. (Cité en page 11.)
- [Ferrière 2003b] R. Ferrière, S. Mensah et J-P. Lefebvre. *Weakly inhomogeneous media tomography*. Ultrasonics Imaging, vol. 25, pages 122–133, 2003. (Cité en page 13.)
- [Fink 1983] M. Fink, F. Hottier et J. F. Cardoso. *Ultrasonic signal processing for in vivo attenuation measurement : short time fourier analysis*. Ultrasonic Imaging, vol. 5, no. 2, pages 117–135, 1983. (Cité en page 144.)
- [Foster 1984] F.S. Foster, M. Strban et G. Austin. *The ultrasound macroscope : Initial studies of breast tissue*. Ultrasonic Imaging, vol. 6, no. 3, pages 243–261, 1984. (Cité en page 89.)
- [Franceschini 2006a] E. Franceschini. *Tomographie ultrasonore dédiée   la détection du cancer du sein*. PhD thesis, Universit  de Provence Aix-Marseille I, 2006. (Cité en pages 11 et 91.)
- [Franceschini 2006b] E. Franceschini, S. Mensah, F. Amy et J-P. Lefebvre. *A 2-D anatomic breast ductal computer phantom for ultrasonic imaging*. IEEE Trans. on UFFC, vol. 53, no. 7, pages 1281–1288, 2006. (Cité en page 13.)

- [Gemmeke 2007] H. Gemmeke et N.V. Ruiter. *3D ultrasound computer tomography for medical imaging*. In Proc. of the 3rd International Conference on Imaging Techniques in Subat. Phys., Astro., Med., Biol. and Ind., volume 580, pages 1057–1065, 2007. (Cité en pages 5, 6, 8, 9, 28, 42, 51, 105, 113 et 115.)
- [Glover 1977] G. H. Glover et J. C. Sharp. *Reconstruction of ultrasound propagation speed distributions in soft tissue : time-of-flight tomography*. IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics, vol. SU-24, no. 4, pages 229–234, 1977. (Cité en page 5.)
- [Going 2004] J.J. Going et D.F. Moffat. *Escaping from Flatland : clinical and biological aspects of human mammary duct anatomy in three dimensions*. The Journal of Pathology, vol. 203, no. 1, pages 538–544, 2004. (Cité en pages 2 et 3.)
- [Golay 1961] M. Golay. *Complementary series*. Information Theory, IRE Transactions on, vol. 7, no. 2, pages 82–87, avril 1961. (Cité en page 71.)
- [Goss 1978] S.A. Goss, R.L. Johnston et F. Dunn. *Comprehensive compilation of empirical ultrasonic properties of mammalian tissues*. J. Acoust. Soc. Am., vol. 64, no. 2, pages 423–457, 1978. (Cité en pages 89 et 140.)
- [Greenleaf 1974] J. F. Greenleaf, S. A. Johnson, S. L. Lee, G. T. Herman et E. H. Wood. *Algebraic reconstruction of spatial distributions of acoustic absorption within tissue from their two-dimensional acoustic projections*. In the 5th International Symposium Acoustical Holography, volume 5, pages 591–603, 1974. (Cité en page 5.)
- [Greenleaf 1977] J. F. Greenleaf, A. Johnson, R. C. Bahn et B. Rajagopalan. *Quantitative cross-sectional imaging of ultrasound parameters*. In Proceeding IEEE Ultrasonics Symposium, pages 989–995, 1977. (Cité en page 5.)
- [Greenleaf 1978] J. F. Greenleaf, S. K. Kenue, B. Rajagopalan, R. C. Bahn et S. A. Johnson. *Breast imaging by ultrasonic computer-assisted tomography*. In the 8th International Symposium Acoustical Imaging, volume 8, 1978. (Cité en page 5.)
- [Greenleaf 1982] J. F. Greenleaf, J. J. Gisvold et R. C. Bahn. *A clinical prototype ultrasonic computerized tomography scanner*. In Proc. of the 12th International Symposium Acoustical Imaging, volume 12, pages 579–587, 1982. (Cité en pages 5, 6 et 28.)
- [Grosso 1972] V.A. Del Grosso et C.W. Mader. *Speed of sound in pure water*. J. Acoust. Soc. Am., vol. 52, pages 1442–1446, 1972. (Cité en page 141.)
- [Haider 1998] B. Haider, P. A. Lewin et F. E. Thomenius. *Pulse elongation and deconvolution filtering for medical ultrasonic imaging*. IEEE Trans. on UFFC, vol. 45, pages 98–113, 1998. (Cité en pages 61 et 62.)
- [Hansen 2009] C. Hansen, H. Huttebrauker N.and Ermert, M. Hollenhorst, L. Heuser et G. Schulte-Altendorneburg. *Determination of a Mean Sound Velocity in the Female Breast for Artifact Reduction in Full Angle Spatial Compounding*. In Proceedings of the 2009 IEEE Ultrasonics Symposium, pages 538–541, 2009. (Cité en page 10.)
- [Hill 2009] Catherine Hill, Françoise Doyon et Abdeddahir Mousannif. * volution de la mortalité par cancer en France de 1950   2006*. Institut de veille sanitaire, 2009. ISSN : 1956-6964. (Cité en page 5.)
- [ICRU 1998] ICRU. Icru report 61 : Tissue substitutes, phantoms, and computational modelling ultrasound, pages 43–51. 1998. (Cité en page 140.)
- [IEC 1982] *Methods of Measuring the Performance of Ultrasonic Pulse-Echo Diagnostic Equipment*. In International Electrotechnical Commission IEC / Subcomm. 290, Feb. 1982. (Cité en page 55.)

- [Jansson 1998] T.T. Jansson, T.D. Mast et R.C. Waag. *Measurements of differential scattering cross section using a ring transducer*. JASA, vol. 103, pages 3169–3179, 1998. (Cité en pages 6 et 91.)
- [Johnson 1999] S. A. Johnson, D. T. Borup, J. W. Wiskin, F. Natterer, F. Wuebbli, Y. Zhang et C. Olsen. *Apparatus and Method for Imaging with Wavefields using Inverse Scattering Techniques*, 1999. (Cité en pages 5 et 9.)
- [Jossinet 1980] J. Jossinet, J. Y. Chapelon, M. Perdrix, M. Schmitt et C. Fourcade. *Réalisation d'un système de tomographie ultrasonore pour la sénologie*. In Journée d'Information en Génie Biologie et Médical, Lyon, 1980. (Cité en pages 5 et 6.)
- [Jossinet 1983] J. Jossinet, J. Y. Chapelon et M. Schmitt. *La tomov locim trie des cancers du sein*. Le journal français d'Echographie, vol. 1, no. 4, 1983. (Cité en pages 5 et 6.)
- [Kelly 2011] Kevin M. Kelly et Gary A. Richwald. *Automated Whole-Breast Ultrasound : Advancing the Performance of Breast Cancer Screening*. Seminars in Ultrasound, CT, and MRI, vol. 32, no. 4, pages 273–280, 2011. Breast Cancer Screening and Diagnosis : State of the Art. (Cité en pages vii, 10 et 11.)
- [Koch 2012] A. Koch, I. Koch, C. Hansen, R. Lerch et H. Ermert. *Numerical ray-tracing in full angle spatial compounding*. In Acoustical imaging, volume 31, 2012.   para tre. (Cité en pages 10 et 90.)
- [Kuc 1979] R. Kuc et M. Schwartz. *Estimating the acoustic attenuation coefficient slope for liver from reflected ultrasound signals*. IEEE Trans. Sonics Ultrason., vol. 26, no. 5, pages 353–362, 1979. (Cité en page 144.)
- [Lacefield 2001] J. C. Lacefield et R. C. Waag. *Time-shift estimation and focusing through distributed aberration using multirow arrays*. IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect. Freq. Contr., vol. 48, no. 6, pages 1606–1624, 2001. (Cité en page 6.)
- [Langenberg 1987] K.J. Langenberg. Applied inverse problems for acoustic, electromagnetic and elastic wave scattering. Basic Methods of Tomography and Inverse Problems. Malver Physics, Adam Hilger, Bristol and Philadelphia, 1987. (Cité en page 19.)
- [Lasaygues 2002] P. Lasaygues, D. Tann , S. Mensah et J-P. Lefebvre. *Circular antenna for breast ultrasonic diffraction tomography*. Ultrasonic Imaging, vol. 24, no. 3, pages 177–189, 2002. (Cité en pages 13 et 42.)
- [Lefebvre 1985] J.P. Lefebvre. *La tomographie d'impédance acoustique*. Traitement du signal, vol. 2, no. 2, pages 103–110, 1985. (Cité en pages 17, 18 et 21.)
- [Lefebvre 1988] J.-P. Lefebvre. A linearised inverse problem : Acoustic impedance tomography in biological media - electromagnetic and acoustic scattering : detection and inverse problem. World Scientific, 1988. (Cité en pages 18 et 21.)
- [Lefebvre 2006] J.-P. Lefebvre, P. Lasaygues et S. Mensah. Tomographie acoustique, volume 3 of *Matériaux et Acoustique*. Herm s  dition, 2006. (Cité en pages 25 et 29.)
- [Li 2009] Cuiping Li, Lianjie Huang, Nebojsa Duric, Haijiang Zhang et Charlotte Rowe. *An improved automatic time-of-flight picker next term for previous term medical ultrasound tomography*. Ultrasonics, vol. 2009, pages 61–72, 2009. (Cité en page 8.)
- [Lizzi 1978] F. L. Lizzi, A. J. Packer et D. J. Coleman. *Experimental cataract production by high frequency ultrasound*. Ann. Ophthalmol., vol. 10, no. 7, pages 934–942, 1978. (Cité en page 144.)
- [Lopez 1992] H. Lopez, M.H. Loew et D.J. Goodenough. *Objective analysis of ultrasound images by use of a computational observer*. IEEE Trans. on Med. Imag., vol. 11, pages 496–506, 1992. (Cité en page 122.)

- [Love 2004] S.M. Love et S.H. Barsky. *Anatomy of the nipple and breast ducts revisited*. Cancer, vol. 101, no. 9, pages 1947–1957, 2004. (Cité en pages 2 et 3.)
- [Madsen 1982] Ernest L. Madsen, James A. Zagzebski et Gary R. Frank. *An anthropomorphic ultrasound breast phantom containing intermediate-sized scatterers*. Ultrasound in Medicine & Biology, vol. 8, no. 4, pages 381–392, 1982. Ultrasonic Mammography. (Cité en page 94.)
- [Madsen 1988] Ernest L. Madsen, Elizabeth Kelly-Fry et Gary R. Frank. *Anthropomorphic phantoms for assessing systems used in ultrasound imaging of the compressed breast*. Ultrasound in Medicine & Biology, vol. 14, no. Supplement 1, pages 183–201, 1988. (Cité en page 94.)
- [Marmarelis 2003] V. Z. Marmarelis, T. Kim et R. E. Shehada. *High-resolution ultrasound transmission tomography*. In Proceedings of the SPIE : Medical Imaging, Ultrasonic Imaging and Signal Processing, San Diego, California, 2003. (Cité en page 5.)
- [Mast 1999a] T. D. Mast. *Wideband quantitative ultrasonic imaging by time-domain diffraction tomography*. JASA, vol. 106, no. 6, pages 3061–3071, 1999. (Cité en page 105.)
- [Mast 1999b] T. D. Mast, L. M. Hinkelman, L. A. Metlay, M. J. Orr et R. C. Waag. *Simulation of ultrasonic pulse propagation, distortion, and attenuation in the human chest wall*. JASA, vol. 106, no. 6, pages 3665–3677, 1999. (Cité en pages 6 et 140.)
- [McKnight 2002] Alexia L. McKnight, Jennifer L. Kugel, Phillip J. Rossman, Armando Manduca, Lynn C. Hartmann et Richard L. Ehman. *MR Elastography of Breast Cancer : Preliminary Results*. American Journal of Roentgenology, vol. 178, no. 6, pages 1411–1417, 2002. (Cité en page 90.)
- [Mensah 1997] S. Mensah et J-P. Lefebvre. *Enhanced Compressibility Tomography*. IEEE Trans. on UFFC, vol. 44, no. 6, pages 1245–1252, 1997. (Cité en page 13.)
- [Mensah 2007] S. Mensah et E. Franceschini. *Near-field ultrasound tomography*. J. Acoust. Soc. Am., vol. 121, no. 3, pages 1423–1433, 2007. (Cité en pages 9, 13, 17, 20 et 135.)
- [Misaridis 2000] Thanassis X. Misaridis, Kim Gammelmark, Christian H. J rgensena, Niklas Lindberga, Anders H. Thomsena, Morten H. Pedersenb et J rgen A. Jensena. *Potential of coded excitation next term in previous term medical ultrasound next term imaging*. Ultrasonics, vol. 38, no. 1-8, pages 183–189, 2000. (Cité en pages 61, 62 et 64.)
- [Misaridis 2005a] T. Misaridis et J.A. Jensen. *Use of modulated excitation signals in medical ultrasound. Part I : basic concepts and expected benefits*. Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on, vol. 52, no. 2, pages 177 –191, feb. 2005. (Cité en page 61.)
- [Misaridis 2005b] T. Misaridis et J.A. Jensen. *Use of modulated excitation signals in medical ultrasound. Part II : design and performance for medical imaging applications*. Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on, vol. 52, no. 2, pages 192 –207, feb. 2005. (Cité en page 61.)
- [Misaridis 2005c] T. Misaridis et J.A. Jensen. *Use of modulated excitation signals in medical ultrasound. Part III : high frame rate imaging*. Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on, vol. 52, no. 2, pages 208 –219, feb. 2005. (Cité en pages 61 et 62.)
- [Mokhtari-Dizaji 2001] Manijhe Mokhtari-Dizaji. *Tissue-mimicking materials for teaching sonographers and evaluation of their specifications after three years*. Ultrasound in Medicine & Biology, vol. 27, no. 12, pages 1713–1716, 2001. (Cité en page 141.)

- [Nebeker 2010] J. Nebeker et T. R. Nelson. *Breast Sound Speed Tomography from B-mode data*. In IEEE International Ultrasonics Symposium, 2010. (Cité en pages 10 et 90.)
- [Norton 1979] Stephen J. Norton et Melvin Linzer. *Ultrasonic reflectivity imaging in three dimensions : Reconstruction with spherical transducer arrays*. Ultrasonic Imaging, vol. 1, no. 3, pages 210–231, 1979. (Cité en pages 5, 9 et 13.)
- [Nowicki 2003] A. Nowicki, W. Secomski, J. Litniewski et I. Trots. *On the application of signal compression using Golay’s codes sequences in ultrasound diagnosis*. Archives of Acoustics, vol. 28, no. 4, pages 313–324, 2003. (Cité en pages 61 et 64.)
- [Nowicki 2006] A. Nowicki, Z. Klimonda, M. Lewandowski, J. Litniewski, P.A. Lewin et I. Trots. *Comparison of sound fields generated by different coded excitations - Experimental results*. Ultrasonics, vol. 44, no. 1, pages 121–129, 2006. (Cité en page 51.)
- [Nowicki 2007a] A. Nowicki, Z. Klimonda, M. Lewandowski, J. Litniewski, P.A. Lewin et I. Trots. *Direct and Post-compressed Sound Field for Different Coded Excitations - Experimental Results*. Acoustical Imaging, vol. 28, no. 5, pages 399–407, 2007. (Cité en pages 61 et 71.)
- [Nowicki 2007b] A. Nowicki, I. Trots, P.A. Lewin, W. Secomski et R. Tymkiewicz. *Influence of the ultrasound transducer bandwidth on selection of the complementary Golay bit code length*. Ultrasonics, vol. 47, no. 1-4, pages 64 – 73, 2007. (Cité en page 87.)
- [O’Donnell 1992] M. O’Donnell. *Coded excitation system for improving the penetration of real-time phased-array imaging systems*. IEEE Trans. on UFFC, vol. 39, pages 341–351, 1992. (Cité en pages 61 et 62.)
- [Pauzin 2009] M. C. Pauzin. *Modélisation du comportement dynamique d’un agent de contraste ultrasonore*. PhD thesis, Universit  de Provence - Aix-Marseille I, 2009. (Cité en page 11.)
- [Perrey 2003] C. Perrey, G. Braeker, W. Bojara, M. Lindstaedt, S. Holt et H. Ermert. *Strain imaging with intravascular ultrasound array scanners : validation with phantom experiments*. Biomed. Tech., vol. 48, no. 5, pages 135–140, 2003. (Cité en page 90.)
- [Pollakowski 1994] M. Pollakowski et H. Hermert. *Chirp signal matching and signal power optimization in pulse-echo mode ultrasonic nondestructive testing*. IEEE Trans. on UFFC, vol. 41, no. 5, pages 665–659, 1994. (Cité en page 61.)
- [Purdie 2009] Colin A. Purdie et Denis McLean. *Benign microcalcification and its differential diagnosis in breast screening*. In Diagnostic Histopathology, volume 15, pages 382–394, 2009. Mini-Symposium : Pathology of Benign Breast Disease. (Cité en page 105.)
- [Ramsay 2005] D.T. Ramsay, J.C. Kent, R.A. Hartmann et P.E. Hartmann. *Anatomy of the lacting human breast redefined with ultrasound imaging*. Journal of Anatomy, vol. 206, pages 525–534, 2005. (Cité en page 2.)
- [Rickey 1995] D. W. Rickey, P. A. Picot, D. A. Christopher et A. Fenster. *A wall-less vessel phantom for Doppler ultrasound studies*. Ultrasound in Medicine & Biology, vol. 21, no. 9, pages 1163 – 1176, 1995. (Cité en pages 90 et 91.)
- [Rose 2004] S.C. Rose, T.R. Nelson et R. Deutsch. *Display of 3-Dimensional Ultrasonographic Images for Interventional Procedures - Volume-Rendered Versus Multiplanar Display*. Journal of Ultrasound in Medecine, vol. 23, no. 11, pages 1465–1473, 2004. (Cité en pages 90 et 91.)
- [Ruiter 2010] N.V. Ruiter, R. Dapp, M. Zapf et H. Gemmeke. *A new method for grating lobe reduction for 3D synthetic aperture imaging with ultrasound computer tomography*. In IEEE International Ultrasonics Symposium, 2010. (Cité en pages 8 et 113.)

- [Samani 2001] A. Samani, J. Bishop, M.J. Yaffe et D.B. Plewes. *Biomechanical 3-D finite element modeling of the human breast using MRI data*. IEEE Transactions on Medical Imaging, vol. 20, no. 4, pages 271–279, avril 2001. (Cité en page 90.)
- [Sehgal 1982] C. M. Sehgal et J. F. Greenleaf. *Ultrasonic absorption and dispersion in biological media : A postulated model*. JASA, vol. 72, no. 6, pages 1711–1718, 1982. (Cité en page 140.)
- [Shipley 2005] J.A. Shipley, F.A. Duck, D.A. Goddard, M.R. Hillman, M. Halliwell, M.G. Jones et B.T. Thomas. *Automated quantitative volumetric breast ultrasound data-acquisition system*. Ultrasound in Medicine & Biology, vol. 31, no. 7, pages 905–917, 2005. (Cité en pages 10 et 12.)
- [Simonetti 2009] F. Simonetti, Huang L., Duric N. et Littrup P. *Diffraction and coherence in breast ultrasound tomography : a study with a toroidal array*. Medical Physics, vol. 36 (7), pages 2955 – 2965, 2009. (Cité en page 5.)
- [Sinkus 2005] Ralph Sinkus, Mickael Tanter, Tanja Xydeas, Stefan Catheline, Jeremy Bercoff et Mathias Fink. *Viscoelastic shear properties of in vivo breast lesions measured by MR elastography*. Magnetic Resonance Imaging, vol. 23, no. 2, pages 159 – 165, 2005. Proceedings of the Seventh International Conference on Recent Advances in MR Applications to Porous Media. (Cité en page 90.)
- [Sohn 1999] C.S. Sohn, J. Blohmer et U.M. Hamper. *Breast ultrasound. a systematic approach to technique and image interpretation*. New York, USA : Thieme, 1999. (Cité en page 2.)
- [Sponheim 1991a] N. Sponheim, L.-G. Gelius, I. Johansen et J.J. Stannes. *Quantitative Results in Ultrasonic Tomography of Large Objects Using Line Sources and Curved Detector Arrays*. IEEE Trans. on UFFC, vol. 38, no. 4, pages 370–379, 1991. (Cité en page 5.)
- [Sponheim 1991b] N. Sponheim et I. Johansen. *Experimental results in ultrasonic tomography using a filtered backpropagation algorithm*. Ultrasonic Imaging, vol. 13, pages 56–70, 1991. (Cité en pages 5 et 28.)
- [Stavros 1995] A.T. Stavros, D. Thickman, C.L. Rapp, M.A. Dennis, S.H. Parker et G.A. Sisney. *Solid breast nodules : use of sonography to distinguish between benign and malignant lesions*. Radiology, vol. 196, no. 1, pages 123–134, 1995. (Cité en pages 5 et 12.)
- [Stotzka 2002] R. Stotzka, J. Würfel et T.Müller. *Medical imaging by ultrasound computer tomography*. In SPIE International Symposium Medical Imaging, pages 110–119, 2002. (Cité en page 7.)
- [Stotzka 2004] R. Stotzka, H. Widmann, T. Müller et K. Schlote-Holubek. *Prototype of a new 3D ultrasound computer tomography system : transducer design and data recording*. In SPIE International Symposium Medical Imaging, pages 70–79, 2004. (Cité en pages 8 et 91.)
- [Sun 2006] Y. Sun, D. E. Kruse et K. W. Ferrara. *Contrast Imaging with Chirped Excitation*. IEEE Trans. on UFFC, vol. 54, no. 3, pages 520–529, 2006. (Cité en page 61.)
- [Taylor 2002] K.J. Taylor, C. Merritt et C. Piccoli. *Ultrasound as a complement to mammography and breast examination to characterize breast masses*. Ultrasound Med. Biol., vol. 28, no. 1, pages 19–26, 2002. (Cité en page 5.)
- [Teboul 1995] M. Teboul et M. Halliwell. *Atlas of ultrasound and ductal echography of the breast*. London, UK : Blackwell Science Ltd, 1995. (Cité en pages 2, 3, 12 et 129.)

- [Teboul 2004] Michel Teboul. Practical ductal echography, guide to intelligent and intelligible ultrasonic breast imaging, volume 1. Medgen, Madrid, 2004. (Cité en pages 3 et 129.)
- [Teboul 2010] M. Teboul. *Advantages of Ductal Echography over Conventional Breast Investigation in the diagnosis of breast malignancies*. Medical Ultrasonography, vol. 12, no. 1, pages 32–42, 2010. (Cité en page 12.)
- [Tot 2000] T. Tot. *The pressing need for better histologic-mammographic correlation of the many variations in normal breast anatomy*. Virchows Archiv, vol. 437, pages 338–344, 2000. (Cité en page 3.)
- [Tot 2005] T. Tot. *DCIS, cytokeratins, and the theory of the sick lobe*. Virchows Archiv, vol. 447, pages 1–8, 2005. (Cité en page 3.)
- [Tsui 2011] Chun Sing Louis Tsui, Hai-Dong Liang, Michael Halliwell, Mike Shere, Jeremy P. Braybrooke, Elisabeth Whipp et Peter N.T. Wells. *Coherent Ultrasonic Doppler Tomography*. Ultrasound in Medicine & Biology, vol. 37, no. 4, pages 642 – 650, 2011. (Cité en page 91.)
- [Tulinius 1988] H. Tulinius, O. Bjarnason, H. Sigvaldason, G. Bjarnadottir et G. Olafsdottir. *Tumours in Iceland 10. Malignant tumours of the female breast*. APMIS, vol. 96, pages 229–238, 1988. (Cité en page 3.)
- [Waag 2006] Robert C. Waag et Russell J. Fedewa. *A Ring Transducer System for Medical Ultrasound Research*. IEEE Trans. on UFFC, vol. 53, no. 10, pages 1707 – 1718, 2006. (Cité en pages vii, 5, 6, 7, 28, 42 et 90.)
- [Wagner 1983] R.C. Wagner, S.W. Smith, J.M. Sandrik et H. Lopez. *Statistics of speckle in ultrasound b-scans*. IEEE Trans. Sonics Ultrason., vol. SU-30, pages 156–163, 1983. (Cité en page 122.)
- [Wellings 1975] S.R. Wellings, H.M. Jensen et R.G. Marcum. *An atlas of subgross pathology of the human breast with special reference to possible precancerous lesions*. J. Natl. Cancer Inst., vol. 55, no. 2, pages 231–273, 1975. (Cité en page 3.)
- [Wiskin 2005] J.W. Wiskin, D.T. Borup, S.A. Johnson, M.J. Berggren et T. Abbott. *Full wave non-linear inverse scattering : high resolution quantitative breast tissue tomography*. In the 28th International Symposium Acoustical Imaging, volume 28, 2005. (Cité en page 9.)
- [Witten 1988] A. Witten, J. Tuggle et R. C. Waag. *A practical approach to ultrasonic imaging using diffraction tomography*. JASA, vol. 83, no. 4, pages 1645–1652, 1988. (Cité en page 6.)
- [Zapf 2009] M. Zapf, B.F. Derouiche et N.V. Ruiter. *Evaluation of Chirp and Binary Code based Excitation Pulses for 3D USCT*. In Proceedings of the 2009 IEEE Ultrasonics Symposium, 2009. (Cité en pages 9 et 71.)
- [Zhang 2003] H. Zhang, C. Thurber et C. Rowe. *Automatic P-wave arrival detection and picking with multiscale wavelet analysis for single-component recordings*. Bull. Seism. Soc. Am., vol. 93, pages 1904–1912, 2003. (Cité en page 8.)

Résumé : La tomographie ultrasonore assistée par ordinateur possède un fort potentiel en tant que moyen d'inspection des tissus mammaires pour le dépistage du cancer du sein ; cette technique permet de réduire la dépendance à l'opérateur constatée avec l'échographie conventionnelle. Une antenne de transducteurs (3 MHz) à géométrie semi-circulaire conformée à l'anatomie du sein a été développée pour réaliser une imagerie de réflectivité des structures d'intérêt en employant une procédure de reconstruction tomographique. L'antenne comporte 1024 éléments répartis sur un arc de 190 degrés ayant un rayon de courbure de 100 mm. Les acquisitions sont gérées par une électronique à 32 voies parallèles indépendantes en émission/réception et par un multiplexeur pour l'adressage des voies vers les éléments de l'antenne. Les circuits d'émission et de réception ont une fréquence d'échantillonnage allant jusqu'à 80 MHz avec une précision de 12 bits. Des formes d'ondes arbitraires (pseudo-chirp, codes de Golay) sont transmises afin d'améliorer le rapport signal sur bruit. L'électroacoustique a été caractérisée avec des objets académiques et un hydrophone afin de déterminer les propriétés d'émission du système d'imagerie (réponses impulsionnelles et distribution spatiale du champ) et de développer des outils de correction des données ; ces résultats sont mis en regard avec le formalisme de résolution du problème inverse (algorithme de sommation des rétroprojections elliptiques filtrées en champ proche). L'évaluation du système d'imagerie est réalisée sur des objets ponctuels (fils de 80 μm de diamètre), des objets bidimensionnels à faible contraste d'impédance et un fantôme anthropomorphique de sein contenant des inclusions. La technique de compression d'impulsion est utilisée pour traiter les signaux ; l'apport de cette technique à la tomographie ultrasonore est évaluée en regard d'une impulsion large bande. La résolution spatiale est inférieure à $\lambda/3$ et les images préliminaires réalisées avec le système sont très satisfaisantes. Des perspectives de développement des méthodes d'inspection et des adaptations du système électroacoustique pour la tomographie anatomique du sein sont proposées au vue des études réalisées durant cette thèse.

Mots clés : imagerie, ultrasons, tomographie, antenne, transducteurs, mammographie, compression d'impulsion.

Abstract : Ultrasound computed tomography has considerable potential as a means of breast cancer detection since it reduces the operator-dependency observed in echography. A half-ring transducer array was designed based on the breast anatomy, to obtain reflectivity images of the ductolobular structures using tomographic reconstruction procedures. The 3-MHz transducer array comprises 1024 elements set, in a 190-degree circular arc with a radius of 100 mm. The front-end electronics incorporate 32 independent parallel transmit/receive channels and a 32-to-1024 multiplexer unit. The transmit and receive circuitries have a variable sampling frequency of up to 80 MHz and a 12-bit precision. Arbitrary waveforms are synthesized to improve the signal-to-noise ratio. The set-up was calibrated with academic objects and a needle hydrophone to develop the data correction tools and specify the properties of the system ; results are compared with the formalism of inverse problem (elliptical back-projection summation algorithm). The backscattering field was recorded using a restricted aperture, and tomographic acquisitions were performed with a pair of 0.08 mm diameter steel threads, a low contrast 2-D breast phantom, and a breast-shaped phantom containing inclusions. The pulse compression is used and the contribution of this technique to ultrasound computed tomography is evaluated with respect to the use of a standard broadband pulse. Prospects for development of inspection methods and also adaptations of the electroacoustic set-up dedicated to the anatomical tomographic imaging are proposed relative to conducted studies during this thesis.

Keywords : imaging, ultrasound, computed tomography, transducers, array, mammogram, pulse compression.