



HAL
open science

Formation directe de champs de déplacement en imagerie ultrasonore

Pierre Gueth

► **To cite this version:**

Pierre Gueth. Formation directe de champs de déplacement en imagerie ultrasonore. Autre. INSA de Lyon, 2011. Français. NNT : 2011ISAL0059 . tel-00684136

HAL Id: tel-00684136

<https://theses.hal.science/tel-00684136>

Submitted on 30 Mar 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.

Année 2011

THÈSE

présentée devant

L'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR

ÉCOLE DOCTORALE : ÉLECTRONIQUE, ÉLECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE

par

Pierre GUETH

Formation directe de champs de déplacement en imagerie ultrasonore

Soutenue publiquement en juillet 2011 devant le jury composé de :

Jérôme MARS	Professeur des universités	Rapporteur
Laurent SARRY	Professeur des universités	Rapporteur
Cyril LAFON	Directeur de recherche INSERM	Examineur
Olivier LALIGANT	Professeur des universités	Examineur
Philippe DELACHARTRE	Maître de conférences HDR	Directeur de thèse
Hervé LIEBGOTT	Maître de conférences	Directeur de thèse

INSA Direction de la Recherche - Ecoles Doctorales - Quadriennal 2007-2010

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
CHIMIE	<u>CHIMIE DE LYON</u> http://sakura.cpe.fr/ED206 M. Jean Marc LANCELIN Insa : R. GOURDON	M. Jean Marc LANCELIN Université Claude Bernard Lyon 1 Bât CPE 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04 72 43 13 95 Fax : lancelin@hikari.cpe.fr
E.E.A.	<u>ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE</u> http://www.insa-lyon.fr/eea M. Alain NICOLAS Insa : C. PLOSSU ede2a@insa-lyon.fr Secrétariat : M. LABOUNE AM : 64.43 - Fax : 64.54	M. Alain NICOLAS Ecole Centrale de Lyon Bâtiment H9 36 avenue Guy de Collongue 69134 ECULLY Tél : 04 72 18 60 97 Fax : 04 78 43 37 17 eea@ec-lyon.fr Secrétariat : M.C. HAVGOUDOUKIAN
E2M2	<u>EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION</u> http://biomserv.univ-lyon1.fr/E2M2 M. Jean-Pierre FLANDROIS Insa : H. CHARLES	M. Jean-Pierre FLANDROIS CNRS UMR 5558 Université Claude Bernard Lyon 1 Bât G. Mendel 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04 26 23 59 50 Fax 04 26 23 59 49 06 07 53 89 13 e2m2@biomserv.univ-lyon1.fr
EDISS	<u>INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTE</u> Sec : Safia Boudjema M. Didier REVEL Insa : M. LAGARDE	M. Didier REVEL Hôpital Cardiologique de Lyon Bâtiment Central 28 Avenue Doyen Lépine 69500 BRON Tél : 04 72 68 49 09 Fax : 04 72 35 49 16 Didier.revel@creatis.univ-lyon1.fr
INFOMATHS	<u>INFORMATIQUE ET MATHEMATIQUES</u> http://infosmaths.univ-lyon1.fr M. Alain MILLE Secrétariat : C. DAYEYAN	M. Alain MILLE Université Claude Bernard Lyon 1 LIRIS - INFOMATHS Bâtiment Nautibus 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04 72 44 82 94 Fax : 04 72 43 13 10 infosmaths@bat710.univ-lyon1.fr - alain.mille@liris.cnrs.fr
	<u>MATERIAUX DE LYON</u> M. Jean Marc PELLETIER Secrétariat : C. BERNAVON 83.85	M. Jean Marc PELLETIER INSA de Lyon MATEIS Bâtiment Blaise Pascal 7 avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04 72 43 83 18 Fax 04 72 43 85 28 Jean-marc.Pelletier@insa-lyon.fr
MEGA	<u>MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE</u> M. Jean Louis GUYADER Secrétariat : M. LABOUNE PM : 71.70 - Fax : 87.12	M. Jean Louis GUYADER INSA de Lyon Laboratoire de Vibrations et Acoustique Bâtiment Antoine de Saint Exupéry 25 bis avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.18.71.70 Fax : 04 72 43 72 37 mega@lva.insa-lyon.fr
SxSo	ScSo* M. OBADIA Lionel Insa : J.Y. TOUSSAINT	M. OBADIA Lionel Université Lyon 2 86 rue Pasteur 69365 LYON Cedex 07 Tél : 04.78.69.72.76 Fax : 04.37.28.04.48 lionel.obadia@univ-lyon2.fr

*ScSo : Histoire, Géographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie

Résumé

Dans le domaine de l'imagerie médicale ultrasonore, la connaissance du déplacement du milieu imagé est une donnée clinique très importante dans de nombreux examens, parmi lesquels nous pouvons citer les examens Doppler ou les examens d'élastographie. Dans la littérature, les deux principales familles de méthodes permettant d'estimer le déplacement sont les méthodes de mise en correspondance de blocs et les méthodes Doppler. Les méthodes de mise en correspondance de blocs estiment le déplacement en comparant des vignettes prises dans les images ultrasonores avant et après déplacement. Elles dépendent donc de la méthode utilisée pour former les images. Les méthodes Doppler mesurent quant à elles le déplacement suivant une direction particulière, ce qui limite leur gamme d'utilisation à l'estimation de champs de déplacements simple.

Dans cette thèse, nous avons proposé un formalisme, ainsi que trois méthodes, permettant d'estimer le déplacement 2D directement à partir de ces signaux bruts. Cette approche permet de s'affranchir de la dépendance envers le méthode de formation d'images, tout en permettant l'estimation de champs complexes. Nous avons mis en évidence le concept de vecteur normal, liant le déplacement réel de milieu aux décalages temporels de long des signaux bruts. Le formalisme général est appliqué à plusieurs séquences ultrasonores : la première méthode d'estimation utilise des signaux acquis à l'aide d'éléments uniques de la sonde ; la deuxième est basée sur l'utilisation d'ondes planes et la troisième méthode s'appuie sur une séquence utilisant des faisceaux focalisés.

Les méthodes d'estimation directe du mouvement ont été validées en simulation et expérimentalement, et leurs performances ont été comparées à une méthode de référence : la mise en correspondance de blocs. Les méthodes proposées améliorent significativement la précision de l'estimation du champ de déplacement par rapport à la méthode standard, en atteignant une précision de $1.5 \mu\text{m}$ dans la direction transverse et une précision de $2.5 \mu\text{m}$ dans la direction axiale pour une fréquence de travail de 5 MHz.

Nous avons également développé une méthode de formation d'images améliorant la résolution spatiale. Cette méthode utilise les spectres de signaux RF acquis avec des ondes planes pour former le spectre de l'image ultrasonore. Elle fournit les images utilisées par la méthode d'estimation du mouvement de référence.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier l'ensemble de mon jury de thèse pour leur partition à ma soutenance. Les rapports de Jérôme Mars et de Laurent Sarry, ainsi que leurs questions, associées à celles des examinateurs, Cyril Lafont et Olivier Laligant, m'ont permis d'achever ce long labeur qu'est la rédaction d'une thèse. Je ne saurais oublier mes deux directeurs de thèse Philippe Delachartre et Hervé Liebgott. Sans leur expérience et leur amitié, mais non sans embûche, ils m'ont permis d'achever ce projet.

Au cours de ces quatre années, j'ai pu certes perfectionner mes compétences scientifiques, mais j'ai surtout appris à m'ouvrir aux gens qui m'entourent. Je souhaiterais à ce propos remercier tout le laboratoire, tout particulièrement les personnes employées dans les services techniques et administratifs, pour leur accueil et leur soutien quotidien.

Ce paragraphe est dédié aux personnes avec lesquelles j'ai vécu au cours de ma douloureuse année de rédaction : Marion, Stéphane, Hervé et Philippe, ainsi que mes amis et ma famille. Je vous remercie profondément pour le soutien constant dont vous avez fait preuve à mon égard.

Sans les nombreux professeurs merveilleux qui ont su éveiller ma curiosité, je ne rédigerai pas ces remerciements. Merci enfin à vous qui lisez ces lignes de faire vivre mon travail et vive la science.

Table des matières

Résumé	I
Remerciements	III
Table des matières	V
Liste des figures	IX
Liste des tableaux	XIII
Glossaire	XV
1 Introduction	1
1.1 L'imagerie ultrasonore	2
1.1.1 Les ondes ultrasonores	2
1.1.2 Principe de l'imagerie ultrasonore	5
1.2 Contexte médical	13
1.2.1 Historique rapide de l'imagerie ultrasonore	13
1.2.2 Applications médicales de l'imagerie ultrasonore	14
1.3 Organisation du manuscrit	15
2 État de l'art	19
2.1 Mouvements réel, apparent et estimé	20
2.2 Méthodes spécifiques à l'imagerie ultrasonore	21
2.2.1 Méthodes basées sur l'effet Doppler	21
2.2.2 Méthodes multi-faisceaux	28
2.2.3 Méthodes à oscillations latérales	29
2.2.4 Méthodes basées sur la décorrélation statistique	29
2.3 Méthodes d'estimation du flux optique	31
2.3.1 Méthodes différentielles	31
2.3.2 Méthodes de mise en correspondance de blocs	35
2.4 Synthèse, contributions et orientation choisie	37
3 Estimation directe du déplacement	41
3.1 Modèle des signaux	42
3.1.1 Modélisation statique des signaux	42
3.1.2 Modélisation du mouvement	44
3.2 Estimation utilisant des signaux bruts	50
3.2.1 Signaux bruts acquis par des éléments ponctuels	51
3.2.2 Estimation du déplacement par minimisation d'une fonctionnelle	53

3.2.3	Résolution de la fonctionnelle	55
3.2.4	Limitations de l'approche	57
3.3	Estimation du déplacement utilisant des signaux RF	59
3.3.1	Onde planes	60
3.3.2	Signaux focalisés	65
3.3.3	Résolution du problème	76
4	Formation de voies spectrale en imagerie ultrasonore	89
4.1	Introduction et motivation	90
4.2	Échantillonnage du plan de Fourier	90
4.3	Principe de l'acquisition	91
4.4	Reconstruction pratique d'une image ultrasonore	92
4.5	Comparaison avec la méthode de Lu	92
5	Résultats	97
5.1	Introduction	98
5.2	Validation des méthodes	98
5.2.1	Description du protocole	98
5.2.2	Résultats en simulation	103
5.2.3	Résultats expérimentaux	106
5.3	Discussions	109
5.3.1	Précision de la méthode basée sur des fonctionnelles.	109
5.3.2	Élimination des mesures aberrantes et estimateurs 1D	111
5.3.3	Taille de la zone focale	114
5.4	Conclusion	116
A	Pseudo-inverse	119
A.1	Introduction	120
A.2	Définition	120
A.3	Problème sous-déterminé	122
A.4	Problème surcontraint	122
B	Angle maximum de dépointage lié aux interférences	125
B.1	Problématique	126
B.2	Modélisation	126
B.3	Résultats	129
C	Publications	133
C.1	Formation de champs de déplacement à partir des signaux bruts	135
C.2	Motion estimation using prebeamformed ultrasound signals	141
C.3	Improved resolution for ultrasound Fourier imaging	147
	Bibliographie personnelle	153
	Bibliographie	155

Table des figures

1.1	Schéma de propagation d'une onde progressive entre deux instants.	3
1.2	Réflexion et transmission de l'onde acoustique à l'interface entre deux milieux.	4
1.3	Image échographique de calculs vésiculaires.	6
1.4	Les différents composants d'un échographe.	6
1.5	Schéma temporel d'acquisition d'une image ultrasonore.	9
1.6	Schéma <i>délais et somme</i> pour l'émission.	10
1.7	Schéma <i>délais et somme</i> pour la phase de réception.	10
1.8	Les différents types de signaux et d'images rencontrés en imagerie ultrasonore.	12
1.9	Les différents axes en imagerie ultrasonore.	13
2.1	Exemple de l'enseigne du barbier.	21
2.2	Principe de l'effet Doppler.	22
2.3	Application de l'effet Doppler à la vélocimétrie sanguine.	24
2.4	Imagerie Doppler d'une artère carotide sur console Siemens.	28
2.5	Imagerie Doppler de la prostate sur console Toshiba.	29
2.6	Illustration des méthodes à oscillations latérales.	30
2.7	Illustration de la contrainte du flux optique.	32
2.8	Illustration du problème d'ouverture.	33
2.9	Exemples d'estimations du flux optique par méthodes différentielles.	34
2.10	Principe des méthodes de mise en correspondance de blocs.	36
3.1	Décomposition du temps de vol à l'émission et à la réception.	44
3.2	Orthogonalité du vecteur normal au front d'onde.	47
3.3	Influence de la direction du déplacement sur le décalage temporel.	49
3.4	Décomposition du vecteur normal à l'émission et à la réception.	50
3.5	Exemple de vecteur normal pour des signaux acquis en synthèse d'ouverture.	53
3.6	Schéma de minimisation de la fonctionnelle complète.	56
3.7	Résolution du problème d'estimation du champ en deux temps.	57
3.8	Illustration de l'estimation du déplacement par minimisation de la fonctionnelle.	58
3.9	Problème de non-localité des signaux bruts acquis en synthèse d'ouverture.	60
3.10	Schéma d'une onde plane émise avec une sonde ultrasonore.	61
3.11	Angle de dépointage maximum d'une onde plane lié aux interférences.	63
3.12	Limitation de l'angle de dépointage due à la condition d'insonification du milieu.	64
3.13	Signaux RF focalisés aux différents points d'intérêt.	65
3.14	Notations utilisées dans les calculs relatifs aux ondes focalisées.	66
3.15	Réponse en fréquence du filtre modélisant le déplacement.	73
3.16	Images mode B de la pression autour du point focal.	74
3.17	Taille de la zone focale pour différents paramètres du faisceau focalisé.	75
3.18	Interprétation géométrique du résidu.	79
3.19	Interprétation géométrique de l'estimation du déplacement à partir des projections.	80

3.20	Schéma de principe de l'estimation du décalage temporel.	81
3.21	Comparaison des estimateurs 1D en simulation.	83
3.22	Comparaison expérimentale des estimateurs 1D.	84
3.23	Parcours de la région d'intérêt et propagation de l'estimation du déplacement. . .	85
3.24	Schéma de principe du processus complet d'estimation du déplacement.	87
4.1	Plan de Fourier d'une image ultrasonore.	93
4.2	Schémas de principe des méthodes de formation d'images étudiées.	94
4.3	Courbes d'échantillonnage du plan de Fourier.	95
5.1	Récapitulatif des méthodes d'estimation du déplacement utilisées.	99
5.2	Schéma de situation de l'expérience de translation d'un fantôme homogène. . . .	102
5.3	Photographies de l'expérience du fantôme homogène en translation.	103
5.4	Performances de l'estimateur utilisant les fonctionnelles.	110
5.5	Étude de cas pour un déplacement transverse et un déplacement axial.	112
5.6	Étude de cas pour des déplacements de faible et de grande amplitudes.	113
5.7	Exemples de géométrie de faisceaux focalisés.	115
5.8	Application de l'estimateur utilisant des faisceaux focalisés à un flux parabolique.	117
A.1	Notations utilisées pour la définition de la pseudo-inverse.	121
B.1	Schéma de situation utilisé pour le calcul de ξ_{max}	127
B.2	Positions des lobes de réseau et diagramme de rayonnement.	130
B.3	Angle de dépointage maximum d'une onde plane lié aux interférences.	131

Liste des tableaux

1.1	Masse volumique, célérité et impédance de différents milieux.	4
1.2	Coefficient de transmission énergétique de différents milieux.	5
3.1	Récapitulatif des expressions des vecteurs normaux.	77
3.2	Erreur d'estimation absolue pour différents estimateurs 1D.	82
5.1	Grandeurs d'intérêt du matériel utilisé.	101
5.2	Performances en simulation d'un fantôme en translation $ \mathbf{d} < 500 \mu\text{m}$	104
5.3	Performances en simulation d'un fantôme en translation $ \mathbf{d} < 50 \mu\text{m}$	105
5.4	Performances expérimentales d'un fantôme en translation $ \mathbf{d} < 500 \mu\text{m}$	107
5.5	Performances expérimentales d'un fantôme en translation $ \mathbf{d} < 50 \mu\text{m}$	108

Glossaire

c	célérité de l'onde acoustique
ρ	masse volumique / densité
Z	impédance acoustique
t	axe temporel
f	fréquence temporelle
f_0	fréquence de modulation de l'impulsion acoustique
f_s	fréquence d'échantillonnage
T	période temporelle
τ	temps de vol
$w_{e/r}$	coefficients d'apodisation en émission / en réception
$t_{e/r}$	fenêtre des retards en émission / en réception
$p(x, t)$	champ de pression scalaire
$h(t)$	impulsion acoustique ultrasonore
$s(t) / s'(t)$	signaux RF avant / après déplacement
λ	longueur d'onde
$x / y / z$	directions spatiales transverse / axiale / azimutale
\mathbf{v}	vecteur
$\mathbf{v}_x / \mathbf{v}_y / \mathbf{v}_z$	coordonnées spatiales de \mathbf{v}
k	indice courant sur les points d'intérêts / les diffuseurs acoustiques
i/j	indices relatifs à l'émission / la réception d'une séquence ultrasonore
P	point d'intérêt
E	point situé sur la sonde ultrasonore
$\mathbf{E}_{i/j}$	point d'émission / de réception des signaux acquis en synthèse d'ouverture
$\mathbf{E}_{0i/j}$	point milieu d'un faisceau focalisé sur la sonde
ξ	angle de dépointage d'une onde plane
$\Delta_{\alpha/\beta}$	largeur angulaire d'un faisceau focalisé en émission / réception
\mathbf{n}	vecteur normal
\mathbf{d}	déplacement
$\widehat{\mathbf{d}}$	estimation du déplacement
$d\tau$	décalage 1D dans les signaux RF induit par le mouvement du milieu
$\widehat{d\tau}$	estimation de la projection 1D du mouvement
\mathbf{N}	matrice de vecteurs normaux
\mathbf{N}^+	pseudo-inverse de la matrice de vecteurs normaux
F	fonctionnelle
\mathcal{H}	transformée de Hilbert
\mathcal{F}	transformée de Fourier
\mathcal{F}^{-1}	transformée de Fourier inverse
$\text{sinc}(x) = \frac{\sin(\pi x)}{\pi x}$	sinus cardinal

Chapitre 1

Introduction

Dans ce premier chapitre, nous allons décrire les principes physiques mis en jeu par l'imagerie ultrasonore. Suivra une description du processus de formation des images ultrasonores, où seront détaillés les concepts utiles à la bonne compréhension de la thèse. Nous décrirons ensuite le contexte de l'imagerie médicale ultrasonore ainsi que ses différentes applications. Enfin nous présenterons la démarche suivie dans la thèse.

1.1 L'imagerie ultrasonore

Dans cette section, nous introduisons le processus de formation d'une image ultrasonore classique ainsi que les concepts de base liés à la formation de l'image (signaux bruts, focalisation, *délais et somme*, image mode-B, image RF).

1.1.1 Les ondes ultrasonores

Les ondes ultrasonores

Les ondes ultrasonores sont des ondes acoustiques identiques à celles perçues par l'oreille humaine. La seule différence entre les ondes acoustiques audibles et les ondes ultrasonores est la fréquence de leur vibration. Alors que les sons audibles ont une fréquence comprise entre 20 Hz et 20 kHz, la fréquence des ultrasons est comprise entre 20 kHz et 50 MHz. La plupart des échographes cliniques ont des fréquences de travail comprises entre 2 MHz et 15 MHz. Comme pour les ondes audibles, les ondes acoustiques ultrasonores sont créées par un échange entre une énergie élastique liée à la compression locale du milieu et une énergie cinétique liée à la vitesse de déplacement local du milieu. Les ondes acoustiques ont donc besoin d'un milieu physique pour se propager, contrairement aux ondes électromagnétiques.

La vitesse de propagation, ou célérité, de l'onde est constante dans un milieu homogène, on la note c . Dans l'air, la célérité des ondes acoustiques vaut environ 300 m/s ; dans l'eau la célérité vaut 1483 m/s. Les tissus biologiques mous étant composés principalement d'eau, la célérité des ondes acoustiques dans ces derniers a une valeur proche de celle de l'eau. On retiendra la valeur $c = 1540$ m/s dans le reste de la thèse. D'autres valeurs de célérité sont données dans le tableau 1.1. Pour une onde monochromatique, la périodicité temporelle peut être liée à une périodicité spatiale. Cette grandeur, appelée longueur d'onde et notée λ est liée à la fréquence temporelle de l'onde par l'équation (1.1). T représente la période temporelle de l'onde et f représente la fréquence de l'onde.

$$\lambda = \frac{c}{f} = cT \quad (1.1)$$

L'autre grandeur caractéristique d'une onde ultrasonore est son amplitude. Plus celle-ci est importante, plus l'énergie transportée par l'onde est importante. Si l'amplitude de l'onde devient trop élevée, le modèle de propagation linéaire (1.2) ne décrit plus le phénomène convenablement. Le modèle utilisé alors est le modèle des ondes de choc utilisé en thérapie par ultrasons [ter Haar, 2001, Kennedy et al., 2003] et dans le domaine des produits de contraste et de l'imagerie ultrasonore harmonique [Tranquart et al., 1999, Cosgrove, 2006, Cachard and Basset, 2007].

Propagation des ondes

L'équation régissant la propagation linéaire des ondes acoustiques est donnée par l'équation d'onde (1.2). p représente le champ scalaire de pression dans le milieu. Cette équation classique peut être facilement retrouvée en écrivant le principe fondamental de la dynamique, ainsi que l'équation de conservation de la matière pour un petit élément du milieu. Δ est l'opérateur Laplacien scalaire.

$$c^2 \Delta p + \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \quad (1.2)$$

Dans un cas unidimensionnel, les solutions de cette équation peuvent se mettre sous la forme décrite par l'équation (1.3). On fait apparaître une somme de deux fonctions p_0 et p_1 . Ces fonctions représentent la forme de l'onde. En faisant varier t , on remarque que les deux composantes de la

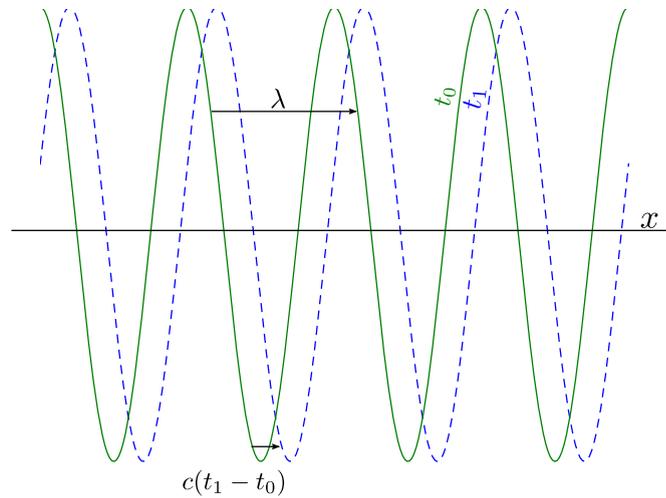


FIGURE 1.1 – Schéma de propagation d’une onde progressive entre deux instants t_0 et t_1 . L’onde se propage dans la direction des x croissants. La longueur d’onde λ quantifie la périodicité spatiale de l’onde.

solution vont se déplacer spatialement à une vitesse constante égale à c . p_0 va se déplacer dans la direction des x croissants et p_1 dans la direction des x décroissants. Il y a donc bien propagation spatiale de l’onde.

$$p(x, t) = p_0(x - ct) + p_1(x + ct) \quad (1.3)$$

Une onde *harmonique* est une onde pour laquelle p_0 et p_1 ont une forme sinusoïdale. La figure 1.1 représente une solution harmonique de l’équation d’onde à deux instants t_0 et t_1 tels que $t_1 > t_0$. L’onde se déplace dans la direction des x croissants avec une célérité c d’une quantité $c(t_1 - t_0)$. La longueur d’onde de la solution est également représentée sur la figure.

Principe de rétropropagation

On peut remarquer que si $p(x, t)$ est une solution de l’équation de propagation (1.2) alors on peut obtenir une autre solution de cette équation en inversant l’axe temporel $p(x, -t)$. La double dérivation temporelle fait apparaître deux signes qui s’annulent, on retombe alors sur la même équation que l’équation originale. Ce principe est appelé *principe de rétropropagation*. En effet l’onde obtenue en inversant l’axe temporel va évoluer comme si le temps revenait en arrière pour l’onde originale. Les deux ondes garderont cependant les mêmes caractéristiques spatiales. Si l’onde initiale est une onde plane, alors l’onde rétropropagée sera également une onde plane. Si l’onde initiale est une onde sphérique divergente, c’est-à-dire une onde émise par un point, alors l’onde rétropropagée sera également une onde sphérique centrée autour du même point, mais celle-ci sera convergente. Cette remarque reste valable pour des ondes plus complexes.

Transmission des ondes acoustiques entre deux milieux

Tant que l’onde acoustique se propage dans un milieu homogène, elle se propage en ligne droite sans altération de la direction de propagation. Mais lorsque l’onde arrive à l’interface entre

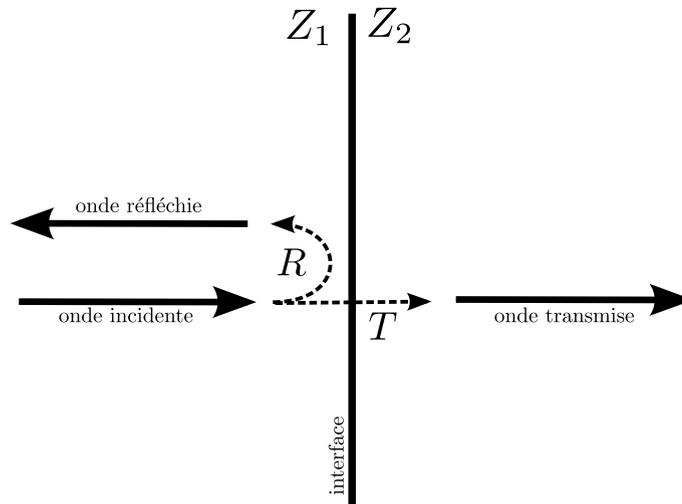


FIGURE 1.2 – Réflexion et transmission de l’onde acoustique à l’interface entre deux milieux ayant une impédance différente Z_1 et Z_2 . L’onde incidente se sépare en deux ondes au contact de l’interface : une partie R est réfléchie et reste dans le milieu initial et l’autre partie T est transmise au deuxième milieu.

deux milieux, elle va se diviser en deux ondes : une onde *transmise* traverse l’interface et se propage dans l’autre milieu dans le même sens que l’onde incidente, l’autre onde est *réfléchie* par l’interface et se propage dans le milieu initial, dans la direction opposée à l’onde incidente.

L’équation (1.4) définit l’impédance acoustique pour un milieu homogène isotrope. Cette grandeur est exprimée en $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ou en Rayleigh. Cette grandeur joue un rôle fondamental dans la compréhension du phénomène de propagation des ondes acoustiques entre deux milieux. Le tableau 1.1 donne les valeurs d’impédance acoustique pour les milieux mis en jeu dans le contexte médical.

$$Z = \rho c \quad (1.4)$$

On peut exprimer la proportion d’énergie réfléchie et la proportion d’énergie transmise à l’aide des coefficients de réflexion R et de transmission T . Dans le cas simplifié d’ondes acoustiques

milieu	masse volumique $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	célérité $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	impédance acoustique $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
air	1.2	344	430
eau	1000	1483	$1.48 \cdot 10^6$
tissus mous		1540	de $1.3 \cdot 10^6$ à $1.7 \cdot 10^6$
sang	1060	1530	$1.62 \cdot 10^6$
os			de $4 \cdot 10^6$ à $7 \cdot 10^6$
céramique	7750	3690	$28 \cdot 10^6$

TABLEAU 1.1 – Masse volumique, célérité des ondes acoustiques et impédance acoustique de différents milieux rencontrés dans le domaine de l’imagerie ultrasonore médicale. La céramique est le matériau qui va servir à émettre et à recevoir les ondes acoustiques.

milieu 1 → milieu 2	coefficient de transmission T
céramique → tissus mous	19 %
céramique → air	0.0 %
air → tissus mous	0.1 %
eau → tissus mous	99 %
tissus mous → sang	99 %
tissus mous → os	67 %

TABLEAU 1.2 – Valeurs du coefficient de transmission énergétique des ondes acoustiques T pour quelques exemples d’interfaces rencontrées en imagerie médicale ultrasonore. Les applications numériques ont été effectuées à l’aide des équations (1.5) et (1.6).

planes sous incidence normale, les expressions de ces coefficients sont données par les équations (1.6) et (1.5). Elles ne dépendent que de l’impédance acoustique des deux milieux mis en jeu Z_1 et Z_2 . Les notations sont reprises par la figure 1.2.

$$R = \frac{(Z_2 - Z_1)^2}{(Z_1 + Z_2)^2} \quad (1.5)$$

$$T = 1 - R = \frac{4Z_1 Z_2}{(Z_1 + Z_2)^2} \quad (1.6)$$

La transmission des ondes acoustiques va poser deux types de problèmes dans le cadre de l’imagerie médicale ultrasonore. Comme le montrent les valeurs numériques du tableau 1.2, l’interface entre l’air et les autres milieux a un très faible coefficient de transmission. Les ondes émises par les éléments en céramique de la sonde ne vont donc pas arriver à traverser la fine interface d’air située entre la sonde et le corps du patient. Pour remédier à ce problème et effectuer un examen échographique correct, il faut utiliser un gel à base d’eau pour assurer la bonne transmission des ondes dans le corps du patient. Cependant la valeur du coefficient de transmission entre les éléments en céramique et le milieu est encore assez faible. Ce coefficient de transmission peut être amélioré par l’ajout d’une lame quart d’onde permettant une adaptation d’impédance. On a alors un coefficient de transmission entre les éléments de la sonde et le corps du patient proche de 100 %. L’autre problème lié aux variations d’impédance acoustique est le problème des zones d’ombre. Ce problème apparaît sur les images échographiques dans lesquelles se trouvent des os, des calculs ou des poches d’air. Les tissus situés derrière ces éléments vont être excités par une onde de faible intensité car l’onde sera presque totalement réfléchi sur la face avant. Ces tissus apparaîtront donc avec un contraste moindre que les tissus environnants. La figure 1.3 montre un exemple de cône d’ombre apparaissant à l’arrière d’un calcul vésiculaire.

1.1.2 Principe de l’imagerie ultrasonore

Les composants de l’échographe

Un échographe est composé de différentes parties, localisées sur la figure 1.4 :

- un transducteur ou sonde servant à émettre et à recevoir les ondes acoustiques (A) ;
- un écran sur lequel sont affichées les images acquises par l’appareil (B) ;
- une console permet au médecin de régler les paramètres de l’examen (C) ;
- un ordinateur et une carte d’acquisition servent à la gestion de la séquence d’émission / réception des ondes acoustique, à la numérisation et au traitement des signaux mesurés par la sonde (D).

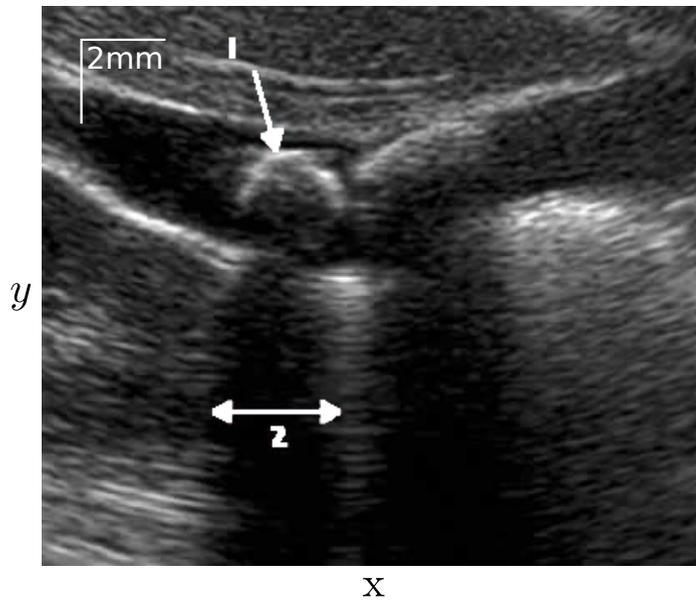


FIGURE 1.3 – Image échographique de calculs vésiculaires. (1) calcul vésiculaire (2) zone d’ombre située à l’arrière du calcul. Le milieu situé derrière le calcul est moins illuminé que le reste de l’image en raison de la réflexion d’une partie des ondes sur l’interface milieu / calcul. D’après [Info-radiologie.ch, 2010].

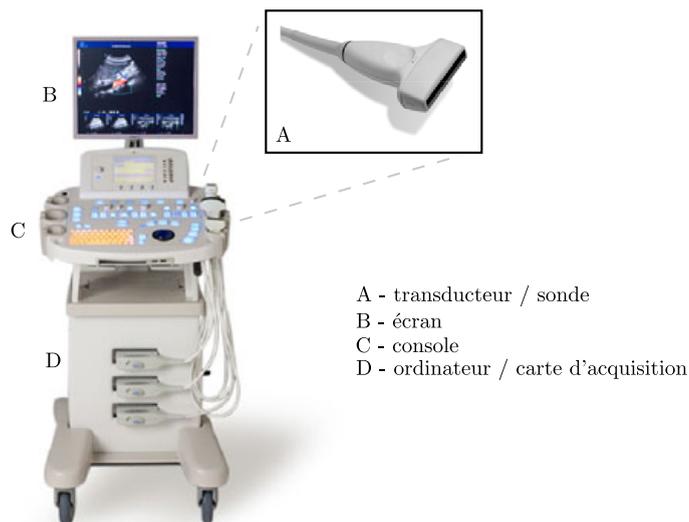


FIGURE 1.4 – Les différents composants d’un échographe.

La sonde est l'élément central de l'échographe. Il existe plusieurs types de sondes adaptées à chaque examen. La sonde la plus simple est la sonde *linéaire*. Elle est composée de plusieurs éléments piézo-électriques de petite taille (de quelques centaines de micromètres à quelques millimètres) alignés suivant l'axe de la sonde. Elle est adaptée aux examens des organes faciles d'accès et lorsque le champ de vue n'est pas très large, comme par exemple pour réaliser une échographie vasculaire (carotide). Les sondes *sectorielles*, sur lesquelles les éléments sont disposés sur un arc de cercle, sont utilisées principalement pour effectuer des examens abdominaux. La convexité du faisceau est obtenue grâce à la position physique des éléments. Il existe des sondes sectorielles sur lesquelles les éléments sont disposés de manière linéaire. La convexité du faisceau est obtenue en retardant les signaux de chacun des éléments les uns par rapport aux autres. On parle alors de sondes *sectorielles à décalage de phase*. Ces sondes sont utilisées pour effectuer des échocardiographies. Leur taille (~ 30 mm) est généralement plus faible que celle des sondes linéaires ($\sim 50 - 60$ mm). Leur forme et leur taille leur permettent d'imager le coeur à travers l'espace intercostal.

Il existe également des sondes matricielles, sectorielles ou linéaires, sur lesquelles les éléments piézo-électriques sont disposés sur un plan, une portion de cylindre ou une portion de sphère. Le développement de ces sondes ultrasonores étant plus récent, on les rencontre moins fréquemment dans le domaine clinique. Il existe aussi des sondes à balayage, constituées d'un transducteur linéaire ou sectoriel 2D et d'un système mécanique de balayage. Le système à balayage permet d'acquérir rapidement plusieurs images 2D, et ainsi de créer des images 3D. Il existe enfin des sondes créées pour des applications précises, comme les sondes annulaires montées sur des sondes endorectales, ou sur des sondes destinées à l'imagerie du système veineux.

Les éléments disposés sur les sondes ultrasonores vont permettre, grâce à l'effet piézo-électrique, de convertir le signal électrique en onde acoustique et inversement. Un matériau piézo-électrique a la propriété de se polariser électriquement lorsqu'il est soumis à une contrainte mécanique. Cet effet est lié à une dissymétrie électrique dans la structure du matériau, au niveau cristallin, comme dans le cas du quartz, ou bien à une échelle macroscopique, comme dans le cas des matériaux piézo-électriques frittés ou des céramiques piézo-électriques (céramiques PZT). Lorsque le milieu est contraint, la dissymétrie locale de charge va créer des dipôles électrostatiques qui, en s'ajoutant, vont former un champ électrique et induire une différence de tension sur les faces du matériau. Cet effet, appelé effet piézo-électrique direct est utilisé lors de la réception des ondes acoustiques : l'onde de pression va, si les dimensions de l'élément piézo-électrique sont convenablement choisies, faire rentrer le matériau en résonance mécanique et produire sur ses faces une tension périodique à la même fréquence que celle de l'onde acoustique. Il existe également un effet piézo-électrique inverse lors duquel on va induire une vibration du cristal par application d'une tension sur ses faces. L'effet inverse est utilisé en échographie pour créer les ondes acoustiques qui vont servir à exciter le milieu. Il est important de remarquer que la taille des éléments et leurs propriétés mécaniques ont une grande influence sur la bande de fréquence dans laquelle le matériau va vibrer, et donc sur la gamme des ondes ultrasonores pouvant être émises et mesurées avec ceux-ci. Classiquement, les éléments d'une sonde échographique sont réalisés en céramique PZT et font environ 0.5 mm d'épaisseur. Ils vibrent dans une bande de fréquence allant de quelques mégahertz à quelques dizaines de mégahertz.

Les éléments piézo-électriques sont reliés à la carte d'acquisition de l'échographe. Cette carte se décompose en trois blocs : un amplificateur de puissance, un système de numérisation des données et un système de traitement analogique sommaire. L'amplificateur de puissance va être utilisé pour exciter les cristaux de la sonde et émettre les ondes acoustiques. Le système de numérisation est composé d'un échantillonneur qui remplit un tampon mémoire accessible depuis l'ordinateur. La fréquence d'échantillonnage est généralement telle que l'on dispose de 4 à 8 points par période une fois les signaux numérisés. La carte dispose d'un module de traitement analogique

configurable par l'ordinateur, servant à combiner les signaux électriques provenant des éléments piézo-électriques situés sur le transducteur.

Principe de l'imagerie ultrasonore

Une image échographique est créée à partir d'un ensemble de *signaux bruts* par une méthode dite de *formation de voies*. L'acquisition d'un signal brut se découpe en deux phases. Les éléments de la sonde sont excités et une onde acoustique est émise. L'onde se propage dans le milieu et fait vibrer des petits éléments du milieu qu'elle traverse. Ces petits éléments, appelés diffuseurs, émettent alors des échos acoustiques secondaires dans toutes les directions en se désexcitant. Une partie de ces ondes se propage en direction de la sonde et va, grâce à l'effet piézo-électrique, créer une tension sur les éléments de la sonde. Les signaux mesurés sur chacun des éléments de la sonde sont appelés des *signaux bruts*. La quantité et la distribution statistique des amplitudes des ondes secondaires sont caractéristiques du milieu. Plus un milieu va émettre des ondes secondaires, plus il est qualifié de milieu *échogène*.

La fréquence avec laquelle sont acquis les signaux bruts est appelée *Fréquence de récurrence* ou *Pulse Repetition Frequency (PRF)*. Cette grandeur est liée à la profondeur maximale de l'image ultrasonore que l'on cherche à créer. En effet, pour réaliser une image du milieu à une certaine profondeur, il est nécessaire que l'onde d'excitation atteigne cette profondeur et que les ondes secondaires retraversent le milieu dans le sens opposé. L'équation (1.7) donne la relation entre z_{max} , la profondeur maximale que l'on souhaite imager et la *PRF* maximum.

$$PRF = \frac{c}{2z_{max}} \quad (1.7)$$

La fréquence de création des images ultrasonores, appelée *fréquence image* ou *Frame Per Second (FPS)*, est liée à la *PRF* et au nombre N de séquences d'émission réception nécessaires pour créer une image ultrasonore par la relation (1.8). Plus la fréquence image est élevée, plus l'échantillonnage temporel de la séquence des images ultrasonores sera élevé. Lorsque l'on cherche à imager un organe en mouvement, comme le battement du coeur ou la pulsation de la carotide, l'échantillonnage temporel est une grandeur critique. En effet, si la fréquence image n'est pas assez importante, les détails du mouvement ne seront pas visibles sur la séquence des images. Dans la plupart des applications, on cherche à atteindre des valeurs de *FPS* les plus grandes possibles.

$$FPS = \frac{PRF}{N} \quad (1.8)$$

La figure 1.5 propose un schéma du déroulement temporel du processus d'acquisition des images ultrasonores. On retrouve sur cette figure la représentation graphique de la *PRF* et de la fréquence image.

Modèle de formation de voies *délais et somme*

Le traitement effectué par la carte de l'échographe correspond généralement à un modèle de formation de voies *délais et somme*. Lors de la phase d'émission, le signal d'excitation est distribué au transducteur piézo-électrique k après avoir été pondéré par un facteur w_{ek} et retardé d'un temps t_{ek} . k représente un indice courant sur les K éléments du transducteur. Chacun de ces éléments émet une onde qui, en se combinant dans le milieu, va former le faisceau d'ondes d'excitation. L'ensemble des w_{ek} forme un vecteur appelé *vecteur de pondération en émission*. L'ensemble des t_{ek} forme le *vecteur de retards en émission*. Les valeurs de ces deux vecteurs peuvent changer à chaque tir et changer les caractéristiques du faisceau créé. Le vecteur de retards en émission sert à diriger et à focaliser l'onde acoustique émise. Le vecteur de pondération contrôle la largeur du

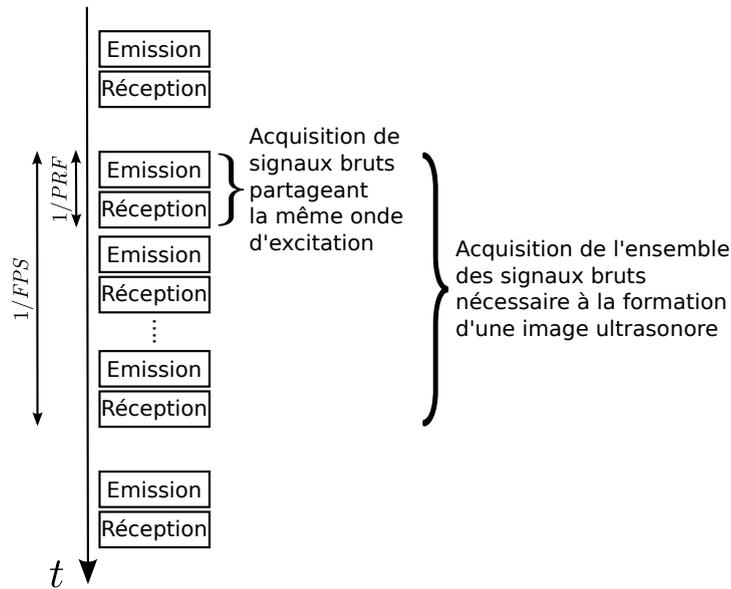


FIGURE 1.5 – Schéma temporel d'acquisition d'une image ultrasonore.

lobe principal du faisceau, ainsi que la position et l'amplitude des lobes secondaires. La figure 1.6 représente sous forme d'un schéma bloc le traitement effectué par la carte de l'échographe au cours d'une émission.

Le schéma de traitement effectué en réception est assez similaire à celui réalisé lors de la phase d'émission. Les signaux bruts reçus par les éléments de la sonde sont pondérés par un *vecteur de pondération en réception* w_{rk} et retardés par un *vecteur de retards en réception* t_{rk} . Ces signaux sont ensuite sommés pour former un signal, appelé *signal radio-fréquence* (RF). En utilisant le principe de rétropropagation, on peut imaginer qu'il existe un faisceau d'ondes virtuel en réception, ayant les mêmes caractéristiques que le faisceau d'excitation obtenu en utilisant w_{rk} et t_{rk} . Comme lors de l'émission, le vecteur de retards en réception va donc servir à choisir une direction ou un point de mesure privilégié. La fenêtre de pondération va quant à elle régler la largeur, la position et l'amplitude des lobes du faisceau d'ondes virtuel en réception. La figure 1.7 schématise le processus de formation de voies *délais et somme* dans sa phase de réception.

Différents types de signaux ultrasonores

Les signaux mesurés lors de l'acquisition sont naturellement modulés en amplitude autour de la fréquence de l'onde d'excitation utilisée à cause de la réflectivité variable des points du milieu. En démodulant des signaux bruts, on obtient des signaux bruts enveloppes. En démodulant des signaux RF obtenus en sortie du formateur *délais et somme*, on obtient des signaux *mode A*. Mathématiquement, l'enveloppe d'un signal modulé est modélisée par l'amplitude du signal analytique complexe associé. Ce dernier étant obtenu à l'aide du calcul de sa transformée de Hilbert. L'équation (1.9) donne la relation entre un signal RF s et le signal enveloppe qui lui est associé $s_{\mathcal{E}}$. $\mathcal{H}[s]$ représente la transformée de Hilbert de s et $s_{\mathcal{A}}$ le signal analytique associé à s .

$$\begin{aligned} s_{\mathcal{E}} &= \|s_{\mathcal{A}}\| \\ &= \|s + i\mathcal{H}[s]\| \end{aligned} \quad (1.9)$$

En pratique la démodulation n'est pas effectuée en utilisant cette relation mais en utilisant une démodulation en quadrature ou une démodulation à détecteur de crête [Schlaikjer et al., 2003].

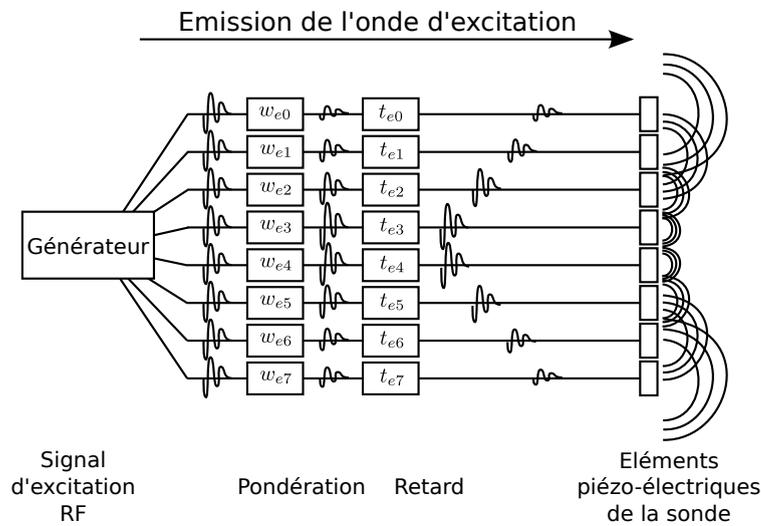


FIGURE 1.6 – Schéma *délais et somme* pour l'émission. L'impulsion d'excitation est transmise aux éléments de la sonde ultrasonore après avoir subi un retard et une amplification dépendants de l'élément considéré.

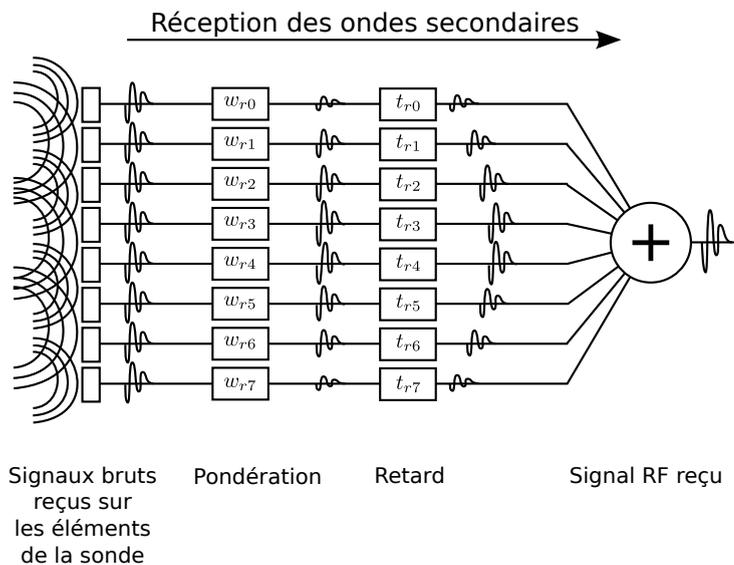


FIGURE 1.7 – Schéma *délais et somme* pour la phase de réception. Les différents signaux bruts sont retardés et amplifiés en fonction de l'élément du transducteur sur lesquels ils sont mesurés. Le signal RF correspond à la somme de ces signaux bruts après traitement.

Les images ultrasonores RF sont obtenues par formation de voies à partir des signaux bruts. Dans les cas les plus simples, la formation d'une image consiste à sommer les signaux RF pour obtenir une colonne de l'image ultrasonore. Comme les signaux bruts et les signaux RF, les images ultrasonores RF sont naturellement modulées dans la direction de la hauteur. En démodulant chaque colonne de l'image, on obtient une image enveloppe. Comme les colonnes de l'image enveloppe sont identiques aux signaux mode A dans les cas simples, on appelle également ces colonnes mode A. La même remarque est valable pour les images RF et les signaux RF. En appliquant une compression logarithmique sur l'image enveloppe, on obtient une image *mode B*. Ces images sont ensuite affichées par l'échographe. C'est le type d'image le plus classique dans le domaine de l'imagerie ultrasonore médicale. La compression logarithmique permet d'augmenter le contraste et d'améliorer la perception des détails de l'image. La figure 1.8 donne des exemples des différents types de signaux et d'images et les relations entre ceux-ci.

La texture caractéristique des images échographiques mode B est appelée *speckle*. Cette texture est créée par la superposition et l'interférence entre les réponses des différents diffuseurs présents dans le milieu. L'analyse de cette texture, associée à la connaissance des caractéristiques du milieu imagé, renseigne sur la résolution du système d'imagerie ultrasonore utilisé [Bernard *et al.*, 2006].

Résolution de l'imagerie ultrasonore

La résolution d'une image échographique peut être caractérisée à l'aide de trois grandeurs. La résolution axiale correspond à la différence de profondeur minimum permettant de séparer deux diffuseurs. De même, on définit la résolution transverse, ou latérale, comme étant la distance minimum permettant de séparer deux points situés à une profondeur constante dans le plan d'imagerie. La résolution azimutale correspond à la distance minimum pour qu'un diffuseur compris en dehors du plan d'imagerie ne soit plus visible dans les images. Les différents axes, ainsi que le plan d'imagerie, sont repérés sur la figure 1.9. La résolution et les caractéristiques du speckle dépendent directement de la sonde utilisée, ainsi que de la méthode de formation de l'image et de la séquence utilisée. Il existe principalement deux manières d'estimer la résolution des images échographiques : la réponse impulsionnelle spatiale, appelée *Point Spread Function* en anglais (PSF), et les méthodes basées sur l'analyse statistique du speckle. Une partie du milieu ayant la taille des résolutions de l'image est appelée cellule de résolution. Si plusieurs diffuseurs sont compris dans la même cellule de résolution, leurs réponses sur l'image ne pourront pas être séparées.

La réponse impulsionnelle spatiale est la réponse du système lorsqu'on image un diffuseur unique. Dans le cas des images mode B, cette réponse est modélisée par une gaussienne 2D. La résolution axiale est définie comme étant la largeur à mi-hauteur de la réponse impulsionnelle spatiale dans la direction axiale. De même on peut mesurer la résolution transverse comme étant la largeur à mi-hauteur de la PSF dans la direction transverse. Dans le cas des images RF, la réponse impulsionnelle spatiale dispose d'une modulation dans la direction axiale à la même fréquence que celle des ondes utilisées pour former l'image.

En modélisant les distributions des amplitudes dans l'image, on peut également obtenir une information sur la résolution des images ultrasonores. Ces méthodes présentent l'avantage de ne pas nécessiter la mise en place d'une manipulation spécifique à la mesure de la résolution de l'image. Si le nombre de diffuseurs par cellule de résolution est très élevé, la densité de probabilité des amplitudes de l'image RF est modélisée par une gaussienne et la densité de probabilité de l'image mode B est modélisée par une distribution de Rayleigh. Si le nombre de diffuseurs par cellule de résolution est faible, alors la densité de probabilité des amplitudes dans les images RF va avoir un pic plus prononcé autour de 0 et sera modélisée par une distribution gaussienne généralisée. La distribution correspondante dans les images mode B est modélisée par une distribution k [Bernard *et al.*, 2006]. Pour un même milieu, la taille de la cellule de résolution peut donc être

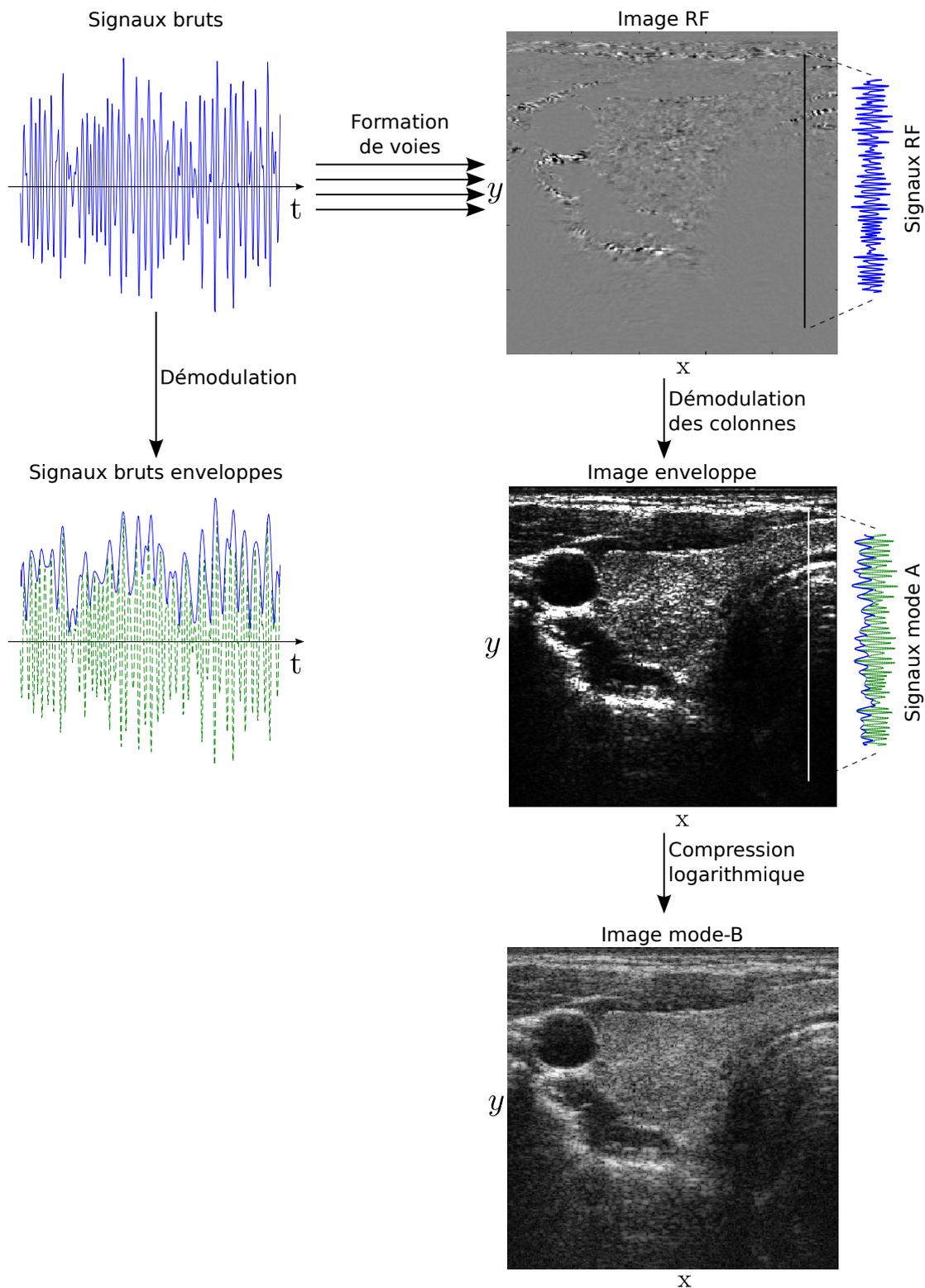


FIGURE 1.8 – Les différents types de signaux et d’images rencontrés en imagerie ultrasonore. D’après [Basarab, 2008].

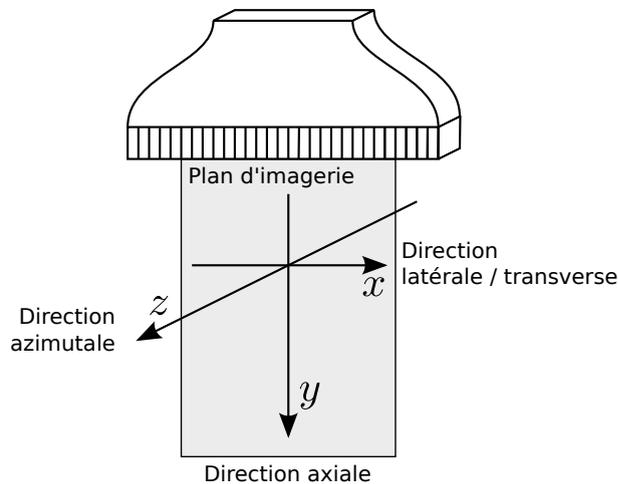


FIGURE 1.9 – Les différents axes en imagerie ultrasonore. Le plan d'imagerie, grisé sur le schéma, correspond au plan de l'image mode B.

reliée aux paramètres du modèle de densité de probabilité des amplitudes dans les images RF et dans les images mode B.

1.2 Contexte médical

Après un rapide historique, nous présenterons dans cette partie l'intérêt médical de l'imagerie ultrasonore. Les principales applications seront également présentées, en insistant sur l'aspect médical.

1.2.1 Historique rapide de l'imagerie ultrasonore

Les ondes ultrasonores ont été utilisées depuis la première guerre mondiale pour imager des milieux. Les premières applications en imagerie ultrasonore sont les sonars, inventés à des fins militaires par les Français Paul Langevin et Constantin Chilowski. L'imagerie médicale ultrasonore a été inventée par l'Autrichien Karl Dussik dans les années 1930. Il a été le premier à utiliser des images échographiques pour diagnostiquer des tumeurs cérébrales. La tête du patient ainsi que le transducteur étaient placés sous l'eau. Après l'émission d'ondes acoustiques, l'image était enregistrée sur du papier sensible à la chaleur. Ce sont les premières images ultrasonores utilisées pour le diagnostic des tumeurs cérébrales. Les premières images ultrasonores abdominales datent des années 1940 et ont été réalisées par Georges Ludwig, autrichien lui aussi. Les Écossais Ian Donald et Tom Brown ont mené les premières recherches afin de discriminer les tissus sains des tissus pathologiques à l'aide d'images échographiques mode A. Ils ont également mis au point les premières méthodes de diagnostic prénatal en 1959 à l'aide d'images mode B. Jusqu'alors l'examen échographique prévoyait que le patient soit partiellement immergé dans l'eau. Le premier échographe *moderne*, fonctionnant sans immersion, a été mis au point par l'Américain Douglas Howry en 1953. Ce fut le premier échographe disposant d'un transducteur destiné à être directement en contact avec le patient. Ce type d'échographe a été ensuite amélioré jusqu'à l'échographe clinique actuel. En 1953 également, les Anglais John Wild et John Reid ont créé la première image

ultrasonore pour le diagnostic du cancer du sein. Le professeur hollandais Nicolaas Bom a créé le premier transducteur multi-éléments au début des années 1970. La sonde était composée de vingt éléments faisant chacun 4 mm par 10 mm.

1.2.2 Applications médicales de l'imagerie ultrasonore

Dans cette partie, nous allons décrire les différents domaines d'application de l'imagerie ultrasonore ainsi que les différentes problématiques levées par chacun d'eux. Nous montrerons ainsi l'intérêt des méthodes d'estimation du mouvement en imagerie ultrasonore.

Domaine d'intérêt de l'imagerie médicale ultrasonore

L'application la plus connue de l'imagerie médicale ultrasonore est l'échographie prénatale. Dès l'examen échographique du troisième mois de grossesse, l'imagerie ultrasonore permet de déterminer avec une précision de 90 % le sexe du fœtus [Efrat *et al.*, 2006] et permet de détecter certaines pathologies comme l'autisme [Malone *et al.*, 2005] ou les malformations cardiaques [Oberhänsli *et al.*, 1988]. L'imagerie ultrasonore prénatale permet également de prédire la date de la naissance de l'enfant avec une grande précision [Loughna *et al.*, 2009].

L'imagerie ultrasonore a également une place importante dans le domaine de l'imagerie cardiaque. L'analyse du flux sanguin dans le cœur, classiquement réalisée avec des méthodes de type Doppler, permet de détecter des pathologies des valves cardiaques [Kasai *et al.*, 1985]. Une analyse des déformations du myocarde réalisée grâce à des techniques d'élastographie ultrasonore permet de détecter une zone du muscle touchée à la suite d'un infarctus ou d'une ischémie [D'Hooge *et al.*, 2000, Konofagou *et al.*, 2002, Cespedes *et al.*, 1993].

L'imagerie ultrasonore joue également un rôle important dans le diagnostic des maladies du système vasculaire. L'imagerie du flux permet de caractériser efficacement les thromboses [Emelianov *et al.*, 2002] en détectant la sous-perfusion des milieux touchés. Le diagnostic et la prévention des maladies cardiovasculaires bénéficient également de l'utilisation de techniques d'estimation de déformation et de mouvement : la plaque d'athérome intravasculaire peut être caractérisée par des méthodes d'élastographie [de Korte *et al.*, 2000b, de Korte *et al.*, 2000a]. Plus la plaque d'athérome est rigide, plus la probabilité qu'elle se rompe est élevée. L'épaisseur de la plaque est également une donnée critique dans le diagnostic des complications.

En cas de cancer, l'imagerie ultrasonore peut être également très utile. Des études ont montré que les caractéristiques mécaniques des nodules changent par rapport au milieu sain environnant [Sinkus *et al.*, 2005]. L'examen classique de palpation ne permet pas d'accéder de manière quantitative aux caractéristiques mécaniques locales du milieu, alors que l'imagerie du mouvement et l'élastographie ultrasonore permettent une mesure quantitative des variations d'élasticité locales du milieu [Tan *et al.*, 1995]. Les nodules liés aux cancers du sein peuvent être efficacement caractérisés à l'aide de l'élastographie ultrasonore [Krouskop *et al.*, 1998, Cespedes *et al.*, 1993, Garra *et al.*, 1997, Hiltawsky *et al.*, 2001]. Dans le cas de nodules thyroïdiens, l'utilisation de l'imagerie ultrasonore est utilisée cliniquement pour effectuer un diagnostic précoce sur la dangerosité des nodules cancéreux [Schlumberger and Torlantano, 2000]. Des méthodes d'élastographie [Lyshchik *et al.*, 2005a, Lyshchik *et al.*, 2005b] et des méthodes d'estimation [Basarab *et al.*, 2008] du mouvement permettent ensuite de quantifier le risque lié à chacune des tumeurs.

Les méthodes d'estimation de mouvement et d'élastographie ultrasonore sont également utilisées dans la caractérisation et le diagnostic d'autres pathologies comme les escarres [Black *et al.*, 2007, Deprez *et al.*, 2007] ou les fibroses hépatiques [Sandrin *et al.*, 2003, Saverymuttu *et al.*, 1986].

Les différents méthodes d'estimation du déplacement rencontrées en imagerie ultrasonore

Comme nous l'avons montré dans la partie précédente, l'estimation du mouvement en imagerie ultrasonore a un grand intérêt dans le domaine du diagnostic et de la caractérisation de certaines pathologies. Nous allons maintenant présenter les grandes familles de méthodes permettant l'estimation du mouvement ainsi que les applications qui les concernent et les différents verrous levés et résolus par celles-ci.

Des méthodes d'estimation du déplacement, de la vitesse ou de la déformation entrent en jeu dans de nombreuses applications de l'imagerie médicale ultrasonore :

- imagerie du mouvement
[Bohs and Trahey, 1991, Boukerroui et al., 2003]
[Basarab et al., 2007, Suhling et al., 2005] ;
- imagerie du flux / imagerie de la vitesse
[Kasai et al., 1985, Aoudi et al., 2006] ;
- élastographie / imagerie de la déformation
[Ophir et al., 2001, O'Donnell et al., 1994, Ophir et al., 1991]
[Brusseau et al., 2008, Brusseau et al., 2000]
[Bercoff et al., 2004, Bercoff et al., 2003] ;
- images ultrasonores spécifiques
[Jensen, 2001, Liebgott et al., 2005, Gueth et al., 2007].

Une première famille de méthodes utilise une mesure, souvent indirecte, du décalage fréquentiel induit par la vitesse du milieu lors de la diffusion de l'onde d'excitation. Cet effet, appelé effet Doppler, a donné son nom à une famille de méthodes d'estimation de déplacement : les méthodes Doppler. Ces méthodes, nécessitant un champ de mouvement établi tout au long de l'acquisition, sont particulièrement bien adaptées pour les applications d'imagerie du flux [Kasai et al., 1985, Aoudi et al., 2006]. La principale limitation de ces méthodes est qu'elles ne fournissent qu'une projection du déplacement suivant une direction donnée. Il existe cependant des méthodes permettant d'estimer un déplacement 2D ou 3D du milieu [Marion and Vray, 2009a, Marion and Vray, 2009b]. Ces méthodes utilisent des séquences de tirs ultrasonores supplémentaires entrelacés avec les tirs d'imagerie. Ceci a pour conséquence de limiter l'échantillonnage temporel de la séquence, et donc de limiter la gamme d'utilisation de telles méthodes à des mouvements établis dont les caractéristiques varient lentement avec le temps. De telles conditions sont atteintes dans le cadre de l'imagerie ultrasonore du flux sanguin. D'autres organes ne satisferont pas l'hypothèse, comme l'estimation du mouvement du myocarde ou l'élastographie main libre.

1.3 Organisation du manuscrit

Le chapitre 2 contient la description des méthodes d'estimation du déplacement utilisées dans le domaine de l'imagerie ultrasonore médicale. Sont décrites en particulier les méthodes Doppler et les méthodes basées sur le flux optique dont font partie les méthodes de correspondance de blocs. Le chapitre se conclut par une synthèse de l'orientation choisie dans la suite de la thèse.

Le chapitre 3 contient une description du formalisme utilisée par les méthodes d'estimation directe du mouvement proposées ici. Le modèle décrivant l'influence du mouvement du milieu sur les signaux bruts est ensuite appliqué aux signaux acquis en synthèse d'ouverture sous la forme d'un problème de minimisation. Après avoir détaillé les limitations de cette première approche, nous utilisons le formalisme décrit en début de chapitre pour l'appliquer aux ondes planes, puis aux faisceaux d'ondes focalisés. Les estimateurs ainsi créés utilisent la pseudo-inverse d'une ma-

trice décrivant l'influence du déplacement sur les signaux bruts ainsi que des estimations unidimensionnelles de décalages temporels le long des signaux RF.

Le chapitre 4 contient la description de la méthode de formation de voies à partir des spectres des signaux RF. Cette méthode est utilisée dans le chapitre suivant pour créer les images utilisées par la méthode d'estimation de mouvement de référence. Cette contribution permet d'améliorer la résolution des images ultrasonores grâce à un meilleur échantillonnage du spectre réalisé à l'aide d'ondes planes.

Le chapitre 5 présente la validation et les performances des méthodes d'estimations directe du champ de déplacement décrite dans le chapitre 3. Les résultats présentés sont comparés avec ceux d'une méthode de référence. Le chapitre contient également une série de discussions concernant les détails des différentes méthodes.

Chapitre 2

État de l'art en estimation de mouvement pour l'imagerie ultrasonore

Nous allons passer en revue, dans ce chapitre, des méthodes d'estimation de mouvement à partir de séquences d'images. Nous commencerons par définir les notions de mouvement réel, mouvement apparent ou flux optique et mouvement estimé. Dans une deuxième partie, nous nous intéresserons aux méthodes spécifiques à l'imagerie ultrasonore. Dans une troisième partie, nous détaillerons des méthodes d'estimation de flux optique, puis nous les étudierons dans le cadre de l'imagerie ultrasonore.

2.1 Mouvement réel, mouvement apparent et mouvement estimé

Une image représente de manière bidimensionnelle une scène réelle qui est, elle, tridimensionnelle. La représentation d'une scène au moyen d'une image 2D constitue donc une perte d'information. De la même manière, une séquence temporelle d'images (2D+t) représente de l'information, réellement existante dans un espace 4D (3D+t). Dans le cadre de l'estimation de mouvement, on cherche à accéder au mouvement 2D ou 3D à partir d'une séquence de données 2D ou 3D évoluant au cours du temps. On distingue trois types de mouvement [Grava, 2003] :

- le mouvement réel 3D ;
- le mouvement apparent ;
- et le mouvement estimé.

Lorsqu'on cherche à estimer le mouvement, on distingue deux entités : le champ de mouvement 2D et le *mouvement apparent* ou flux optique. Le champ de mouvement 2D est défini comme la projection, dans le plan image, du *mouvement réel* 3D. Ce champ de mouvement 2D traduit alors uniquement le mouvement dans le plan d'imagerie. Le flux optique correspond, pour sa part, au champ des vitesses mesuré à partir des variations spatio-temporelles de l'intensité lumineuse [Memin, 2003]. Nous avons donc accès à partir de l'image, à une information de mouvement apparent traduisant, de manière plus ou moins fidèle, le mouvement réel. Idéalement, il est souhaitable que le champ de mouvement 2D réel et le flux optique soient identiques. En pratique, cette hypothèse est rarement garantie [Dufaux and Moscheni, 1995].

Plusieurs exemples permettent de mettre en évidence que le flux optique n'est pas nécessairement identique au champ de mouvement projeté. Prenons le cas d'une sphère totalement homogène tournant sur elle-même. Deux images représentant cette sphère, acquises à des instants différents, ne vont pas induire de variations d'intensité et donc le flux optique sera nul malgré le mouvement réel existant. Si on considère à présent une sphère immobile, une simple variation d'illumination induit un flux optique non nul. Un dernier exemple illustrant la différence entre flux optique et champ de mouvement 2D est l'enseigne de barbier représentée dans la figure 2.1. Un cylindre ayant des rayures colorées obliques tourne autour de lui même. Le mouvement réel de la surface est une translation de gauche à droite. Cependant lorsqu'on observe l'enseigne, les rayures semblent se déplacer de bas en haut. Le flux optique est donc très différent du mouvement réel de l'enseigne.

Il existe deux hypothèses nécessaires pour faire coïncider le flux optique et le mouvement réel du milieu :

- le milieu dont on cherche à estimer le mouvement doit posséder une texture non homogène. Cette condition est tout le temps vérifiée en raison de la présence du speckle, la texture caractéristique des images ultrasonores en échographie ;
- les conditions d'illumination doivent rester constantes avec le temps. En effet si l'illumination de la scène varie avec le temps, on va superposer au flux optique lié au mouvement, un flux optique lié à cette variation d'illumination. Dans le domaine de l'estimation de mouvement en imagerie ultrasonore, cette hypothèse n'est généralement pas strictement vérifiée, notamment en raison des zones d'ombre (figure 1.3 page 6) et de la variation d'illumination en fonction de la profondeur.

Malgré le fait que ces hypothèses ne sont pas toujours vérifiées, nous verrons dans la partie 2.3 qu'elles peuvent redevenir valable sous certaines conditions et donner naissance à des méthodes d'estimation du mouvement efficaces, comme les méthodes de mise en correspondance de blocs. Auparavant, nous allons présenter les méthodes spécifiques à l'imagerie ultrasonore, actuellement les plus utilisées.

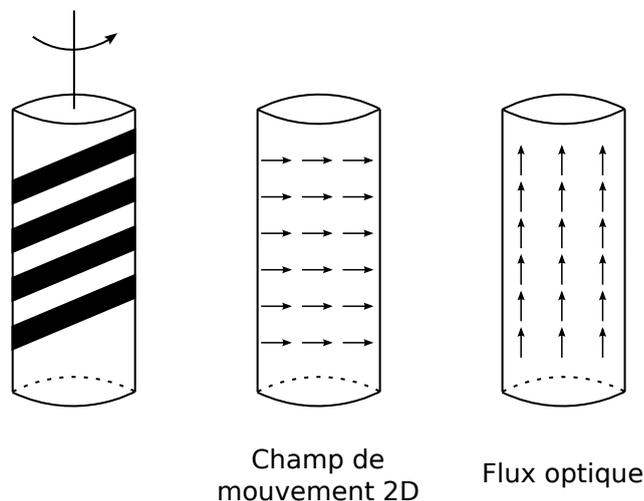


FIGURE 2.1 – Exemple de l’enseigne du barbier, mettant en évidence la différence entre le flux optique et le champ de mouvement 2D.

2.2 Méthodes spécifiques à l’imagerie ultrasonore

Nous avons mis en évidence, au cours du chapitre précédent, les particularités intrinsèques à l’image ultrasonore. Ces caractéristiques sont directement liées au processus physique de formation de l’image. Cette première partie va donc présenter des méthodes spécifiques à l’imagerie ultrasonore, de par l’utilisation de caractéristiques propres à cette modalité d’imagerie.

2.2.1 Méthodes basées sur l’effet Doppler

L’estimation de mouvement en imagerie ultrasonore, et particulièrement l’estimation des vitesses de flux, est essentiellement réalisée par des méthodes appelées *méthodes Doppler*. Bien que ces méthodes portent le nom de l’effet physique, le calcul pratique n’utilise que rarement la mesure directe d’un décalage fréquentiel.

Principe de l’effet Doppler

L’effet Doppler traduit un phénomène physique de modification de la fréquence d’une onde acoustique ou électromagnétique. Il a été présenté par Christian Doppler en 1842. Egalement proposé par Hypolyte Fizeau en 1848, on parle d’effet Doppler-Fizeau dans le cas des ondes lumineuses. L’effet Doppler met en jeu une source émettant une onde et une cible recevant cette onde. L’effet Doppler énonce alors que la fréquence de l’onde reçue est différente de la fréquence de l’onde émise dans le cas où la distance entre la source et la cible varie au cours du temps. Dans le cas d’une onde sonore audible, le son entendu par notre oreille change au fur et à mesure que la cible émettrice se déplace par rapport à celle-ci (figure 2.2); et ce bien que l’onde sonore émise soit la même.

Le principe de l’effet Doppler a été appliqué dans divers domaines. En astronomie, il sert à étudier le mouvement des astres. En radar, il permet de mesurer des vitesses de déplacement, par exemple de voitures. L’application qui nous intéresse le plus est, bien entendu, l’application

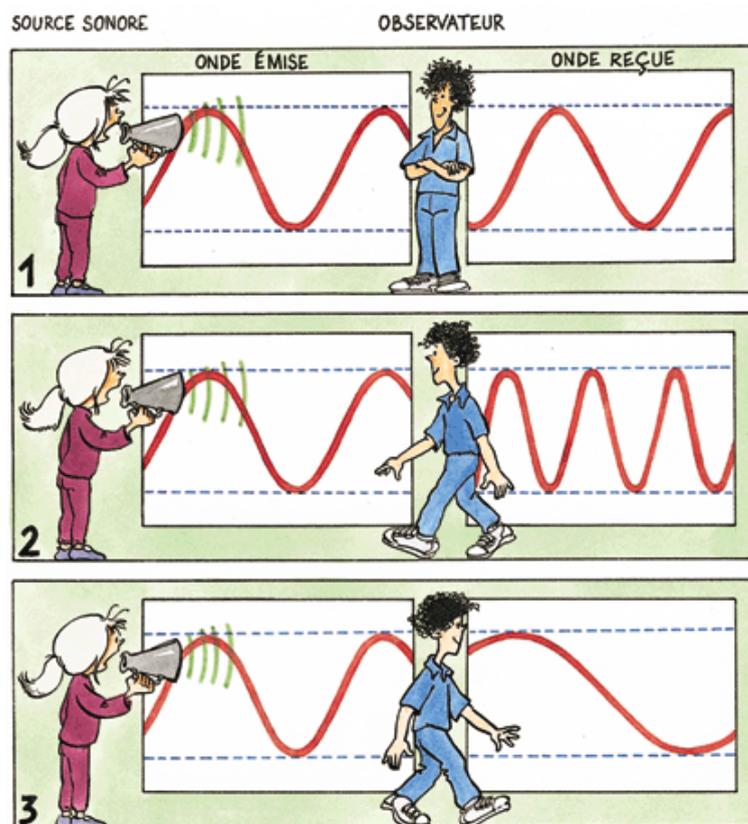


FIGURE 2.2 – Principe de l’effet Doppler. Une source fixe émet un son de fréquence identique au cours du temps. Lorsque l’observateur est immobile, le son est inchangé. S’il avance vers la source sonore, le son est plus aigu et s’il s’en s’éloigne, le son est plus grave. [Conception : JP. Penot (CNES) et B. Nicolas, illustrations : B. Nicolas.]

médicale. On estime alors la vitesse du sang, constitué d'hématies, par l'étude de la différence de fréquence entre l'onde émise et l'onde renvoyée par les cellules sanguines en mouvement.

Dans le cas de la vélocimétrie Doppler médicale, une onde est émise par un transducteur, réfléchi par des hématies en mouvement puis reçue par le même transducteur. La fréquence de l'onde ultrasonore reçue f_r par une cible en mouvement se déplaçant à la vitesse v_c est donnée par (2.1) :

$$f_r = f_e \frac{c + v_c}{c - v_t} \quad (2.1)$$

où f_e est la fréquence de l'onde émise par le transducteur en mouvement se déplaçant à la vitesse v_t . On définit la fréquence Doppler f_d comme la différence entre les fréquences des ondes reçues f_r et émises f_e . Ceci se traduit par (2.2).

$$f_d = f_r - f_e = \left(\frac{c + v_c}{c - v_t} - 1 \right) f_e \quad (2.2)$$

La fréquence Doppler dans le cas d'une application médicale est issue de deux décalages de fréquences respectivement dus à l'aller et au retour de l'onde ultrasonore entre le transducteur et les hématies en mouvement. Une cible joue successivement les rôles de récepteur mobile puis d'émetteur mobile. On peut donc schématiser cette situation de deux manières équivalentes. La première est de dire que l'observateur et la source se déplacent à une même vitesse $v = v_c = v_t$ [Shung, 2006]. En ajoutant que cette vitesse v est très petite devant la célérité du son dans les tissus biologiques et le sang ($v \ll c = 1540$ m/s), on réécrit l'expression de la fréquence Doppler dans (2.3).

$$f_d = \frac{2f_e v}{c} \quad (2.3)$$

La seconde manière de prendre en compte les deux décalages de fréquences est de considérer que le transducteur est immobile ($v_t = 0$) et que la cible se déplace à une vitesse double $v_c = 2v$. On retrouve bien l'expression de f_d donnée dans (2.3).

Pratiquement, les cellules sanguines ne se déplacent pas forcément dans l'axe de propagation de l'onde ultrasonore. Dans ce cas, la fréquence Doppler est proportionnelle à la projection de la vitesse sur l'axe de propagation de l'onde ultrasonore suivant (2.4).

$$f_d = \frac{2f_e |\vec{v}| \cos \theta}{c} \quad (2.4)$$

Ce phénomène est illustré par la figure 2.3 et constitue un élément essentiel dans la compréhension des méthodes dites Doppler. Il apparaît rapidement que dans le cas d'un vaisseau sanguin perpendiculaire à la direction de propagation, aucune vitesse ne peut être estimée car $\cos(\pi/2)$ est nul.

Nous écrivons la définition que nous mentionnerons souvent par la suite : l'effet Doppler est directement proportionnel à la projection du module 3D de la vitesse le long de la direction de propagation des ondes ultrasonores.

Par ailleurs, on remarque que la valeur de la fréquence Doppler est négative lorsque les hématies s'éloignent du transducteur et positive lorsque les hématies s'en rapprochent. Prenons l'exemple de la circulation artérielle où le sang se déplace à une vitesse de l'ordre de 30 cm/s. En utilisant une sonde échographique fonctionnant à 7 MHz, et dans le cas d'un angle θ égal à 60° , la fréquence Doppler estimée est égale à :

$$f_d = \frac{2 \times 7 \times 10^6 \times 0.3 \times \cos(60)}{1540} \approx 1360 \text{ Hz} \quad (2.5)$$

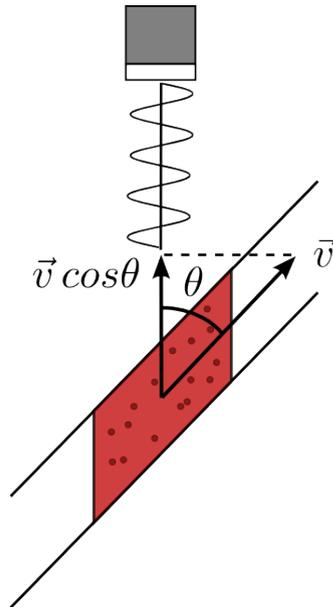


FIGURE 2.3 – Application de l’effet Doppler à la vélocimétrie sanguine. Les cellules sanguines se déplacent à la vitesse v . La fréquence Doppler est alors proportionnelle à $|\vec{v}| \cos \theta$.

ce qui correspond à une fréquence audible par l’oreille humaine. Ce son de fréquence f_d est le son entendu lors d’un examen clinique Doppler d’une artère. Une modification de la vitesse des cellules sanguines entraîne donc directement une modification du son entendu.

Nous venons de voir que la vitesse du sang engendrait un effet Doppler. La vitesse au sein d’un vaisseau n’est, bien sûr, pas uniforme mais suit plutôt un gradient de vitesse. L’estimation de cette distribution de vitesses est donc réalisée par l’investigation de plusieurs fenêtres d’estimation dans la largeur du vaisseau. On introduit dès lors un problème de résolution spatiale des vitesses estimées.

L’effet Doppler est quantifiable de différentes manières. On regroupe trois familles de méthodes pour estimer le mouvement sanguin à partir de l’effet Doppler : les méthodes temporelles, les méthodes fréquentielles et les méthodes travaillant sur la phase.

Estimation du décalage fréquentiel

Une première classe de méthodes, utilisant directement l’effet Doppler, estime directement le décalage fréquentiel issu du déplacement des cellules sanguines. Dans le domaine de Fourier, le signal reçu peut être vu comme une version décalée en fréquence du signal émis. L’enjeu de ces estimateurs est de fournir une mesure de vitesse la plus locale possible. Pour ce faire, ces méthodes estiment une fréquence moyenne au sein d’une région la plus petite possible. Il apparaît dès lors nécessaire d’utiliser des signaux d’émission à bande étroite afin de faciliter l’estimation dans le domaine fréquentiel. Néanmoins, nous avons vu précédemment que la résolution spatiale dans la direction axiale dépendait, entre autres, de la longueur de l’impulsion ultrasonore. En réduisant sa longueur, on augmente sa largeur de bande. Cette remarque met en évidence le compromis à trouver entre la résolution spatiale de l’image et celle des vitesses estimées. Certaines méthodes d’estimation du décalage fréquentiel utilisent des ondes acoustiques continues, émises et reçues en permanence. De telles méthodes nécessitent l’utilisation de sondes particulières permettant l’émission et la réception simultanément.

Un estimateur par maximum de vraisemblance a été proposé par [Ferrara and Algazi, 1991a].

Les auteurs proposent d'utiliser des signaux large bande périodiques. Cet estimateur est validé au moyen de données expérimentales dans [Ferrara and Algazi, 1991b]. Plusieurs travaux ont contribué à dépasser partiellement ces problèmes de largeur de bande. [Vaitkus and Cobbold, 1998] ont notamment proposé un estimateur non biaisé 2D de la matrice de corrélation Doppler. Cet estimateur permet d'utiliser des impulsions ultrasonores de longueur inférieure à celles classiquement utilisées pour la réalisation de cartographies couleurs de flux sanguins. La résolution obtenue est de l'ordre de la résolution spatiale des images mode B. Les auteurs ont comparé les performances de leur estimateur dans [Vaitkus et al., 1998].

Les méthodes paramétriques d'analyse spectrale de type *auto regressive* (AR), *moving average* (MA) et ARMA sont privilégiées à l'analyse de Fourier du fait de leur bonne résolution fréquentielle. Néanmoins, [Kouamé et al., 2003a] ont mis en évidence les limites de ces modèles en présence de bruits colorés. Les auteurs proposent notamment d'utiliser des techniques de réaffectation pour pallier ces limites. Ils ont ensuite montré l'intérêt de leur approche pour l'estimation de vitesses dans le cas de profils multi-phases [Kouamé et al., 2003b]. [Torp et al., 1994] ont, pour leur part, mis en évidence la possibilité d'estimer la fréquence Doppler moyenne au moyen de l'estimation de l'argument de l'autocorrélation.

L'estimation directe de la fréquence Doppler reste cependant peu utilisée en raison de la largeur de bande des ondes, trop élevée en pratique [Shung, 2006]. On préfère utiliser des méthodes basées sur l'estimation du décalage temporel ou basées sur la phase.

Estimation du décalage temporel

Cette famille de méthodes cherche à estimer un décalage temporel entre deux signaux consécutifs rétrodiffusés par une cible en mouvement. Le système de Philips, appelé *Color Velocity Imaging* (CVI), est basé sur cette méthode d'estimation du décalage temporel. Ce décalage Δ_t est exprimé dans (2.6) [Jensen, 1996a] :

$$\Delta_t = \frac{2|\vec{v}| \cos \theta}{c} T_{prf} \quad (2.6)$$

où $|\vec{v}|$ est le module de la vitesse des hématies, θ l'angle entre le faisceau ultrasonore et le vaisseau, T_{prf} la période de répétition des impulsions ultrasonores et c la célérité des ultrasons.

L'estimation du décalage temporel $\widehat{\Delta}_t$ réalisé au moyen de fonctions d'intercorrélation entre les signaux a été initialement proposé par [Bonnefous and Pesqué, 1986]. L'estimation du pic de la fonction d'intercorrélation donne une estimation du décalage temporel Δ_t . D'après (2.6), la vitesse estimée \widehat{v}_y suivant l'axe de propagation des ondes ultrasonores est donnée par (2.7) :

$$\widehat{v}_y = \frac{c\widehat{\Delta}_t}{2T_{prf}} \quad (2.7)$$

Cette approche a fait l'objet de nombreux travaux. [Foster et al., 1990] ont étudié, à l'aide de simulations numériques, l'impact de différents paramètres sur l'estimation de la vitesse par mesure du décalage temporel. Parmi les paramètres étudiés, on citera la taille des fenêtres d'investigation, la largeur du faisceau ou encore la taille du vaisseau. Les auteurs concluent que la précision de l'estimation sera d'autant meilleure que le faisceau ultrasonore est étroit et que la taille des fenêtres est grande. Néanmoins, une importante distribution de vitesses au sein de la fenêtre d'investigation réduira la précision d'estimation. Un compromis est alors à trouver entre ces trois conclusions. La même équipe a ensuite validé cet estimateur sur des données expérimentales [Embree and O'Brien, 1990].

[Hein and O'Brien, 1993a] ont proposé une implantation matérielle temps-réel de cet estimateur. Ce système, interfacé sur un appareil commercial, a été ensuite évalué avec des données

expérimentales [Hein and O'Brien, 1993b]. L'étude présentée a pris en compte différentes conditions de flux ainsi que différents paramètres de corrélation. Ces mêmes auteurs ont également publié une revue des méthodes temporelles pour l'estimation du mouvement des flux sanguins [Hein and O'Brien, 1993c].

Plus récemment, [Viola and Walker, 2003] ont comparé différents estimateurs de décalages temporels. Les auteurs se sont intéressés notamment aux mesures de corrélation normalisée et non normalisée, largement utilisées par le passé, mais aussi à la covariance normalisée, aux sommes des différences absolues ou carrées. Ils concluent que la somme des différences au carré présente un bon compromis en termes de performance et de complexité calculatoire.

Estimation du décalage de phase

L'estimation de la vitesse par l'étude du décalage de phase entre deux signaux rétrodiffusés par une cible en mouvement constitue la dernière famille de méthodes basées sur l'effet Doppler. Les estimateurs de phase nécessitent l'envoi de plusieurs signaux avec une période T_{prf} . L'information de phase est reliée à la fréquence Doppler donnée dans (2.4) par (2.8) [Buck et al., 2000], où f_e est la fréquence d'échantillonnage des signaux :

$$\frac{\Delta\phi_d}{T_{prf}} = f_d = \frac{2f_e|\vec{v}| \cos \theta}{c} \quad (2.8)$$

qui peut être réécrite de manière plus explicite en exprimant le décalage de phase en radians (2.9).

$$\frac{\Delta\phi}{2\pi T_{prf}} = f_d = \frac{2f_e|\vec{v}| \cos \theta}{c} \quad (2.9)$$

On en déduit une expression de la projection de la vitesse v_y (2.10) [Jensen, 1996b].

$$v_y = \frac{c}{2\pi f_e 2T_{prf}} \Delta\phi \quad (2.10)$$

Le terme 2π met en évidence une source d'erreur d'estimation de la vitesse. Si la vitesse de la cible entraîne une différence de phase supérieure à π (ou inférieure à $-\pi$), un phénomène de recouvrement apparaît. La réduction de la période de répétition des tirs T_{prf} est une solution pour pallier ce problème. Cependant, la valeur de T_{prf} est limitée inférieurement par la durée d'un aller-retour de l'onde ultrasonore pour investiguer une profondeur donnée.

L'estimation directe du décalage de phase a notamment été étudiée par [Barber et al., 1985]. [Kasai et al., 1985] ont proposé un estimateur basé sur l'autocorrélation du signal Doppler pour calculer la phase. (2.10) devient ainsi (2.11),

$$v_y = \frac{c}{2\pi f_e 2T_{prf}} \arctan \left(\frac{\mathcal{I}\{R(1)\}}{\mathcal{R}\{R(1)\}} \right) \quad (2.11)$$

où $\mathcal{I}\{\bullet\}$ est la partie imaginaire et $\mathcal{R}\{\bullet\}$ la partie réelle de la fonction d'autocorrélation $R(\bullet)$ du signal Doppler, estimée à l'aide de plusieurs lignes RF. L'utilisation de la fonction d'autocorrélation a été reprise par [Loupas et al., 1995b]. Les auteurs ont utilisé des fonctions d'autocorrélation 1D et 2D. Ces travaux ont fait l'objet d'une évaluation sur des données expérimentales dans [Loupas et al., 1995a]. Les auteurs montrent que l'estimateur 2D proposé est meilleur que les techniques d'autocorrélation 1D.

L'utilisation de (2.11) nécessite le calcul de la fonction d'autocorrélation complexe. Cette fonction peut être coûteuse à calculer et nécessite d'avoir accès aux signaux analytiques ou de les calculer. [Jin and Chen, 2007] a proposé récemment une méthode d'estimation du décalage de phase discrétisée, qui ne nécessite pas le calcul des signaux analytiques. Soit $s(n)$ et $s'(n)$ deux signaux

RF discrets composés de N points. Ces signaux sont modulés autour d'une fréquence f_0 . L'idée de Jin est d'estimer les signaux analytiques à l'aide des signaux en quadrature, obtenus en décalant les signaux s et s' de $n = f_e/4f_0$ échantillons. (2.11) devient alors (2.12). Cet estimateur porte le nom de *Unbiased Quartered Delay Estimator* (UQDE).

$$v_y = \frac{c}{2\pi f_e 2T_{prf}} \arctan \left(\frac{Q_{m1} - Q_{m3}}{Q_{m2} + Q_{m4}} \right) \quad (2.12)$$

où les termes partiels prennent les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} Q_{m1} &= \frac{1}{N-n} \sum_{k=n}^N s_0(k-n)s_1(k) \\ Q_{m2} &= \frac{1}{N-n} \sum_{k=n}^N s_0(k)s_1(k) \\ Q_{m3} &= \frac{1}{N-n} \sum_{k=n}^N s_0(k)s_1(k-n) \\ Q_{m4} &= \frac{1}{N-n} \sum_{k=n}^N s_0(k-n)s_1(k-n) \end{aligned} \quad (2.13)$$

Pour que l'estimateur UQDE fonctionne de manière non biaisée, il faut choisir f_e et f_0 pour que n ait une valeur entière. On choisit généralement f_0 pour avoir 4 points par période. n vaut alors 1. Lorsque cette condition est respectée, cette méthode offre les mêmes performances que les méthodes d'estimation de phase décrites précédemment, pour une quantité de calcul moindre. Nous utiliserons plus tard cet estimateur dans la méthode d'estimation du mouvement développée dans cette thèse.

Le principe d'estimation de vitesses par décalage de phase à l'aide de la fonction d'autocorrélation est aujourd'hui encore à la base des systèmes d'imagerie Doppler. Les estimations Doppler peuvent être réalisées en différents pixels de la séquence et à différents instants. Ces estimations constituent une cartographie des vitesses et sont ensuite superposées sur l'imagerie mode B pour construire un Doppler couleur. L'estimation est effectuée à une cadence proche de la cadence d'acquisition des images. La figure 2.4 illustre une cartographie Doppler superposée à l'image mode B dans le cas d'une artère carotide.

Limites des méthodes Doppler

Bien que largement utilisées en routine clinique, les méthodes Doppler souffrent de quelques limitations. La première limite, déjà évoquée précédemment, découle de l'estimation de la seule projection sur l'axe du faisceau ultrasonore et non du module de la vitesse. L'angle de tir doit alors être connu afin de remonter à l'information de vitesse réelle. Dans le cas d'un angle entre le faisceau ultrasonore et le vaisseau égal à 90° , la vitesse ne peut être estimée. De plus, la précision de l'estimation est réduite dans le cas d'angles trop proches de 90° car la projection sur l'axe v_y est alors très faible. On considère habituellement que l'angle de tir doit être inférieur à 60° pour avoir une estimation fiable.

Une deuxième limite est liée à la résolution spatiale de la cartographie Doppler des vitesses. Nous avons évoqué précédemment la nécessité d'émettre des signaux à bande étroite pour l'estimation Doppler. Par opposition, l'image mode B voit sa résolution spatiale accrue par l'utilisation de signaux à large bande. On en conclut donc que la résolution spatiale d'une cartographie Doppler est moins bonne que celle de l'image mode B associée.

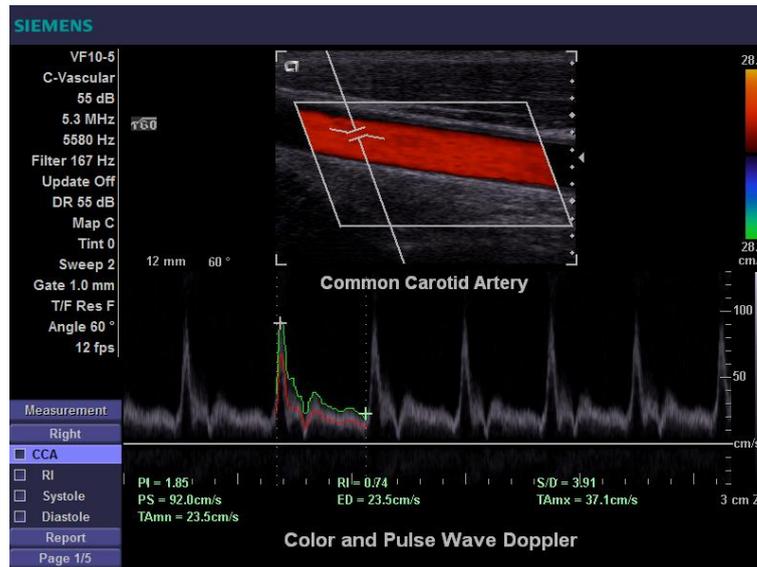


FIGURE 2.4 – Imagerie Doppler d’une artère carotide sur console Siemens. L’estimation des vitesses est effectuée dans la région d’intérêt trapézoïdale et superposée à l’image mode B de la carotide. L’échelle des vitesses se situe sur la droite de la console. La courbe située dans la partie inférieure, appelée sonogramme, représente l’évolution de la vitesse au point sélectionné en fonction du temps. La périodicité de ce signal correspond à la pulsation sanguine du patient. D’après [Siemens, 2010].

Une troisième et dernière limitation concerne l’estimation des vitesses faibles. Les tissus biologiques, notamment les parois, sont constamment en mouvement. Afin de se prémunir de ce problème, le signal Doppler est souvent filtré pour éliminer ces estimations de mouvements parasites. Cependant, dans le cas de flux de faible vitesse, le signal utile peut se retrouver filtré également. Pour cette raison, les flux très lents sont mal estimés. Ce phénomène est illustré par la figure 2.5.

2.2.2 Méthodes multi-faisceaux

Nous avons mentionné le fait que les méthodes Doppler ne peuvent estimer qu’une seule composante de la vitesse. Les méthodes utilisant plusieurs directions de mesures sont apparues pour proposer des solutions à ce problème. [Newhouse et al., 1994] ont suggéré de mesurer les largeurs de bande des spectres rétrodiffusés en plus du décalage fréquentiel suivant différents axes afin d’estimer le vecteur vitesse 3D. Les auteurs utilisent le fait que la largeur de bande du spectre Doppler est proportionnelle à la composante de la vitesse normale au faisceau ultrasonore. Une première évaluation est réalisée grâce à un fantôme de fil à vitesse constante.

[Behar et al., 2003] ont proposé d’utiliser trois sondes. L’émission est effectuée seulement sur la sonde centrale tandis que la réception est effectuée sur les trois sondes. Chacun des récepteurs permet d’estimer une vitesse axiale à l’aide d’une méthode d’autocorrélation. Ces trois estimations sont ensuite combinées à la géométrie entre les transducteurs pour obtenir la composante transverse de la vitesse. Deux algorithmes sont proposés pour estimer cette composante latérale. Les auteurs ont appliqué leur approche sur des données simulées et comparé les deux algorithmes proposés.

Plus récemment, [Tortoli et al., 2005] ont employé deux faisceaux, dont l’orientation relative est connue, pour supprimer l’ambiguïté de l’angle Doppler. L’un des faisceaux a pour but de réaliser une mesure Doppler standard alors que le second faisceau, dit de référence, mesure une orien-

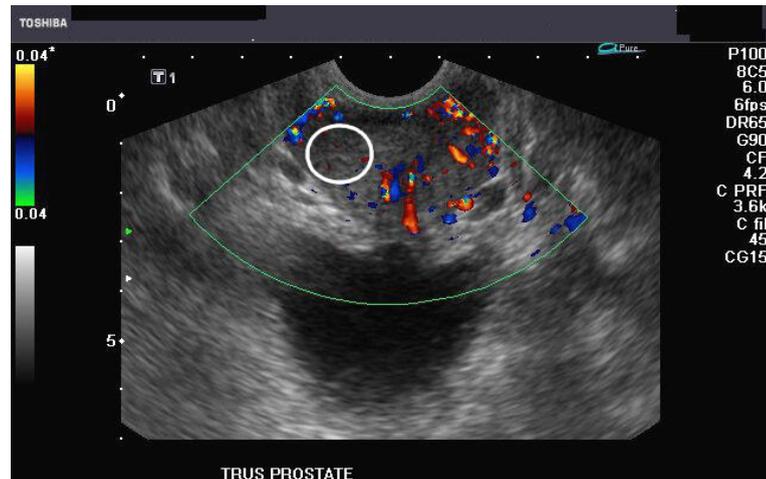


FIGURE 2.5 – Imagerie Doppler de la prostate sur console Toshiba. Les zones à faible vitesse d'écoulement, comme la région délimitée par le cercle blanc, ne sont pas colorées car elles ont été filtrées en raison de la faible amplitude du mouvement et des erreurs liées à la méthode d'estimation. D'après [Toshiba, 2010].

tation entre le faisceau et le flux. La méthode a été validée sur des données expérimentales de fantômes de flux.

2.2.3 Méthodes à oscillations latérales

Des méthodes agissant au niveau de la formation de l'image ont été proposées par [Anderson, 1998], [Jensen and Munk, 1998], [Sumi, 1999] et [Liebgott et al., 2005] pour pouvoir estimer les composantes du mouvement transverses au faisceau ultrasonore. Les méthodes Doppler conventionnelles estiment le mouvement en étudiant la modification de l'impulsion ultrasonore. Les trois équipes ci-avant proposent de créer des oscillations transverses afin que les signaux RF reçus soient modifiés en fonction du mouvement transverse. Le plus souvent, on parle d'oscillations latérales. Ces oscillations sont créées lors de l'étape de formation de voies en pondérant les poids des transducteurs formant le faisceau ultrasonore. [Jensen and Munk, 1998] ont évalué un estimateur 2D sur des données simulées avec le logiciel *Field II*. Les résultats mettent logiquement en évidence une précision relative moins bonne dans la direction latérale. [Anderson, 1998] a appliqué son approche sur un fantôme et discute l'importance des paramètres de la formation de voies sur l'estimation du mouvement. [Jensen, 2001] a développé l'approche des oscillations latérales en prenant en compte l'influence de la composante axiale de la vitesse sur l'estimation de sa composante latérale. [Liebgott et al., 2008] a développé une méthode de formation des oscillations utilisant la phase d'émission et la phase de réception dans le but d'augmenter la fréquence des oscillations latérales. Cette approche, couplée à l'utilisation d'un estimateur de phase spécifique [Basarab et al., 2008], permet d'améliorer la précision du champ de mouvement estimé. La figure 2.6 met en regard la PSF conventionnelle et la PSF à oscillations latérales obtenue grâce à la méthode de [Liebgott et al., 2005, Gueth et al., 2007].

2.2.4 Méthodes basées sur la décorrélation statistique

La dernière grande classe de méthodes d'estimation de mouvement, spécifiques à l'imagerie ultrasonore, exploite la décorrélation statistique du signal. [Tuthill et al., 1998] ont été parmi les premiers à introduire la notion de décorrélation du speckle. Les auteurs utilisent ce phénomène

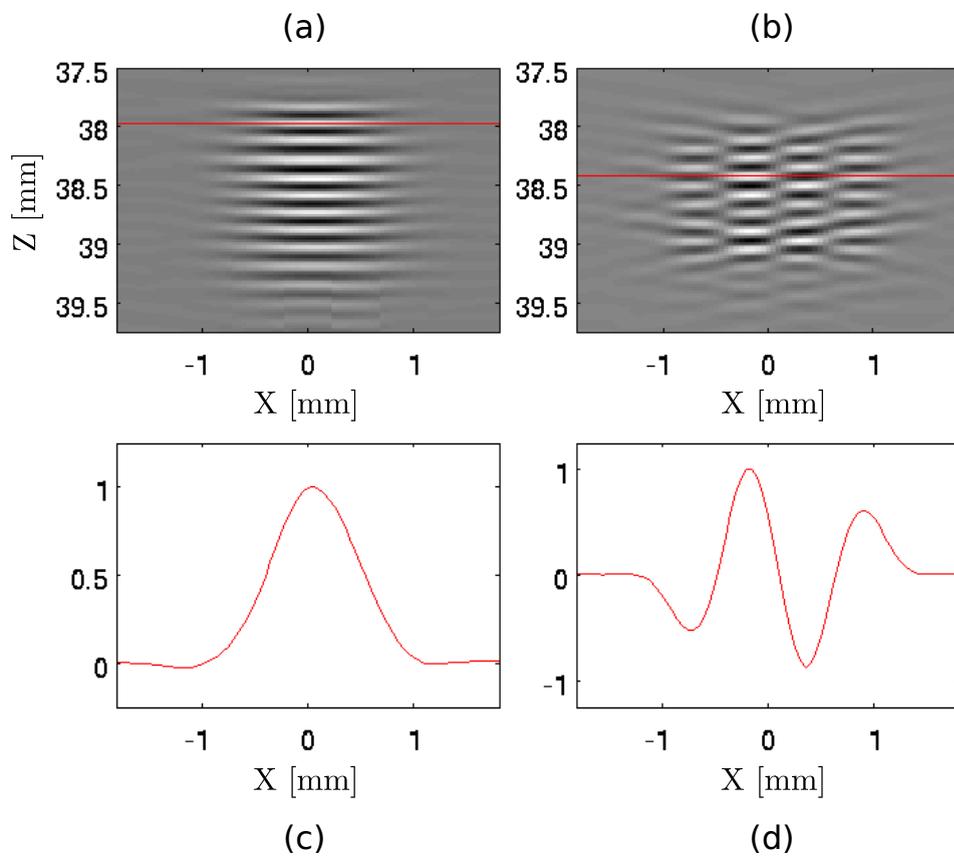


FIGURE 2.6 – Illustration des méthodes à oscillations latérales. (a) PSF et (c) profil latéral de cette PSF, obtenus grâce à une méthode de formation de voies conventionnelle. (b) PSF et (d) profil latéral de cette PSF, obtenus grâce à la formation de voies à oscillations latérales à partir de signaux en synthèse d'ouverture. Les oscillations transverses, présentes uniquement dans la PSF à oscillations latérales, permettent, grâce à l'utilisation d'un estimateur de phase spécifique, d'estimer le mouvement plus précisément que sur les images conventionnelles. D'après [Gueth *et al.*, 2007].

pour repositionner des images ultrasonores avant de reconstruire un volume 3D. L'utilisation d'un modèle de décorrélation a été ensuite largement usité pour l'étude des flux [Céspedes *et al.*, 1999]. Le modèle proposé relie les changements moyens de la fonction d'intercorrélacion aux temps d'observation ainsi qu'aux gradients de déplacement. La même équipe a appliqué cette approche à l'imagerie intravasculaire dans [Lupotti *et al.*, 2002a]. Le travail présenté dans [Lupotti *et al.*, 2002b] constitue une étude pour différents types de mouvement : gradient de vitesse, flux parabolique ou périodique. Plus récemment, [Aoudi *et al.*, 2006] ont introduit une méthode basée sur la décorrélation statistique permettant d'obtenir une estimation du module 3D de la vitesse. En combinant cette approche avec une méthode d'estimation de mouvement dans le plan d'imagerie, les auteurs remontent aux trois composantes du vecteur vitesse. Cette approche présente l'intérêt de ne pas être dépendante de l'orientation du flux.

2.3 Méthodes d'estimation du flux optique

Dans cette dernière partie, nous allons passer en revue les méthodes d'estimation de mouvement qui s'intéressent à la mesure du flux optique. Parmi elles, on détaillera notamment les méthodes différentielles et les méthodes de mise en correspondance de blocs.

2.3.1 Méthodes différentielles

Les méthodes différentielles sont basées sur des calculs de gradients spatio-temporels d'intensité lumineuse. Notons $I(x, y, t)$ l'intensité à l'instant t du pixel localisé en (x, y) , $v(x, y, t) = (v_x, v_y)$ la vitesse instantanée, D le domaine spatio-temporel et Ω le domaine spatial. Les méthodes différentielles s'appuient sur une hypothèse forte de conservation de la luminance le long de la trajectoire d'un pixel en mouvement. Cette hypothèse s'écrit $I(x(t), y(t), t) = cte$, qu'on dérive pour obtenir la *contrainte du flux optique* (CFO) (2.14).

$$\frac{\partial I}{\partial x}v_x + \frac{\partial I}{\partial y}v_y + \frac{\partial I}{\partial t} = 0 \quad (2.14)$$

On réécrit cette équation de manière condensée dans (2.15) :

$$\nabla_{xyt}I \cdot \tilde{v} = 0 \quad (2.15)$$

où $\nabla_{xyt} = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial t} \right)$ est le gradient spatio-temporel et $\tilde{v} = (v_x, v_y, 1)^T$.

Il apparaît immédiatement que cette équation traduit un problème mal posé puisqu'il s'agit de résoudre une équation à deux inconnues : v_x et v_y . L'équation de CFO nous permet d'obtenir seulement la composante du mouvement dans la direction du gradient spatial d'intensité [Horn and Schunck, 1981]. Cette composante, normale aux isophotes, est donnée dans (2.16) :

$$v_n(x, y) = -\frac{I_t}{\|\nabla_{xy}I(x, y, t)\|} = -\frac{I_t}{\sqrt{I_x^2 + I_y^2}} \quad (2.16)$$

où I_t , I_x et I_y sont respectivement les dérivées partielles par rapport à t , x et y .

La CFO exprimée dans (2.15) est représentée sur la figure 2.7. Dans le plan (v_x, v_y) , la composante normale v_n est égale à la distance entre l'origine et la droite de contrainte. Le vecteur vitesse (v_x, v_y) appartient donc à la droite orthogonale au vecteur gradient d'intensité (I_x, I_y) .

L'incapacité à estimer les deux composantes du vecteur vitesse est communément appelée *problème d'ouverture*. La figure 2.8 illustre un cas pratique du problème d'ouverture. Un objet de type rectangle subit un mouvement uniforme. Trois zones d'estimation de ce mouvement donnent trois résultats différents :

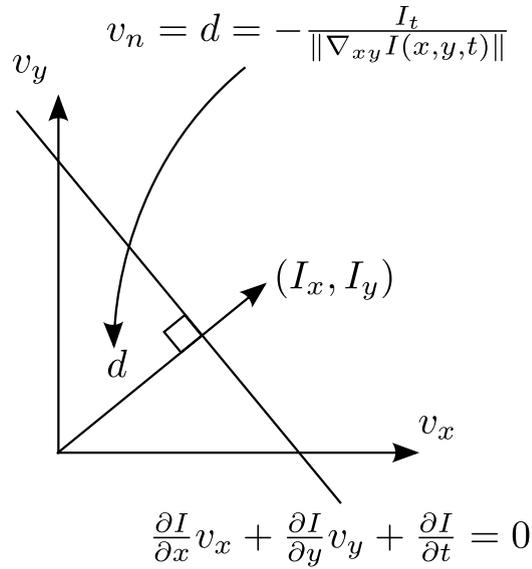


FIGURE 2.7 – Illustration de la contrainte du flux optique. Le vecteur vitesse (v_x, v_y) appartient à la droite orthogonale au vecteur gradient d'intensité (I_x, I_y) . La distance de cette droite à l'origine est égale au quotient de I_t sur le module de (I_x, I_y) . D'après [Marion, 2009].

- Cas 1 de la figure 2.8 : la zone est homogène et donc le gradient d'intensité est nul. Le mouvement ne peut pas être estimé.
- Cas 2 de la figure 2.8 : le gradient d'intensité est orienté dans une seule direction. Le mouvement estimé est normal au contour.
- Cas 3 de la figure 2.8 : plusieurs gradients d'intensité sont non nuls. Le mouvement réel est estimé correctement.

De multiples approches ont été proposées pour résoudre ce problème d'ouverture. Ces approches introduisent des connaissances *a priori*, par exemple la prise en compte de critères de régularité sur la solution.

Méthode de Horn et Schunck

[Horn and Schunck, 1981] ont proposé d'ajouter à la contrainte de gradient (2.15) un terme de lissage spatial pour contraindre le champ de vitesses estimé (v_x, v_y) . Ce-dernier est alors obtenu en minimisant (2.17).

$$\int_D (\nabla_{xyt} I \cdot \tilde{v})^2 + \lambda^2 (\|\nabla_{xy} v_x\|^2 + \|\nabla_{xy} v_y\|^2) dx dy \quad (2.17)$$

où D est le domaine de définition spatio-temporel, $\|\bullet\|$ le module et λ un terme de pondération de la contrainte de lissage. L'ajout de cette contrainte de lissage revient à considérer que les pixels voisins ont des vitesses proches et que le champ de vitesses varie lentement. Ces hypothèses sont vérifiées lors de l'estimation de champs denses de vecteurs vitesses de fluides.

Méthode de Lucas et Kanade

L'approche proposée par [Lucas and Kanade, 1981] fait l'hypothèse d'un flux optique localement constant sur un voisinage. La solution proposée consiste alors à résoudre la CFO au sens des

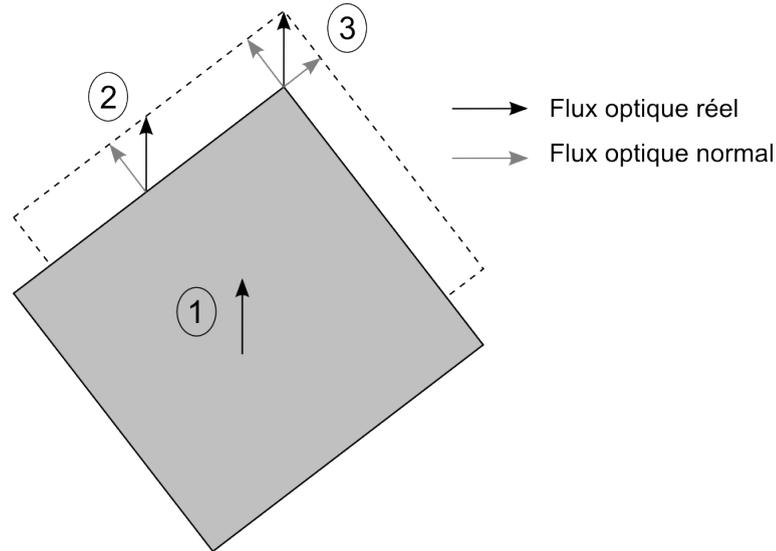


FIGURE 2.8 – Illustration du problème d’ouverture : (1) le gradient est nul, le mouvement n’est pas estimable ; (2) le gradient est orienté dans une seule direction, le mouvement est perçu comme normal au contour ; (3) plusieurs orientations des gradients d’intensité, le mouvement réel est estimé correctement. D’après [Marion, 2009].

moindres carrés dans une fenêtre $W(x, y) \subset \Omega$. Le flux optique $v(x, y, t)$ est obtenu au travers de la minimisation de (2.18).

$$\int_{W(x,y)} (\nabla_{xyt} I \cdot \tilde{v})^2 d\Omega \quad (2.18)$$

où $W(x, y)$ est une fenêtre de pondération spatiale de type gaussien [Lauze et al., 2004], centrée sur le pixel de coordonnées (x, y) .

Méthode de Nagel et Enkelmann

Les méthodes différentielles présentées ci-avant présentent l’inconvénient d’introduire un effet de flou, au niveau des frontières, sur le mouvement estimé. Cet effet provient de la contrainte de lissage utilisée, notamment dans la direction orthogonale aux frontières d’objets en mouvement. La notion de lissage directionnel a été introduite par [Nagel and Enkelmann, 1986][Enkelmann, 1988]. La contrainte de lissage se voit annulée dans la direction du gradient spatial de l’image.

Comparaison de quelques méthodes différentielles

Une comparaison de méthodes différentielles pour l’estimation de mouvement a été publiée dans [Barron et al., 1992]. Nous avons extrait de cet article les estimations, sur la séquence *Taxi de Hambourg*, obtenues avec chacune des trois méthodes détaillées ci-dessus. La figure 2.9(a) est une image de la séquence testée et les figures 2.9(b), 2.9(c) et 2.9(d) montrent les champs de vitesses 2D obtenus.

Méthode de Corpetti

Dans le cadre d’une application météorologique, [Corpetti et al., 2002, Corpetti et al., 2006] ont proposé des méthodes de traitement de séquences d’images météorologiques. Les images météorologiques ne contiennent pas véritablement d’objets mais plutôt des structures difficilement

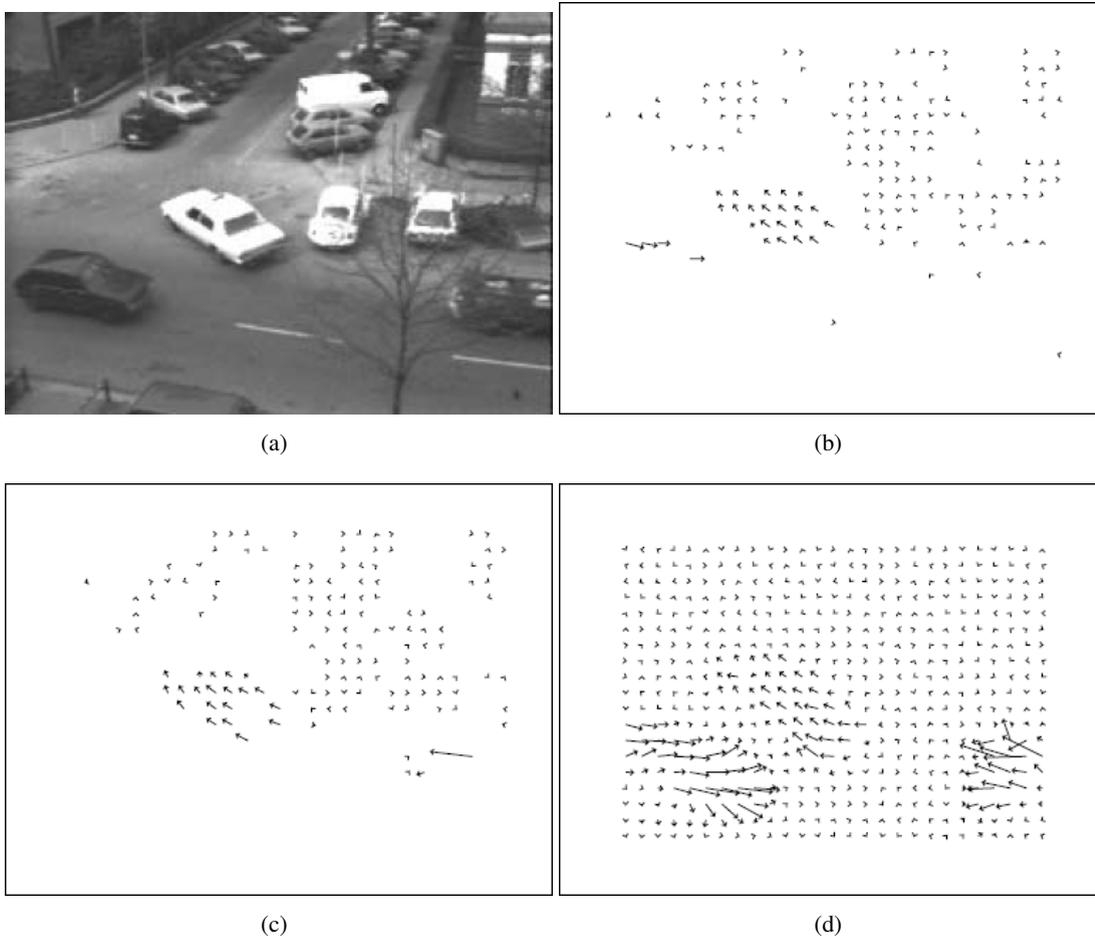


FIGURE 2.9 – Images résultats issues de [Barron *et al.*, 1992].(a) Image issue de la séquence *Taxi de Hambourg* et champs de mouvement 2D estimés à partir des méthodes de (b) Horn et Schunck [Horn and Schunck, 1981], (c) Lucas et Kanade [Lucas and Kanade, 1981], (d) Nagel et Enkelmann [Nagel and Enkelmann, 1986].

identifiables. De plus, elles contiennent des mouvements de divergence et de vorticité. Les auteurs ont, dans un premier temps, intégré une loi physique, l'équation de continuité, dans la position du problème. Ils montrent par ailleurs que, dans certains cas, cette équation se ramène à l'équation de contrainte du flux optique. Ensuite, ils proposent un schéma de régularisation div-curl par la minimisation de (2.19).

$$\int \int_{\Omega} |divv(x, t) - \xi(x, t)|^2 + \lambda |\nabla \xi(x, t)|^2 dx + \int \int_{\Omega} |curlv(x, t) - \zeta(x, t)|^2 + \lambda |\nabla \zeta(x, t)|^2 dx \quad (2.19)$$

où les fonctions scalaires ξ et ζ sont respectivement des estimations des fonctions de divergence (div) et de rotationnel (curl) de la vitesse v à estimer, et λ est un paramètre positif.

Cette fonctionnelle met en évidence deux termes agissant chacun sur la divergence et la vorticité. Le premier terme contraint la divergence et la vorticité à tendre vers les valeurs de ξ et ζ tandis que le second terme impose un lissage sur les estimations et favorise l'homogénéité des zones de divergence et de vorticité.

2.3.2 Méthodes de mise en correspondance de blocs

Les méthodes de mise en correspondance de blocs ou appariement de blocs, appelées *block-matching* en anglais, constituent une deuxième classe de méthodes d'estimation du flux optique. Elles font partie des méthodes d'estimation de mouvement les plus usitées en pratique. Elles sont utilisées, notamment, par des standards de compression vidéo tels que H.261 et plus récemment MPEG-4 [Noguchi et al., 1999]. Des applications de ces méthodes à l'imagerie ultrasonore ont été proposées sous le nom de *speckle tracking* [Bohs et al., 2000].

Mise en correspondance de blocs rigides

Ces méthodes estiment le mouvement en mesurant un déplacement, obtenu en mettant en correspondance deux blocs issus de deux images de la séquence. Les algorithmes de mise en correspondance de blocs travaillent donc avec deux images uniquement. Un bloc est d'abord défini dans une image de référence puis l'algorithme cherche quel est le bloc le plus ressemblant dans la seconde image. Cette stratégie fait deux hypothèses :

- tous les pixels du bloc sont animés d'un mouvement unique ;
- les valeurs de pixels ne varient pas au cours du temps.

Les blocs peuvent se recouvrir entre eux. Les paramètres définis sont alors :

- la taille du bloc égal à $T_x \cdot T_y$,
- le niveau de recouvrement entre les blocs allant de 1   $T - 1$ pixels,
- la taille de la fenêtre de recherche égale à $(2\Delta x_{max} + 1) \cdot (2\Delta y_{max} + 1)$.

Notons que la taille de la zone de recherche limite le déplacement maximum pouvant être estimé. La figure 2.10 illustre le principe des méthodes de mise en correspondance de blocs ainsi que les paramètres associés.

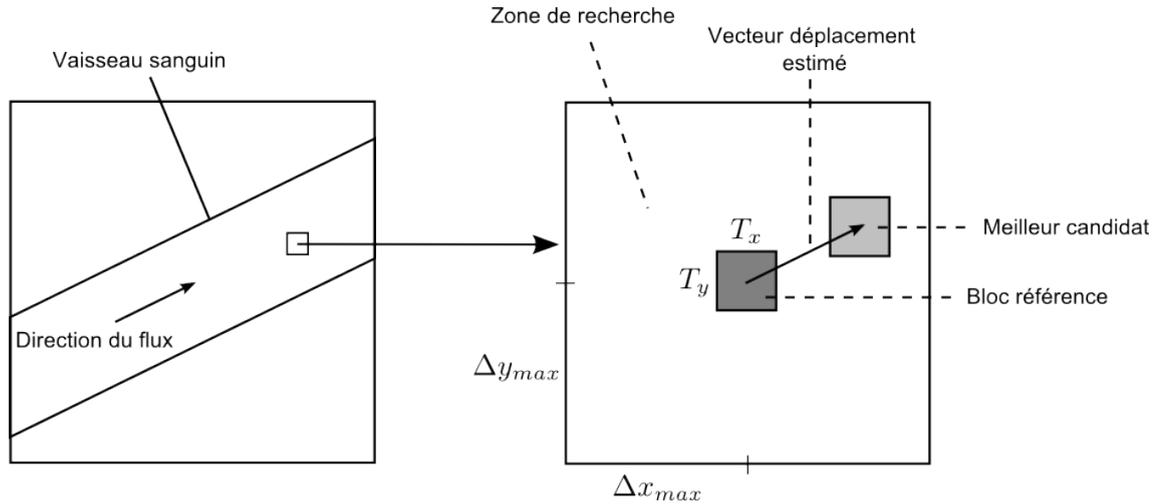


FIGURE 2.10 – Principe des méthodes de mise en correspondance de blocs. Un bloc référence de dimension $T_x \cdot T_y$ est défini. On cherche ensuite le meilleur bloc candidat dans la zone de recherche de taille $(2\Delta x_{max} + 1) \cdot (2\Delta y_{max} + 1)$. D’après [Marion, 2009].

Critères de mise en correspondance

Le choix du meilleur bloc parmi les candidats de la zone de recherche se fait par minimisation d’un critère de dissimilarité (respectivement maximisation d’un critère de similarité). Nous noterons $O = (x_s, y_s)$ le centre du bloc référence, $\Delta = (\Delta_x, \Delta_y)$ le déplacement courant, I_1 l’image référence et I_2 l’image de recherche ou image cible. Un critère répandu est la somme des différences absolues (SAD en anglais) défini dans (2.20).

$$SAD(O, \Delta) = \sum_{x=-T_x/2}^{T_x/2} \sum_{y=-T_y/2}^{T_y/2} |I_1(x_s + x, y_s + y) - I_2(x_s + x + \Delta_x, y_s + y + \Delta_y)| \quad (2.20)$$

Le déplacement estimé est alors obtenu par minimisation de ce critère, comme écrit dans (2.21).

$$(\widehat{\Delta}_x, \widehat{\Delta}_y) = \underset{\Delta}{\operatorname{argmin}}(SAD(O, \Delta)) \quad (2.21)$$

La somme des différences carrées (SSD en anglais) est un deuxième critère, proche de SAD, défini dans (2.22).

$$SSD(O, \Delta) = \sum_{x=-T_x/2}^{T_x/2} \sum_{y=-T_y/2}^{T_y/2} (I_1(x_s + x, y_s + y) - I_2(x_s + x + \Delta_x, y_s + y + \Delta_y))^2 \quad (2.22)$$

La minimisation de ce critère (2.23) fournit un déplacement estimé.

$$(\widehat{\Delta}_x, \widehat{\Delta}_y) = \underset{\Delta}{\operatorname{argmin}}(SSD(O, \Delta)) \quad (2.23)$$

Enfin, un dernier critère couramment utilisé est l’intercorrélacion normalisée centrée (NCC en anglais) exprimée dans (2.24).

$$NCC(O, \Delta) = \frac{\sum_{x=-T_x/2}^{T_x/2} \sum_{y=-T_y/2}^{T_y/2} D_1 \cdot D_2}{\sqrt{\sum_{x=-T_x/2}^{T_x/2} \sum_{y=-T_y/2}^{T_y/2} D_1^2 \sum_{x=-T_x/2}^{T_x/2} \sum_{y=-T_y/2}^{T_y/2} D_2^2}} \quad (2.24)$$

où \bar{I}_1 et \bar{I}_2 sont les moyennes respectives des blocs des images I_1 et I_2 , $D_1 = (I_1(x_s + x, y_s + y) - \bar{I}_1)$ et $D_2 = (I_2(x_s + x + \Delta_x, y_s + y + \Delta_y) - \bar{I}_2)$.

Cette fois-ci, le déplacement estimé est obtenu par maximisation du critère, comme écrit dans (2.25).

$$(\widehat{\Delta}_x, \widehat{\Delta}_y) = \underset{\Delta}{\operatorname{argmax}}(NCC(O, \Delta)) \quad (2.25)$$

Limites des méthodes de mise en correspondance de blocs

La recherche exhaustive, testant chaque bloc candidat de la zone de recherche, s'avère très coûteuse en temps de calcul, et ce particulièrement lors de la recherche de grands déplacements. Des algorithmes de recherche plus efficaces ont été proposés par [Po and Ma, 1996, Zhu and Ma, 2000].

Les méthodes de mise en correspondance de blocs rigides ne peuvent estimer que des déplacements entiers exprimés en pixels/image alors que les déplacements réels peuvent être subpixeliques. Pour pallier ce problème, une solution simple, mais coûteuse en temps de calcul, consiste à interpoler les données. L'utilisation d'une approche multi-échelle a également été proposée par [Anandan, 1989]. Enfin, [Giachetti, 2000] a suggéré de combiner une approche de mise en correspondance de blocs avec l'approche différentielle de [Lucas and Kanade, 1981]. La première approche fournit une estimation du déplacement en nombres entiers de pixels et la seconde corrige ensuite le résultat pour obtenir une précision subpixelique.

Une dernière limite, inhérente à cette famille de méthodes, est liée à l'utilisation de blocs rigides. En effet, elle contraint à faire l'hypothèse d'un déplacement uniforme au sein de chaque bloc. Cette hypothèse n'est pas toujours respectée en pratique, notamment dans le cas du mouvement des fluides, la vitesse pouvant être parabolique et donc différente en chaque pixel. L'utilisation de blocs déformables permet de dépasser ce problème. Ces méthodes, dites de mise en correspondance de blocs déformables ou de mise en correspondance de blocs généralisée [Seferidis and Ghanbari, 1993, Seferidis and Ghanbari, 1994], s'appuient sur des transformations géométriques plus complexes que des simples translations. Yeung, et plus tard Basarab, ont proposé des estimateurs de mouvement, basés sur ces modèles, dans le cadre de l'imagerie ultrasonore [Yeung et al., 1998, Basarab et al., 2008].

2.4 Synthèse, contributions et orientation choisie

De nombreuses méthodes d'estimation en imagerie médicale ultrasonore existent déjà dans la littérature. Elles souffrent cependant chacune de limitations. Les méthodes Doppler sont limitées par le fait qu'elles ne lèvent pas entièrement l'ambiguïté de la direction du mouvement, alors que les méthodes de mise en correspondance de blocs sont limitées par le fait que leur performance dépend en grande partie des images ultrasonores utilisées. Comme le montre intuitivement l'effet Doppler, le mouvement du milieu va induire des changements dans les signaux bruts. Nous proposons, dans le chapitre suivant, des méthodes d'estimation du déplacement 2D utilisant directement les signaux bruts. La modélisation générale de l'influence du mouvement sur les signaux bruts

nous permet, grâce à l'utilisation de plusieurs estimations 1D de lever l'ambiguïté concernant la direction du déplacement inhérente aux méthodes Doppler.

Après avoir décrit le modèle des signaux et l'influence du mouvement sur ceux-ci, nous proposons deux méthodes permettant d'estimer le déplacement 2D du milieu à partir d'estimation 1D le long de signaux ultrasonores bruts. La première méthode utilise une fonctionnelle permettant d'estimer directement l'ensemble du champ de mouvement dans la zone d'intérêt. Cette méthode souffre d'un certain nombre de limitations, en particulier du fait que l'information portée par une portion de signal brut n'est pas localisée spatialement, et de sa complexité algorithmique très élevée. Ces limitations rendent l'utilisation pratique de cette méthode difficile. Nous proposons donc ensuite une autre méthode basée sur l'estimation de décalages 1D le long des signaux. Lorsqu'elle est appliquée aux faisceaux focalisés, cette méthode permet de contourner les limitations dues à la non localité de l'information dans les signaux bruts. La méthode d'estimation du déplacement à l'aide de fonctionnelles a fait l'objet d'une communication au congrès GRETSI [Gueth *et al.*, 2009] et la méthode d'estimation à fait l'objet d'une communication au congrès IEEE ultrasonics symposium [Gueth *et al.*, 2010b].

Ce schéma a déjà été décrit dans la littérature mais toujours avec des différences majeures. Dans [Newhouse *et al.*, 1994], l'auteur utilise deux transducteurs pour créer les signaux intermédiaires. Ces signaux ne sont pas focalisés (ils sont acquis avec des ondes planes) et uniquement deux projections du déplacement réel sont mesurées grâce à une méthode de type Doppler. L'auteur estime un autre paramètre pour rendre le problème de reconstruction du déplacement bien posé. Tortoli dans [Tortoli *et al.*, 1994] et [Tortoli *et al.*, 2005] propose une méthode similaire mais il n'a pas besoin d'introduire le paramètre de largeur de bande décrit par Newhouse car le problème de reconstruction est déjà bien posé à l'aide de ces deux estimations Doppler. Les ondes planes qui servent à créer les signaux intermédiaires sont acquises physiquement avec un transducteur unique. Il existe des extensions de cette méthode à la troisième dimension à l'aide d'un troisième faisceau d'ondes planes [Behar *et al.*, 2003]. Tanter, dans [Tanter *et al.*, 2002], propose une méthode similaire utilisant également des ondes planes. Les deux projections du déplacement réel ne sont plus estimées grâce à un décalage fréquentiel comme dans les méthodes de Tortoli et Newhouse, mais par un décalage temporel des signaux.

On peut également remarquer ici les travaux de l'équipe de Jensen [Kortbek and Jensen, 2006]. La méthode décrite paraît ressembler à une méthode multi-faisceaux, mais en réalité il s'agit d'une méthode plutôt de type mise en correspondance de blocs. En effet les signaux multi-directionnels utilisés sont en fait des profils de l'image ultrasonore formée et non de véritables lignes ultrasonores comme dans les méthodes proposées.

Les contributions des méthodes proposées dans la thèse sont l'utilisation de faisceaux focalisés, la reconstruction du déplacement à l'aide d'une multitude de projections 1D et la formalisation générale de l'influence du mouvement sur les signaux bruts. Nous avons également développé une méthode de formation d'images ultrasonores rapide qui améliore la résolution des images formées par rapport aux images classiques et aux images créées à l'aide de méthodes haute résolution de la littérature [Gueth *et al.*, 2010a]. Cette méthode sera utilisée dans le chapitre présentant les résultats pour créer les images utilisées pour estimer le mouvement à l'aide des méthodes de mise en correspondance de blocs.

Chapitre 3

Estimation directe du déplacement à partir de signaux RF

Ce chapitre contient la description de deux méthodes d'estimation du mouvement utilisant un modèle des signaux bruts spécifique. Les deux méthodes, ainsi que le modèle de signaux, ont été développés au cours de ma thèse et ont fait l'objet de deux communications [Gueth *et al.*, 2009] et [Gueth *et al.*, 2010b]. Ces deux méthodes proposent de modéliser l'influence du mouvement du milieu sur les signaux bruts et d'estimer directement le déplacement à partir de ces signaux.

Après avoir décrit le modèle de signaux, nous développerons la première méthode qui fait appel à une minimisation de fonctionnelles pour estimer le mouvement. Après avoir montré les limitations de la première approche, nous introduirons la deuxième méthode. Elle fait appel à l'estimation de décalages 1D le long des signaux bruts. Bien que les deux méthodes soient basées sur le même modèle, la seconde permet de contourner les limitations de la première, tout en conservant globalement la même approche.

3.1 Modèle des signaux RF et des signaux bruts

Dans cette section, nous allons présenter une modélisation des signaux RF ultrasonores. Nous montrerons ensuite comment ces signaux sont influencés par le mouvement du milieu. Nous proposerons ensuite une méthode pour estimer le mouvement 2D du milieu à partir de l'information de mouvement comprise dans des signaux bruts. Nous montrerons ensuite les différentes limitations de la méthode proposée, en particulier la non-localité de l'information dans ces signaux. Nous proposerons donc ensuite une autre stratégie contournant cette limitation.

3.1.1 Modélisation statique des signaux

Le modèle décrit dans cette partie sert à modéliser aussi bien les signaux bruts que les signaux RF obtenus après formation de voies. Nous utiliserons ce modèle en l'appliquant à des signaux bruts lors de la description de la méthode utilisant une fonctionnelle (partie 3.2 page 50). Le modèle sera également utilisé pour modéliser les signaux bruts lors de la description de la méthode d'estimation du mouvement utilisant des signaux RF focalisés et des ondes planes (partie 3.3 page 59).

Modèle des signaux RF et des signaux bruts

On cherche à modéliser le signal reçu par le système d'imagerie après une séquence d'émission / réception décrite dans la partie 1.1.2 page 8. On modélise le milieu imagé comme un ensemble de diffuseurs acoustiques ponctuels. Les éléments de la sonde sont modélisés par des sources ponctuelles.

Lorsque le milieu est excité par l'onde transmise, chacun des diffuseurs va réémettre une onde secondaire qui sera mesurée par le transducteur utilisé en réception. Du fait de l'hypothèse de ponctualité des diffuseurs et des transducteurs, ils émettent des ondes sphériques dont l'intensité est uniforme dans toutes les directions. Sous ces hypothèses, le diffuseur k situé en \mathbf{P}_k sera caractérisé uniquement par sa réflectivité a_k , ainsi que son temps de vol τ_k . Le temps de vol est le temps mis par l'impulsion acoustique pour effectuer l'aller-retour entre la sonde et le diffuseur considéré. τ_k dépend de la position du point d'intérêt mais également de la séquence d'émission / réception. Le signal RF mesuré lorsque le milieu est composé d'un unique diffuseur prend l'expression (3.1). Ce signal est noté $s_k(t)$. La réflectivité d'un diffuseur est une grandeur sans dimension, correspondant à sa capacité à réémettre une onde acoustique secondaire importante lorsqu'il reçoit l'onde d'excitation.

$$s_k(t) = a_k \cdot h(t - \tau_k) \quad (3.1)$$

$h(t)$ est une fonction correspondant à la forme de la réponse acoustique. Cette fonction englobe la réponse du transducteur en émission et en réception, ainsi que la forme de l'impulsion utilisée pour exciter le milieu. Du fait de la linéarité de l'équation de propagation des ondes, et de l'hypothèse de ponctualité des différents éléments du modèle, cette fonction est la même pour chacun des diffuseurs et chacun des transducteurs. Le signal provenant d'un diffuseur particulier sera toujours une version de $h(t)$ décalée du temps de vol τ_k et pondérée par la réflectivité a_k du diffuseur considéré. En utilisant encore une fois l'hypothèse de linéarité de l'équation de propagation, on peut facilement déduire que le signal mesuré en imageant tout le milieu, noté $s(t)$, est la somme des signaux mesurés en imageant chaque diffuseur successivement.

$$s(t) = \sum_k s_k(t) = \sum_k a_k \cdot h(t - \tau_k) \quad (3.2)$$

Nous chercherons, dans la suite du manuscrit, à isoler la réponse d'un diffuseur disposé au point d'intérêt. Les signaux issus des autres diffuseurs seront alors considérés comme des signaux nuisibles et rentreront dans la composante bruit du signal.

Séparabilité émission / réception de la fonction de temps de vol

Soit \mathbf{P} un point courant du milieu, la fonction donnant le temps de vol du point \mathbf{P} est toujours séparable en deux termes : l'un correspondant au temps que met l'onde d'excitation pour effectuer le trajet de la sonde au diffuseur, l'autre correspondant au temps que l'onde réémise met à revenir à la sonde.

$$\tau(\mathbf{P}) = \tau_{\text{émission}}(\mathbf{P}) + \tau_{\text{réception}}(\mathbf{P}) \quad (3.3)$$

Le temps de vol du diffuseur k , noté τ_k dans la partie précédente, correspond à la valeur de cette fonction au point \mathbf{P}_k .

$$\tau_k = \tau(\mathbf{P}_k) \quad (3.4)$$

En fixant les origines temporelles des fonctions de temps de vol en émission et en réception, la décomposition devient unique. Reformulé autrement, cela signifie que chaque point du milieu aura une position unique dans le signal brut mesuré. Attention cependant, un instant dans un signal brut peut être associé à plusieurs points du milieu. C'est le problème de localité de l'information dans les signaux bruts que nous détaillerons plus tard dans le manuscrit. Ce phénomène justifie l'utilisation des méthodes de formation de voies qui, en mélangeant plusieurs signaux bruts, calculent la réponse du point sous-jacent uniquement.

En utilisant le principe de rétropropagation, décrit dans la partie 1.1.1 page 3, ainsi que la séparabilité des temps de vol en émission et en réception, on remarque qu'on obtiendra le même signal en inversant l'onde transmise et l'onde utilisée en réception. On peut également analyser une onde comme si elle était transmise et ensuite l'utiliser comme une onde en réception. Cette remarque est utilisée dans les sections suivantes pour limiter l'analyse aux ondes de transmission. Les propriétés des ondes transmises sont les mêmes que celles des ondes utilisées en réception. La figure 3.1 illustre le principe de séparabilité de la fonction de temps de vol, ainsi que le principe de substitution des ondes d'excitation et de mesure. On rappelle que le principe de rétropropagation implique que la multi-diffusion entre éléments soit négligée.

Domaine de validité et limitations du modèle

Le modèle de signaux décrit ci-dessus n'est valable que dans le cadre d'une propagation linéaire des ondes. Les diffuseurs sont supposés ponctuels, c'est-à-dire qu'ils réémettent une onde ayant une amplitude identique dans toutes les directions. En pratique, cette limitation rend difficile la modélisation des milieux fibreux ou ayant des directions de réflexion particulière. Le modèle suppose également que la vitesse de propagation des ondes acoustiques est constante le long du trajet des ondes. Comme nous l'avons vu précédemment, l'interface entre deux milieux ayant des impédances acoustiques différentes correspond à un changement de célérité ou de masse volumique (1.4). Le modèle décrit ici ne permettra pas de décrire plusieurs milieux ayant des impédances acoustiques différentes. La sommation des réponses des diffuseurs dans l'expression (3.2) stipule que le signal obtenu en imageant le milieu sera la somme des signaux obtenus en imageant les diffuseurs l'un après l'autre. Le modèle suppose donc une indépendance des diffuseurs les uns par rapport aux autres et interdit par conséquent la modélisation des ondes d'excitation secondaires (ondes réfléchies excitant d'autres diffuseurs) ainsi que l'atténuation de l'amplitude de l'onde

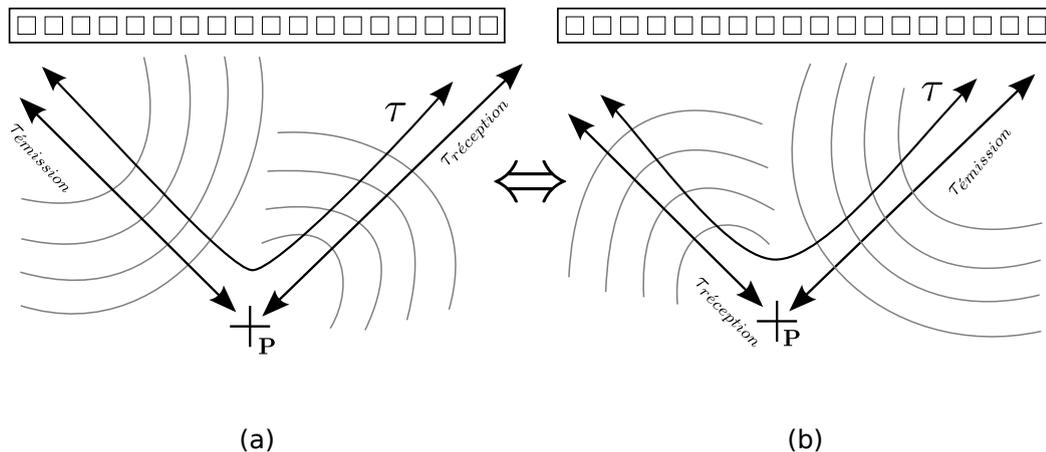


FIGURE 3.1 – .

Le temps de vol peut être décomposé en deux termes correspondant aux phases d'émission et de réception de l'onde ultrasonore. Une séquence d'émission / réception particulière (a) sera équivalente à une séquence dans laquelle l'émission et la réception ont été échangées (b) du point de vue de la fonction de temps de vol.

d'excitation due à la présence d'un nombre important de diffuseurs dans une zone du milieu. Ces différentes limitations correspondent à l'approximation de Born au premier ordre [Jensen, 1996c].

En pratique, pour des milieux composés de tissus mous sans interface avec des structures n'ayant pas une impédance acoustique très différente, le modèle décrit dans cette partie est tout à fait valide. De nombreux simulateurs de signaux ultrasonores, dont la référence *Field II*, utilisent le modèle de signaux décrit ci-dessus [Jensen and Svendsen, 1992, Jensen, 2004], à l'exception de l'hypothèse de ponctualité des éléments piézo-électriques qui est remplacée par une hypothèse de petite taille. Dans ce simulateur, les transducteurs sont modélisés par un ensemble de petits éléments à géométrie rectangulaire.

3.1.2 Modélisation du mouvement dans les signaux

Comme le mouvement du milieu va influencer les images ultrasonores classiques, il va également influencer les signaux ultrasonores. Mon travail de thèse m'a permis de modéliser cette influence du mouvement sur les signaux bruts et sur les signaux RF. Les idées générales de cette modélisation sont présentées dans cette partie. L'utilisation du modèle et les valeurs des différents objets sont détaillées lors de la description des méthodes d'estimation de mouvement présentées dans la suite du chapitre.

En utilisant ce modèle, on montre qu'il est nécessaire d'utiliser plusieurs signaux bruts pour estimer le déplacement réel du milieu. J'ai donc proposé deux méthodes permettant de recombinaison les informations de mouvement issues de chacun des signaux bruts pour reformer le déplacement réel du milieu. La première repose sur la minimisation d'une fonctionnelle globale basée sur les signaux bruts et la seconde approche envisage le problème de reconstruction du déplacement sous une approche plus locale grâce à l'utilisation de signaux RF focalisés et de signaux RF mesurés à l'aide d'ondes planes dépointées. Nous comparerons la méthode d'estimation directe du déplace-

ment aux méthodes de mise en correspondance de blocs et aux méthodes multi-faisceaux.

Expression de la variation de temps de vol

Comme nous l'avons montré précédemment, chaque diffuseur composant le milieu est caractérisé par sa position et sa réflectivité. Lorsque le milieu se déforme, la position de chaque diffuseur change mais sa réflectivité reste constante. Le temps de vol associé à chaque diffuseur change donc également. C'est en exploitant cette variation de temps de vol que nous allons pouvoir estimer le déplacement à partir des signaux RF.

On dispose d'un signal RF $s(t)$, obtenu pour une séquence d'émission / réception, et d'un milieu en position initiale. Le milieu se déforme et se déplace. On acquiert alors un deuxième signal RF, noté $s'(t)$, en utilisant les mêmes ondes d'excitation et de mesure. Le diffuseur se trouvant initialement en \mathbf{P}_k se déplace en $\mathbf{P}'_k = \mathbf{P}_k + \mathbf{d}(\mathbf{P}_k)$, où $\mathbf{d}(\mathbf{P}_k) = \mathbf{d}_k$ représente le déplacement du diffuseur \mathbf{P}_k . L'équation suivante définit le déplacement, c'est la grandeur que nous cherchons à estimer :

$$\mathbf{d}(\mathbf{P}) = \mathbf{P}' - \mathbf{P} \quad (3.5)$$

$$\mathbf{d}_k = \mathbf{d}(\mathbf{P}_k) = \mathbf{P}'_k - \mathbf{P}_k \quad (3.6)$$

Le milieu après déplacement peut être modélisé en utilisant le même modèle que celui utilisé pour les signaux initiaux. L'ensemble des diffuseurs composant le milieu en position finale est le même que l'ensemble des diffuseurs constituant le milieu initial ; on remplace uniquement la position initiale de chacun des diffuseurs par leur nouvelle position dans le milieu déplacé. En supposant la réflectivité de chaque diffuseur constante avec le temps, on obtient, en remplaçant \mathbf{P}_k par \mathbf{P}'_k dans (3.2), l'expression suivante pour les signaux bruts après déplacement :

$$\begin{aligned} s'(t) &= \sum_k a_k \cdot h(t - \tau(\mathbf{P}'_k)) \\ &= \sum_k a_k \cdot h(t - \tau(\mathbf{P}_k + \mathbf{d}_k)) \end{aligned} \quad (3.7)$$

Les expressions (3.2) et (3.7) diffèrent uniquement au niveau de la position des diffuseurs. La fonction de temps de vol τ reste identique avant et après déplacement car la séquence d'émission / réception est la même dans les deux cas. La variation de temps de vol, notée $d\tau(\mathbf{P})$, est définie par (3.8). C'est cette grandeur qui porte l'information du déplacement.

$$d\tau(\mathbf{P}) = \tau(\mathbf{P}') - \tau(\mathbf{P}) \quad (3.8)$$

En introduisant (3.8) dans (3.7), l'expression du signal après déplacement prend la forme suivante :

$$s'(t) = \sum_k a_k \cdot h(t - \tau(\mathbf{P}_k) - d\tau(\mathbf{P}_k)) \quad (3.9)$$

Linéarisation de la variation de temps de vol

Dans le cas général, l'expression de la fonction de temps de vol n'est pas linéaire avec la position du point considéré. On peut cependant, dans le cas où l'amplitude du déplacement est faible, linéariser cette expression. L'hypothèse correspondante sur le champ de déplacement correspond à l'hypothèse de petit déplacement. Cette hypothèse est formulée par l'expression (3.10).

$$\forall \mathbf{P}, \|\mathbf{d}(\mathbf{P})\| \ll \|\mathbf{P}\| \quad (3.10)$$

Cette hypothèse est vérifiée si on peut affirmer que pour chaque point du milieu, le déplacement est de faible amplitude. On effectue alors le développement en série de Taylor de $\tau(\mathbf{P}')$ autour du point \mathbf{P} suivant la variable \mathbf{d} . L'expression linéarisée (3.11) est obtenue en tronquant le développement à l'ordre 1. \mathbf{d}_x et \mathbf{d}_y désignent les coordonnées du vecteur déplacement \mathbf{d} dans le repère défini par la figure 1.9 (p. 13). \mathbf{P}_x et \mathbf{P}_y sont les coordonnées de \mathbf{P} .

$$\tau(\mathbf{P}') = \tau(\mathbf{P}) + \frac{\partial \tau(\mathbf{P})}{\partial \mathbf{P}_x} \mathbf{d}_x + \frac{\partial \tau(\mathbf{P})}{\partial \mathbf{P}_y} \mathbf{d}_y + O(\|\mathbf{d}\|) \quad (3.11)$$

où $O(\bullet)$ est l'opérateur de domination asymptotique dans la notation de Landau, communément appelé *grand O*. On peut réécrire l'équation précédente en faisant apparaître le gradient de la fonction de temps de vol $\nabla \tau(\mathbf{P}_k)$.

$$\tau(\mathbf{P}') = \tau(\mathbf{P}) + \nabla \tau(\mathbf{P}) \cdot \mathbf{d} + O(\|\mathbf{d}\|) \quad (3.12)$$

L'expression linéarisée de la variation du temps de vol (3.8) s'écrit alors comme le produit scalaire de ce gradient et du vecteur déplacement. Dans le reste du manuscrit, la valeur de ce gradient en \mathbf{P} est notée \mathbf{n} et appelée *vecteur normal* :

$$\begin{aligned} d\tau(\mathbf{P}) &= \nabla \tau(\mathbf{P}) \cdot \mathbf{d} \\ &= \mathbf{n} \cdot \mathbf{d} \end{aligned} \quad (3.13)$$

L'équation (3.14) explicite les expressions des coordonnées du vecteur normal, \mathbf{n}_x et \mathbf{n}_y , dans le repère standard à l'aide de (3.11).

$$\begin{aligned} \mathbf{n}_x &= \frac{\partial \tau(\mathbf{P})}{\partial \mathbf{P}_x} \\ \mathbf{n}_y &= \frac{\partial \tau(\mathbf{P})}{\partial \mathbf{P}_y} \end{aligned} \quad (3.14)$$

Comme la variation de temps de vol peut être approximée par le produit scalaire du déplacement avec le gradient de la fonction de temps de vol, $d\tau(\mathbf{P})$ est appelé *projection* du déplacement au point \mathbf{P} . Par abus de langage, on continuera d'employer cette formulation même lorsqu'on considérera une fonction de temps de vol non linéarisée. On peut également remarquer que le vecteur normal s'exprime en $s \cdot m^{-1}$, dimension inverse de celle d'une célérité.

Vecteur normal

Considérons les valeurs que prend la fonction de temps de vol dans l'espace. L'ensemble des points tel que cette valeur soit constante est appelé *front d'onde*. Puisqu'il est calculé à partir du gradient, le vecteur \mathbf{n} est perpendiculaire aux fronts d'onde, c'est pourquoi on appelle \mathbf{n} vecteur normal. La démonstration de cette propriété est donnée ci-dessous.

Si on se place sur le front d'onde pour lequel la fonction de temps de vol vaut une constante τ_0 , on peut paramétrer l'ensemble des points de ce front d'onde à l'aide d'un paramètre scalaire α . L'ensemble des points du front d'onde est alors représenté par l'expression $\mathbf{P}(\alpha)$. Il existe un vecteur \mathbf{m} tel que ce vecteur soit orienté dans la direction du front d'onde. \mathbf{m} peut être vu comme le vecteur vitesse le long du front d'onde et il correspond à la dérivée de $\mathbf{P}(\alpha)$ par rapport à α . La figure 3.2 reprend l'ensemble de ces notations.

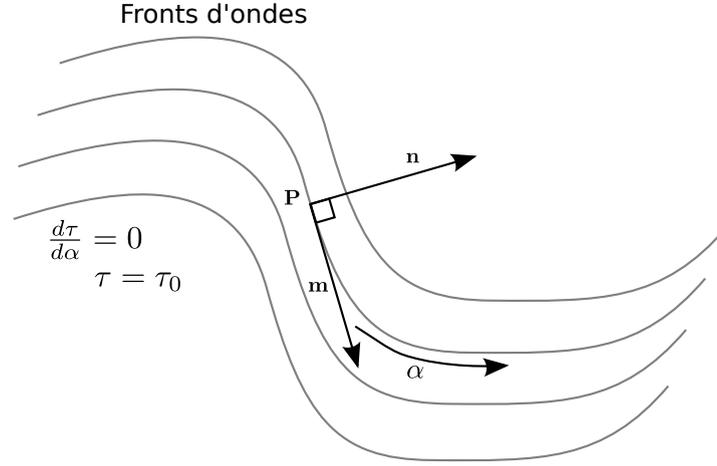


FIGURE 3.2 – Le vecteur normal \mathbf{n} est orthogonal au front d'onde. On démontre cette propriété en montrant que le produit scalaire entre \mathbf{n} et \mathbf{m} est nul. Le paramètre α déplace \mathbf{P} le long du front considéré. Le vecteur \mathbf{m} est le vecteur tangent au front d'onde.

$$\begin{aligned} \mathbf{m}_x &= \frac{d\mathbf{P}_x(\alpha)}{d\alpha} \\ \mathbf{m}_y &= \frac{d\mathbf{P}_y(\alpha)}{d\alpha} \end{aligned} \quad (3.15)$$

où \mathbf{m}_x et \mathbf{m}_y sont les coordonnées du vecteur \mathbf{m} . Si le produit scalaire entre \mathbf{m} et \mathbf{n} est nul pour tout α , alors on peut affirmer que \mathbf{n} est bien perpendiculaire au front d'onde et qu'il porte par conséquent bien son nom de vecteur normal. Pour calculer ce produit scalaire, nous allons utiliser le fait que les $\mathbf{P}(\alpha)$ sont situés sur un front. Cela se traduit mathématiquement par le fait que la dérivée de la fonction de temps de vol par rapport à α est nulle.

$$\frac{d\tau(\mathbf{P}(\alpha))}{d\alpha} = 0 \quad (3.16)$$

En faisant apparaître les dérivées partielles par rapport à \mathbf{P}_x et \mathbf{P}_y dans (3.16), on retrouve les définitions des vecteurs \mathbf{m} (3.15) et \mathbf{n} (3.14). On différencie (3.16) pour trouver l'expression du produit scalaire.

$$\begin{aligned} \frac{d\tau(\mathbf{P}(\alpha))}{d\alpha} &= \frac{\partial\tau(\mathbf{P})}{\partial\mathbf{P}_x} \frac{d\mathbf{P}_x(\alpha)}{d\alpha} + \frac{\partial\tau(\mathbf{P})}{\partial\mathbf{P}_y} \frac{d\mathbf{P}_y(\alpha)}{d\alpha} = 0 \\ &\mathbf{m}_x \mathbf{n}_x + \mathbf{m}_y \mathbf{n}_y = 0 \\ &\mathbf{m} \cdot \mathbf{n} = 0 \end{aligned} \quad (3.17)$$

où \mathbf{n}_x et \mathbf{n}_y sont les coordonnées du vecteur \mathbf{n} . Le produit scalaire entre le vecteur normal \mathbf{n} et le vecteur \mathbf{m} orienté suivant la direction du front d'onde étant nulle, on peut conclure que \mathbf{n} est perpendiculaire au front d'onde.

La définition du vecteur normal correspond quelquefois à la définition du vecteur d'onde mais la dimension et la norme de ces deux vecteurs sont différentes. De par sa définition, le vecteur normal indique localement la direction suivant laquelle un déplacement va induire un décalage temporel dans les signaux bruts. La figure 3.3 illustre deux cas pour lesquels la projection temporelle sera différente, malgré le fait que le vecteur normal et l'amplitude du déplacement soient constants.

Séparabilité du vecteur normal

Nous avons déjà montré dans la section 3.1.1 que la fonction de temps de vol peut être décomposée en deux termes : l'un correspondant à l'onde transmise, et l'autre correspondant à l'onde utilisée en réception. En utilisant la définition du vecteur normal (3.14) ainsi que la linéarité de la dérivation, on démontre facilement que l'expression du vecteur normal peut également être séparée en deux termes correspondant à l'émission $\mathbf{n}_{\text{émission}}$ et à la réception $\mathbf{n}_{\text{réception}}$.

$$\mathbf{n}(\mathbf{P}) = \mathbf{n}_{\text{émission}}(\mathbf{P}) + \mathbf{n}_{\text{réception}}(\mathbf{P}) \quad (3.18)$$

La définition des deux termes de la fonction de temps de vol (3.3) nous permet de trouver l'expression des deux vecteurs normaux :

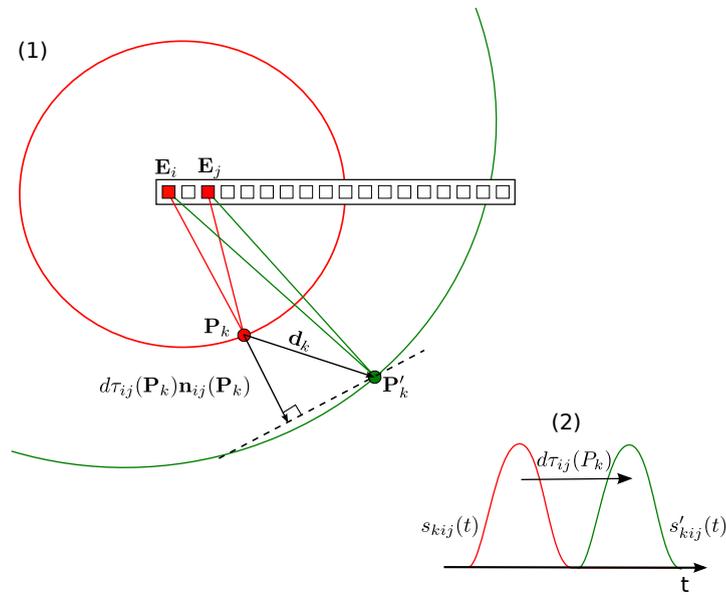
$$\begin{aligned} \mathbf{n}_{\text{émission}} &= \nabla \tau_{\text{émission}} \\ \mathbf{n}_{\text{réception}} &= \nabla \tau_{\text{réception}} \end{aligned} \quad (3.19)$$

L'unicité de la séparation des vecteurs normaux est facilement déduite de l'unicité de la séparation de la fonction de temps de vol. Comme pour les fonctions de temps de vol, les expressions des vecteurs normaux en émission et en réception ne dépendent pas du fait que l'onde soit utilisée en émission ou en réception. L'expression des vecteurs normaux dépendra donc uniquement de la position du point d'intérêt et du type d'onde, mais pas du sens de propagation de celle-ci. Pour calculer les expressions des vecteurs normaux, nous développerons uniquement les calculs dans le cas d'ondes émises. La figure 3.4 représente les fonctions de temps de vol, ainsi que le vecteur normal et la décomposition de celui-ci en $\mathbf{n}_{\text{émission}}$ et $\mathbf{n}_{\text{réception}}$.

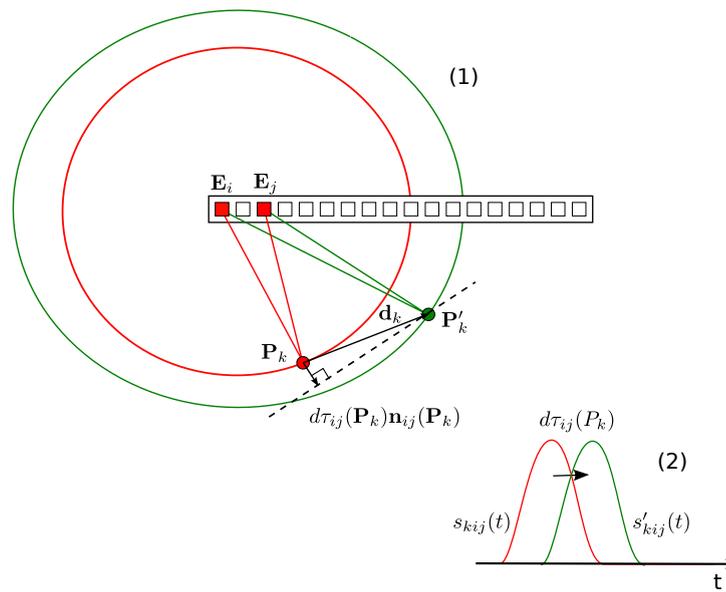
Sous-détermination de l'estimation du déplacement

Comme nous venons de le montrer dans les paragraphes précédents, le décalage temporel dans les signaux peut être vu comme une projection du mouvement 2D du milieu. Pour estimer ce mouvement, il est donc nécessaire de disposer de plusieurs de ces projections dans des directions différentes. Comme le montre l'équation (3.14), la direction de projection est donnée au premier ordre par le vecteur normal. La valeur de celui-ci est conditionnée par le type et les paramètres des ondes utilisées en émission et en réception (3.19). Pour espérer estimer le déplacement 2D du milieu, on doit donc disposer d'au minimum deux signaux acquis à l'aide d'ondes ayant des vecteurs normaux différents en chacun des points du milieu. En pratique cette limitation est très facilement levée car on dispose généralement d'un grand nombre de signaux RF pour chaque image du milieu. Plus le nombre de signaux augmente, plus il est facile d'en trouver deux dont les vecteurs normaux sont différents. Cette contrainte porte le nom de *non colinéarité des vecteurs normaux*.

On vérifiera par la suite que les ondes utilisées respectent bien cette condition. Pour ce faire, les différentes ondes utilisées par la suite seront paramétrées par un ou plusieurs scalaires. Si pour deux ondes de même type, les paramètres ne sont pas identiques, alors, en chaque point du milieu, les vecteurs normaux associés à chacune des deux ondes ne seront pas colinéaires. Une



(a) Déplacement dans la direction du vecteur normal. Le décalage temporel induit dans les signaux bruts est important. (1) En se déplaçant, le point va changer de front d'onde comme le montre les schémas de situation. (2) La contribution $s_k(t)$ du point va se décaler dans le signal $s(t)$.



(b) Déplacement le long du front d'onde. Le décalage temporel induit dans les signaux bruts est faible, voire nul. (1) En se déplaçant, le point va changer de front d'onde comme le montre les schémas de situation. (2) La contribution $s_k(t)$ du point va se décaler dans le signal $s(t)$.

FIGURE 3.3 – Influence du décalage temporel dans les signaux en fonction de la direction du déplacement. Les signaux utilisés sont des signaux bruts. Les notations correspondantes sont définies dans la partie 3.2.1 page 51. (a) Déplacement dans la direction du vecteur normal. (b) Déplacement le long du front d'onde. L'amplitude du déplacement du point est la même dans les deux cas.

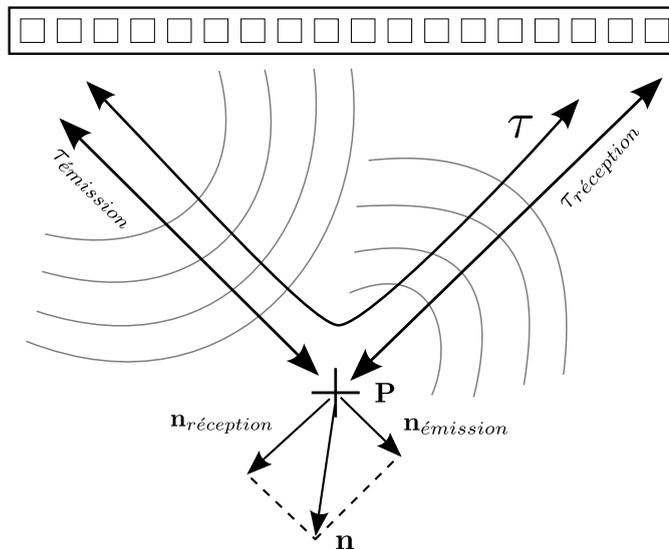


FIGURE 3.4 – Le vecteur normal \mathbf{n} , comme la fonction de temps de vol, peut être séparé en deux termes : l'un correspondant à l'onde utilisée en émission $\mathbf{n}_{\text{émission}}$, l'autre correspondant à l'onde utilisée en réception $\mathbf{n}_{\text{réception}}$. Les expressions de ces vecteurs dépendent uniquement du type d'onde utilisé et de la position du point d'intérêt.

telle paramétrisation garantit que l'on peut reconstruire le déplacement du milieu en utilisant deux signaux RF acquis à l'aide d'ondes ayant des paramètres différents.

Par exemple, une paramétrisation valide pour les ondes planes sera l'angle de dépointage. Pour paramétrer les signaux bruts, on fait varier l'élément utilisé pour émettre ou recevoir les ondes. Ces paramétrisations sont valides : elles font varier la direction du vecteur normal. D'autres paramètres, comme la fréquence de l'impulsion acoustique ou la largeur des faisceaux focalisés, ne sont pas valables car ils n'influencent pas du tout le vecteur normal, ou uniquement sa norme. Les paramètres acceptables seront détaillés dans la suite du manuscrit.

3.2 Estimation du déplacement utilisant des signaux en synthèse d'ouverture

Une première méthode de résolution du problème d'estimation du mouvement envisagée dans cette thèse est d'utiliser des signaux bruts acquis en émettant et en recevant le signal avec des éléments uniques d'une sonde multi-éléments. Ces signaux sont dits *acquis en synthèse d'ouverture*. Nous allons dans un premier temps décrire ces signaux, puis calculer les paramètres nécessaires au développement de la méthode précisée ci-dessus. Nous proposerons ensuite une méthode de résolution du problème d'estimation du déplacement basée sur l'utilisation d'une fonctionnelle. Cette méthode a fait l'objet d'une communication au congrès GRETSI en 2009 [Gueth *et al.*, 2009]. Cette communication est placée en annexe C page 135.

3.2.1 Signaux bruts acquis par des éléments ponctuels

Définition

Comme précédemment, on suppose que le milieu est composé d'un ensemble de diffuseurs ponctuels. Ce milieu est imagé par un transducteur disposant de N éléments piézo-électriques dont les positions sont notées \mathbf{E}_i . Les ondes utilisées pour exciter le milieu sont les ondes émises par chacun des éléments du transducteur. Pour chacune de ces émissions, on mesure un signal brut sur chacun des éléments du transducteur. Si la carte d'acquisition de l'échographe permet d'acquérir simultanément l'ensemble des signaux ayant la même émission, alors l'acquisition du jeu complet des signaux bruts nécessite N tirs ultrasonores. Sinon, la même séquence d'émission doit être répétée pour chacun des éléments en réception, soit un nombre de tirs ultrasonores de N^2 . Pour des valeurs typiques de $N \sim 100$, l'acquisition du jeu complet peut devenir un processus relativement long, pouvant durer jusqu'à plusieurs secondes. Le temps nécessaire à l'acquisition des signaux bruts peut être calculé à l'aide de (1.8) (page 8). Ce long temps d'acquisition rend critiquable l'hypothèse de stationnarité du processus d'acquisition des signaux. En effet, si le mouvement du milieu n'est pas contrôlé, comme dans le cas de l'imagerie du flux ou de l'élastographie main libre, la position des diffuseurs aura changé significativement entre l'acquisition du premier et du dernier signal brut. On peut cependant noter qu'il existe dans la littérature des méthodes permettant d'augmenter la fréquence d'acquisition des signaux bruts, comme les méthodes de multi-plexage fréquentiel ou de codage spatial [Gran and Jensen, 2006].

Dans le cas de l'imagerie en synthèse d'ouverture, le signal brut $s_{ij}(t)$ est le signal reçu sur l'élément \mathbf{E}_j du transducteur, lorsque l'élément \mathbf{E}_i transmet l'impulsion d'excitation et que le milieu est dans la configuration initiale. De la même manière, on définit $s'_{ij}(t)$, le signal reçu sur l'élément \mathbf{E}_j du transducteur, lorsque l'élément \mathbf{E}_i transmet l'impulsion d'excitation et que le milieu a subi le déplacement à estimer. Les équations (3.20) et (3.21) donnent les expressions des signaux bruts en synthèse d'ouverture avant et après déplacement du milieu. Ces expressions sont déduites des modèles de signaux décrit précédemment (3.2) et (3.7).

$$s_{ij}(t) = \sum_k a_k \cdot h(t - \tau_{ij}(\mathbf{P}_k)) \quad (3.20)$$

$$s'_{ij}(t) = \sum_k a_k \cdot h(t - \tau_{ij}(\mathbf{P}'_k)) \quad (3.21)$$

Expressions des fonctions de temps de vol

Du fait que les éléments du transducteur sont supposés ponctuels, les ondes mises en jeu sont des ondes sphériques, respectivement divergentes pour les ondes émises et convergentes pour les ondes utilisées en réception. Le point focal de ces ondes est la position du transducteur avec lequel chacune a été émise ou reçue. Leur fonction de temps de vol correspond donc à la distance de l'élément du transducteur jusqu'au point d'intérêt, divisé par la célérité du milieu. Les expressions du temps de vol en émission et en réception, pour des signaux bruts en synthèse d'ouverture, prennent donc les expressions suivantes, où $\|\bullet\|$ représente la norme euclidienne :

$$\tau_{\text{émission}}(\mathbf{P}) = \frac{\|\mathbf{E}_i - \mathbf{P}\|}{c} \quad (3.22)$$

$$\tau_{\text{réception}}(\mathbf{P}) = \frac{\|\mathbf{P} - \mathbf{E}_j\|}{c} \quad (3.23)$$

Comme nous l'avons montré dans le paragraphe 3.1.1, les expressions (3.22) et (3.23) sont symétriques si l'on intervertit l'élément utilisé en réception \mathbf{E}_i et l'élément utilisé en émission \mathbf{E}_j .

L'expression de $\tau_{ij}(\mathbf{P})$ pour une séquence d'acquisition en synthèse d'ouverture est alors donnée par (3.24). On a utilisé l'expression (3.3) pour recombinaison (3.22) et (3.23).

$$\begin{aligned}\tau_{ij}(\mathbf{P}) &= \tau_{\text{émission}}(\mathbf{P}) + \tau_{\text{réception}}(\mathbf{P}) \\ &= \frac{\|\mathbf{E}_i - \mathbf{P}\| + \|\mathbf{P} - \mathbf{E}_j\|}{c}\end{aligned}\quad (3.24)$$

Expression du vecteur normal

En utilisant (3.19) et (3.22), on calcule l'expression du vecteur normal dans le cas des ondes sphériques émises par un élément ponctuel. Ce calcul est développé ci-dessous (3.25). \mathbf{e}_x et \mathbf{e}_y sont des vecteurs unitaires, alignés respectivement avec l'axe transverse et avec la direction axiale. On définit de la même manière \mathbf{E}_{ix} et \mathbf{E}_{iy} .

$$\begin{aligned}\mathbf{n}_{\text{émission}} &= \nabla \tau_{\text{émission}} \\ &= \nabla \frac{\|\mathbf{E}_i - \mathbf{P}\|}{c} \\ &= \frac{1}{c} \left(\frac{\partial \|\mathbf{E}_i - \mathbf{P}\|}{\partial \mathbf{P}_x} \mathbf{e}_x + \frac{\partial \|\mathbf{E}_i - \mathbf{P}\|}{\partial \mathbf{P}_y} \mathbf{e}_y \right) \\ &= \frac{1}{c} \left(\frac{\partial \sqrt{(\mathbf{E}_{ix} - \mathbf{P}_x)^2 + (\mathbf{E}_{iy} - \mathbf{P}_y)^2}}{\partial \mathbf{P}_x} \mathbf{e}_x + \frac{\partial \sqrt{(\mathbf{E}_{ix} - \mathbf{P}_x)^2 + (\mathbf{E}_{iy} - \mathbf{P}_y)^2}}{\partial \mathbf{P}_y} \mathbf{e}_y \right) \\ &= \frac{1}{c \sqrt{(\mathbf{E}_{ix} - \mathbf{P}_x)^2 + (\mathbf{E}_{iy} - \mathbf{P}_y)^2}} ((\mathbf{P}_x - \mathbf{E}_{ix})\mathbf{e}_x + (\mathbf{P}_y - \mathbf{E}_{iy})\mathbf{e}_y) \\ &= \frac{1}{c} \frac{\mathbf{P} - \mathbf{E}_i}{\|\mathbf{E}_i - \mathbf{P}\|}\end{aligned}\quad (3.25)$$

Les expressions du temps de vol étant symétriques en émission et en réception, on peut écrire facilement l'expression du vecteur normal en réception (3.26) en remplaçant \mathbf{E}_i par \mathbf{E}_j dans (3.25).

$$\mathbf{n}_{\text{réception}} = \frac{1}{c} \frac{\mathbf{P} - \mathbf{E}_j}{\|\mathbf{E}_j - \mathbf{P}\|}\quad (3.26)$$

Enfin, en utilisant (3.19), on trouve l'expression du vecteur pour les signaux acquis en synthèse d'ouverture :

$$\begin{aligned}\mathbf{n}_{ij}(\mathbf{P}) &= \mathbf{n}_{\text{émission}} + \mathbf{n}_{\text{réception}} \\ &= \frac{1}{c} \left(\frac{\mathbf{P} - \mathbf{E}_j}{\|\mathbf{E}_j - \mathbf{P}\|} + \frac{\mathbf{P} - \mathbf{E}_i}{\|\mathbf{E}_i - \mathbf{P}\|} \right)\end{aligned}\quad (3.27)$$

Les vecteurs normaux en synthèse d'ouverture sont colinéaires avec la droite passant par l'élément du transducteur utilisé et le point d'intérêt. Leur norme est égale à $1/c$ pour tous les points du milieu. Pour un point fixé, on obtiendra toujours deux vecteurs normaux non colinéaires en changeant l'élément utilisé en émission ou l'élément utilisé en réception. La condition de non colinéarité est donc bien respectée. Les différents vecteurs normaux sont représentés sur la figure 3.5.

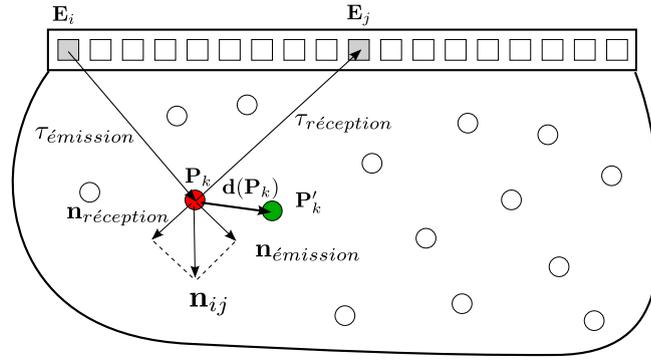


FIGURE 3.5 – Pour des signaux acquis en synthèse d’ouverture, l’onde d’excitation est une onde sphérique centrée en E_i et l’onde utilisée en réception est une onde sphérique centrée en E_j . Lorsqu’un point P_k du milieu se déplace, le temps de vol de ces ondes varie et donne une information sur le déplacement $d(P_k) = P'_k - P_k$. Le vecteur normal n_{ij} est décomposé en deux termes $n_{émission}$ et $n_{réception}$. Ces vecteurs normaux en émission et en réception sont alignés respectivement avec les vecteurs $P - E_i$ et $P - E_j$.

3.2.2 Estimation du déplacement par minimisation d’une fonctionnelle

Choix de la position des diffuseurs

L’ensemble des variations de temps de vol suffit à estimer le déplacement d’un diffuseur, mais estimer le déplacement de chacun des diffuseurs n’est pas réalisable en pratique à cause de leur trop grand nombre. On va limiter notre mesure à K diffuseurs particuliers, appelés nœuds. Le problème résolu en pratique se limite à estimer le déplacement de ces nœuds.

Les diffuseurs étant en très grand nombre dans le milieu, on peut choisir la position des nœuds arbitrairement. On peut également considérer qu’un nœud représente l’ensemble des diffuseurs compris dans un voisinage de sa position en raison de la régularité spatiale du champ de déplacement. La taille de ce voisinage est liée à la longueur de l’impulsion acoustique $h(t)$ provenant de chacun des diffuseurs. On suppose généralement que la taille des cellules de résolution est un carré dont le côté a la taille de la longueur de l’impulsion acoustique utilisée. En notant W la largeur, H la profondeur de la zone d’estimation du mouvement et l_0 la durée de l’impulsion, l’expression (3.28) donne l’ordre de grandeur du nombre de nœuds nécessaire pour obtenir une répartition régulière des nœuds avec un nœud par cellule de résolution. $W \cdot H$ est l’aire de la zone d’intérêt et $(c l_0)^2$ représente l’aire de la cellule de résolution.

$$K \sim \frac{W \cdot H}{(c l_0)^2} \quad (3.28)$$

En choisissant une impulsion correspondant à trois cycles d’une onde acoustique à 5 MHz, on obtient une durée d’impulsion de $l_0 = 0.6 \mu s$. Pour estimer le mouvement dans une zone faisant $20 \times 20 \text{ mm}^2$, on doit disposer d’environ $K \sim 500$ nœuds dans la zone d’intérêt. On peut choisir la position de ces nœuds aléatoirement mais en pratique on préfère les disposer sur une grille régulière. On dispose ainsi directement d’un échantillonnage régulier du champ estimé.

Fonctionnelle d’estimation du mouvement

Pour estimer le champ de déplacement, on formalise le problème sous la forme d’un problème d’optimisation. On modélise les signaux après déplacement en utilisant le modèle des signaux et du mouvement que nous avons décrit précédemment. Les réflectivités et le champ de

déplacement utilisés pour calculer ces signaux sont les paramètres d'entrée de la fonctionnelle. L'idée de cette fonctionnelle est de minimiser les différences entre les signaux mesurés après déplacement et les signaux modélisés.

Les signaux déformés sont calculés en fonction des valeurs du champ de déplacement et de réflectivité en chaque nœud du milieu. Connaissant une estimation du champ de déplacement et la réflectivité en chaque nœud, ainsi qu'un modèle de l'impulsion acoustique, on peut calculer ces signaux, notés \tilde{s}'_{ij} , à l'aide de l'équation (3.29). Cette expression est obtenue en combinant les expressions (3.27), (3.21) et (3.13).

$$\begin{aligned}\tilde{s}'_{ij}(a_0, \dots, a_K, \mathbf{d}_0, \dots, \mathbf{d}_K) &= \sum_k a_k \cdot h(t - \tau_{ij}(\mathbf{P}'_k)) \\ &= \sum_k a_k \cdot h(t - \tau_{ij}(\mathbf{P}_k) - \mathbf{n}_{ij}(\mathbf{P}_k) \cdot \mathbf{d}_k)\end{aligned}\quad (3.29)$$

La fonctionnelle utilisée pour estimer le champ de déplacement, F_{dep} compare l'ensemble des signaux bruts mesurés après déplacement $s'_{ij}(t)$ avec les signaux $\tilde{s}'_{ij}(t)$. La comparaison est effectuée en prenant la norme quadratique de la différence des enveloppes des signaux bruts deux à deux. Plus cette norme est petite, plus les valeurs du champ de déplacement utilisées permettent de générer des signaux proches de ceux mesurés expérimentalement, et donc plus le champ de déplacement estimé est proche du champ de mouvement réel du milieu. L'expression de cette fonctionnelle est donnée par l'équation (3.30). $\tilde{s}'_{\mathcal{E}ij}$ et $s'_{\mathcal{E}ij}$ sont les signaux enveloppes associés aux signaux $\tilde{s}'_{ij}(t)$ et $s'_{ij}(t)$. L'expression de ces signaux est donnée par (1.9) page 9.

$$F_{dep}(a_0, \dots, a_K, \mathbf{d}_0, \dots, \mathbf{d}_K) = \sum_{ij} \|\tilde{s}'_{\mathcal{E}ij} - s'_{\mathcal{E}ij}\|^2 \quad (3.30)$$

Comme on peut le remarquer cette fonctionnelle ne dépend pas des signaux acquis avant déplacement. Comme nous allons le voir par la suite, ces signaux vont servir à estimer les réflectivités des nœuds. Les déplacements à estimer étant des grandeurs bidimensionnelles, F_{dep} dispose de $3K$ degrés de liberté. La dimension de la fonctionnelle croît très vite avec le nombre de nœuds et rend le problème difficile à résoudre.

Fonctionnelle d'estimation des réflectivités

De la même manière qu'on a défini un modèle de signaux après déplacement (3.29), on définit un modèle de signaux avant déplacement $\tilde{s}_{ij}(t)$ à l'aide de l'équation (3.20). L'expression de ces signaux est donnée par l'équation suivante :

$$\tilde{s}_{ij}(a_0, \dots, a_K) = \sum_k a_k \cdot h(t - \tau_{ij}(\mathbf{P}_k)) \quad (3.31)$$

On définit une fonctionnelle permettant d'estimer les réflectivités des nœuds de la même manière que la fonctionnelle permettant d'estimer le déplacement. Plus la norme entre les deux signaux enveloppes, $\tilde{s}_{\mathcal{E}ij}$ et $s_{\mathcal{E}ij}$, est faible, plus le signal modélisé est proche du signal réel et plus les réflectivités sont proches des réflectivités des diffuseurs sous-jacents au nœud. $\tilde{s}_{\mathcal{E}ij}$ et $s_{\mathcal{E}ij}$ sont les signaux enveloppes associés aux signaux $\tilde{s}_{ij}(t)$ et $s_{ij}(t)$. L'expression de la fonctionnelle utilisée pour estimer les réflectivités est donnée par (3.32).

$$F_{amp}(a_0, \dots, a_K) = \sum_{ij} \|\tilde{s}_{\mathcal{E}ij} - s_{\mathcal{E}ij}\|^2 \quad (3.32)$$

Cette expression dépend uniquement de la réflectivité des nœuds. Le nombre de degrés de liberté de F_{amp} est seulement de K , soit un tiers de celui de F_{dep} . Cela rend le problème d'estimation des réflectivités beaucoup plus simple à résoudre que le problème d'estimation du mouvement. On peut remarquer que l'expression de F_{amp} est une forme quadratique d'une fonction multi-linéaire par rapport aux a_k . Cette remarque permet de garantir la convexité de la fonctionnelle et ainsi d'assurer l'existence d'une solution unique au problème [Tarantola, 2005]. Cette solution est obtenue en utilisant une pseudo-inverse. Les détails de cette méthode se trouvent en annexe A page 119.

3.2.3 Résolution de la fonctionnelle

Algorithme de Nelder-Mead

Pour résoudre la fonctionnelle, nous allons utiliser l'algorithme de Nelder-Mead [Nelder and Mead, 1965]. Cet algorithme est un des algorithmes classiques les plus connus pour résoudre des problèmes de minimisation non contraints. Contrairement à d'autres algorithmes d'optimisation, comme les algorithmes de descente de gradient, cet algorithme ne nécessite pas le calcul du gradient de la fonctionnelle. Il a uniquement besoin d'une fonction calculant la valeur de la fonctionnelle. Cette caractéristique rend son utilisation aisée et très répandue dans les domaines de la chimie [Deming et al., 1978], de la médecine et du traitement du signal [Sivia and Skilling, 2006, Tarantola, 2005].

La méthode utilise le concept de *simplexe*. Un simplexe est un objet géométrique décrit par un ensemble de $N + 1$ points, plongés dans un espace à N dimensions. Cet objet est l'objet géométrique défini par le nombre minimal de points qui englobe un volume non nul dans l'espace de définition. Par exemple, le simplexe de dimension 2 est le triangle et le simplexe de dimension 3 est le tétraèdre. Chacun des points formant le simplexe représente un jeu de paramètres de la fonctionnelle. On initialise l'algorithme en affectant à chacun des points la valeur de la fonctionnelle associée au point considéré. A chaque itération de l'algorithme, le point ayant la valeur la plus élevée est déplacé en faisant subir des opérations géométriques au simplexe. Les différents cas, ainsi que les opérations associées, sont détaillés dans [Nelder and Mead, 1965]. En répétant cette opération un grand nombre de fois, le simplexe va se déplacer vers une zone où les paramètres de la fonctionnelle ont une valeur plus faible. Au bout d'un certain temps, le simplexe va s'effondrer sur lui-même. L'algorithme aura alors convergé et les paramètres seront les paramètres qui minimisent localement la fonctionnelle. Le minimum atteint ne correspond quelquefois pas au minimum absolu.

Plus la dimension de la fonctionnelle est importante, plus le nombre d'itérations pour arriver à convergence sera grand. Le nombre d'itérations est au moins linéaire avec la dimension de la fonctionnelle [Tarantola, 2005]. En supposant de plus que l'évaluation de la fonctionnelle ait une complexité linéaire, on remarque que la complexité totale de la procédure de minimisation sera au mieux de l'ordre de M^2 . Si la fonctionnelle peut être séparée en deux sous-fonctionnelles de dimensions M_0 et M_1 , tel que $M_0 + M_1 = M$ et $M_0 \leq M_1 < M$, la complexité de la résolution de chacune des sous-fonctionnelles sera au mieux de l'ordre de M_0^2 et M_1^2 . Ainsi, la complexité de la fonctionnelle séparée en deux termes sera de l'ordre de $M_1^2 < M^2$. Il est donc plus avantageux de résoudre les deux sous-fonctionnelles l'une après l'autre que de résoudre directement la fonctionnelle totale. Nous allons exploiter cette idée pour rendre la résolution du problème d'estimation du champ de déplacement plus facile et plus rapide.

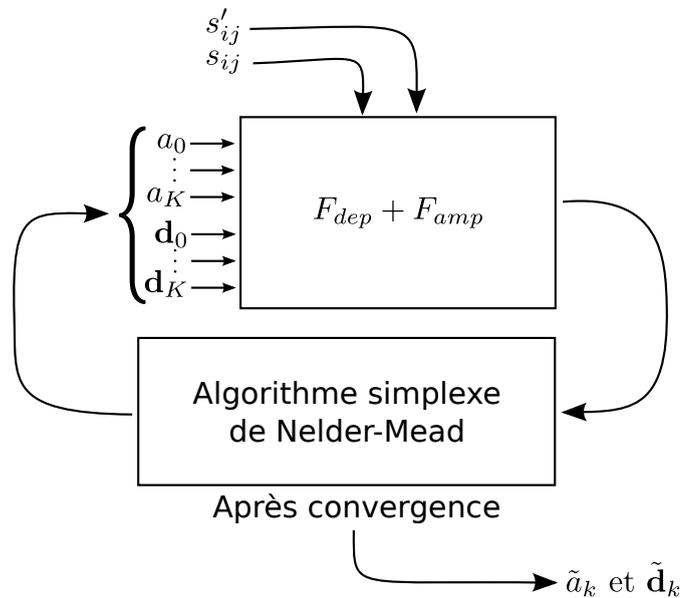


FIGURE 3.6 – Résolution du problème d’estimation du champ de déplacement par minimisation de la fonctionnelle complète. Le problème a une grande dimensionnalité de $3K$, où K est le nombre de nœuds (3.28). Cela rend cette méthode de résolution très peu performante. Le problème est résolu par l’algorithme itératif de Nelder-Mead [Nelder and Mead, 1965]. Les signaux mesurés $s_{ij}(t)$ et $s'_{ij}(t)$ sont utilisés par la fonctionnelle pour mesurer la qualité des paramètres. Après convergence, l’algorithme de Nelder-Mead fournit les estimations de la réflectivité \tilde{a}_k et du déplacement \tilde{d}_k des nœuds.

Séparation de la fonctionnelle en deux termes

La résolution du problème d’estimation du champ de déplacement consiste à minimiser la fonctionnelle $F_{tot} = F_{dep} + F_{amp}$. Une approche brutale consiste à résoudre directement cette fonctionnelle à l’aide de l’algorithme de Nelder-Mead. La complexité de cette approche étant au mieux de l’ordre de $9K^2$, la résolution peut prendre facilement plusieurs heures dans un cas réel. De plus la minimisation simultanée en fonction des paramètres de réflectivité et de mouvement fait apparaître de nombreux minima locaux qui rendent souvent la solution trouvée inexploitable. Cette approche est schématisée sur la figure 3.6.

Pour rendre le problème plus facile, nous proposons de remplacer la résolution de la fonctionnelle globale par la résolution séparée de la fonctionnelle d’estimation des amplitudes et de la fonctionnelle d’estimation du champ de déplacement. Comme nous l’avons discuté dans la partie précédente, une telle approche a pour conséquence de diminuer la complexité du problème complet. Les paramètres décrivant les réflectivités des nœuds, a_k , apparaissent dans F_{amp} et dans F_{dep} . Les paramètres décrivant le mouvement du milieu, d_k , sont présents uniquement dans F_{dep} . On va donc commencer par résoudre F_{amp} . En utilisant les a_k ainsi obtenus, on résout ensuite F_{dep} . Comme nous l’avons remarqué précédemment, la fonctionnelle permettant d’estimer les réflectivités des nœuds peut être résolue de manière non itérative en utilisant une pseudo-inverse. La solution ainsi trouvée est une approximation de la solution trouvée avec l’approche globale. En pratique, les résultats donnés avec l’approche en deux passes ne sont pas significativement différents de ceux obtenus avec l’approche globale. Nous utiliserons donc la méthode en deux passes pour résoudre le problème dans la suite du manuscrit. La figure 3.7 schématise l’approche en deux passes.

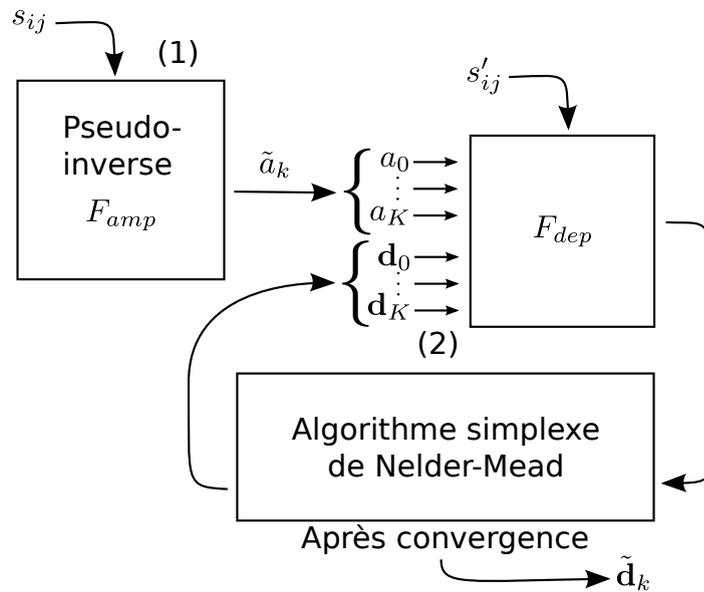


FIGURE 3.7 – Résolution du problème d’estimation du champ en deux temps. Une première passe (1) permet de résoudre la fonctionnelle quadratique F_{amp} à l’aide d’une pseudo-inverse. Le reste du problème est résolu en utilisant l’algorithme de Nelder-Mead comme dans le cas de la fonctionnelle globale (2). Le problème a alors une dimensionnalité de $2K$, plus faible que dans le cas de la figure 3.6. La séparation de la résolution en deux passes permet de résoudre le problème plus facilement et de manière plus robuste. La solution trouvée n’est cependant qu’une approximation de la solution du problème complet.

La méthode est appliquée sur un exemple pour $K = 9$ détaillé sur la figure 3.8. Les paramètres utilisés sont les paramètres standards du chapitre résultat (table 1 page 1). On a utilisé un transducteur linéaire de 10 mm comportant 10 éléments ponctuels (100 signaux bruts acquis en synthèse d’ouverture). Le milieu a subi un mouvement de compression axiale de 2%. Le coefficient de Poisson du milieu vaut 0.49. Le champ de déplacement et d’amplitude estimé (e) correspond au champ de déplacement imposé par la simulation (f). La modélisation du mouvement ainsi que celle des signaux permet, grâce à la résolution de la fonctionnelle, de faire correspondre les signaux avant et après déplacement [Gueth et al., 2009].

3.2.4 Limitations de l’approche

L’approche décrite ici souffre de certaines limitations qui rendent son utilisation pratique difficile. Nous allons passer en revue ces limitations, puis dans la partie suivante, nous proposerons une méthode permettant de contourner ces limitations.

Nombre de nœuds et dimensionnalité de la fonctionnelle

Comme nous l’avons déjà remarqué dans la partie 3.2.3, le nombre de nœuds utilisé pour résoudre le problème a une influence directe sur le temps de calcul et sur la difficulté de résolution de la fonctionnelle. Plus le nombre de nœuds est grand, plus la dimension de la fonctionnelle sera élevée et plus le nombre d’itérations pour arriver à convergence sera important. Chaque nœud est censé représenter un diffuseur ultrasonore. Si on utilise l’expression (3.28), on ne placera qu’un nœud par cellule de résolution. D’un autre côté, on admet généralement que pour obtenir une modélisation correcte d’un speckle complètement développé, il faut placer au moins une dizaine de

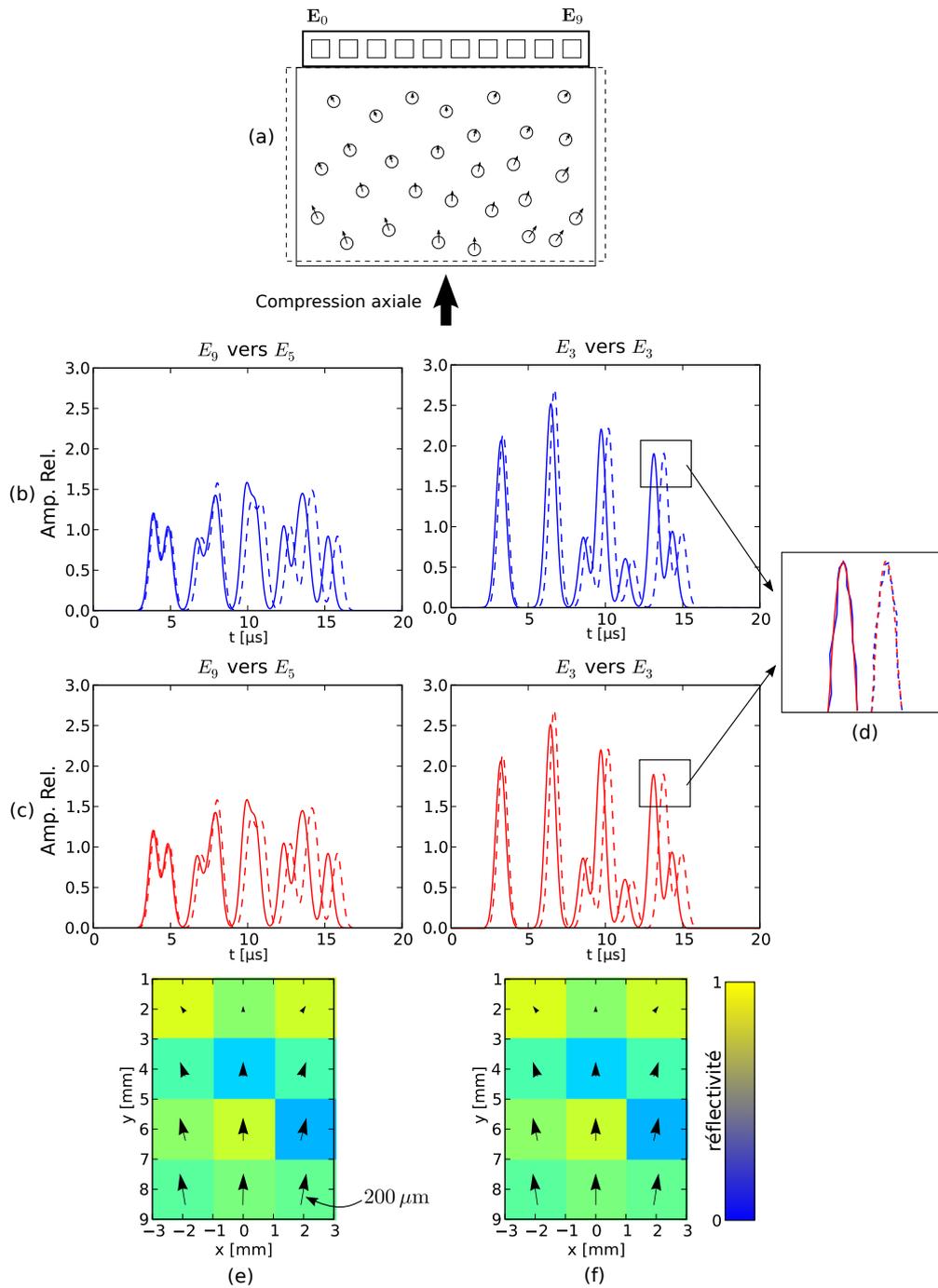


FIGURE 3.8 – Exemple illustratif d’estimation du champ de déplacement par minimisation de la fonctionnelle. (a) Schéma de situation : le milieu subit une compression axiale de 2%. La sonde utilisée comporte 10 éléments. (b) Exemples de signaux bruts enveloppes mesurés. Les signaux en traits pleins sont les signaux avant déplacement, les signaux en pointillés sont les signaux après déplacement. (c) Signaux bruts enveloppes simulés à l’aide de (3.31) et (3.29) en utilisant les paramètres optimaux \tilde{a}_k et \tilde{d}_k . (d) Zoom sur une partie des signaux mesurés et des signaux modélisés. La fonctionnelle essaie de minimiser la différence entre les paires de signaux correspondants. (e) Champ de déplacement et réflectivités estimés. (f) Champ de déplacement et réflectivités réels. Les réflectivités relatives sont représentées par les intensités situées sous le champ de déplacement.

diffuseurs par cellule de résolution [Bernard et al., 2006]. On appelle speckle complèment développé un speckle dont la distribution statistique de l'image mode B suit une loi de Rayleigh. Ces deux constats rentrent en contradiction l'un avec l'autre. On ne peut pas choisir un nombre de nœuds assez grand pour modéliser correctement le milieu car la résolution de la fonctionnelle deviendrait alors impraticable ; mais plus on limite le nombre de nœuds, plus une partie importante des signaux ne peut être modélisée par les expressions (3.29) et (3.31). Il en résulte alors que les signaux ne pourront plus être correctement appariés, que la procédure de minimisation tombera systématiquement dans des minima locaux et que le champ estimé sera complètement erroné.

Ces problèmes naissent du fait que la modélisation d'un nœud est liée à la modélisation d'un diffuseur. Si on dispose d'une modélisation plus macroscopique d'un nœud, on lèvera ces verrous. Pour effectuer cette modélisation, l'usage d'un scalaire pour modéliser la réflectivité locale du milieu n'est plus suffisante et il faut utiliser plus d'informations pour modéliser la réflectivité de chaque nœud.

Localité des signaux bruts en synthèse d'ouverture

La plus grosse limitation de la méthode vient du type de signaux sur laquelle elle est basée. Les signaux bruts acquis en synthèse d'ouverture ne sont pas localisés spatialement : chaque portion de signal brut est constituée des contributions de points pouvant être très éloignés les uns des autres. Dans une optique d'estimation du déplacement, cette propriété des signaux devient encore plus contraignante. En effet, les différents points situés sur un même front d'onde vont non seulement ne pas avoir la même réponse statique, mais le mouvement et la valeur du vecteur normal seront très différents pour des points éloignés. Enfin, c'est cette caractéristique de non-localité de l'information dans les signaux bruts qui rend la résolution de la fonctionnelle globale si difficile. La figure 3.9 illustre le problème de non-localité des signaux bruts en synthèse d'ouverture.

Pour résoudre ce problème de localité spatiale des signaux, on va utiliser des faisceaux focalisés autour du point d'intérêt \mathbf{P}_k . En simulant les signaux mesurés avec des ondes focalisées, on observe que le comportement du système est quasiment identique à celui décrit précédemment lorsque les ondes utilisées sont des ondes sphériques : on a juste déplacé le point focal du transducteur vers un point du milieu. Les ondes étant focalisées autour de \mathbf{P}_k , les signaux $s_k(t)$ et $s'_k(t)$ seront toujours cohérents pour des instants proches de τ_k . En utilisant des ondes focalisées, on rend le problème plus facile à résoudre, même dans le cas d'un milieu physique réaliste.

3.3 Estimation du déplacement utilisant des signaux RF

Dans cette section, nous allons présenter une méthode permettant d'estimer le déplacement 2D local du milieu à partir des estimation locales des projections 1D. Cette méthode utilise uniquement l'information comprise dans les signaux bruts autour du point d'intérêt. Pour calculer le champ de déplacement, il suffit de répéter la procédure pour chacun des points du milieu. Pour contourner le problème de non-localité des signaux bruts, on va utiliser des signaux RF focalisés au point d'intérêt. On utilise des ondes planes dépointées en émission afin de permettre une acquisition plus rapide des signaux bruts. En effet si plusieurs tirs ultrasonores ont la même émission, ils peuvent être acquis simultanément. Cela réduit le nombre de tirs et augmente par conséquent la fréquence d'acquisition des jeux de signaux RF. Pour un mouvement du milieu donné, augmenter l'échantillonnage temporel de la séquence aura pour conséquence de réduire l'amplitude du déplacement entre chaque jeu de données. L'hypothèse de faible amplitude du mouvement sera alors mieux respectée et l'estimation donnera de meilleurs résultats. En choisissant les types

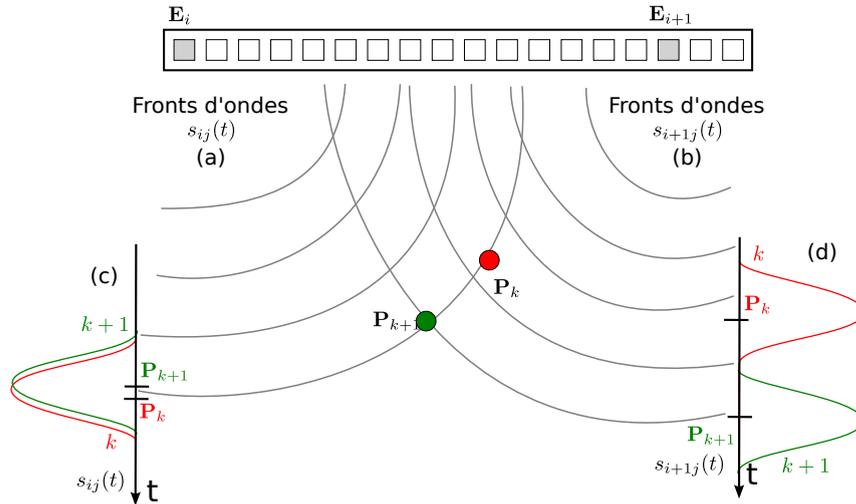


FIGURE 3.9 – Illustration du problème de non-localité des signaux bruts acquis en synthèse d’ouverture. (a) et (b) représentent les fronts des ondes émises par deux transducteurs différents E_i et E_{i+1} . On considère deux points du milieu P_k et P_{k+1} . (c) et (d) représentent les signaux bruts acquis en utilisant les ondes dont les fronts sont schématisés sur (a) et (b). Les contributions provenant des deux points considérés sont représentés sur les signaux. Du fait que les ondes sphériques sont focalisées sur les éléments de la sonde, il existera toujours des signaux pour lesquels les contributions des deux points vont se superposer, rendant ainsi l’estimation du déplacement plus difficile. L’amplitude de la contribution d’un diffuseur est la même dans tous les signaux bruts.

d’ondes utilisées en émission et en réception, on dispose de l’expression des vecteurs normaux pour chaque cas. Ces expressions sont données par le tableau 3.1 page 77. Ces vecteurs rentrent en jeu dans le processus d’inversion des projections du déplacement. Cette méthode a donné lieu à une publication [Gueth *et al.*, 2010b], présentée en annexe C page 141.

3.3.1 Onde planes

Dans cette partie, nous allons discuter de l’utilisation des ondes planes pour l’estimation du mouvement. Malgré le fait que ce type d’onde ne respecte pas la condition de localité spatiale énoncée précédemment, elle permettent l’acquisition de signaux RF à une cadence très élevée, pouvant facilement dépasser le millier d’images par seconde. Les ondes planes peuvent être dépointées pour permettre l’estimation de déplacement à l’aide de la méthode des normales. L’angle maximum de dépointage ξ_{max} va donc avoir une influence sur les performances de la méthode d’estimation du mouvement. Nous discuterons donc des phénomènes limitant l’angle de dépointage afin d’établir leur valeurs pour différentes configurations. L’angle de dépointage est limité par deux phénomènes concurrents : les phénomènes d’interférences, ainsi qu’une condition d’insonification du milieu. Ils seront décrits ci-dessous.

Définition et paramètre d’estimation du mouvement

On appelle *onde plane* une onde dont les fronts d’ondes sont constitués par des plans en trois dimensions ou des droites parallèles en deux dimensions. Le profil des pressions n’est pas forcément le même pour tous les fronts. Si tel est le cas, l’onde subit un phénomène de diffraction. Ce phénomène va avoir tendance à élargir le profil des pressions au cours de la propagation. Si le pro-

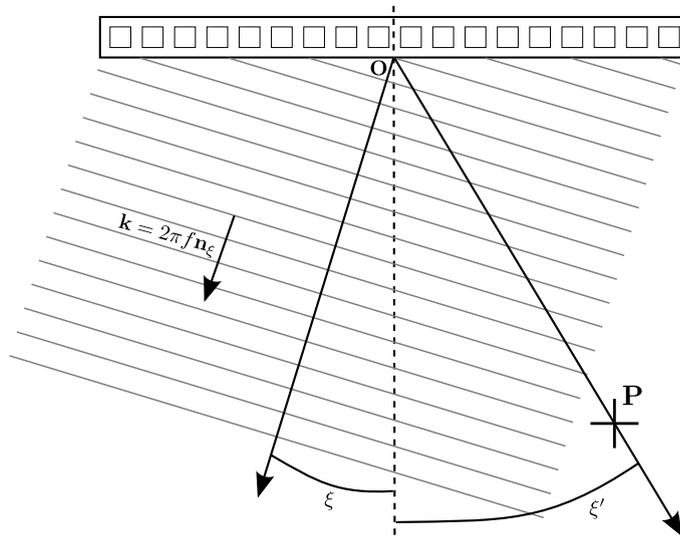


FIGURE 3.10 – Schéma d'une onde plane émise avec une sonde ultrasonore dans la direction \mathbf{k} . La valeur du vecteur d'onde \mathbf{k} est constante pour tous les points du milieu. ξ représente l'angle de dépointage de l'onde par rapport à la direction axiale. ξ' est l'angle que fait la droite passant par le point d'intérêt \mathbf{P} et l'origine avec la direction axiale \mathbf{O} . Cet angle sera utilisé dans le paragraphe traitant de la limitation de l'angle de dépointage dû aux phénomènes d'interférences et de diffraction. Le faisceau, c'est-à-dire l'ensemble des points excités par l'onde, peut être grossièrement approximé par la bande de traits parallèles. Le vecteur normal \mathbf{n}_ξ est colinéaire avec le vecteur d'onde \mathbf{k} .

fil des pressions suivant le front d'onde est constant, ou très large par rapport à la taille du milieu, alors ce phénomène de diffraction peut être négligé et on parle alors d'onde plane homogène.

Le champ de pression d'une onde plane ayant une ouverture finie aura donc un support spatial limité à une bande d'environ la même largeur que le profil des pressions émises, dans la direction de propagation de l'onde. Lorsqu'il est utilisé comme onde d'excitation, ce type d'onde va exciter tous les diffuseurs compris dans la zone en face du transducteur. Les ondes planes ne respectent pas l'hypothèse de localité spatiale, mais elles permettent d'exciter tout le milieu en un unique tir ultrasonore. Si l'échographe utilisé le permet, on peut acquérir tous les signaux bruts en un unique tir. C'est pourquoi elles sont utilisées comme onde d'excitation dans de nombreuses méthodes [Lu and Greenleaf, 1992, Tanter et al., 2002, Madore et al., 2009, Liebgott, 2005]. Nous réutiliserons d'ailleurs le modèle des ondes planes dans le chapitre traitant de la formation de voies spectrale (chapitre 4 page 89).

Les ondes planes sont des ondes particulièrement simples à décrire : elles peuvent être décrites uniquement à l'aide de leur vecteur d'onde \mathbf{k} . Comme on se limite à la propagation des ondes dans le plan d'imagerie, le vecteur d'onde prendra l'expression (3.33). ξ correspond à l'angle de dépointage de l'onde plane. C'est l'angle que fait \mathbf{k} avec la direction axiale. \mathbf{k} est exprimé en $\text{rad} \cdot \text{m}^{-1}$. La figure 3.10 reprend les notations relatives à la définition des ondes planes. La valeur de l'angle de dépointage est comprise dans la plage $-\pi/2 < \xi < \pi/2$.

$$\begin{cases} \mathbf{k}_x = \frac{2\pi f}{c} \sin(\xi) \\ \mathbf{k}_y = \frac{2\pi f}{c} \cos(\xi) \end{cases} \quad (3.33)$$

En fixant l'origine des temps de vol au centre de la sonde, on peut écrire facilement la fonction

de temps de vol correspondant à une onde plane dépointée d'un angle ξ . Cette fonction est donnée par l'expression (3.34).

$$\begin{aligned}\tau_{\xi}(\mathbf{P}) &= \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{OP}}{2\pi f} \\ &= \frac{\|\mathbf{P} - \mathbf{O}\|}{c} \cos(\xi' - \xi)\end{aligned}\quad (3.34)$$

L'équation (3.34) étant linéaire avec les coordonnées de \mathbf{P} , on peut en déduire facilement l'expression du vecteur normal (3.35). On peut également remarquer que la linéarisation de la fonction de temps de vol utilisée pour trouver l'expression du vecteur normal (3.14) devient une relation exacte. On tombe sur un cas particulier où le vecteur normal est colinéaire avec le vecteur d'onde. Cette propriété n'est pas vérifiée par les autres types d'ondes utilisés au cours du manuscrit.

$$\mathbf{n}_{\xi}(\mathbf{P}) = \frac{\mathbf{k}}{2\pi f} \quad (3.35)$$

Si la taille du transducteur d'émission est infinie, la vitesse de phase suivant la direction axiale, c'est-à-dire la vitesse apparente de l'onde, c_z vaut $c \cos(\xi)$. L'onde paraît se propager moins vite lorsqu'elle est orientée ($\xi \neq 0$) que lorsque le front d'onde est parallèle au transducteur ($\xi = 0$). En pratique, pour émettre une onde plane orientée avec une sonde ultrasonore, on va régler la fenêtre des retards du schéma *délais et somme* (voir figure 1.6 p. 10) avec l'expression (3.36). Le transducteur est aligné avec l'axe transverse. $\mathbf{E}_{ix} = x_i$ représente la coordonnée transverse de l'élément i de la sonde. $x_i = 0$ correspond au centre du transducteur.

$$\tau_i = \mathbf{E}_{ix} \sin(\xi) = x_i \sin(\xi) \quad (3.36)$$

L'angle de dépointage va être limité à cause de deux phénomènes physiques : d'une part la diffraction et les interférences entre les éléments de la sonde et d'autre part une condition d'insonification du milieu. Ces deux limitations doivent être vérifiées en même temps. Chacun de ces phénomènes va limiter la plage des angles de dépointage à des angles inférieurs à une valeur maximale ξ_{max} . En pratique, on limitera la plage des angles de dépointage à l'aide de la valeur de ξ_{max} la plus contraignante, c'est-à-dire la plus faible.

Angle maximum de dépointage lié aux interférences et à la diffraction

Deux phénomènes physiques rentrent en compte lors du calcul de l'angle maximum de dépointage des ondes planes, noté ξ_{max} . Du fait du nombre fini de transducteurs sur la sonde ultrasonore et de la discrétisation de la position de ces éléments, l'onde plane va avoir des lobes de réseau. La diffraction des ondes due au fait que les transducteurs ont une taille non nulle va créer des lobes de diffraction qui vont moduler les amplitudes des lobes de réseau. Ces phénomènes sont décrits à plusieurs reprises dans la littérature [Burdic, 1991, Goodman, 2005, Lu and Greenleaf, 1992]. Les détails de la modélisation sont présentés dans l'annexe B. La figure 3.11 correspond à la figure B.3 de l'annexe. Elle donne les valeurs de ξ_{max} pour la gamme de fréquences utiles de la sonde et pour plusieurs marges d'intensité entre le lobe principal et les lobes secondaires. A fréquence fixée, plus on choisit une marge élevée, plus la plage de l'angle de dépointage sera limitée. Si l'on augmente la fréquence, la gamme des ξ accessibles est encore réduite. On peut d'autre part remarquer que pour des marges d'intensité importantes et des fréquences faibles, comme par exemple $\Delta_I = -12$ dB et $f < 6$ MHz sur la figure 3.11, le phénomène limitant devient l'existence du premier lobe. Dès que le premier lobe existe, son intensité est trop importante pour vérifier la condition imposée par la marge d'intensité. La figure 3.11 nous permet de choisir, connaissant la marge d'intensité choisie, l'angle maximum de dépointage correspondant.

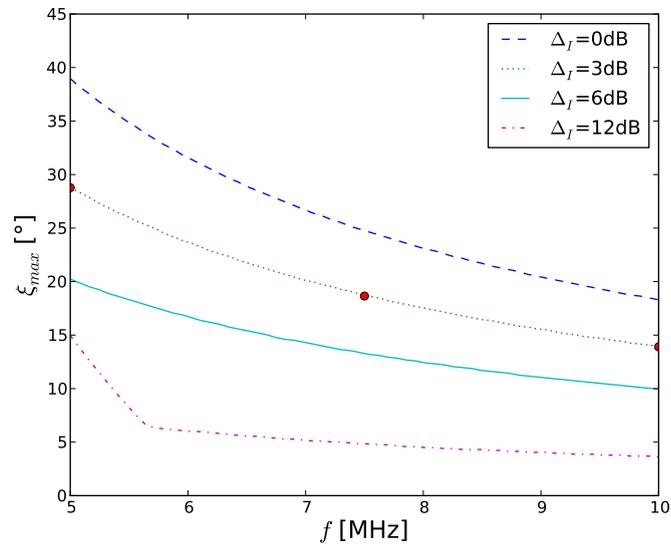


FIGURE 3.11 – Valeur de l’angle de dépointage maximum en fonction de la fréquence de l’impulsion acoustique pour différentes marges d’intensité entre le lobe principal et le lobe de réseau du premier ordre. Les points ronds correspondent aux cas illustrés par la figure B.2 présentée dans l’annexe B page 130.

La modélisation et les résultats exposés dans cette partie ne tiennent pas compte d’un certain nombre de phénomènes rencontrés dans la pratique. Le modèle utilisé ne tient en particulier pas compte des fenêtres d’apodisation utilisées par le schéma *délais et somme* décrit dans le paragraphe 1.1.2 page 8. L’utilisation de fenêtres gaussiennes a tendance à diminuer l’amplitude des lobes de réseau et par conséquent permet l’accès à une gamme d’angles de dépointage plus large. Les valeurs données par la figure 3.11 sont des valeurs pessimistes de ξ_{max} .

Angle maximum de dépointage / insonification du milieu

Il existe un autre phénomène limitant la plage d’angles de dépointage accessible. Ce phénomène est lié au fait que le point d’intérêt doit être excité par l’onde utilisée en émission et que l’onde utilisée en réception mesure la réponse du point avec une amplitude non nulle. En réfléchissant à l’onde de réception comme à l’onde d’émission correspondante décrite dans la partie 3.1.1 page 43, on peut formuler la condition correcte d’insonification comme étant le fait que le point considéré se trouve bien sur le faisceau de l’onde d’excitation et sur le faisceau d’onde créé par l’onde équivalente à l’onde utilisée en réception. Dans le cas d’ondes planes dépointées, le faisceau peut être assimilé grossièrement à des bandes dépointées ayant la largeur de la partie active de la sonde utilisée pour les créer. Cette approximation correspond à négliger l’effet de diffraction des ondes. Elle est valable lorsque l’on se situe à environ une dizaine de centimètres du transducteur.

Dans le cas où on émet une onde plane non dépointée et que l’on mesure le signal RF avec une onde plane dépointée, on peut facilement établir l’expression de ξ_{max} à l’aide de considérations géométriques. Si on dispose d’une sonde linéaire de taille D et qu’on désire obtenir des signaux RF valides pour l’ensemble des points du milieu compris dans la zone rectangulaire de largeur W et de profondeur H centrée sur la direction axiale du transducteur, on peut établir l’expression (3.37) pour l’angle maximum de dépointage. Lu a établi une relation similaire dans son article traitant des ondes faiblement diffractantes [Lu and Greenleaf, 1992].

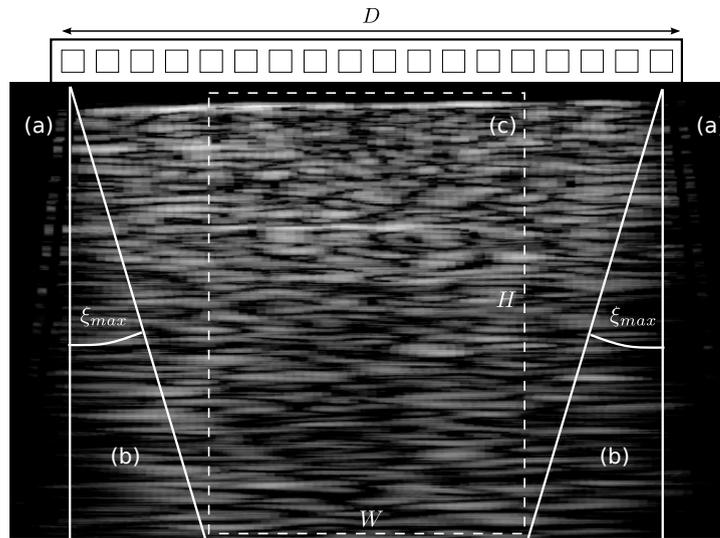


FIGURE 3.12 – Limitation de l’angle de dépointage due à la condition d’insonification du milieu. Pour créer une image ultrasonore valide de largeur W et de profondeur H à l’aide d’un transducteur de taille D , il faut que les ondes d’émission et de réception insonifient bien le milieu sous-jacent. Par exemple sur cette figure, nous avons émis une onde plane non dépointée et nous avons reçu les signaux RF à l’aide d’ondes planes dépointées d’un angle ξ , $|\xi| < \xi_{max}$. Les signaux RF ont été utilisés pour créer l’image ultrasonore présentée à l’aide de la méthode de formation de Fourier. Cette méthode est détaillée dans le chapitre 4 (p. 89). (a) Les zones du milieu que l’onde émise n’a pas excitées sont complètement sombres. (b) Les zones explorées uniquement par une partie des ondes en réception font apparaître de nombreux artefacts. (c) Seule la zone ayant été excitée et mesurée est valide. Cette zone correspond au rectangle pointillé. L’estimation du déplacement à l’aide de la méthode des normales ne fonctionne correctement que dans cette dernière zone.

$$\xi_{max} = \arctan\left(\frac{D - W}{2H}\right) \quad (3.37)$$

La figure 3.12 illustre les effets de la condition d’insonification du milieu à travers une image ultrasonore calculée pour différents cas de figures. Les parties de l’image correspondant à une zone non-insonifiée du milieu apparaissent logiquement vide de tout écho. L’estimation du mouvement dans ces zones donnera des résultats aberrants.

Pour une zone de validité de la condition d’insonification de 4×4 cm et en utilisant une sonde de 60 mm, on obtient un angle $\xi_{max} = 15^\circ$. Cette valeur est à mettre en regard avec la valeur de l’angle de dépointage maximum issue de la modélisation des interférences de réseau et de diffraction. Cette valeur, comme le montre la figure B.3, est généralement supérieure ou égale à la valeur obtenue grâce à la condition d’insonification. Généralement le phénomène d’insonification du milieu sera plus limitant que les phénomènes d’interférences et de diffraction.

Le modèle des ondes planes développé dans cette partie sera réutilisé lors de la description de la méthode de formation de voies spectrale (chapitre 4 page 89).

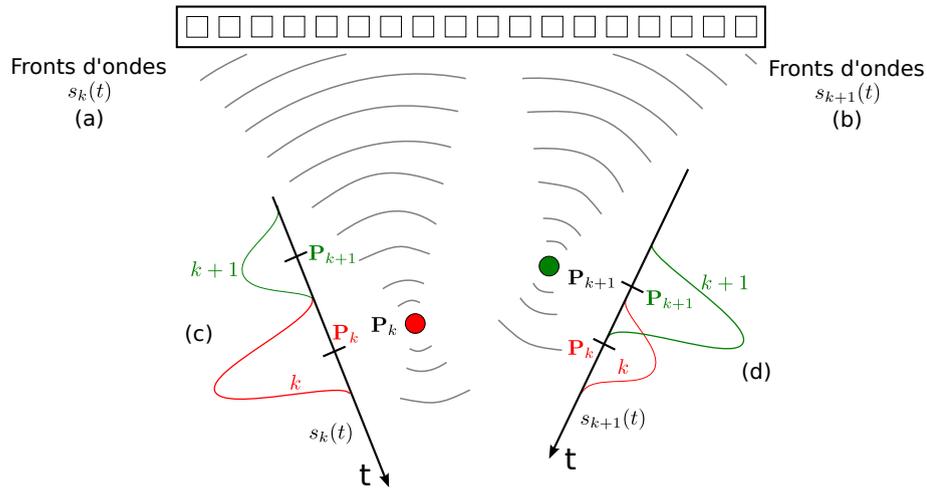


FIGURE 3.13 – Pour résoudre le problème de non-localité des signaux bruts, on utilise des signaux RF focalisés aux différents points d'intérêt. (a) et (b) représentent les fronts des ondes émises par la sonde et focalisées aux points d'intérêt P_k et P_{k+1} . (c) et (d) représentent les contributions des points dans les signaux RF. Les contributions des points seront toujours séparées les unes des autres dans les signaux focalisés. On dispose ainsi de signaux correspondant à chaque point du milieu. Plus les points sont éloignés du point focal, plus leur contribution a une amplitude faible dans les signaux RF. Le faisceau d'ondes focalisé ne pourra être généré correctement que lorsque le faisceau interceptera complètement la sonde utilisée.

3.3.2 Signaux focalisés

Définition

Pour résoudre le problème de non-localité des signaux acquis avec des ondes planes, nous allons utiliser des ondes focalisées autour du point d'intérêt. Le point focal des ondes est placé au point d'intérêt, ainsi l'onde, en convergeant vers ce point, n'excitera pas les points éloignés du point focal. Le faisceau a une forme conique dont le sommet est le point focal. Les contributions des points qui ne sont pas compris dans le faisceau sont très faibles. Lorsque l'onde approche du point focal, le signal mesuré correspond à une zone spatiale très limitée. La figure 3.13 illustre la manière dont les ondes focalisées nous permettent de résoudre le problème de non-localité de l'information dans les signaux bruts. Ce problème est illustré par la figure 3.9 dans le cas des signaux en synthèse d'ouverture.

Les ondes focalisées sont caractérisées par la largeur angulaire du faisceau, noté Δ_α , et la direction centrale de l'onde focalisée. Cette direction est représentée par le trait mixte de la figure 3.14 et correspond à la bissectrice de la section angulaire du faisceau.

Le transducteur d'émission est paramétré par le scalaire α et le transducteur de réception est paramétré par le scalaire β . On peut par exemple prendre α (resp. β) comme l'angle que fait \mathbf{EP} (resp. \mathbf{RP}) avec l'axe horizontal. La figure 3.14 schématise les notations employées jusqu'ici. \mathbf{E} et \mathbf{R} deviennent alors des fonctions de α et β . τ devient également une fonction de α et β . On choisit comme origine des temps dans les signaux RF l'instant correspondant au point d'intérêt.

En utilisant le principe de Huygens-Fresnel et la linéarité de l'équation de propagation ainsi que la modélisation des signaux RF acquis à l'aide d'éléments uniques (3.20), on peut écrire l'expression du signal acquis à l'aide d'une onde focalisée comme la somme des signaux acquis à

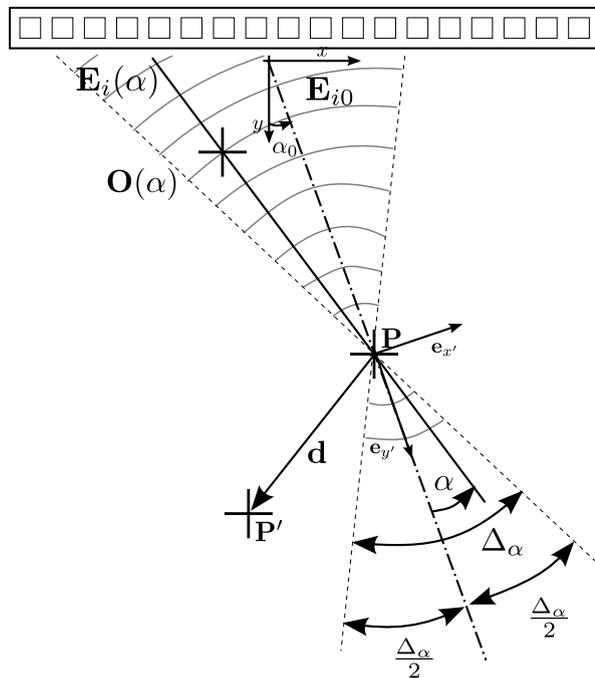


FIGURE 3.14 – Notations utilisées dans les calculs relatifs aux ondes focalisées. Le faisceau est focalisé au point d'intérêt \mathbf{P} . Il a une largeur angulaire notée Δ_α . Le trait mixte représente l'axe de symétrie du faisceau. Cet axe intersecte le transducteur en \mathbf{E}_{i0} . C'est par rapport à cet axe que sont mesurés les angles dans le manuscrit. \mathbf{O} est un point courant sur un front d'onde. L'angle que fait \mathbf{OP} avec l'axe de symétrie est noté α . Les coordonnées cylindriques du vecteur de déplacement \mathbf{d} dans le repère centré en \mathbf{P} sont notées d_r et d_α . Le repère (x, y) est lié à la sonde ultrasonore. Le repère (x', y') est aligné avec l'axe de symétrie du faisceau. α_0 est l'angle que fait le faisceau avec la direction azimuthale. $\mathbf{e}_{x'}$ et $\mathbf{e}_{y'}$ sont les vecteurs de base du repère (x', y') .

l'aide de petits éléments virtuels de largeur $d\alpha$ placés sur le front de l'onde focalisée. L'expression de ce signal est donnée par (3.38), où $s_{single}(\alpha, t)$ est l'expression du signal acquis par le petit élément virtuel situé en α .

$$s(t) = \frac{1}{\Delta_\alpha} \int_{\Delta_\alpha} s_{single}(\alpha, t) d\alpha \quad (3.38)$$

Comme dans les paragraphes précédents, on peut définir de la même façon $s'(t)$ en remplaçant $s_{single}(\alpha, t)$ par $s'_{single}(\alpha, t)$ donnée par l'expression (3.21). L'expression du signal RF obtenu à l'aide d'un faisceau focalisé n'est pas intégrable directement. Pour pouvoir effectuer les calculs, nous allons effectuer différentes approximations que nous allons détailler par la suite.

Profils des retards et fenêtres d'apodisation

Les signaux focalisés peuvent être acquis en utilisant le schéma *délais et somme* décrit au paragraphe 1.1.2 page 8, et les fenêtres de pondération et de retards que nous allons expliciter dans cette partie. Comme nous allons devoir focaliser les signaux autour de chaque point d'intérêt, acquérir tous les signaux RF peut nécessiter un grand nombre de tirs ultrasonores par séquence d'acquisition. Pour contourner cette limitation, nous proposons deux stratégies :

- Lorsque l'onde focalisée est utilisée en réception et qu'on dispose des signaux RF mesurés sur chaque élément de la sonde, on peut effectuer la focalisation *a posteriori* pour chaque point d'intérêt. Certains échographes permettent d'acquérir tous les signaux RF en réception en même temps. La focalisation *a posteriori* en réception va alors permettre d'augmenter la cadence d'imagerie. Dans le cas où l'échographe ne permet pas d'acquérir simultanément les signaux, nous sommes obligés d'effectuer un tir ultrasonore pour chaque élément en réception. Généralement, le nombre d'éléments de la sonde est plus faible que le nombre de points d'intérêt et l'approche utilisant la focalisation sur les données acquises en synthèse d'ouverture permet d'atteindre des fréquences images plus élevées.
- L'utilisation d'ondes focalisées en émission va nous exposer au même problème que dans l'item précédent : l'acquisition des signaux focalisés va nécessiter un grand nombre de tirs ultrasonores qui vont détériorer la cadence d'imagerie. Pour contourner cette limitation, on peut, comme précédemment, acquérir les signaux sur chacun des éléments de la sonde séparément et focaliser les signaux autour des points d'intérêt en post-traitement. La fréquence d'acquisition de l'ensemble des signaux nécessaires sera alors réduite. Si la fréquence ainsi atteinte n'est pas suffisante, il faut changer le type de l'onde utilisée en émission et par exemple utiliser des ondes planes.

La fenêtre des délais à utiliser pour créer des ondes focalisées doit compenser les temps de vol entre chaque élément de la sonde et le point d'intérêt. En supposant que les ondes émises par les éléments de la sonde sont des ondes sphériques, cette fenêtre prend l'expression (3.39). Cette fenêtre va placer le point d'intérêt à l'origine de l'axe temporel.

$$t_i = \frac{\mathbf{P} - \mathbf{E}_i}{c \|\mathbf{P} - \mathbf{E}_i\|} \quad (3.39)$$

L'expression du signal acquis à l'aide d'une onde focalisée, donnée par (3.38), donne un poids égal à chaque petit élément angulaire $d\alpha$ du faisceau. Lors de l'utilisation de signaux en synthèse d'ouverture, l'intégrale sur α va se transformer en une somme sur les éléments de la sonde considérée \mathbf{E}_i . Pour compenser ce changement de variable d'intégration, on va choisir une fenêtre de pondération w_i proportionnelle à l'inverse de la dérivée de α par rapport \mathbf{E}_{ix} . L'équation (3.40)

donne la relation entre α et \mathbf{E}_{ix} . Cette relation est établie à l'aide de considérations géométriques basées sur la figure 3.14. α_0 est l'angle que fait la droite passant par le point d'intérêt et le centre du faisceau \mathbf{E}_{i0} . \mathbf{P}_x et \mathbf{P}_y sont les coordonnées de \mathbf{P} dans le repère (x, y) . Les notations sont rappelées sur la figure 3.14.

$$\alpha = \arctan\left(\frac{\mathbf{P}_y}{\mathbf{P}_x - \mathbf{E}_{ix}}\right) - \alpha_0 \quad (3.40)$$

En différenciant l'équation précédente, on trouve l'expression de la dérivée de α par rapport à \mathbf{E}_{ix} . En inversant l'expression, on obtient la forme de la fenêtre de pondération w_i à appliquer aux éléments de la sonde pour acquérir et émettre des ondes planes. Cette expression est donnée par (3.41). Si l'élément de la sonde correspond à un angle plus grand que $\Delta_\alpha/2$, alors on lui affecte un poids nul pour qu'il ne fasse plus partie du faisceau.

$$\begin{cases} w_i \propto \frac{d\mathbf{E}_{ix}}{d\alpha} \propto \frac{(\mathbf{P}_x - \mathbf{E}_{ix})^2 + \mathbf{P}_y^2}{\mathbf{P}_y} & , \|\alpha\| < \frac{\Delta_\alpha}{2} \\ w_i = 0 & , \|\alpha\| > \frac{\Delta_\alpha}{2} \end{cases} \quad (3.41)$$

Vecteur normal

Intéressons nous maintenant à l'influence du déplacement du milieu sur les signaux lors de l'utilisation d'ondes focalisées. Le vecteur normal a été défini comme le terme du premier ordre apparaissant dans le développement limité de la fonction de temps de vol (3.14). Du fait de la linéarité d'un tel développement et du fait que nous considérons l'onde focalisée comme la somme d'ondes émises par des éléments ponctuels, nous pouvons exprimer le vecteur normal pour les ondes focalisées comme la somme des vecteurs normaux associés aux ondes issues de chaque point du front d'onde. L'expression (3.42) formalise cette idée. \mathbf{n}_{single} représente l'expression du vecteur normal issue d'une source ponctuelle. Son expression est donnée par (3.25).

$$\mathbf{n}_{émission} = \frac{1}{\Delta_\alpha} \int_{\Delta_\alpha} \mathbf{n}_{single}(\alpha) d\alpha \quad (3.42)$$

On effectue un changement de repère pour ramener la direction axiale sur l'axe médian du faisceau d'ondes focalisé. L'intégrale prend une forme triviale. Le résultat du calcul est donné par l'expression (3.43). L'axe médian est représenté en pointillés mixtes sur la figure 3.14 qui reprend également les notations utilisées. On peut remarquer en particulier le point \mathbf{E}_{i0} , situé sur le transducteur à l'intersection avec l'axe du faisceau. sinc représente la fonction sinus cardinal définie comme $\text{sinc}(x) = \frac{\sin(\pi x)}{\pi x}$. $\text{sinc}(n)$ est nul pour n entier. L'intégrale se calcule facilement en passant dans le repère (x', y') .

$$\begin{aligned} \mathbf{n}_{émission} &= \frac{1}{\Delta_\alpha} \int_{-\Delta_\alpha/2}^{\Delta_\alpha/2} \mathbf{n}_{single}(\alpha) d\alpha \\ &= \frac{1}{\Delta_\alpha c} \int_{-\Delta_\alpha/2}^{\Delta_\alpha/2} \frac{\mathbf{P} - \mathbf{O}(\alpha)}{\|\mathbf{P} - \mathbf{O}(\alpha)\|} d\alpha \\ &= \frac{1}{\Delta_\alpha c} \int_{-\Delta_\alpha/2}^{\Delta_\alpha/2} \sin(\alpha) d\alpha \mathbf{e}_{x'} + \frac{1}{\Delta_\alpha c} \int_{-\Delta_\alpha/2}^{\Delta_\alpha/2} \cos(\alpha) d\alpha \mathbf{e}_{y'} \\ &= \frac{1}{\Delta_\alpha c} \int_{-\Delta_\alpha/2}^{\Delta_\alpha/2} \cos(\alpha) d\alpha \mathbf{e}_{y'} \\ &= \frac{\mathbf{P} - \mathbf{E}_{i0}}{c\|\mathbf{P} - \mathbf{E}_{i0}\|} \text{sinc}\left(\frac{\Delta_\alpha}{2\pi}\right) \end{aligned} \quad (3.43)$$

En utilisant des ondes focalisées, on obtient une expression du vecteur normal très similaire à celle obtenue dans le cas des ondes émises et reçues à l'aide d'éléments ponctuels (3.25). La seule différence vient de l'apparition du terme en $\text{sinc}\left(\frac{\Delta_\alpha}{2\pi}\right)$ qui dépend uniquement de la focalisation utilisée. On peut remarquer que lorsque le faisceau devient très fin, c'est-à-dire que $\Delta_\alpha \rightarrow 0$, la focalisation disparaît et l'expression du vecteur normal reprend l'expression établie pour des signaux acquis ou émis à l'aide d'éléments ponctuels.

En utilisant le principe de rétropropagation décrit précédemment et la symétrie émission / réception, on peut établir facilement l'expression du vecteur normal en réception en remplaçant \mathbf{E}_{i0} par \mathbf{E}_{j0} , la position de l'élément central du faisceau utilisé en réception et Δ_α par Δ_β . L'équation (3.44) donne l'expression du vecteur normal lors de l'utilisation d'une onde focalisée pour mesurer le signal RF :

$$\mathbf{n}_{\text{réception}} = \frac{\mathbf{P} - \mathbf{E}_{j0}}{c\|\mathbf{P} - \mathbf{E}_{j0}\|} \text{sinc}\left(\frac{\Delta_\beta}{2\pi}\right) \quad (3.44)$$

Pour un déplacement du milieu et une direction de projection fixés, plus le faisceau focalisé sera large, plus la projection induite dans le signal brut sera faible, mais plus l'information du décalage sera localisée autour du point d'intérêt. En supposant que l'estimateur utilisé ait une précision absolue constante sur la bande de décalage qu'il peut mesurer, l'erreur relative sera d'autant plus importante que le décalage estimé sera faible. Cela aurait tendance à pousser à l'utilisation de faisceaux fins. Mais d'autre part, quand le faisceau est fin, on retombe dans le cas de signaux acquis en synthèse d'ouverture qui, comme nous l'avons détaillé précédemment, ne permettent pas de mesurer des projections correctes à cause du problème de non localité de l'information. Il va donc falloir faire un compromis entre une trop grande focalisation, qui fait disparaître l'information de mouvement dans les signaux bruts, et une focalisation trop faible, qui rend l'estimation du décalage très difficile en raison de la présence d'une grande quantité de signaux parasites.

Pour établir ce compromis, nous allons modéliser la taille de la zone focale, ainsi que les performances de l'estimateur utilisé.

Taille de la zone focale à l'émission ou à la réception

Dans cette partie, nous cherchons à estimer la taille de la zone focale à l'émission ou à la réception. Nous avons vu précédemment que le mouvement du milieu influence les signaux acquis en synthèse d'ouverture en décalant les réponses provenant de chacun des points du milieu. Dans le cas des ondes focalisées, cette influence va devenir plus complexe. Le phénomène de décalage des signaux bruts sera toujours présent, mais il y aura également un phénomène d'atténuation, lié au fait que le point considéré va sortir de la zone focale si son déplacement devient trop important. Le phénomène de décalage sera toujours modélisé à l'aide d'un vecteur normal prenant la valeur que nous avons établie précédemment (3.44). L'atténuation est modélisée par une fonction réelle dont nous allons établir l'expression dans cette partie. Pour ce faire, nous allons généraliser légèrement l'approche suivie jusqu'ici dans la thèse et considérer l'influence du mouvement comme un processus de filtrage. Après avoir établi l'expression de l'atténuation, nous l'utiliserons pour estimer la taille de la zone focale. La zone focale sera définie comme étant la zone où l'atténuation due à la focalisation des signaux ne sera pas trop importante et donc où la modélisation du mouvement comme un retard pur pourra être considérée comme correcte.

L'équation (3.38) est valable pour des ondes acoustiques pulsées ayant un profil arbitraire. Pour rendre le calcul de la taille de la zone focale faisable, nous allons nous placer dans un cadre simplifié. Nous allons considérer que l'impulsion d'excitation est infiniment longue (régime continu).

Considérons que le signal mesuré après déplacement est issu du filtrage du signal avant déplacement par un filtre dont nous noterons la réponse impulsionnelle $i(t)$. Dans le cas des signaux acquis en synthèse d'ouverture, $i(t)$ est noté $i_{single}(t)$ et son expression est donnée par (3.45). Elle correspond à un retard pur.

$$\begin{aligned} i_{single}(t) &= \delta(t - d\tau_{single}) \\ &= \delta(t - \mathbf{n}_{single} \cdot \mathbf{d}) \end{aligned} \quad (3.45)$$

$s'(t)$ est obtenue en filtrant $s(t)$ à l'aide du filtre modélisant le mouvement du milieu et le type d'onde au point d'intérêt. Mathématiquement, $s'(t)$ est obtenue par convolution de $s(t)$ par $i(t)$. (3.46) explicite la relation décrite dans ce paragraphe, où $*$ est l'opérateur de convolution temporel :

$$s'(t) = i(t) * s(t) \quad (3.46)$$

En notant de plus $I(f) = \mathcal{F}[i(t)]$, la réponse en fréquence du filtre, ainsi que $S(f) = \mathcal{F}[s(t)]$ et $S'(f) = \mathcal{F}[s'(t)]$ la transformée de Fourier des signaux mesurés avant et après déplacement, la relation de convolution (3.46) devient une relation multiplicative (3.47) :

$$S'(f) = I(f)S(f) \quad (3.47)$$

Dans le cas de signaux acquis en synthèse d'ouverture, la réponse en fréquence du filtre, notée $I_{single}(f)$, correspond à un retard dont la valeur est donnée par la projection du mouvement le long du signal (3.14). $I_{single}(f)$ prend l'expression (3.48), où \mathbf{n}_{single} vaut (3.25) ou (3.26), suivant que l'on considère l'émission ou la réception :

$$I_{single}(f) = e^{i2\pi f d\tau_{single}} = e^{i2\pi f \mathbf{n}_{single} \cdot \mathbf{d}} \quad (3.48)$$

Par linéarité de la transformée et en utilisant le principe de Huygens-Fresnel de la même manière que dans la partie 3.3.2 page 65, on peut exprimer la réponse en fréquence du filtre dans le cas d'ondes focalisées. La réponse du filtre prend l'expression (3.49). Malheureusement cette expression ne permet pas un calcul aisé d'une forme simple donnant accès à la taille de la zone focale.

$$\begin{aligned} I(f) &= \frac{1}{\Delta_\alpha} \int_{\Delta_\alpha} I_{single}(\alpha) d\alpha \\ &= \frac{1}{\Delta_\alpha} \int_{\Delta_\alpha} e^{i2\pi f d\tau_{single}(\alpha)} d\alpha \\ &= \frac{1}{\Delta_\alpha} \int_{\Delta_\alpha} e^{i2\pi f \mathbf{n}_{single}(\alpha) \cdot \mathbf{d}} d\alpha \end{aligned} \quad (3.49)$$

$I(f)$ est complexe dans le cas général, mais comme ce filtre modélise la manière dont le mouvement du point sera projeté le long des signaux RF, on peut séparer $I(f)$ en deux termes : un terme réel $A(f)$, décrivant l'atténuation relative de la contribution issue du point d'intérêt, et un terme en exponentiel complexe, de norme unitaire, qui représente le décalage dû au mouvement du point. Le décalage est modélisé de la même manière que dans le reste du chapitre et reprend l'expression $\mathbf{n} \cdot \mathbf{d}$, en utilisant les expressions de vecteurs normaux valables pour des ondes focalisées dont les valeurs sont données par (3.43) et (3.44). Nous allons nous concentrer sur $A(f)$, défini par (3.50), pour calculer la taille de la zone focale :

$$\begin{aligned}
I(f) &= A(f)e^{i2\pi f \mathbf{n} \cdot \mathbf{d}} \\
A(f) &= I(f)e^{-i2\pi f \mathbf{n} \cdot \mathbf{d}} \\
A(f) &= \frac{1}{\Delta_\alpha} \int_{\Delta_\alpha} e^{i2\pi f (\mathbf{n}_{single}(\alpha) - \mathbf{n}(\alpha)) \cdot \mathbf{d}} d\alpha \\
I &\in \mathbb{C}, A \in \mathbb{R}
\end{aligned} \tag{3.50}$$

Pour effectuer le reste du calcul, nous allons nous placer dans le même repère que celui que nous avons utilisé pour calculer le vecteur normal. Ce changement de repère correspondant à une rotation et à une translation de l'origine, on ne perd pas en généralité dans les expressions que nous allons établir par la suite. La direction axiale correspond maintenant à la direction le long de l'axe de symétrie du faisceau et la direction transverse correspond à la direction le long de la largeur de la zone focale. L'expression des décalages dus aux petits éléments du front d'onde $d\tau_{single}(\alpha)$, utilisé dans (3.49), est donnée par (3.51) dans le repère que nous venons de décrire :

$$d\tau_{single}(\alpha) = \mathbf{n}_{single}(\alpha) \cdot \mathbf{d} = \frac{\cos(\alpha)\mathbf{d}_y + \sin(\alpha)\mathbf{d}_x}{c} \tag{3.51}$$

Nous effectuons maintenant un développement limité de $A(f)$ par rapport à f . L'équation (3.52) définit les A_k comme les coefficients de ce développement.

$$\begin{aligned}
A(f) &= A(0) + \frac{dA(0)}{df} f + \frac{1}{2} \frac{d^2 A(0)}{df^2} f^2 + \dots + \frac{1}{n!} \frac{d^n A(0)}{df^n} f^n + O(f^n) \\
&= A_0 + A_1 f + \frac{1}{2} A_2 f^2 + \dots + \frac{1}{n!} A_n f^n + O(f^n)
\end{aligned} \tag{3.52}$$

Après calculs, on trouve les expressions suivantes pour les premiers coefficients du développement. Les termes impairs s'annulent et le terme du second ordre est négatif.

$$\begin{aligned}
A_0 &= 1 \\
A_1 &= \frac{2\pi}{c\Delta_\alpha} \int_{\Delta_\alpha} d\tau_{single}(\alpha) d\alpha - \frac{2\pi}{c} \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta_\alpha}{2\pi}\right) \mathbf{d}_y = 0 \\
A_2 &= \frac{(2\pi)^2}{\Delta_\alpha} \int_{\Delta_\alpha} \left(d\tau_{single}(\alpha) - \frac{\operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta_\alpha}{2\pi}\right) \mathbf{d}_y}{c} \right)^2 d\alpha \\
&= \frac{(2\pi)^2}{c^2 \Delta_\alpha} \int_{\Delta_\alpha} \left(\sin(\alpha)\mathbf{d}_x + \left(\cos(\alpha) - \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta_\alpha}{2\pi}\right) \right) \mathbf{d}_y \right)^2 d\alpha \\
&= \frac{(2\pi)^2}{2c^2} \left[\mathbf{d}_x^2 \left(1 - \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta_\alpha}{\pi}\right) \right) + \mathbf{d}_y^2 \left(1 + \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta_\alpha}{\pi}\right) \right) \right] - \frac{(2\pi)^2}{c^2} \mathbf{d}_y^2 \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta_\alpha}{2\pi}\right)^2
\end{aligned} \tag{3.53}$$

En réinjectant ces expressions dans (3.52), on obtient le développement suivant pour la fonction $A(f)$ décrivant la taille de la zone focale.

$$A(f) \sim 1 - \frac{(2\pi f)^2}{2c^2} \left[\mathbf{d}_x^2 \left(1 - \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta_\alpha}{\pi}\right) \right) + \mathbf{d}_y^2 \left(1 + \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta_\alpha}{\pi}\right) - 2 \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta_\alpha}{2\pi}\right)^2 \right) \right] \tag{3.54}$$

On peut remarquer que les courbes formées par le vecteur déplacement \mathbf{d} pour une valeur fixée de f et d'amplitude relative $A(f) = a$ forment des ellipses dont les axes principaux sont alignés avec les directions du repère local que nous avons décrit précédemment. En identifiant (3.54) avec l'équation elliptique (3.55), on obtient x_0 et y_0 les tailles des deux demi-axes de l'ellipse. Ces grandeurs correspondent respectivement à la largeur et à la longueur de la zone focale.

$$A(f) = a \Leftrightarrow 1 - a = \left(\frac{\mathbf{d}_x}{x_0}\right)^2 + \left(\frac{\mathbf{d}_y}{y_0}\right)^2 \quad (3.55)$$

Les valeurs de x_0 et y_0 sont données par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} x_0 &= \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{1 - a}{1 - \text{sinc}\left(\frac{\Delta_\alpha}{\pi}\right)}} \\ y_0 &= \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{1 - a}{1 + \text{sinc}\left(\frac{\Delta_\alpha}{\pi}\right) - 2 \text{sinc}\left(\frac{\Delta_\alpha}{2\pi}\right)^2}} \end{aligned} \quad (3.56)$$

$0 < a < 1$ représente l'amplitude relative que va subir la contribution située initialement au point d'intérêt en se déplaçant. Ce scalaire règle le seuil des points que l'on considère au bord de la zone focale. Plus sa valeur est proche de 1, plus on va éliminer un grand nombre de points de la zone focale et plus celle-ci sera petite. De la même manière, si a est une valeur plus faible, on va décrire une zone focale plus large. Attention cependant, si a prend une valeur trop faible, le développement effectué précédemment devient invalide et les expressions donnant les dimensions de la zone focale deviennent fausses. La figure 3.15 montre les expressions du filtre $I(f)$ pour un cas typique d'onde focalisée. La figure compare l'intégration numérique de l'expression analytique (3.49), le filtre calculé à l'aide du modèle de l'enveloppe $A(f)$ limité à l'ordre 4 (3.52) et un filtre retard dont le décalage temporel correspond au décalage dans les signaux bruts.

La figure 3.16 montre le champ de pression autour du point focal simulé avec *Field II*, ainsi que l'expression de l'amplitude relative (3.49) intégrée numériquement pour une onde monochromatique à $f = 5$ MHz. Ces valeurs sont mises en regard de la forme simplifiée de l'enveloppe (3.54). L'adéquation entre les différentes images est assez bonne, sauf dans la partie antérieure de la zone focale où le modèle intégré numériquement et le modèle simplifié n'arrivent pas à prédire l'apparition de lobes.

La figure 3.17 page 75 représente la largeur x_0 et la longueur y_0 de la zone focale pour une fréquence centrale valant 5 MHz pour différentes valeurs d'amplitudes relatives a en fonction de la largeur Δ_α du faisceau focalisé. Les courbes en traits pleins correspondent au modèle simplifié (3.54). Les courbes en traits pointillés fins correspondent au modèle intégré numériquement (3.49) et les courbes en pointillés longs correspondent aux valeurs obtenues grâce à la simulation *Field II*. Les différentes couleurs correspondent à des valeurs de a différentes. On peut remarquer que le modèle simplifié sous estime toujours la taille de la zone focale. Cela est vraisemblablement lié aux termes d'ordre élevé que nous avons tronqués dans le développement limité. Les valeurs trouvées avec les expressions (3.56) correspondent bien aux valeurs mesurées en simulation.

Les tailles estimées de la zone focale et par conséquent la largeur angulaire du faisceau focalisé doivent être choisies en fonction de deux critères :

- La zone doit avoir une longueur au moins égale à l'amplitude maximum du déplacement à estimer. Si on ne connaît pas l'amplitude du déplacement maximum, une longueur d'une vingtaine de millimètres convient dans la plupart des cas.
- Si on choisit une valeur trop élevée pour la taille de la zone focale, on va obtenir des largeurs angulaires faibles, qui vont rendre la focalisation insuffisante pour vérifier la condition de localité spatiale des signaux RF.

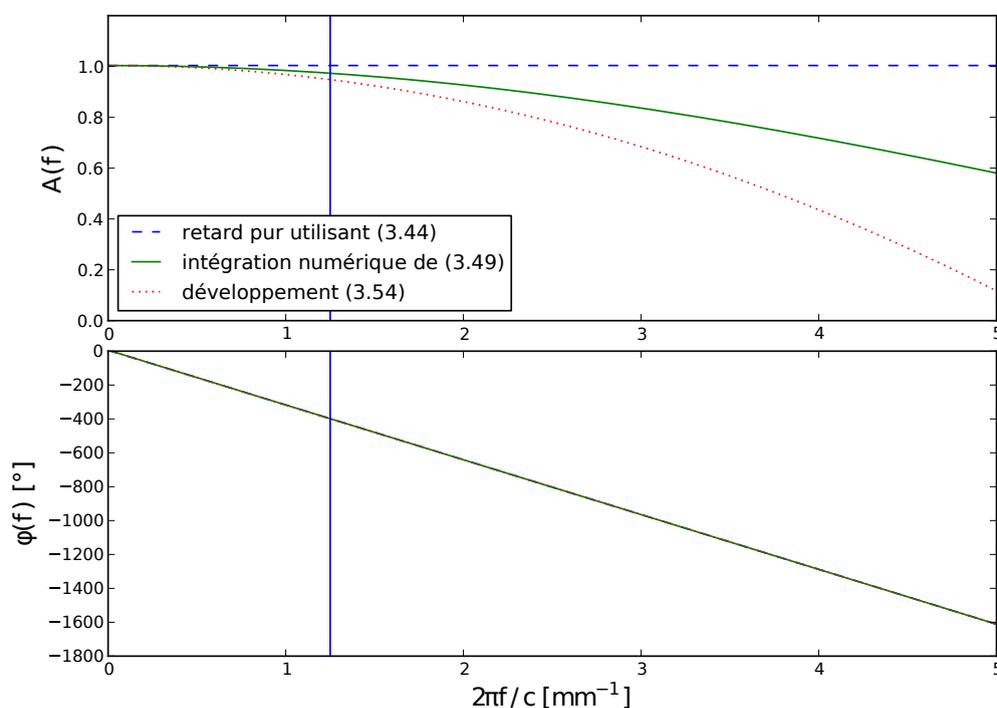
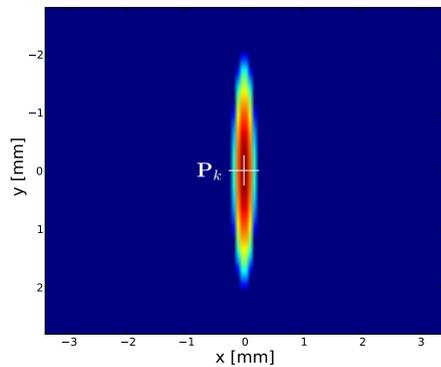
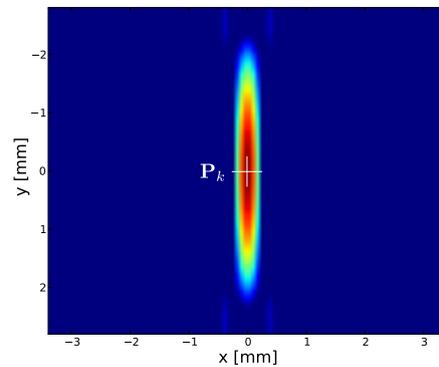


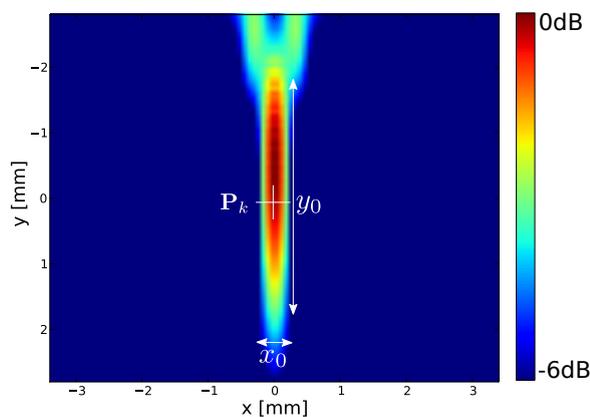
FIGURE 3.15 – Réponse en fréquence du filtre modélisant l’influence du déplacement sur les signaux bruts. On compare les expressions données par le calcul numérique de la forme (3.49), le calcul de la forme développé pour calculer la taille de la zone focale (3.52) et l’expression d’un filtre déphaseur pur dont le décalage correspond à $d\tau$. La figure supérieure correspond à l’amplitude et la partie inférieure correspond à la phase des différents filtres. Ici, $\lambda = 800 \mu\text{m}$, $\alpha_0 = 0$, $\alpha = \pi/3$, $\Delta_\alpha = 12^\circ$. L’amplitude du déplacement vaut 0.7 mm . A la fréquence repérée par le trait vertical, l’adéquation en phase des différentes méthodes est bonne : le modèle de développement est valide. Au niveau des amplitudes, on voit que les différents modèles divergent assez rapidement. Le modèle limité de l’enveloppe donne de bons résultats pour les fréquences peu élevées et a globalement une forme convenable pour estimer la taille de la zone focale (et du déplacement maximum estimable). Le modèle de déphasage pur ne prévoit pas de diminution d’amplitude liée à la limitation de la taille de la zone focale.



(a) Réponse calculée à l'aide du développement limité (3.54)

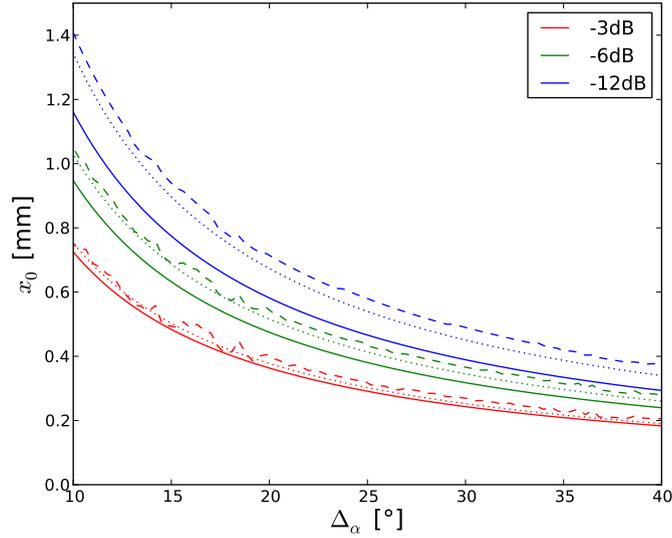


(b) Réponse calculée à l'aide du modèle monochromatique (3.49) intégré numériquement

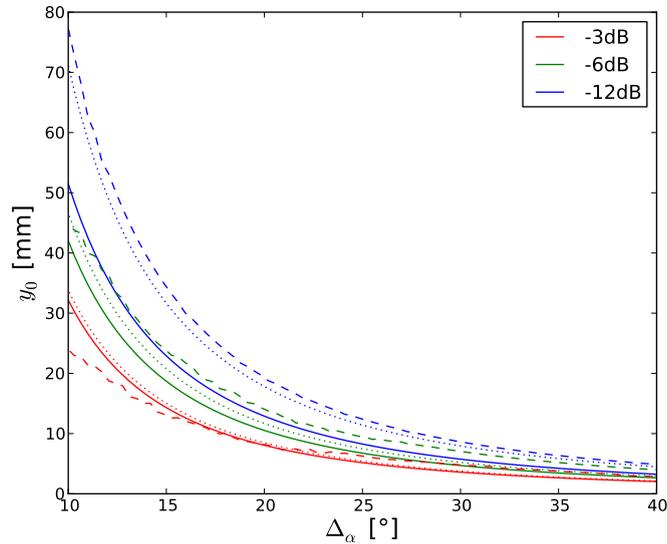


(c) Réponse calculée à l'aide de *Field II*

FIGURE 3.16 – Images mode B de la pression autour du point focal. Ici $\Delta_\alpha = 45^\circ$ et le point d'intérêt est situé au centre de l'image. La dynamique des images vaut 6 dB. La fréquence centrale des ondes acoustiques vaut 5 MHz. x_0 représente la largeur de la zone focale et y_0 sa hauteur.



(a) Largeur de la zone focale.



(b) Longueur de la zone focale.

FIGURE 3.17 – Taille de la zone focale en émission ou en réception pour différentes valeurs de largeur angulaire du faisceau focalisé et différentes marges a (exprimées en dB). Les traits pleins correspondent aux valeurs calculées à l'aide de (3.56). Les traits pointillés très courts correspondent aux valeurs obtenues en intégrant numériquement (3.49). Les traits pointillés courts correspondent aux valeurs obtenues grâce aux simulations *Field II*.

Une valeur de 20° pour Δ_α ou Δ_β permet d'obtenir des estimations du déplacement utilisables dans la plupart des cas pratiques rencontrés.

3.3.3 Résolution du problème en utilisant des signaux locaux et une pseudo-inverse

En utilisant la propriété de la localisation spatiale de l'information des ondes focalisées, nous allons pouvoir découper la fonctionnelle globale décrite dans la partie 3.2.2 page 53 en plusieurs fonctionnelles pour chacun des points autour desquels on souhaite estimer le déplacement du milieu. Ces fonctionnelles auront une dimension plus faible que celle de la fonctionnelle globale (3.30) et (3.32), ce qui rend leur résolution plus simple, plus rapide et plus robuste [Tarantola, 2005]. Les fonctionnelles décrites dans cette partie n'utilisent plus une modélisation des signaux mais des estimations des décalages temporels mesurées à l'aide d'un estimateur de délais en amont.

Problème direct

Considérons un point d'intérêt particulier pour lequel on dispose de paires de signaux $(s_k(t), s'_k(t))$ acquis avant et après déplacement du milieu pour différentes configurations d'émission / réception paramétrées par l'indice courant k . A chacune des paires de signaux peut être associé un vecteur normal, noté \mathbf{n}_k , constitué de la somme du vecteur normal en émission et du vecteur normal en réception (3.18). Le tableau 3.1 regroupe les expressions des vecteurs normaux pour les ondes que nous avons décrites précédemment.

La séquence d'émission / réception doit au moins comporter une onde focalisée à l'émission ou à la réception pour garantir la *condition de localité spatiale*. Elle doit également vérifier la *condition de non colinéarité* des vecteurs normaux. Ces deux conditions sont décrites en détails dans la partie 3.2.4 page 59. Chacun des signaux de la paire est acquis en utilisant les fenêtres de pondération et de retards correspondantes au type d'onde utilisé.

type d'onde	paramètres	vecteur normal émission	vecteur normal réception	page
onde plane	ξ orientation de l'onde plane	$\mathbf{n} = \sin(\xi)\mathbf{e}_x + \cos(\xi)\mathbf{e}_z$		62
onde sphérique	\mathbf{E}_i position de l'élément utilisé pour émettre l'onde sphérique \mathbf{E}_j position de l'élément utilisé pour recevoir l'onde sphérique	$\mathbf{n}_{\text{émission}} = \frac{\mathbf{E}_i \mathbf{P}}{\ \mathbf{E}_i \mathbf{P}\ }$	$\mathbf{n}_{\text{réception}} = \frac{\mathbf{E}_j \mathbf{P}}{\ \mathbf{E}_j \mathbf{P}\ }$	52
onde focalisée	\mathbf{E}_{i0} position de l'élément central du faisceau en émission \mathbf{E}_{j0} position de l'élément central du faisceau en réception Δ_α largeur du faisceau en émission Δ_β largeur du faisceau en réception \mathbf{P} position du point focal et position du point d'intérêt	$\mathbf{n}_{\text{émission}} = \text{sinc}\left(\frac{\Delta_\alpha}{2}\right) \frac{\mathbf{E}_{0i} \mathbf{P}}{\ \mathbf{E}_{0i} \mathbf{P}\ }$	$\mathbf{n}_{\text{réception}} = \text{sinc}\left(\frac{\Delta_\beta}{2}\right) \frac{\mathbf{E}_{0j} \mathbf{P}}{\ \mathbf{E}_{0j} \mathbf{P}\ }$	68

TABLEAU 3.1 – Récapitulatif des expressions des vecteurs normaux en émission et en réception. \mathbf{P} représente la position du point d'intérêt. La colonne page renvoie aux définitions des différentes expressions.

La relation (3.14) liant le décalage temporel entre les deux signaux d'une paire et le déplacement du point d'intérêt est valide pour chacune des configurations. En concaténant verticalement ces relations linéaires pour les différentes configurations, on obtient la relation matricielle (3.57). La matrice $\mathbf{d}\tau$ est un vecteur colonne constitué à partir des décalages temporels $d\tau_k$ entre les signaux d'une paire. La matrice \mathbf{N} est une matrice ayant deux colonnes et autant de lignes que de configurations. Elle regroupe l'ensemble des vecteurs normaux \mathbf{n}_k . Comme précédemment \mathbf{d} représente le déplacement du point considéré.

$$\begin{bmatrix} \vdots \\ d\tau_k \\ \vdots \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \vdots \\ \mathbf{n}_k \\ \vdots \end{bmatrix} \cdot \mathbf{d} \quad (3.57)$$

$$\mathbf{d}\tau = \mathbf{N} \cdot \mathbf{d}$$

La matrice \mathbf{N} dépend uniquement des configurations utilisées et du point d'intérêt. Elle peut être calculée *a priori*. Elle correspond à une application linéaire injective et décrit donc un problème linéaire sous-déterminé : connaissant le déplacement, on peut calculer l'ensemble des décalages temporels dans les signaux bruts, mais certains (une grande majorité dans notre cas) jeux de décalages ne correspondent pas à un déplacement du milieu.

Inversion du problème / Estimation du déplacement

Le problème d'estimation du déplacement à partir des décalages temporels correspond à l'inverse du problème décrit dans le paragraphe précédent. Comme le problème direct est sous-déterminé, on ne peut pas définir de manière unique son inverse. Parmi toutes les inverses possibles, on peut démontrer qu'il existe une application particulière unique donnant le déplacement $\widehat{\mathbf{d}}$ qui minimise la norme de la différence entre les estimations des décalages temporels $\widehat{d\tau}_k$ et les décalages générés à l'aide du modèle $\mathbf{N} \cdot \widehat{\mathbf{d}}$. Cette différence est appelée résidu et notée \mathbf{r} . Elle est définie par la relation (3.58). Le vecteur $\widehat{d\tau}$ regroupe les valeurs estimées des décalages temporels $\widehat{d\tau}_k$.

$$\mathbf{r} = \mathbf{N} \cdot \mathbf{d} - \widehat{d\tau} \quad (3.58)$$

L'équation (3.59) définit $\widehat{\mathbf{d}}$, le déplacement estimé, comme étant le déplacement qui minimise la norme quadratique du résidu.

$$\widehat{\mathbf{d}} = \underset{\mathbf{d}}{\operatorname{argmin}} \|\mathbf{r}\|^2 \quad (3.59)$$

L'application vérifiant la condition (3.59) est appelée *pseudo-inverse* de l'application \mathbf{N} . On la note \mathbf{N}^+ . Les propriétés et la construction de la pseudo-inverse sont détaillées dans l'annexe A page 119. Il existe des implémentations de cette fonction dans la plupart des langages de programmation utilisés dans le domaine du traitement du signal. Au regard des faibles dimensions de la matrice à inverser, le temps de calcul de la pseudo-inverse est négligeable. De plus, comme \mathbf{N} ne dépend que de la configuration du système, \mathbf{N}^+ peut être également calculée *a priori*.

La relation utilisée pour estimer le déplacement du point d'intérêt à partir des estimations des décalages temporels dans les signaux bruts est donnée par (3.60). C'est une relation matricielle faisant apparaître \mathbf{N}^+ , la pseudo-inverse de \mathbf{N} . Comme le problème direct est sous-contraint, le problème inverse est quant à lui surcontraint. Cette propriété augmente la robustesse de l'approche.

$$\widehat{\mathbf{d}} = \mathbf{N}^+ \cdot \widehat{d\tau} \quad (3.60)$$

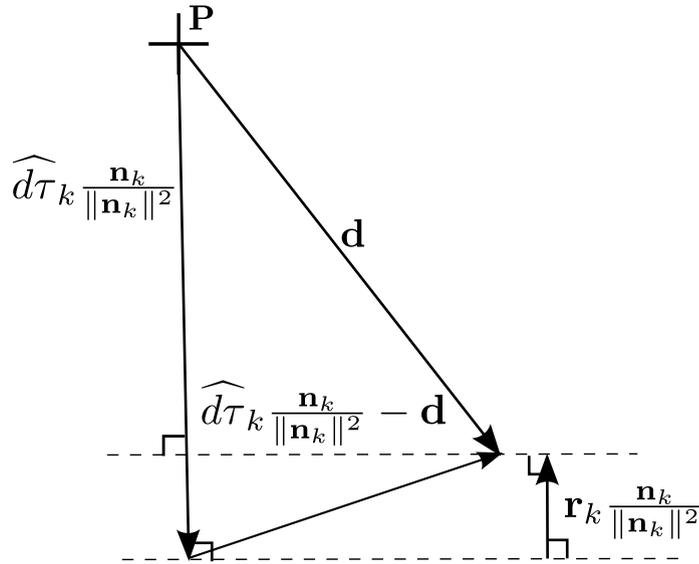


FIGURE 3.18 – Pour chaque configuration, la valeur du résidu \mathbf{r}_k correspond à la distance entre le déplacement et la droite perpendiculaire au vecteur normal multiplié par le décalage temporel estimé $\widehat{d\tau}_k$. L'estimation du déplacement à l'aide de la pseudo-inverse (3.60) va minimiser la somme des distances aux lignes perpendiculaires aux vecteurs normaux.

Interprétation géométrique de l'inversion

Chaque composante du vecteur résidu \mathbf{r} correspond au résidu mesuré pour la $k^{\text{ième}}$ séquence d'émission / réception. Chacune de ces composantes est notée \mathbf{r}_k et leurs expressions peuvent être facilement calculées à l'aide de (3.58) et (3.57). Le critère basé sur la norme quadratique du résidu défini par (3.59) peut être réécrit comme la somme des carrés des résidus liés à chaque configuration. L'équation (3.61) explicite ce développement, ainsi que l'expression des composantes du vecteur résidu.

$$\begin{aligned} \widehat{\mathbf{d}} &= \underset{\mathbf{d}}{\operatorname{argmin}} \sum_k \|\mathbf{r}_k\|^2 \\ &= \underset{\mathbf{d}}{\operatorname{argmin}} \sum_k \|\mathbf{n}_k \cdot \mathbf{d} - \widehat{d\tau}_k\|^2 \end{aligned} \quad (3.61)$$

En utilisant cette expression, on peut trouver une forme pour laquelle \mathbf{r}_k est calculé comme le produit scalaire entre le vecteur normal et un autre vecteur défini par l'équation suivante :

$$\mathbf{r}_k = \left(\mathbf{d} - \widehat{d\tau}_k \frac{\mathbf{n}_k}{\|\mathbf{n}_k\|^2} \right) \cdot \mathbf{n}_k \quad (3.62)$$

En traçant les différents vecteurs mis en jeu dans l'expression précédente, on remarque que les \mathbf{r}_k correspondent à la distance du point \mathbf{d} à la droite perpendiculaire au vecteur $\widehat{d\tau}_k \frac{\mathbf{n}_k}{\|\mathbf{n}_k\|^2}$. La figure 3.18 reprend graphiquement ces différents vecteurs.

Dans le cas idéal où l'ensemble des décalages temporels estimés correspond exactement aux décalages temporels induits par le déplacement, la norme du résidu sera nulle. Chacune des composantes de \mathbf{r} sera également nulle, ce qui veut dire que le déplacement estimé $\widehat{\mathbf{d}}$ va se trouver sur les droites perpendiculaires aux vecteurs normaux. Cela induit que les droites perpendiculaires,

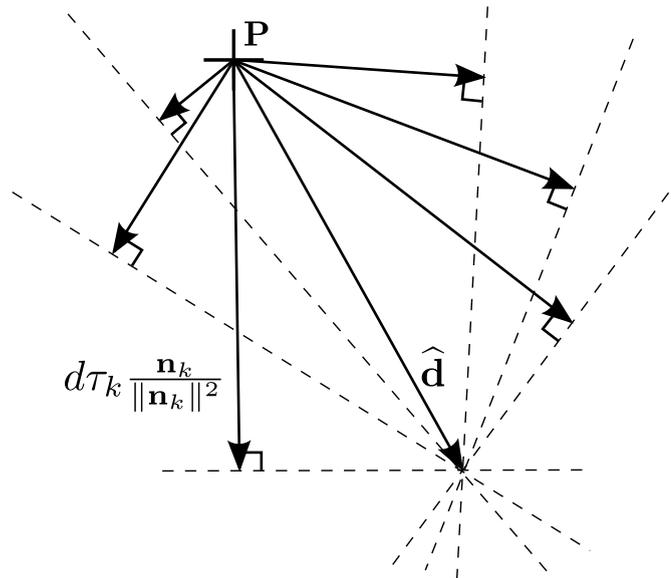


FIGURE 3.19 – Interprétation géométrique du processus d’estimation du déplacement à partir des projections dans le cas où les projections sont estimées parfaitement. Les droites perpendiculaires aux vecteurs normaux s’intersectent en un point unique qui correspond au déplacement estimé. Ce point correspond à l’estimation du déplacement au point d’intérêt $\hat{\mathbf{d}}$.

représentées en pointillés sur les figures 3.18 et 3.19, se coupent toutes en un point unique, qui est l’estimée du déplacement au point d’intérêt. La figure 3.19 schématise le cas où les décalages temporels sont estimés sans erreur. Si les décalages temporels sont entachés d’erreurs, les droites ne s’intersecteront pas en un point unique, le déplacement sera alors estimé au milieu de la zone d’intersection des droites.

On peut également retrouver une interprétation de la condition de non colinéarité des vecteurs normaux : si plusieurs vecteurs normaux sont colinéaires, les droites perpendiculaires qui leur correspondent seront parallèles entre elles, elles ne s’intersecteront pas et l’estimation du déplacement n’aura aucun sens. De la même manière, si deux vecteurs normaux sont trop proches, les droites perpendiculaires seront quasiment parallèles et la position de leur point d’intersection sera très sensible à la moindre variation dans l’estimation des décalages temporels.

Pour estimer de manière robuste le déplacement, il faut donc choisir des configurations telles que les axes des faisceaux s’intersectent de manière la plus orthogonale possible. Cela revient à choisir des configurations pour lesquelles les vecteurs normaux balayent les directions les plus larges possibles. Dans le cas des ondes planes, cela revient à utiliser des ondes planes dépointées ayant de grandes valeurs d’angle de dépointage. Pour les ondes focalisées, cela correspond à utiliser des faisceaux prenant en compte les éléments du bord de la sonde.

Estimation des décalages temporels

Les décalages temporels dans les signaux sont estimés *a priori* pour chaque configuration. Pour effectuer ces estimations on utilise une première passe à l’aide d’un estimateur de type *mise en correspondance 1D* sur l’enveloppe des signaux $s_k(t)$ et $s'_k(t)$. Cet estimateur va estimer le décalage avec un pas égal à la période d’échantillonnage des signaux bruts, ce qui limite sa précision. Cet estimateur a cependant les avantages d’être peu sensible au bruit et de pouvoir estimer les décalages temporels sur une plage assez large. Le principe de l’estimateur est décrit dans le

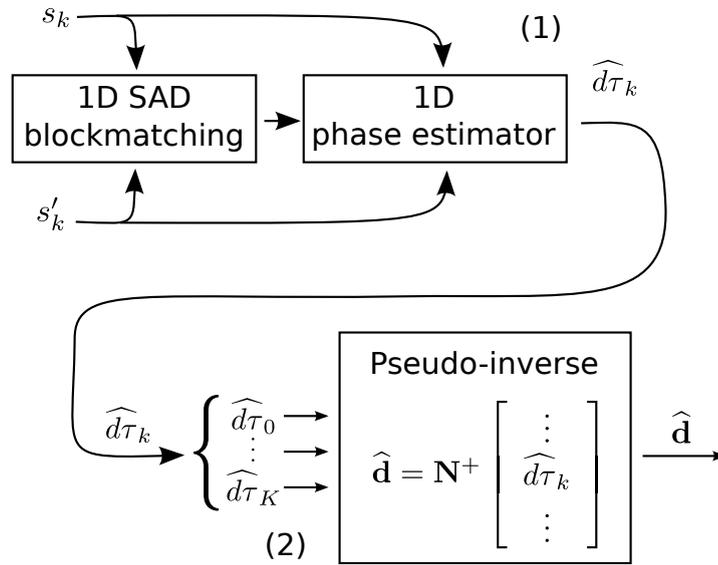


FIGURE 3.20 – Schéma de principe du processus d’estimation du déplacement en un point d’intérêt à partir des signaux RF. Deux signaux $s_k(t)$ et $s'_k(t)$ sont acquis avant et après déplacement du milieu en utilisant les mêmes ondes acoustiques. Le décalage temporel entre ces deux signaux est estimé à l’aide de deux estimateurs 1D. Le premier estimateur est un estimateur de *mise en correspondance de blocs 1D*. Le résultat grossier sert à initialiser l’estimateur de phase. (1) La mise en cascade de ces deux estimateurs permet d’obtenir des estimations des décalages temporels $\widehat{d\tau}_k$ précises sur une dynamique large. (2) Ces différentes projections du mouvement sont ensuite recombinaées pour estimer le déplacement du point d’intérêt \widehat{d} à l’aide de (3.60).

chapitre d’état de l’art (partie 2.3.2 page 35). L’estimation grossière issue de l’estimateur de *mise en correspondance de blocs* est ensuite injectée dans un estimateur basé sur la phase des signaux. Nous avons utilisé l’estimateur de phase décrit par [Jin and Chen, 2007]. Son fonctionnement est détaillé dans la partie 2.2.1 page 26. Le schéma de principe de l’estimation des décalages temporels et de l’estimation du déplacement est détaillé sur la figure 3.20.

L’estimation grossière des décalages temporels est effectuée à l’aide d’un estimateur par mise en correspondance de blocs 1D. Le critère de similarité utilisé est basé sur la somme des différences absolues (SAD) entre les deux signaux enveloppes $s_{\mathcal{E}}$ et $s'_{\mathcal{E}}$ associés à s et s' . Comme cet estimateur utilise les versions discrètes de ces signaux, l’estimation du décalage sera toujours un multiple entier de la période d’échantillonnage des signaux. L’utilisation des signaux enveloppes permet de conférer à l’estimateur SAD une grande robustesse, ainsi qu’une plage d’estimation très étendue. L’équation (3.63) donne l’expression du décalage temporel obtenu en sortie de l’estimateur SAD. f_s est la fréquence d’échantillonnage des signaux RF. On choisit des fenêtres dans les signaux ayant une largeur égale à cinq périodes de la fréquence centrale f de l’impulsion acoustique utilisée. Cette contrainte correspond à effectuer la somme sur $W = 5\frac{f_s}{f}$ points dans les signaux discrétisés.

$$\widehat{d\tau} = \frac{1}{f_s} \underset{k}{\operatorname{argmin}} \sum_{W/2 < f_s t < W/2} \|s_{\mathcal{E}}(t) - s'_{\mathcal{E}}(t - k/f_s)\| dt \quad (3.63)$$

Du fait de l’arrondi dans (3.63) et du fait que les signaux varient relativement lentement avec t , l’estimation donnée par l’estimateur SAD est entachée d’un bruit assez important. Pour réduire ce bruit, nous allons utiliser un second estimateur 1D basé sur la phase. L’estimateur UQDE, décrit

type de signaux	Erreur d'estimation absolue en ns.		
	est. UQDE	est. SAD	est. en cascade
signaux synthétiques	440	8.18	0.00
signaux réels	491	23.8	0.42

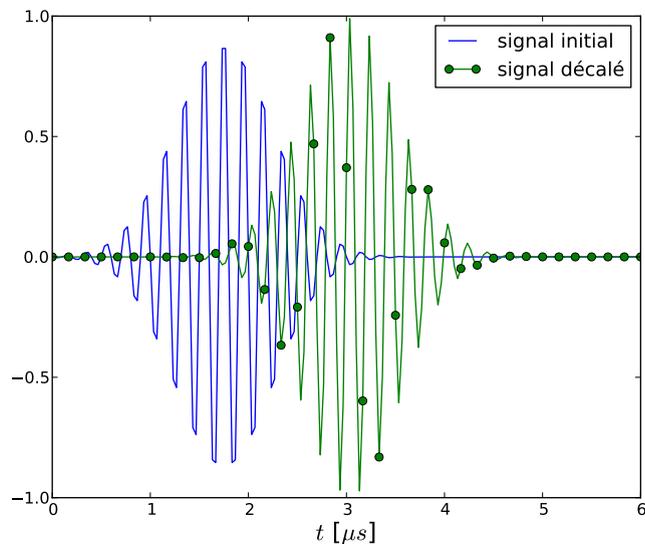
TABLEAU 3.2 – Erreur d'estimation absolue pour différents estimateurs et pour différents tests. Les erreurs sont exprimées en ns. Les erreurs ont été calculées pour une plage de décalages allant de 0 à 900 ns.

dans [Jin and Chen, 2007], et dans la partie 2.2.1 page 26, va estimer des décalages subpixeliques. Cet estimateur souffre cependant d'une grosse limitation : sa plage d'estimation est très limitée et correspond à une période temporelle de l'impulsion acoustique. En utilisant l'estimation fournie, on peut décaler les deux fenêtres prises dans les signaux lors du calcul de l'estimateur de phase (2.12). Ainsi le décalage résiduel sera de l'ordre de quelques échantillons et sera estimé de manière très précise par l'estimateur de phase. Le décalage estimé final est la somme d'une contribution grossière estimée à l'aide de l'estimateur SAD et d'une estimation fine calculée à l'aide de l'estimateur de phase.

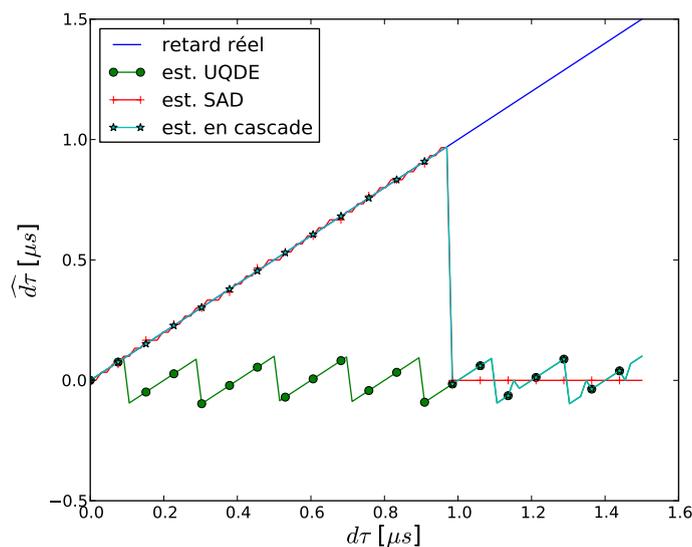
Pour tester les performances des différents estimateurs, nous avons simulé plusieurs signaux ultrasonores décalés. La fréquence centrale de l'impulsion a été fixée à $f = 5$ MHz. Les décalages entre ces signaux ont été estimés à l'aide de l'estimateur SAD, de l'estimateur de phase, puis de la mise en cascade de ces deux estimateurs. Les résultats, ainsi que des exemples de signaux, sont donnés sur la figure 3.21. Nous avons également validé les performances des estimateurs sur des données expérimentales. Les signaux RF utilisés sont des colonnes d'images d'un fantôme homogène plongé dans une cuve d'eau. Les décalages ont été imposés à l'aide d'un axe motorisé micrométrique. Les résultats expérimentaux sont présentés sur la figure 3.22 sous la même forme que les résultats de simulation. Les paramètres expérimentaux et les paramètres des simulations sont identiques.

Lorsque le décalage des signaux dépasse $\lambda/2$, l'estimateur de phase décroche d'une période et l'estimation du décalage subit une discontinuité égale à la période temporelle de l'impulsion acoustique utilisée. Le même phénomène de décrochement est visible sur la courbe de l'estimateur SAD quand le délai approche de $1 \mu s$. Cette valeur correspond à la taille des fenêtres utilisées par cet estimateur. Sur la courbe de l'estimateur SAD, on peut remarquer une forme en escalier (en particulier sur les données expérimentales). Ces marches correspondent à la période d'échantillonnage des signaux. La valeur de ces décrochements est toujours inférieure à ceux de l'estimateur de phase, ce qui garantit que le résidu du décalage, estimé par l'estimateur de phase, pourra toujours être estimé correctement. Les comportements des estimateurs sont similaires expérimentalement et en simulation, les estimations paraissent légèrement plus bruitées dans le cas des signaux RF réels.

Le tableau 3.2 regroupe les erreurs absolues moyennes pour les différents estimateurs. Les erreurs sont calculées pour des décalages compris entre 0 et 900 ns. Cette plage a été déterminée en regardant les figures 3.21 et 3.22 et en déterminant la dynamique maximum de l'estimateur SAD. Comme attendu, l'estimateur qui offre les meilleures performances, aussi bien en simulation qu'expérimentalement, est l'estimateur créé en cascade de l'estimateur de mise en correspondance de blocs et l'estimateur de phase. On gagne environ deux ordres de grandeurs sur l'erreur en rajoutant une passe d'estimateur de phase après l'estimateur SAD. Du fait de sa dynamique très limitée, l'estimateur de phase donne des performances désastreuses. L'erreur relative de l'estimateur en cascade est inférieure à 1 % sur la plage de retard considérée.

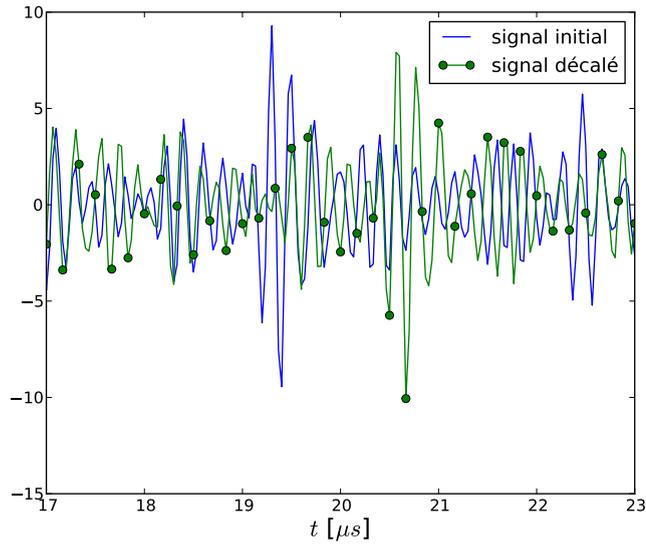


(a) Signaux RF simulés. Le signal décalé est retardé de $1.26 \mu s$.

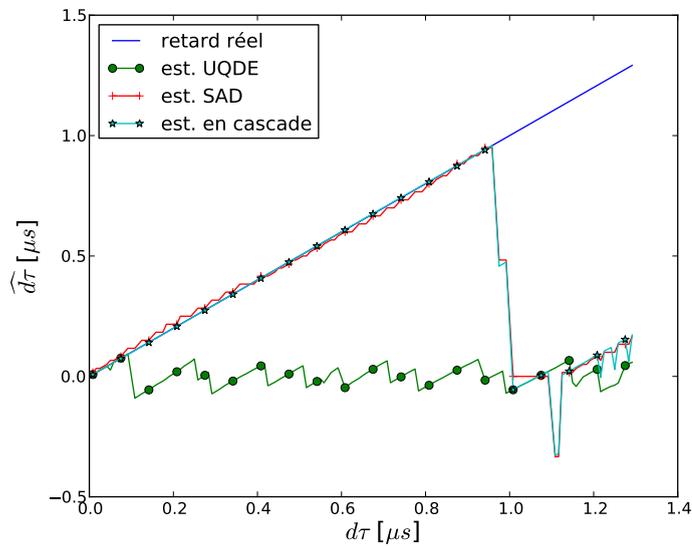


(b) Estimation de délai pour différents estimateurs

FIGURE 3.21 – Signaux simulés et estimation du retard pour plusieurs valeurs de retard et pour plusieurs estimateurs. L'estimateur UQDE souffre d'une limitation de sa plage d'estimation. L'estimateur SAD et l'estimateur en cascade donnent des résultats cohérents. Pour des décalages temporels trop importants, les estimateurs finissent toujours par subir un phénomène de décrochement qui rend les estimations complètement incohérentes. Ce phénomène apparaît pour des décalages supérieur à $1/2f = 100 \text{ ns}$ pour l'estimateur de phase. La limite de décrochement vaut $1 \mu s$ pour l'estimateur SAD et l'estimateur en cascade. Cette limite correspond à la taille des fenêtres utilisées par l'estimateur SAD.



(a) Signaux RF réels. Le signal décalé est retardé de $1.30 \mu\text{s}$.



(b) Estimation de délai pour différents estimateurs

FIGURE 3.22 – Signaux réels et estimation du retard pour plusieurs valeurs de retard et pour plusieurs estimateurs.

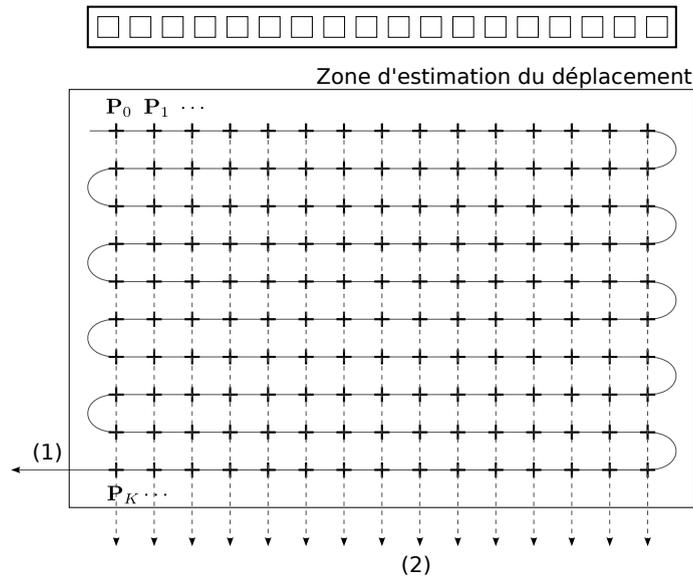


FIGURE 3.23 – Parcours de la région d’intérêt et propagation de l’estimation du déplacement. Le milieu proche du transducteur ne se déplace pas par rapport à la sonde car il est en contact avec elle. Le milieu peut uniquement se déplacer dans la direction transverse. L’estimation du déplacement pour les points situés plus profondément dans le milieu est initialisée à l’aide du déplacement estimé au point directement au-dessus de lui. (1) La trajectoire en traits pleins correspond au sens de parcours des points d’intérêt. (2) Les lignes en pointillés verticaux indiquent le sens de propagation des valeurs initiales utilisées lors de l’estimation.

Propagation spatiale des estimations

La procédure d’estimation du déplacement décrite par la figure 3.20 est répétée pour chaque point de la zone d’intérêt. Nous décrivons dans cette partie un parcours des points d’intérêts nous permettant de limiter l’amplitude des projections du déplacement à estimer, même en présence d’un mouvement de grande amplitude dans le milieu. Ce parcours permet d’éviter les phénomènes de décrochement décrit par la figure 3.21.

En remarquant que le mouvement estimé est le mouvement relatif à la sonde ultrasonore et que le milieu imagé se déplace de manière assez continue, on peut en déduire que les points proche du transducteur, c’est-à-dire en haut de l’image, se déplaceront toujours avec une faible amplitude. Pour les points situés plus profondément dans la zone d’intérêt, on utilisera le déplacement estimé au point situé immédiatement au-dessus pour initialiser l’estimation. En utilisant le problème direct (3.57), on peut estimer grossièrement les décalages temporels et on les utilisent ensuite pour décaler les fenêtres utilisées par l’estimateur 1D SAD. Au fur et à mesure qu’on se déplace profondément dans le milieu, l’amplitude du déplacement augmente, mais les amplitudes des projections estimées restent relativement petites. Une approche similaire est décrite dans [Basarab, 2008]. La figure 3.23 représente le sens de parcours de la zone d’intérêt, ainsi que les points utilisés pour initialiser l’estimation.

Elimination des projections aberrantes

Certaines mesures de décalages temporels sont aberrantes. Pour augmenter la qualité de l’estimation du déplacement, nous proposons une méthode d’élimination de ces mesures de décalages temporels aberrantes. On procède comme suit :

- on estime le déplacement $\widehat{\mathbf{d}}$ à l'aide de tous les décalages temporels $\widehat{d\tau}_k$;
- à l'aide du déplacement estimé, on calcule les décalages temporels correspondant au modèle de déplacement utilisé $d\tau'_k = \mathbf{N}\widehat{\mathbf{d}}$;
- si les décalages temporels ont été estimés correctement, alors les valeurs $\widehat{d\tau}_k$ sont très proche des valeurs $d\tau'_k$. Cela revient à dire que la composante k du résidu aura une valeur faible ;
- on calcule la variance de la série $\widehat{d\tau}_k - d\tau'_k$. Les estimations des projections dont l'écart avec la valeur du décalage prévue par le modèle est supérieur à la variance sont considérées comme aberrantes ;
- on élimine les $\widehat{\tau}_k$ aberrants, ainsi que les lignes correspondantes dans la matrice d'estimation \mathbf{N}^+ ;
- le déplacement est à nouveau estimé à l'aide des mesures non aberrantes en utilisant la nouvelle version de \mathbf{N}^+ dans (3.60).

Le nombre de projections aberrantes est très faible par rapport au nombre de projections correctes. Cependant leur élimination améliore grandement la précision de l'estimation du déplacement. La figure 3.24 représente le schéma bloc complet de la méthode d'estimation du déplacement à partir des signaux bruts. Le modèle d'influence du mouvement du milieu sur les signaux bruts est utilisé à maintes reprises dans le processus complet. Il est utilisé lors de la première et de la deuxième estimation du déplacement à travers la matrice \mathbf{N}^+ . Le modèle est également utilisé de manière directe pour calculer les approximations des décalages temporels à partir du déplacement dans les étapes d'initialisation des estimateurs 1D et de l'élimination des projections aberrantes.

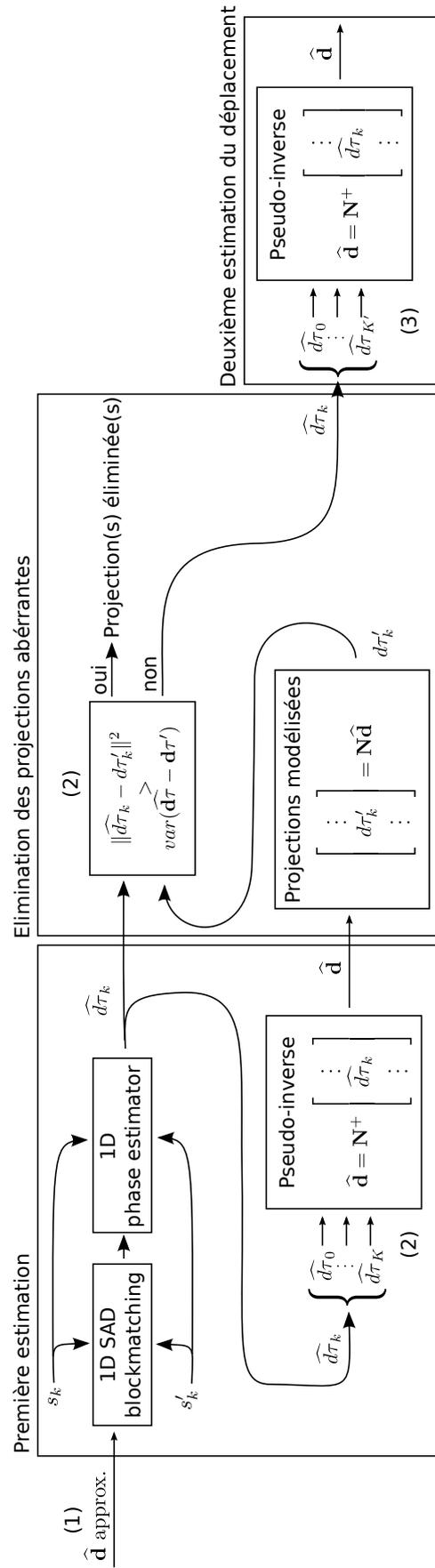


FIGURE 3.24 – Schéma de principe du processus complet d'estimation du déplacement en un point d'intérêt à partir des signaux RF. (1) une estimation approximative correspondant au déplacement estimé en un point d'intérêt voisin est injectée dans les estimateurs 1D afin d'augmenter la dynamique et la précision des décalages temporels estimés. On estime un premier déplacement à l'aide de tous les décalages temporels en utilisant la méthode de la pseudo-inverse de la matrice des vecteurs normaux. A l'aide de cette estimation, on calcule les projections prédites par le modèle. Ces projections sont comparées avec les projections estimées (2). Pour chaque projection, si l'écart est trop important, on élimine le décalage temporel correspondant. A l'aide des projections restantes et de la matrice de normales simplifiée, on estime ensuite l'estimation finale du déplacement.

Chapitre 4

Formation de voies spectrale en imagerie ultrasonore

Dans ce chapitre, nous allons décrire la méthode de formation d'images ultrasonores que nous avons développée au cours de la thèse. La méthode utilise les spectres 1D des signaux RF acquis à l'aide d'ondes planes dépointées pour échantillonner le spectre 2D de l'image RF ultrasonore que l'on cherche à former. L'utilisation d'ondes planes permet d'échantillonner de manière plus efficace le spectre de l'image ultrasonore et d'atteindre des résolutions spatiales plus élevées.

4.1 Introduction et motivation

La formation d'image ultrasonore à partir de leur spectre a été imaginée et développée au cours des années 1990 par Jian-yu Lu [Lu and Greenleaf, 1992, Lu, 1997b, Lu, 1997a]. La formation de voies de Fourier ne nécessite qu'un tir ultrasonore pour former une image. Cette technique est donc très utilisée pour atteindre des cadences d'images élevées. En supposant que la cadence d'image est uniquement limitée par la vitesse de propagation des ondes, la fréquence d'imagerie obtenue (FPS) en formation de voies classique est donnée par la relation suivante :

$$\text{FPS} = \frac{c}{2z_{max}n_{tir}} \quad (4.1)$$

où c est la célérité des ondes acoustiques dans le milieu, z_{max} est la profondeur maximale de l'image et n_{tir} est le nombre de tirs de la séquence d'imagerie. Pour les méthodes de formation de voies classiques $n_{tir} \approx 100$, ce qui conduit à une fréquence d'imagerie de 32 image. s^{-1} , pour $c = 1540 \text{ m s}^{-1}$ et $z_{max} = 10 \text{ cm}$. La méthode de formation de voies spectrale atteint une fréquence de 3200 image. s^{-1} pour les mêmes paramètres. Une fréquence d'image très élevée est critique dans certaine application comme l'élastographie par onde de cisaillement [Bercoff et al., 2004]. L'estimation du mouvement est également rendue plus aisée lorsque la fréquence d'imagerie est très élevée car les déplacements d'une image à l'autre sont de plus faible amplitude [Yu et al., 2006]. Il existe d'autres méthodes de formation de voies destinées à obtenir une fréquence d'image plus élevée, comme l'imagerie multi faisceaux [Tanter et al., 2002] ou des méthodes d'encodage spatio-temporelle [Madore et al., 2009]. La méthode de formation de voies spectrale reste cependant la méthode permettant d'obtenir la plus haute cadence d'image.

Les méthodes développées par Lu utilisent des ondes non-diffractantes [Lu and Greenleaf, 1992]. Ce type d'onde nécessite l'utilisation d'un transducteur spécifique, ce qui limite grandement le domaine d'application. Nous proposons dans cette étude d'adapter les méthodes de formation spectrale utilisant des ondes non-diffractantes pour qu'elles soient utilisables avec des transducteurs linéaire multi-éléments. Nous proposons pour cela de remplacer les ondes non-diffractantes par des ondes planes orientées, facilement réalisables à l'aide de la fenêtre de retards en réception de la sonde multi-éléments.

Les performances de la méthode sont ensuite comparées avec celles d'une méthode de formation de voies classique. A l'aide de simulations, les réponses impulsionnelles spatiales et les propriétés du speckle sont comparées. Enfin, des résultats expérimentaux sont présentés.

4.2 Échantillonnage du plan de Fourier

D'après [Lu and Greenleaf, 1992], on peut faire apparaître la transformée de Fourier de p le long de la direction \mathbf{k} , noté P dans (4.2).

$$P(k) = \mathcal{F}[p] = \int_{-\infty}^{\infty} p(z)e^{-ikz} dz \quad (4.2)$$

$$p_{\mathbf{n}}(\mathbf{P}, t) = p(ct - \mathbf{n} \cdot \mathbf{P}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} P(k)e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{P})} dk = \mathcal{F}^{-1} \left[\frac{P(k)}{c} e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{P}} \right] \quad (4.3)$$

\mathcal{F}^{-1} est l'opérateur de transformée de Fourier inverse. \mathcal{F} est l'opérateur de transformée de Fourier. $\mathbf{k} = \mathbf{n}k$ est le vecteur d'onde, $\omega = kc$ la pulsation temporelle des signaux et $f = \omega/2\pi$ la fréquence temporelle des signaux.

4.3 Principe de l'acquisition

On cherche ici à trouver la relation entre le spectre de l'image ultrasonore que l'on cherche à reconstruire et les signaux acquis en utilisant une onde plane en émission et une onde orientée en réception. On suppose que le milieu est composé d'un ensemble de diffuseurs. Chaque diffuseur a une réflectivité a_i et est situé en \mathbf{P}_i . On définit la fonction de réflectivité du milieu r dans (4.4). $\delta(\mathbf{P})$ est l'impulsion de Dirac spatiale.

$$r(\mathbf{P}) = \sum_i a_i \delta(\mathbf{P} - \mathbf{P}_i) \quad (4.4)$$

Si on émet une onde plane dans la direction axiale ($\xi = 0$) et on reçoit les échos avec une onde plane orientée ayant un paramètre ξ , le signal mesuré s_ξ prend la forme donnée par l'équation (4.7) où $*$ représente le produit de convolution temporel, $\mathbf{n}_e = (0, 1)$ représente la direction d'émission et $\mathbf{n}_r = (\sin(\xi), \cos(\xi))$ correspond à la direction de réception.

$$s_\xi(t) = \sum_i a_i p_{\mathbf{n}_e}(\mathbf{P}_i, t) *_t p_{\mathbf{n}_r}(\mathbf{P}_i, t) \quad (4.5)$$

$$= \sum_i a_i \delta(\mathbf{P} - \mathbf{P}_i) p_{\mathbf{n}_e}(\mathbf{P}, t) *_t p_{\mathbf{n}_r}(\mathbf{P}, t) \quad (4.6)$$

$$= r(\mathbf{P}) (p_{\mathbf{n}_e}(\mathbf{P}, t) *_t p_{\mathbf{n}_r}(\mathbf{P}, t)) \quad (4.7)$$

En se plaçant dans l'espace de Fourier, le produit de convolution se transforme en un simple produit. P_e est la transformée de Fourier du profil de l'onde d'émission et P_r est la transformée de Fourier de l'onde utilisée en réception. s_ξ prend l'expression suivante en réutilisant (4.3).

$$s_\xi(t) = \mathcal{F}^{-1} \left[\frac{P_e(k) P_r(k)}{c^2} r(\mathbf{P}) e^{-ik(\mathbf{n}_e + \mathbf{n}_r) \cdot \mathbf{P}} \right] \quad (4.8)$$

On introduit $R(k_x, k_z)$ la transformée de Fourier 2D de $r(x, z)$. \mathcal{F}_{2D} est l'opérateur de transformée de Fourier 2D. En utilisant (4.4) on peut montrer [Lu, 1997a] que :

$$\begin{aligned} r(\mathbf{P}) e^{-ik(\mathbf{n}_e + \mathbf{n}_r) \cdot \mathbf{P}} &= \sum_i a_i e^{-ik(\mathbf{n}_e + \mathbf{n}_r) \cdot \mathbf{P}_i} \\ &= \sum_i a_i \iint \delta(\mathbf{P} - \mathbf{P}_i) e^{-i(k \sin(\xi) x + k(1 + \cos(\xi)) z)} dx dz \\ &= \sum_i a_i \iint \delta(\mathbf{P} - \mathbf{P}_i) e^{-i(k_x x + k_z z)} dx dz \\ &= \iint r(x, z) e^{-i(k_x x + k_z z)} dx dz \\ &= \mathcal{F}_{2D} [r(x, z)] \\ &= R(k_x, k_z) \end{aligned} \quad (4.9)$$

où k_x et k_z prennent les valeurs suivantes :

$$\begin{cases} k_x = k n_{xr} = k \sin(\xi) \\ k_z = k (n_{ze} + n_{zr}) = k (1 + \cos(\xi)) \end{cases} \quad (4.10)$$

En effectuant la transformée de Fourier de (4.8), on obtient une relation nous permettant d'avoir accès au spectre de l'image à partir des transformées de Fourier des signaux mesurés à l'aide des ondes orientées. $S_\xi(f)$ est la transformée de Fourier de $s_\xi(t)$.

$$R(k_x, k_z) = \frac{c^2}{P_e(k)P_r(k)} S_\xi(\omega) \quad (4.11)$$

Les valeurs de k et ξ sont données par l'équation (4.12). Elles sont obtenues en inversant les relations (4.10).

$$\begin{cases} k = \frac{k_z^2 + k_x^2}{2k_z} \\ \xi = \arctan\left(\frac{k_x}{k_z - k}\right) = \arctan\left(\frac{2k_x k_z}{k_z^2 - k_x^2}\right) \end{cases} \quad (4.12)$$

4.4 Reconstruction pratique d'une image ultrasonore

En pratique, on ne peut pas accéder à tous les points du spectre de l'image pour plusieurs raisons :

- Comme indiqué précédemment, ξ ne peut pas prendre toutes les valeurs possibles en raison de la taille limitée du capteur ultrasonore $-\xi_{max} < \xi < \xi_{max}$. La valeur de ξ_{max} est donnée par l'équation (3.37).
- Du fait de la bande passante limitée des capteurs et de l'impulsion d'excitation, le spectre ne va pouvoir être mesuré que dans une bande de fréquence spatiale correspondant à la bande passante du signal d'excitation $k_{min} < k < k_{max}$. Dans cette bande, on supposera $P_e(k)P_r(k) = 1$.

La figure 4.1 montre la zone du plan de Fourier de l'image ultrasonore accessible par la méthode présentée ici. Plus la zone accessible est grande, plus le spectre reconstruit sera proche du spectre réel de l'image. La limitation en ξ peut être assouplie en utilisant une sonde plus large ou en limitant z_{max} . La limitation suivant k peut être assouplie en utilisant des signaux d'excitation large bande, c'est à dire des signaux d'excitation de durée d'impulsion plus courte.

La procédure à suivre pour obtenir les images ultrasonores est la suivante :

- On acquiert plusieurs signaux bruts pour différentes valeurs de ξ . Si le système d'imagerie dispose d'une carte de traitement assez performante, ces différentes acquisitions peuvent être effectuées en un seul tir ultrasonore.
- On calcule ensuite les FFT (Fast Fourier Transform) 1D de ces signaux le long de l'axe temporel.
- On remplit la zone accessible du spectre de l'image à reconstruire à l'aide des spectres 1D. Les relations (4.12) donnent k et ξ en fonction du point courant sur le spectre (k_x, k_z) . Cette étape nécessite l'utilisation d'une méthode d'interpolation.
- On effectue la FFT inverse de 2D du spectre partiellement rempli.
- L'image ultrasonore est formée.

4.5 Comparaison avec la méthode de Lu

La figure 4.2 compare les schémas blocs des méthodes de formation d'images spectrales. La méthode proposée dans ce chapitre, utilisant des ondes planes dépointées, est mise en regard de la méthode proposée dans [Lu, 1997a]. La principale différence est le type de signaux utilisés en entrée. Cette différence va avoir une influence sur la résolution finale des images obtenues.

L'amélioration de la résolution spatiale obtenue en utilisant des ondes planes dépointées par rapport à des signaux acquis en synthèse d'ouverture peut être expliquée en regardant la manière dont les spectres 1D sont repositionnés sur le spectre 2D. La figure 4.3 regroupe les familles de

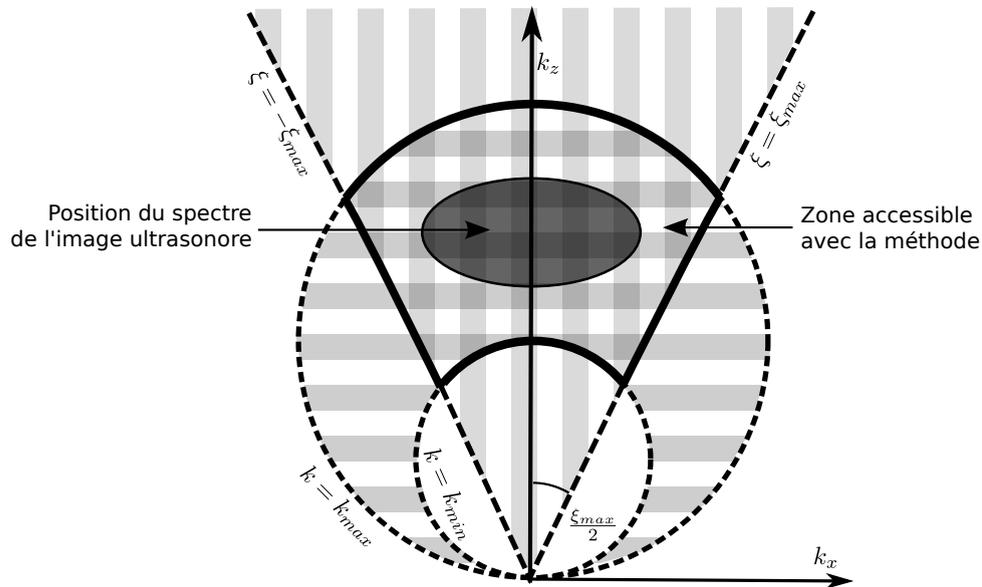


FIGURE 4.1 – Plan de Fourier d’une image ultrasonore. La zone hachurée dans les deux directions correspond à la zone du spectre accessible avec la méthode. Les cercles pointillés correspondent aux valeurs de k correspondant au minimum et au maximum de la bande passante de l’impulsion d’excitation. Les limitations sur ξ forment un cône dont l’angle au sommet vaut ξ_{max} .

courbes obtenues en gardant chacun des paramètres des méthodes de formation d’image constant, superposées sur des images d’amplitude du spectre d’une image ultrasonore expérimentale. Ces différentes familles de courbes sont obtenues en utilisant les expressions données sur la figure 4.2. Les courbes à k constant sont similaires pour les deux méthodes et forment des cercles passant par l’origine et dont le centre est situé sur l’axe k_z . Le rayon de ces cercles est k , la fréquence courante dans le spectre 1D considéré. Les courbes obtenues pour x constant (signaux acquis en synthèse d’ouverture) et ξ constant (signaux acquis à l’aide d’ondes planes dépointées), correspondant aux lieux où vont être repositionnés les spectres 1D, diffèrent. La méthode [Lu, 1997a] va repositionner les spectres 1D suivant des droites verticales, les courbes intersectant le lieu où le spectre de l’image ultrasonore est non nul, correspondant à des valeurs de x élevées, et donc à des signaux acquis à l’aide des éléments proches du bord de la sonde. Si on veut échantillonner correctement la zone d’intérêt, il faut donc disposer d’une sonde ultrasonore large. Dans tous les cas, les signaux acquis à l’aide des éléments centraux de la sonde serviront à échantillonner une partie vide du spectre de l’image ultrasonore que l’on cherche à reconstruire. La méthode utilisant des ondes planes va quant à elle positionner les spectres 1D suivant un éventail. Les signaux acquis avec des angles de dépointage faible intersectent toute la zone d’intérêt du spectre de l’image ultrasonore.

C’est pour cette raison que la résolution obtenue à l’aide de la méthode utilisant des ondes planes dépointées est meilleure que celle de la méthode de Lu. L’étude de la taille des réponses impulsionnelles spatiales, menée dans [Gueth et al., 2010a], montre que la résolution latérale des images est améliorée de 18% en simulation et de 50% expérimentalement en comparaison d’une méthode de formation de voies classique. La résolution transverse est améliorée de 10% en simulation et de 5% expérimentalement en comparaison de la méthode décrite dans [Lu, 1997a]. Cette méthode de formation d’image ultrasonore et l’étude de la taille des réponses impulsionnelles spatiales ont fait l’objet d’une communication au congrès *IEEE ultrasonic symposium* [Gueth et al., 2010a]. Cette communication est présentée en annexe page 147.

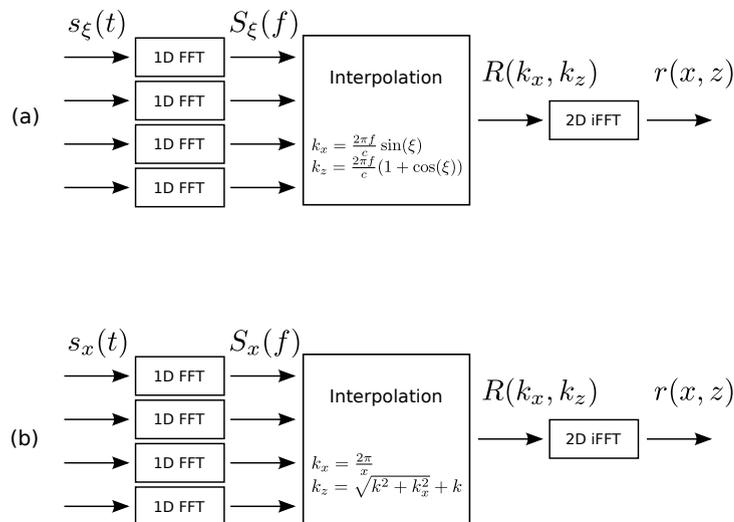
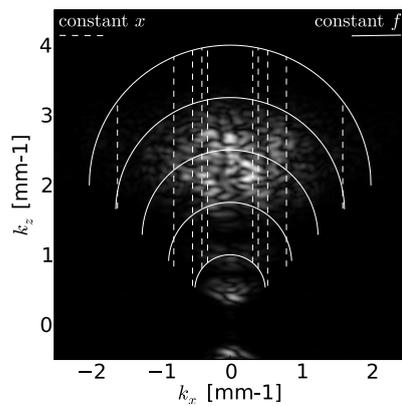
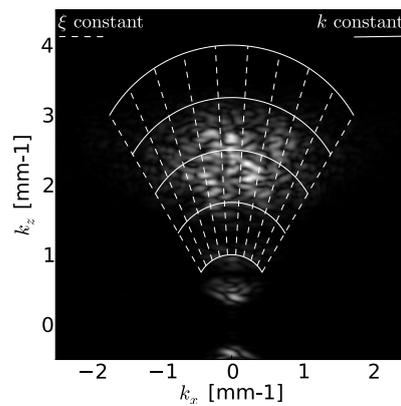


FIGURE 4.2 – (a) Schéma de principe de la méthode de formation d’images utilisant des signaux bruts acquis à l’aide d’ondes planes dépointées $s_\xi(t)$: les spectres unidimensionnels des signaux RF sont repositionnés dans l’espace de fourier de l’image ultrasonore que l’on cherche à reconstruire $S(k_x, k_z)$. Il ne reste qu’à prendre la transformée de Fourier inverse de ce spectre pour obtenir l’image ultrasonore finale. (b) Schéma de principe de la méthode de formation d’images proposée dans [Lu, 1997a]. La différence principale réside dans le fait que cette méthode utilise des signaux acquis en synthèse d’ouverture $s_x(t)$, x correspondant à la position latérale de l’élément utilisé dans la sonde ultrasonore. Le choix du type de signaux utilisés en entrée a une influence sur la résolution spatiale de l’image formée. La méthode utilisant des ondes planes dépointées, que nous avons proposée, permet d’améliorer cette résolution par rapport à la méthode de [Lu, 1997a]. Les relations permettant de positionner les spectres 1D sur le spectre 2D de l’image ultrasonore sont rappelés dans les boîtes *interpolation* des schémas.



(a) [Lu, 1997a]



(b) Méthode de de formation de voie spectrale utilisant des ondes planes dépointées.

FIGURE 4.3 – Courbes d'échantillonnage du plan de Fourier de l'image ultrasonore à paramètre constant pour la méthode de Lu et la méthode de formation de voie spectrale utilisant des ondes planes. La méthode proposée par Lu induit un positionnement vertical des spectres 1D (famille de courbes pour x constant dans la sous figure (a)), alors que la méthode utilisant des ondes planes dépointées va repositionner les spectres 1D suivant des lignes passant par l'origine du spectre (famille de courbes obtenue pour ξ constant).

Chapitre 5

Résultats

Dans cette partie, nous allons présenter les résultats des méthodes d'estimation directe du champ de déplacement décrites dans le chapitre 3. Les performances de ces méthodes sont comparées avec les performances d'une méthode de mise en correspondance de blocs 2D. Les différentes méthodes sont testées à l'aide d'un jeu de données d'un fantôme en translation, en simulation et expérimentalement. La présentation des performances est suivie par une série de discussions.

5.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons présenter les résultats des méthodes d'estimation de champs de déplacement à partir de signaux RF, qui sont décrites dans le chapitre 3. Elles sont confrontées à une méthode classique de mise en correspondance de blocs, usuellement utilisée en échographie. Les images utilisées par la méthode de référence sont créées avec la méthode de formation d'images décrite dans le chapitre 4, dans le but de fournir un point d'entrée identique aux différents processus d'estimation du champ de déplacement.

Nous allons comparer les performances des différentes méthodes en simulation puis expérimentalement. Les caractéristiques des méthodes décrites dans les chapitres précédents sont ensuite mises en évidence par des analyses de cas.

5.2 Validation des méthodes

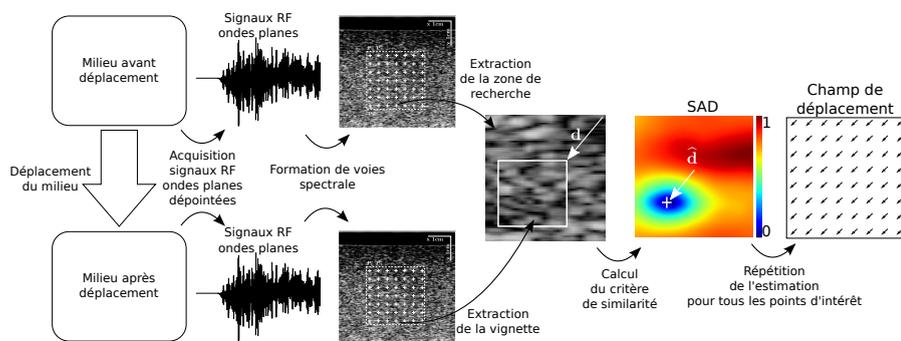
5.2.1 Description du protocole

Nous allons comparer les performances des méthodes suivantes :

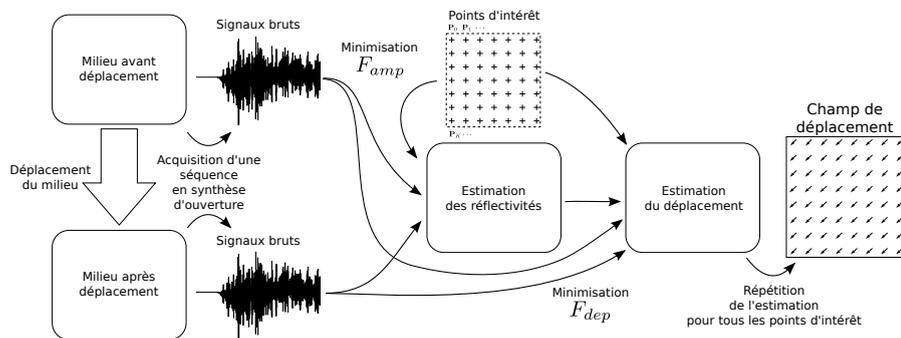
- une méthode de référence utilisant un algorithme de mise en correspondance de blocs 2D. Les images sur lesquelles se fonde la méthode de référence sont créées à partir de signaux RF acquis avec des ondes planes en utilisant la méthode de formation d'images spectrale décrite dans le chapitre 4 (fig. 5.1 (a)) ;
- la méthode utilisant des fonctionnelles. Elle est décrite dans le chapitre 3 page 50 et utilise les signaux bruts acquis en synthèse d'ouverture (fig. 5.1 (b)) ;
- la méthode utilisant des ondes planes, ainsi que la pseudo-inversion de la matrice de vecteurs normaux. Elle est décrite dans la deuxième partie du chapitre 3 page 59. Comme nous l'avons indiqué précédemment, les ondes planes ne respectent pas la condition de localité des signaux bruts. Cela va limiter les performances de cette méthode (fig. 5.1 (c)) ;
- la méthode utilisant la pseudo-inversion des vecteurs normaux est également appliquée au cas des faisceaux focalisés. L'utilisation de ces ondes garantit la condition de localité des signaux bruts et permet d'atteindre de meilleures performances (fig. 5.1 (d)).

Les schémas de principes des méthodes retenues sont présentés sur la figure 5.1. Pour ne pas favoriser une méthode par rapport à une autre, nous avons choisi les paramètres suivants pour les estimateurs de déplacement :

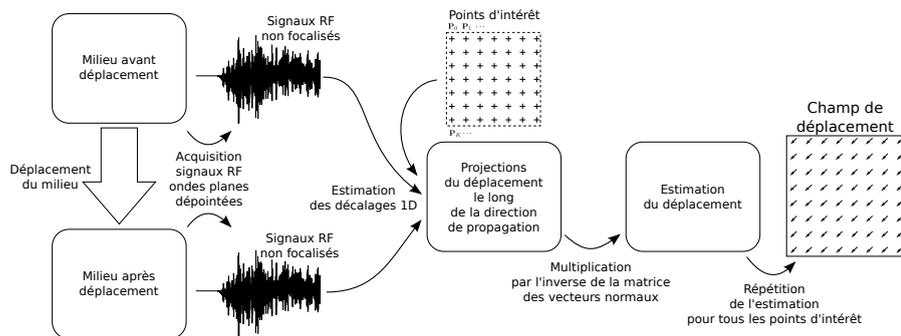
- La mise en correspondance de blocs est réalisée par une recherche exhaustive du minimum spatial de la somme des différences absolues entre une vignette de 2×2 cm prise dans l'image enveloppe après application du déplacement et une zone de recherche de 4×4 cm prise dans l'image enveloppe initiale. Les vignettes ainsi que les zones de recherche sont interpolées dans la direction latérale et dans la direction axiale pour obtenir une résolution cinq fois plus importante que celle des signaux bruts initiaux. Cela correspond à une résolution de $7.7 \mu\text{m}$, dans les directions axiale et transverse, lors de l'utilisation de l'échographe Ultrasonix RP500 et à une résolution de $6.16 \mu\text{m}$ dans les directions axiale et transverse. L'étape d'interpolation permet d'avoir une réponse de l'estimateur quasi-continue, et ainsi de ne pas détériorer les performances à cause de problèmes de discrétisation de l'espace de recherche pour de petits déplacements.
- La méthode basée sur les fonctionnelles utilise directement les signaux RF acquis en synthèse d'ouverture. Comme nous allons le montrer par la suite, les performances de cette méthode semblent se stabiliser à partir de l'utilisation d'une vingtaine d'éléments piézo-électriques, répartis uniformément sur la sonde ultrasonore. Sauf s'il est précisé autrement,



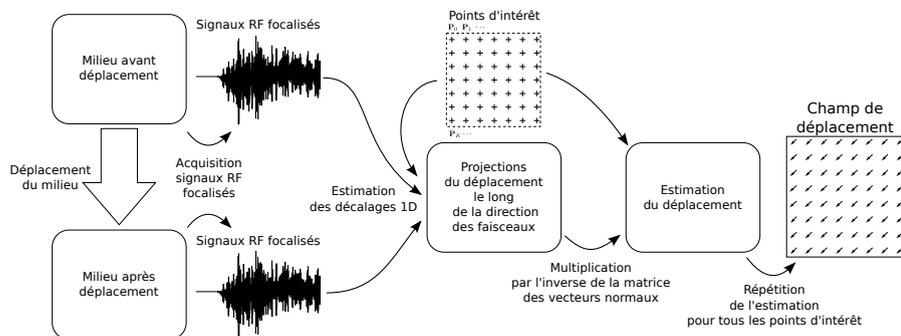
(a) Mise en correspondance de blocs



(b) Méthode utilisant les fonctionnelles basées sur les signaux bruts



(c) Inversion des projections du mouvement le long d'ondes planes



(d) Inversion des projections du mouvement le long de faisceaux focalisés

FIGURE 5.1 – Récapitulatif des méthodes utilisées. La flèche reliant la grille de point d'intérêt à l'estimation du déplacement n'est pas présente sur la sous-figure (c) car l'expression des vecteurs normaux ne dépend pas du point d'intérêt considéré dans le cas des ondes planes.

nous utiliserons donc seulement 20 éléments parmi les 64 qui composent la sonde, soit un élément sur trois pour la sonde que nous utiliserons.

- La méthode utilisant des estimations 1D du déplacement sur des signaux RF acquis à l'aide d'ondes planes. Pour permettre une comparaison avec les autres méthodes, nous utiliserons également 20 signaux RF, correspondant à des ondes planes dépointées uniformément entre $-\xi_{max}$ et $+\xi_{max}$, l'angle maximum de dépointage. Les valeurs de l'angle de dépointage sont limitées par deux phénomènes : le phénomène d'interférences (figure 3.11 page 63) et la condition d'insonification du milieu (figure 3.12 page 64). Dans les conditions décrites ci-dessus, la condition d'insonification va limiter ξ_{max} à une valeur absolue inférieure à 15° . Le phénomène d'interférences va, quant à lui, imposer une limite d'angle de dépointage moins contraignante avec une valeur d'environ 20° . Les 20 ondes planes sont dépointées de -15° à 15° , soit un écart angulaire de $1^\circ34'$ entre chaque onde plane.
- La méthode utilisant des estimations 1D du déplacement, mesurées sur des signaux RF acquis à l'aide d'ondes focalisées, utilise également 20 configurations différentes pour chaque point d'intérêt. La largeur des faisceaux est fixée par défaut à une valeur de 20° . Cette valeur offre un bon compromis entre un faible angle de dépointage pour lequel la condition de localité des signaux bruts n'est pas respectée, et une largeur de faisceaux trop importante qui, à cause de la taille limitée de la sonde, va limiter la plage de directions des faisceaux, et ainsi corréler de manière trop importante les expressions des vecteurs normaux (condition de non colinéarité des vecteurs normaux mise à mal). Les directions des faisceaux sont espacées uniformément entre les deux configurations extrêmes pour lesquelles le faisceau va toucher un des côtés de la sonde.

Les décalages 1D des méthodes utilisant l'inversion de la matrice de vecteurs normaux sont mesurés en utilisant les estimateurs décrits dans le chapitre précédent. Nous utiliserons un estimateur SAD 1D, un estimateur basé sur le calcul de la phase des signaux RF (l'estimateur UQDE) et un estimateur combinant la mesure grossière obtenue à l'aide du SAD 1D avec une mesure plus raffinée issue de l'estimateur de phase.

Afin de comparer les performances des différentes méthodes évoquées ci-dessus, nous avons simulé et acquis expérimentalement les signaux nécessaires à l'application des différentes méthodes, pour plusieurs positions translattées d'un fantôme homogène. Le fantôme est un cube de cryogel d'une dizaine de centimètres d'arête. On a ajouté 1 % de silice au cryogel avant de le congeler pour lui conférer des propriétés échogènes. Le cryogel est un matériau dont les paramètres d'élasticité changent avec le nombre de cycles de congélation/décongélation que l'on fait subir au matériau : plus le nombre de cycles est important, plus le matériau devient rigide [Fromageau et al., 2003].

Pour acquérir les données expérimentales, nous avons utilisé deux échographes : un échographe clinique Ultrasonix RP500 et un échographe de recherche, UlaOp, développé par l'équipe du MSDLAB de l'université de Florence [Tortoli et al., 2009]. La sonde utilisée est une sonde Vermon L5-10/60EP. Le tableau 5.1 regroupe les principaux paramètres expérimentaux. Afin de garantir que les données d'entrée soient les mêmes pour les différentes méthodes, les jeux de signaux RF d'ondes planes et de faisceaux focalisés sont synthétisés à partir du jeu de données acquis expérimentalement en synthèse d'ouverture. Le fantôme de cryogel est placé au fond d'un bac d'eau, au centre du portique d'imagerie du laboratoire. La sonde ultrasonore est fixée au-dessus du fantôme, à demi immergée dans l'eau afin d'assurer une bonne propagation des ondes jusqu'au fantôme. La sonde ne touche pas le fantôme, et permet donc l'ensemble cuve / eau / fantôme de se déplacer librement par rapport à elle. Un moteur pas-à-pas assure le déplacement vertical de la sonde avec une précision micrométrique. On a également placé sous la cuve d'eau une table micrométrique manuelle permettant d'imposer la composante transverse de la translation. Les valeurs

paramètres	valeurs
largeur de la sonde	30 mm
nombre d'éléments	64
largeur des éléments	435 μm
hauteur des éléments	4 mm
bande passante totale	2 MHz \rightarrow 14 MHz
fréquence de travail	5 MHz
durée de l'impulsion acoustique	1 μs (5 cycles)
fréquence d'échantillonnage	40 MHz (Ultrasonix RP500) / 50 MHz (UlaOp)

TABLEAU 5.1 – Grandeurs d'intérêt du matériel utilisé. La sonde utilisée est une sonde Vermon L5-10/60EP.

de déplacement imposées à l'aide du moteur pas-à-pas et de la table micrométrique permettent de connaître le déplacement réel imposé au milieu. La figure 5.2 reprend la description faite ci-dessus et la figure 5.3 montre des photographies de la manipulation.

Les simulations reproduisent quant à elles les conditions de travail expérimentales décrites ci-dessus. Les simulations ont été réalisées à l'aide du logiciel *Field II* [Jensen, 2004]. Elles ont permis de valider le fonctionnement des différents estimateurs. En les mettant en regard des résultats expérimentaux, elles permettent de mettre en évidence les problèmes pratiques rencontrés lors de l'utilisation des estimateurs sur des données réelles.

Pour comparer les performances des différentes méthodes, nous allons calculer le champ de déplacement dans une zone d'intérêt de 3×3 cm située au milieu du fantôme dans le plan d'imagerie. Les points d'intérêt sont disposés sur une grille uniforme de 1×1 mm, soit un total de 961 points d'intérêt pour chaque méthode et chaque position du fantôme. Les 961 estimations de déplacements, ainsi que la valeur du déplacement *a priori*, sont ensuite utilisées pour calculer le biais, l'écart type, ainsi que le risque de l'estimation. Le biais correspond à la moyenne de la différence entre les estimations et le déplacement réel (5.1). Plus la valeur du biais est petite, plus l'estimateur donne une mesure précise. K représente le nombre de points d'intérêt.

$$\text{biais} = \frac{1}{K} \sum_{k < K} \hat{\mathbf{d}}_k - \mathbf{d}_k \quad (5.1)$$

L'écart type est calculé comme la racine carrée de la moyenne du carré de la différence des estimations et de la moyenne des estimations (5.2). Cette grandeur mesure la répétabilité de la mesure de déplacement.

$$\text{écart-type} = \sqrt{\frac{1}{K} \sum_{k < K} \left(\hat{\mathbf{d}}_k - \frac{1}{K} \sum_{k' < K} \hat{\mathbf{d}}_{k'} \right)^2} \quad (5.2)$$

Le risque d'estimation est calculé comme la racine carrée de la moyenne du carré de la différence des estimations et du déplacement réel. On peut également le calculer à l'aide de l'écart type et du biais (5.3). Cette grandeur représente l'erreur moyenne commise par la méthode d'estimation du déplacement. Elle tient compte de la précision et de la répétabilité de l'estimateur.

$$\text{risque} = \sqrt{\frac{1}{K} \sum_{k < K} \left(\hat{\mathbf{d}}_k - \mathbf{d}_k \right)^2} = \sqrt{\text{écart-type}^2 + \text{biais}^2} \quad (5.3)$$

Les données expérimentales ont été acquises lors de deux campagnes. Lors de la première campagne, nous avons utilisé l'échographe Ultrasonix RP500 pour mesurer des translations dont

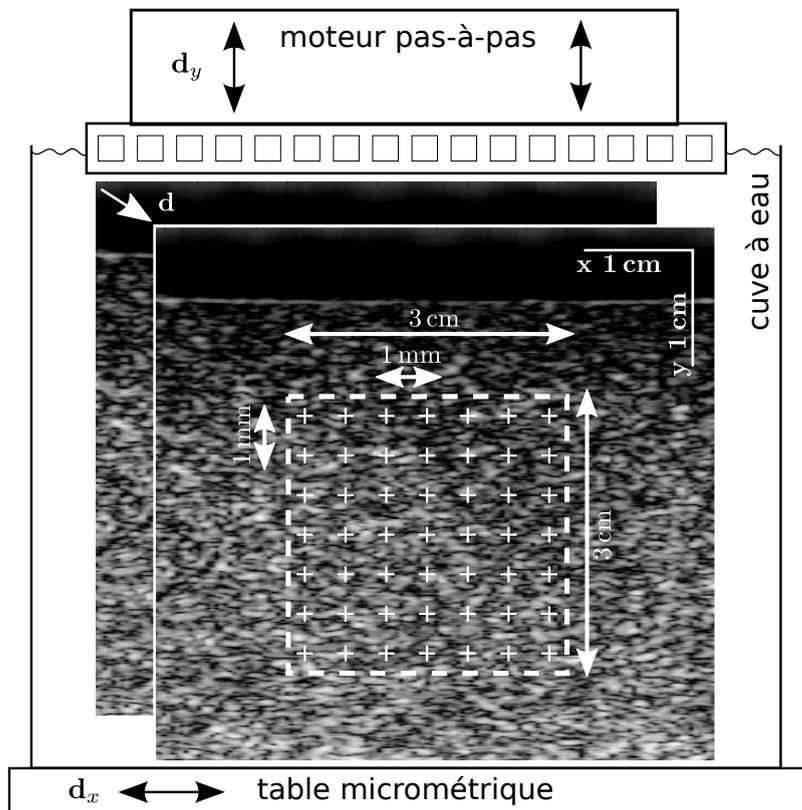


FIGURE 5.2 – Schéma de situation de l'expérience de déplacement en translation d'un fantôme homogène. La sonde, à demi plongée dans l'eau, permet une bonne propagation des ondes acoustiques de la sonde au fantôme, sans interaction mécanique avec celui-ci. La translation du fantôme est réalisée à l'aide d'un moteur pas-à-pas dans la direction axiale et à l'aide d'une table micrométrique dans la direction transverse. Les images mode B présentées sur cette figure ont été créées à l'aide de la méthode de formation d'images spectrale décrite dans le chapitre 4. La zone en pointillés blancs est la zone d'intérêt dans laquelle le champ de déplacement est estimé. Elle mesure 3×3 cm et contient la grille des points d'intérêt, espacée de 1 mm dans chaque direction.

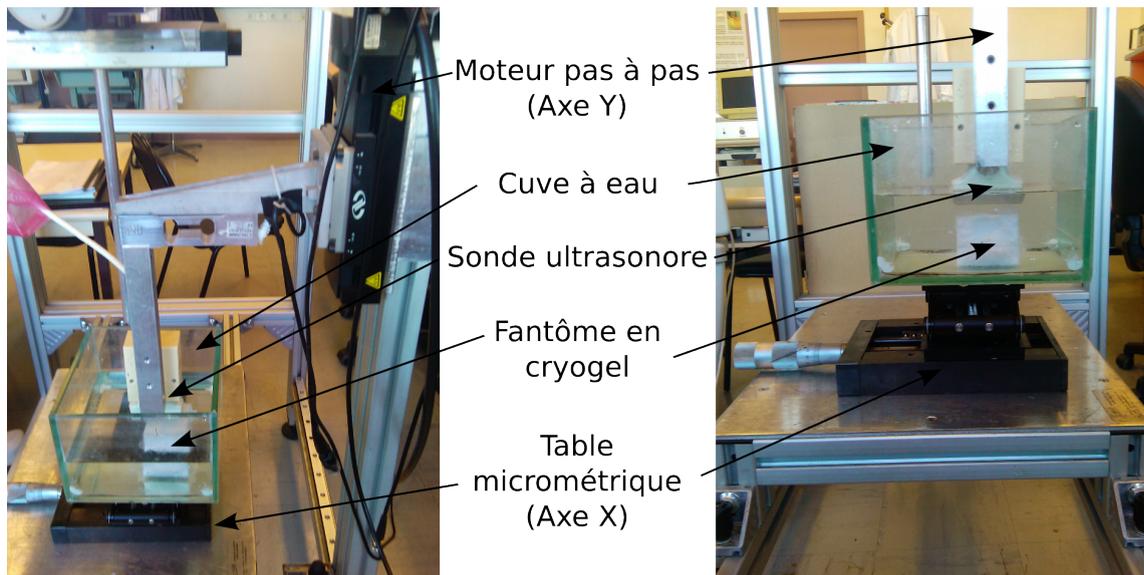


FIGURE 5.3 – s

Photographies de l'expérience du fantôme homogène en translation. On retrouve les différents éléments schématisés sur la figure 5.2.

chacune des composantes est inférieure à $500 \mu\text{m}$. Les translations ont été choisies à partir d'une position de référence avec un pas de $50 \mu\text{m}$ dans la direction transverse et dans la direction axiale. Nous avons également acquis une position de référence supplémentaire pour une translation de $25 \mu\text{m}$ dans les deux directions. Ainsi, pour chaque translation du fantôme et en estimant un champ de déplacement pour chaque position de référence, on augmente la précision des mesures de performances des estimateurs : nous disposons de $11 \times 11 \times 2 = 220$ valeurs de translations qui, multipliées par le nombre de points d'intérêt par position du fantôme (961), nous permettent de mesurer les performances avec une population de 211420 estimations ponctuelles de déplacements par méthode.

La deuxième campagne a été réalisée avec l'échographe UlaOp avec le même fantôme et la même sonde que ceux de la première campagne. Les amplitudes des translations sont plus faibles que celle de la première campagne et couvre la plage des déplacements pour lesquels les estimateurs développés dans la thèse sont très performants. Les translations ont une amplitude maximale par composante de $50 \mu\text{m}$, et sont échantillonnées tous les $10 \mu\text{m}$. Comme précédemment, on acquiert également une deuxième position de référence pour une translation de $5 \mu\text{m}$ dans les deux directions. Les résultats de cette campagne de mesures forment un ensemble de $6 \times 6 \times 2 \times 961 = 69192$ estimations ponctuelles de déplacements par méthode.

5.2.2 Résultats en simulation

Cette partie rassemble les mesures des performances des quatre estimateurs décrits dans la section précédente en simulation. Les résultats sont regroupés dans deux tableaux donnant les valeurs du biais, de l'écart-type et du risque d'estimation dans les directions axiale et transverse. Le tableau 5.2 correspond aux conditions expérimentales de la première campagne de mesures. Le tableau 5.3 correspond à la deuxième campagne de mesures. Comme les données sont simulées, nous avons accès à la valeur réelle du champ de déplacement pour calculer les performances.

méthodes	estimateurs	Les valeurs sont exprimées en μm .					
		$\hat{\mathbf{d}}_x$ déplacement transverse		$\hat{\mathbf{d}}_y$ déplacement axial			
		biais	écart-types	risques	biais	écart-types	risques
blockmatching fonctionnelle	SAD 2D	3.12	1.74	3.20	0.98	0.18	1.05
		15.62	24.72	29.24	62.47	5.82	62.74
ondes planes	UQDE	11.7	30.6	33.3	77.9	3.90	78.2
	SAD	3.92	4.66	6.61	1.44	0.43	1.64
	SAD + UQDE	0.27	0.96	1.03	0.09	0.09	0.14
faisceaux focalisés	UQDE	12.9	27.4	30.3	78.4	4.25	78.5
	SAD	3.17	2.43	4.00	1.17	0.38	1.23
	SAD + UQDE	0.22	0.63	0.66	0.10	0.03	0.11

TABLEAU 5.2 – Simulations d'un fantôme homogène en translation correspondant aux paramètres de la première campagne de mesure. L'amplitude maximale des déplacements est fixée à $500\ \mu\text{m}$, avec un échantillonnage de $50\ \mu\text{m}$ dans les deux directions. On dispose également d'une deuxième référence correspondant à une translation de $25 \times 25\ \mu\text{m}$ par rapport à la position de référence. On double ainsi le nombre de champs de déplacements estimés. Pour chaque méthode, les performances sont mesurées à l'aide de 211420 estimations ponctuelles du déplacement. L'amplitude des translations est trop importante pour que l'estimateur de phase fonctionne correctement. La méthode basée sur les fonctionnelles est également mise à mal par les grandes valeurs de translation : la convergence des fonctionnelles aboutit à l'estimation d'un minimum local. Le minimum correspondant au déplacement réel est situé trop loin pour être atteint. Lorsqu'elles sont utilisées avec l'estimateur 1D en cascade, les méthodes utilisant la pseudo-inverse de la matrice de vecteurs normaux donnent de meilleurs résultats que la méthode de référence.

méthodes	estimateurs	Les valeurs sont exprimées en μm .					
		\hat{d}_x déplacement transverse		\hat{d}_y déplacement axial		risques	
		biais	écarts-types	biais	écarts-types		
blockmatching	SAD 2D	5.38	0.70	5.61	1.05	0.68	1.45
fonctionnelle		5.22	2.05	5.60	1.23	0.80	1.46
ondes planes	UQDE	1.12	4.76	5.04	1.19	0.98	1.55
	SAD	8.69	4.91	10.8	1.55	0.35	1.71
	SAD + UQDE	0.43	1.01	1.15	0.07	0.10	0.13
faisceaux focalisés	UQDE	1.05	3.78	3.92	1.02	0.53	1.15
	SAD	6.89	4.04	7.98	1.47	0.48	1.55
	SAD + UQDE	0.38	0.95	1.02	0.08	0.12	0.15

TABLEAU 5.3 – Simulations d'un fantôme homogène en translation correspondant aux paramètres dans la deuxième campagne de mesures expérimentales. L'amplitude maximale du déplacement est de $50 \mu\text{m}$, échantillonné tous les $10 \mu\text{m}$ dans les deux directions. On utilise deux images de référence correspondant à une translation nulle et à une translation de $5 \mu\text{m}$ dans les deux directions. Les performances de chaque méthode sont estimées à partir de 69192 estimations ponctuelles du déplacement. L'amplitude est ici plus faible que dans le cas correspondant à la première campagne, ce qui permet l'utilisation directe de l'estimateur de phase sur les projections du déplacement. La faible amplitude du déplacement rend possible la convergence de la méthode utilisant des fonctionnelles. Ici toutes les méthodes envisagées fonctionnent correctement, mais leurs performances ne sont pas toutes identiques : la méthode basée sur les fonctionnelles donne des performances comparables à la mise en correspondance de blocs 2D, les méthodes utilisant les projections du déplacement donnent ici aussi de meilleures performances que la méthode de référence. Les meilleures performances sont obtenues avec la méthode utilisant des faisceaux focalisés.

Les résultats des simulations correspondant à la première campagne sont présentés dans le tableau 5.2. Pour certaines valeurs de translation, les décalages 1D projetés le long des signaux dépassent la dynamique de l'estimateur de phase. C'est pourquoi les performances des méthodes utilisant cet estimateur sont très mauvaises. Pour une raison similaire, le processus de minimisation des fonctionnelles utilisé par la deuxième méthode tombe dans un minimum local et donne des estimations de champs de déplacement aberrantes. L'utilisation de l'estimateur 1D SAD permet de contourner les limitations en dynamique de l'estimateur 1D de phase. A cause de la discrétisation intrinsèque de l'estimateur de projections SAD, les mesures de projections sont bruitées et les performances des estimateurs de déplacements sont moyennes. Comme attendu, c'est l'estimateur combiné SAD/phase qui donne les meilleures performances lors de l'utilisation d'ondes planes et de faisceaux focalisés. Les performances de l'estimateur utilisant des projections du mouvement le long d'ondes planes sont meilleures, dans la direction axiale et dans la direction latérale, que celle de l'estimateur de référence. Les performances sont encore améliorées lorsque l'on utilise les faisceaux focalisés à la place des ondes planes. Sur une plage de translations de large amplitude, l'estimateur utilisant l'inverse de la matrice de normales le long de faisceaux focalisés permet de gagner un facteur 10 en terme de risque quadratique dans la direction axiale et un facteur 5 dans la direction transverse.

Les résultats des simulations correspondant à la deuxième campagne de mesures sont regroupés dans le tableau 5.3. L'amplitude maximale du déplacement dans cette configuration garantit que la dynamique de l'estimateur 1D de phase ne sera jamais dépassée. La convergence des fonctionnelles est facilitée par la faible amplitude du déplacement, ce qui permet à la deuxième méthode d'atteindre des performances comparables à la méthode de mise en correspondance de blocs. La faible amplitude du déplacement permet une bonne utilisation de l'estimateur de phase, mais rend l'estimateur de décalage SAD peu performant en raison de la discrétisation de son espace de recherche. Les méthodes utilisant l'estimateur SAD ont des performances légèrement moins bonnes que celle de la méthode de référence, en particulier dans le cas des ondes planes. L'utilisation de l'estimateur de phase mène à de meilleures performances que la méthode de mise en correspondance de blocs, mais l'estimateur 1D le plus performant reste quand même l'estimateur en cascade. La méthode la plus performante est, comme dans le cas de grandes amplitudes de déplacement, la méthode utilisant les projections du déplacement le long de faisceaux focalisés, couplée avec l'estimateur de phase en cascade.

En simulation, les meilleures performances sont atteintes par les méthodes utilisant les vecteurs normaux. L'utilisation de l'estimateur 1D en cascade permet d'obtenir de meilleurs résultats que lors de l'utilisation séparée de l'estimateur de décalage SAD ou de l'estimateur de phase, et cela quelle que soit l'amplitude du déplacement à estimer. La méthode basée sur les fonctionnelles ne fonctionnent que dans le cas où l'amplitude de la translation est petite, et même dans ce cas, elle offre des performances moins bonnes que celles de l'estimateur de référence. Nous avons donc décidé d'abandonner l'estimateur utilisant les fonctionnelles à ce point de l'étude.

5.2.3 Résultats expérimentaux

Les simulations présentées dans la partie précédente sont le pendant de mesures expérimentales présentées ici. La translation du fantôme est effectuée à l'aide d'un moteur pas-à-pas dans la direction axiale et d'une table micrométrique pour la composante transverse de la translation. C'est le déplacement réel du fantôme qui sera utilisé lors des calculs de performances. Le tableau 5.4 présente les résultats de la première campagne de mesures, incluant des valeurs de translation élevées. Le tableau 5.5 regroupe les résultats de la deuxième campagne de mesure, réalisée quant à elle à l'aide de translations de plus faible amplitude.

méthodes	estimateurs	Les valeurs sont exprimées en μm .					
		$\hat{\mathbf{d}}_x$ déplacement transverse		$\hat{\mathbf{d}}_y$ déplacement axial		risques	
		biais	écarts-types	biais	écarts-types		
blockmatching	SAD 2D	3.45	4.60	5.75	14.8	3.93	15.3
ondes planes	UQDE	25.21	18.45	31.24	77.5	1.41	77.6
	SAD	4.35	8.56	10.4	10.32	0.72	10.34
	SAD + UQDE	3.82	1.22	4.01	5.55	0.16	5.55
faisceaux focalisés	UQDE	17.96	24.6	30.45	78.0	1.51	78.0
	SAD	5.66	2.48	6.17	7.11	0.82	7.15
	SAD + UQDE	1.26	0.65	1.41	2.14	0.19	2.14

TABLEAU 5.4 – Performances expérimentales des estimateurs de champs de déplacement pour des translations d’amplitude élevée. Ces résultats correspondent à la configuration de la première campagne de mesures. L’échographe utilisé est l’échographe clinique RP500 de la marque Ultrasonix. Les performances de chaque méthode ont été évaluées à l’aide de 220 translations d’amplitude inférieure à $500 \mu\text{m}$. Pour chacune de ces translations, 961 estimations ponctuelles du déplacement ont été mesurées dans une région d’intérêt de $3 \times 3 \text{ cm}$ au milieu du fantôme. Les valeurs de biais, d’écart-type et de risque sont exprimées en μm . Cette figure correspond aux résultats de simulation présentés à la figure 5.2. Les méthodes utilisant des projections du déplacement, couplées avec l’estimateur 1D en cascade, permettent d’atteindre de meilleures performances que la méthode de référence. Les meilleures performances sont obtenues dans le cas d’utilisation d’ondes focalisées. En comparaison des simulations correspondantes, les performances expérimentales sont légèrement dégradées pour toutes les méthodes, en particulier dans la direction axiale. La méthode utilisant des projections le long de faisceaux focalisés permet d’estimer les déplacements avec une précision quatre fois plus élevée dans la direction transverse et sept fois plus élevée dans la direction axiale par rapport à la méthode de référence.

méthodes	estimateurs	Les valeurs sont exprimées en μm .					
		$\hat{\mathbf{d}}_x$ déplacement transverse			$\hat{\mathbf{d}}_y$ déplacement axial		
		biais	écarts-types	risques	biais	écarts-types	risques
blockmatching	SAD 2D	2.51	4.71	5.70	15.0	3.11	15.4
	UQDE	23.8	19.0	32.1	14.0	3.46	14.7
	SAD	9.51	11.1	15.4	15.1	2.24	15.3
ondes planes	SAD + UQDE	1.78	5.36	5.89	4.8	1.99	5.19
	UQDE	22.9	17.9	29.07	12.9	2.86	13.21
faisceaux focalisés	SAD	5.72	2.68	6.31	7.78	2.55	8.18
	SAD + UQDE	1.21	0.73	1.41	2.38	1.77	2.96

TABLEAU 5.5 – Performances expérimentales des estimateurs de champs de déplacement pour des translations d'amplitude limitée. Ces résultats correspondent à la configuration de la deuxième campagne de mesures, réalisée à l'aide de l'échographe de recherche UlaOp. Les 72 déplacements considérés ont une amplitude inférieure à $50 \mu\text{m}$. Pour chacune de ces valeurs, nous avons effectué 961 estimations du déplacement dans une zone d'intérêt située au centre du fantôme. Les valeurs de biais, d'écart-type et de risque sont exprimées en μm . Les simulations correspondantes sont présentées dans le tableau 5.3. Les performances sur une plage restreinte d'amplitude ne sont pas très différentes des performances sur une plage plus large. L'ordre des méthodes en termes de performance reste le même que dans le tableau 5.5. La méthode la plus performante reste encore une fois la méthode utilisant des projections du déplacement le long de signaux focalisés.

Les remarques précédentes concernant le classement des différentes méthodes en termes de performance restent valides expérimentalement. La méthode de référence (mise en correspondance de blocs 2D) reste la méthode la moins performante, suivie par la méthode utilisant une pseudo-inversion des déplacements 1D de signaux acquis à l'aide d'ondes planes. La méthode offrant les meilleures performances est la méthode utilisant des faisceaux focalisés. Elle permet d'estimer des déplacements avec une précision de $1.41 \mu\text{m}$ dans la direction transverse et avec une précision de $2.96 \mu\text{m}$ dans la direction axiale. Contrairement aux simulations, les performances de cet estimateur n'ont pas l'air de dépendre de la gamme d'amplitudes considérée.

Le passage des simulations aux mesures expérimentales dégrade les performances de toutes les méthodes. La précision de la méthode de référence dans la direction axiale est largement altérée par l'application aux données expérimentales. Concernant les performances des différents estimateurs 1D envisagés, on peut remarquer que l'estimateur 1D SAD permet, comme en simulation, d'atteindre des performances équivalentes (dans la direction transverse) ou meilleures (dans la direction axiale) à la méthode de référence. L'estimateur de phase, appliqué aux données expérimentales, n'atteint pas de très bonnes performances, et ce même dans le cas de faibles amplitudes de déplacement (contrairement au cas en simulation). L'estimateur combinant une estimation grossière du décalage suivie d'une estimation plus fine effectuée à l'aide de phases, garde des propriétés de robustesse et de précision déjà démontrées en simulation.

Les méthodes d'estimation du mouvement utilisant des décalages 1D le long des signaux bruts offrent de meilleures performances en simulation et expérimentalement. Pour des conditions d'utilisation similaires, la méthode utilisant des ondes planes permet d'atteindre une précision expérimentale de $5 \mu\text{m}$ dans les directions transverse et latérale. La méthode utilisant des faisceaux a une précision encore plus élevée de $1.5 \mu\text{m}$ dans la direction transverse et $3 \mu\text{m}$ dans la direction axiale. La méthode de référence offre quant à elle une précision de $5 \mu\text{m}$ dans la direction transverse et $15 \mu\text{m}$ dans la direction axiale. La méthode basée sur les fonctionnelles n'a pas été appliquée en pratique car ces performances en simulation sont moins bonnes que celles de la méthode de mise en correspondance de blocs.

5.3 Discussions

5.3.1 Précision de la méthode basée sur des fonctionnelles.

Comme les résultats précédents l'ont montré, la méthode basée sur les fonctionnelles a des performances moins bonnes que les autres méthodes. Nous proposons une explication aux limitations de cette méthode. Nous avons réalisé l'expérience suivante : pour l'ensemble des positions du fantôme couvertes par la deuxième campagne de mesures, nous avons calculé l'écart-type de l'estimation du déplacement, pour la direction axiale et la direction latérale en faisant varier le nombre d'éléments actifs sur la sonde et le niveau de bruit ajouté aux signaux bruts. Les résultats de cette expérience sont présentés sur la figure 5.4.

On peut remarquer la précision de l'estimation diminue avec le nombre d'éléments actifs de la sonde, pour atteindre des valeurs quasi-constante dépendant uniquement du niveau de bruit. Au-delà de 20 éléments actifs, l'erreur a tendance à atteindre un niveau constant. Pour un nombre d'éléments assez important, la précision de l'estimation est divisée par deux en passant d'un rapport signal sur bruit de 20 dB à un rapport signal sur bruit de 6 dB. Cela traduit la grande sensibilité de la méthode au bruit.

Le niveau de bruit dans les signaux influence directement la création de minima locaux dans l'espace de recherche des fonctionnelles. Ces minima ont tendance à piéger l'algorithme de minimisation autour d'un point qui ne correspond pas au déplacement imposé au milieu. Pour éviter ce genre de problèmes, les méthodes d'inversion des projections 1D emploient une technique de

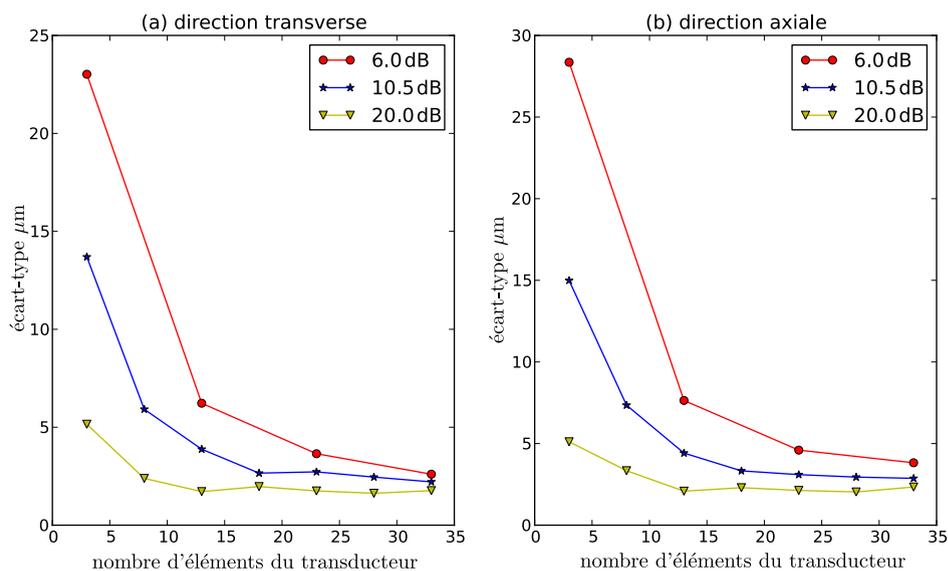


FIGURE 5.4 – Ecart-types dans la direction transverse (a) et dans la direction axiale (b) de l'estimateur utilisant les fonctionnelles. Le nombre d'éléments actifs sur la sonde est donné par l'axe des abscisses. Les courbes correspondent à différentes valeurs de rapport signal sur bruit : 6 dB correspond à un niveau de bruit élevé, 10 dB correspond à un niveau de bruit moyen et 20 dB correspond au niveau de bruit standard des signaux RF ultrasonores. Plus le nombre d'éléments actifs est important, plus la précision de l'estimation est bonne. A nombre d'éléments fixe, on constate que l'erreur augmente avec le niveau de bruit dans les signaux.

réjection des points aberrants.

5.3.2 Élimination des mesures aberrantes et estimateurs 1D

La technique d'élimination des projections aberrantes est décrite en détail dans le paragraphe 3.3.3 page 85. Elle permet d'augmenter la robustesse et la précision des méthodes d'estimation du mouvement. L'intérêt de cette technique est mis en évidence pour 4 cas typiques : l'estimation d'un déplacement axial, l'estimation d'un déplacement transverse, l'estimation d'un déplacement dont les projections ont une amplitude limitée et l'estimation d'un déplacement induisant des projections ayant une amplitude plus importante que la dynamique de l'estimateur de phase. Pour chaque cas, nous discuterons de l'influence de l'estimateur 1D utilisé. L'étude de ces différents cas a été réalisée à l'aide de la méthode utilisant des projections du déplacement le long d'ondes planes dépointées. Le nombre de directions de projection a été augmenté par rapport aux résultats présentés dans la première partie. La valeur de l'angle de dépointage maximum prend également une valeur plus élevée que précédemment.

- Cas du déplacement axial. Les figures correspondantes sont les figures 5.5 (a) pour l'estimateur 1D SAD, 5.5 (b) pour l'estimateur de phase et 5.5 (c) pour l'estimateur 1D mixte. Le déplacement imposé vaut $50 \mu\text{m}$ dans la direction axiale. Le déplacement est quasiment aligné avec les vecteurs normaux et donc les projections ont une valeur quasi-constante. Leur expression exacte prend la forme d'un cosinus d'amplitude $50 \mu\text{m}/2c = 0.064 \mu\text{s}$ fonction de l'angle de dépointage ξ . La variation des projections étant plus faible que la résolution des signaux RF, l'estimateur 1D SAD mesure la même valeur de projections, quel que soit l'angle de dépointage. Aucun point aberrant n'est détecté et le déplacement estimé à l'aide de ces projections est correct comme en témoigne les projections calculées avec celui-ci (courbe rouge). A cause du problème de non-localité des signaux acquis à l'aide d'ondes planes, les projections mesurées avec l'estimateur de phase sont plutôt bruitées. Malgré tout aucune projection n'est rejetée et l'estimation du déplacement reste ici aussi correcte. L'utilisation de l'estimateur mixte permet de limiter la plage d'estimation de l'estimateur de phase, tout en profitant d'une mesure grossière robuste effectuée par l'estimateur 1D SAD. On constate d'ailleurs que le bruit de mesure des projections est nettement réduit en utilisant l'estimateur mixte par rapport à l'estimateur de phase.
- Cas du déplacement transverse présenté sur les figures 5.5 (d), (e) et (f) pour les trois types d'estimateurs utilisés. Dans ce cas, le déplacement est purement transverse et a une valeur de $100 \mu\text{m}$. Pour un angle de dépointage nul, le déplacement est orthogonal au vecteur normal et la projection mesurée a une valeur nulle. Le signe des projections est le même que le signe de l'angle de dépointage. Plus l'angle de dépointage est important, plus la valeur de la projection l'est aussi. Les projections prennent la forme d'une sinusoïde dans le cas d'un déplacement transverse. Contrairement au cas axial, les mesures de l'estimateur 1D SAD sont très bruitées et on voit clairement apparaître les niveaux de quantification correspondant à la taille d'un échantillon temporel du signal. L'allure générale de la courbe est conservée, mais l'estimation du déplacement n'est pas bonne. L'estimateur de phase donne des projections beaucoup moins bruitées que dans le cas axial, surtout pour des angles de dépointage faibles. On peut remarquer un décrochement des deux estimateurs de phase pour des angles supérieurs. Ici encore, l'utilisation de l'estimateur mixte, malgré quelques points aberrants qui sont éliminés, permet d'obtenir l'estimation du déplacement la plus précise.

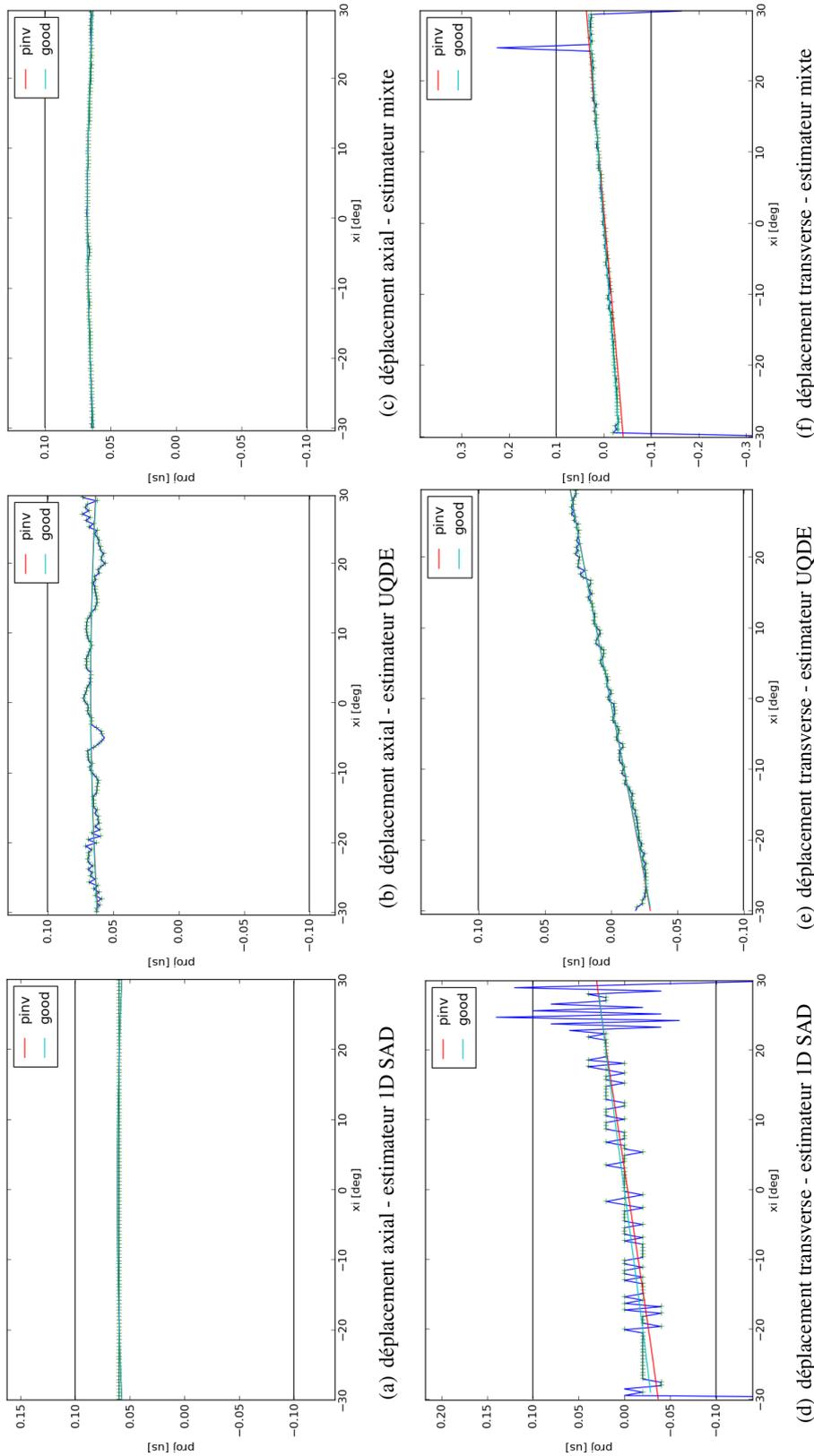


FIGURE 5.5 – Estimations 1D des projections du déplacement le long de signaux RF acquis à l'aide d'ondes planes dépointées. Les axes des abscisses correspondent à l'angle de dépointage de l'onde plane. Les courbes (a), (b) et (c) correspondent à un déplacement axial de $50 \mu\text{m}$. Les courbes (d), (e) et (f) correspondent à un déplacement transverse de $100 \mu\text{m}$. Les projections des courbes (a) et (d) ont été calculées avec l'estimateur SAD. Les projections des courbes (b) et (e) ont été calculées avec l'estimateur de phase. Les projections des courbes (c) et (f) ont été calculées avec l'estimateur combinant une estimation grossière SAD, suivie par une estimation du reste du décalage par l'estimateur de phase. Les courbes bleues donnent les estimations brutes. Les croix vertes correspondent aux points qui ne sont pas éliminés par la procédure d'élimination des points aberrants. Les courbes rouges correspondent aux décalages calculés à l'aide du modèle de mouvement et de l'estimation du déplacement effectuée avec l'ensemble des points. Les courbes indigo correspondent aux projections calculées à l'aide du modèle de mouvement et de l'estimation de mouvement après élimination des points aberrants. Les traits noirs horizontaux correspondent à la dynamique maximale de l'estimateur de phase.

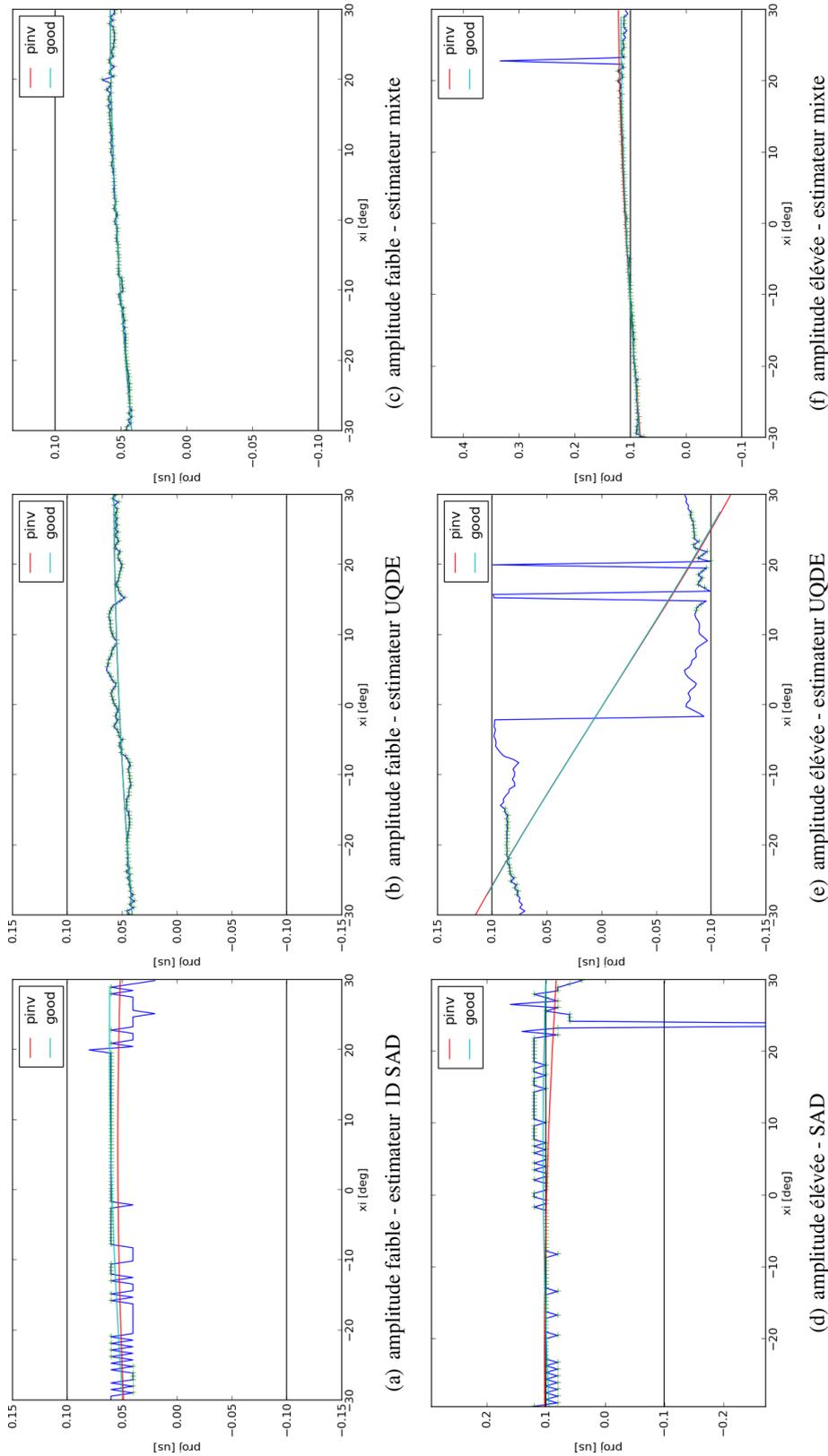


FIGURE 5.6 – Estimations 1D des projections du déplacement le long de signaux RF acquis à l'aide d'ondes planes dépointées. Les axes des abscisses correspondent à l'angle de dépointage de l'onde plane. Les courbes (a), (b) et (c) correspondent à un déplacement $30 \mu\text{m}$ axial et $40 \mu\text{m}$ transverse. Les courbes (d), (e) et (f) correspondent à un déplacement ayant le double d'amplitude. Les projections des courbes (a) et (d) ont été calculées avec l'estimateur SAD. Les projections des courbes (b) et (e) ont été calculées avec l'estimateur de phase. Les projections des courbes (c) et (f) ont été calculées avec l'estimateur combinant une estimation grossière SAD, suivie par une estimation du reste du décalage par l'estimateur de phase. Les courbes bleues donnent les estimations brutes. Les croix vertes correspondent aux points qui ne sont pas éliminés par la procédure d'élimination des points aberrants. Les courbes rouges correspondent aux décalages calculés à l'aide du modèle de mouvement et de l'estimation du déplacement effectuée avec l'ensemble des points. Les courbes indigo correspondent aux projections calculées à l'aide du modèle de déplacement et de l'estimation de mouvement après élimination des points aberrants. Les traits noirs horizontaux correspondent à la dynamique maximale de l'estimateur de phase.

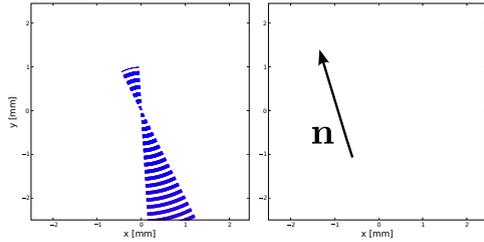
- Cas du déplacement de faible amplitude présenté pour les trois estimateurs 1D par les figures 5.6 (a), (b) et (c). On considère un déplacement axial de $40 \mu\text{m}$ associé à un déplacement transverse de $30 \mu\text{m}$. Ce cas est assez similaire au cas du déplacement axial et les remarques correspondantes restent encore valables. Ici le déplacement a deux composantes non nulles : la forme de la courbe des projections prend la forme d'un cosinus déphasé. Les projections atteignent la valeur maximale lorsque l'angle de dépointage de l'onde plane, et donc la direction du vecteur normal, sont colinéaires à la direction du déplacement. On voit apparaître la discrétisation des valeurs de projections l'estimateur 1D sur la figure 5.6 (a). L'estimation du déplacement la plus précise a été obtenue à l'aide de l'estimateur mixte.
- Cas du déplacement de grande amplitude présenté pour les trois estimateurs 1D par les figures 5.6 (d), (e) et (f). Le déplacement vaut ici le double de celui du cas précédent, soit un déplacement de $80 \mu\text{m}$ dans la direction axiale et de $60 \mu\text{m}$ dans la direction transverse. Un tel déplacement induit des projections 1D qui dépassent la dynamique de l'estimateur de phase. En regardant la figure associée à cet estimateur, on voit, à cause des discontinuités allant d'une borne à l'autre de la dynamique, que les projections mesurées sont aberrantes. La courbe de projections calculées avec l'estimation du déplacement correspond à un déplacement transverse très important. L'estimation échoue complètement avec l'estimateur de phase. Les estimateurs 1D SAD et mixte ont quelques projections aberrantes, mais ces points sont éliminés et les estimations de déplacement sont correctes. L'estimation la plus précise est obtenue avec l'estimateur mixte.

En regardant ces quatre cas, on peut constater que l'estimateur mixte donne les estimations des projections les plus précises, et donc que les estimateurs de déplacement l'utilisant donne des résultats plus précis. Les figures 5.5 (e) et 5.6 (e) montrent bien l'intérêt pratique de la procédure d'élimination des projections aberrantes.

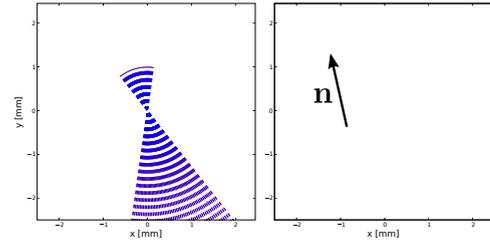
5.3.3 Taille de la zone focale

Dans cette partie, nous allons montrer comment maîtriser la taille et la forme de la zone focale en choisissant judicieusement la géométrie des faisceaux focalisés. Comme nous l'avons vu précédemment, la zone focale correspond à la zone où le déplacement peut être estimé correctement. Le choix de la géométrie des faisceaux a donc une grande influence sur la précision de l'estimation de mouvement. Quatre exemples de géométrie sont présentés sur la figure 5.7 : la configuration retenue dans cette partie (a), une configuration utilisant des faisceaux plus larges (b) et deux configurations pour lesquelles les faisceaux d'émission et de réception sont décalés l'un par rapport à l'autre (c) (d). Lorsque les deux faisceaux sont superposés, la direction de projection du mouvement est la même que celle des faisceaux. Si les faisceaux sont décalés, alors la direction de projection est la direction médiane des directions des faisceaux. Comme le montre la figure 5.7, la longueur de la zone focale peut être réduite en décalant légèrement les deux faisceaux. La largeur de la zone focale est quant à elle contrôlée par la largeur des faisceaux.

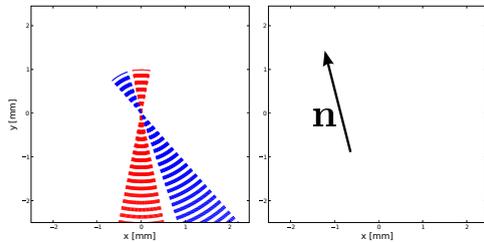
Dans le cas où il n'existe pas *a priori* sur la nature du déplacement que l'on cherche à estimer, il est intéressant de parcourir une large gamme de directions différentes. L'utilisation de faisceaux décalés en émission et en réception va limiter cette gamme en raison de la taille finie de la sonde ultrasonore. Dans une optique d'utilisation généraliste de l'estimateur, il est donc plus intéressant d'utiliser des faisceaux alignés. La largeur des faisceaux a une influence sur la longueur de la zone focale. Si on choisit une valeur trop grande, alors le point d'intérêt va sortir de la zone focale en se déplaçant, et le mouvement ne pourra pas être estimé correctement. Si les faisceaux sont trop fins, alors la zone focale aura une largeur trop grande, ce qui mènera à une mauvaise estimation du déplacement, comme nous l'avons montré précédemment. Dans le cas général, il faut donc utiliser



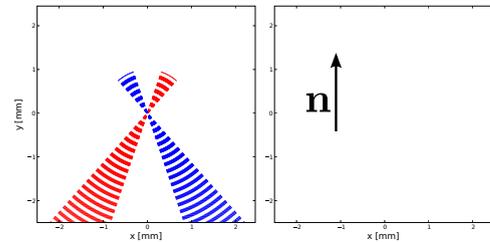
(a) Configuration par défaut utilisée dans le chapitre 5. Les faisceaux d'émission et de réception sont superposés. La largeur des faisceaux vaut 20° . On obtient une zone focale très longue, mais ayant une largeur limitée, orientée dans la direction des faisceaux.



(b) Même cas que (a), en augmentant la largeur des faisceaux. La zone focale ne change pas de direction mais sa longueur et sa largeur sont réduites. Si le déplacement du point d'intérêt devient trop important, il risque de sortir de la zone et le déplacement ne pourra pas être estimé correctement.



(c) Cette configuration correspond à la configuration (a) en décalant les faisceaux d'émission et le faisceau de réception. La zone focale prend la forme d'une ellipse. Elle a une longueur similaire à celle de la configuration (b) mais sa largeur correspond à la configuration (a). La direction de projection du mouvement, perpendiculaire aux variations de la phase dans la zone focale, est alignée avec la direction médiane des deux faisceaux.



(d) Cette configuration correspond à la configuration (a) en décalant le faisceau d'émission et le faisceau de réception d'un angle plus important que la configuration (c). En écartant les deux faisceaux de manière symétrique par rapport à la direction axiale. La forme de la zone focale devient presque ronde et la direction de projection du mouvement est alignée avec la direction axiale.

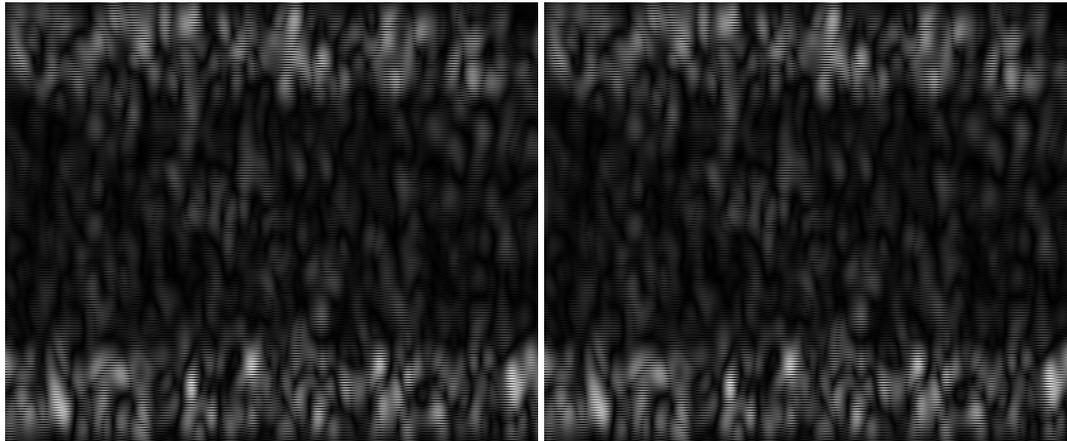
FIGURE 5.7 – Exemples de géométrie de faisceaux focalisés associée avec une image de la zone focale correspondante. Le faisceau d'émission est représenté en rouge et le faisceau utilisé en réception est représenté en bleu. Le point focal se trouve au centre des figures et la sonde se trouve en dessous des figures. Les images de zones focales montrent la phase du filtre de mouvement dans la zone focale. La limite de la zone focale est calculée pour une marge d'intensité de 3 dB. Le filtre de mouvement est défini par 3.49 page 70 et la marge d'intensité par 3.55 page 72. La phase représentée dans la zone focale peut être interprétée comme une image des fronts d'ondes. Comme les vecteurs normaux ont la propriété d'être perpendiculaires au front d'onde, la projection du mouvement sera mesurée suivant la direction perpendiculaire aux lignes de même phase. L'espacement entre les lignes de même phase (les fronts d'ondes) correspond à la longueur d'onde centrale de l'impulsion acoustique utilisée.

des faisceaux alignés en émission et en réception, avec une largeur de faisceau de l'ordre de 20° . Ce sont les paramètres que nous avons retenus ici. La figure 3.17 donne la taille de la zone focale en fonction de la largeur des faisceaux utilisés.

5.4 Conclusion

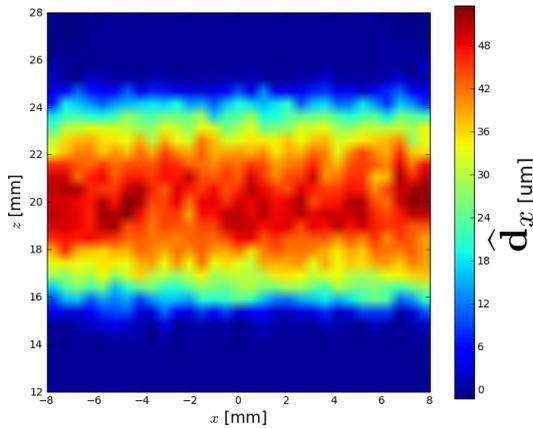
Cette thèse m'a permis de développer plusieurs méthodes d'estimation du champ de déplacement utilisant directement les signaux RF au lieu des images ultrasonores, comme le font la plupart des autres méthodes. La première méthode, basée sur la minimisation de deux fonctionnelles, n'a pas atteint les performances pratiques espérées. Cependant, le modèle de l'influence du mouvement sur les signaux RF a été réutilisé par les méthodes développées ensuite. La notion de vecteur normal, traduisant l'influence du mouvement sur les signaux RF, est un point fort de la thèse. Cette notion m'a permis de proposer une autre approche utilisant des estimations 1D du déplacement le long des signaux RF. Ces estimations 1D sont recombinaées pour estimer le déplacement 2D du milieu à l'aide de l'inversion d'une matrice construite à partir des vecteurs normaux. Une première version de cette approche utilise des signaux RF acquis à l'aide d'ondes planes dépointées. Après avoir identifié les verrous posés par l'utilisation de telles ondes, j'ai proposé une adaptation de ma méthode tirant parti des vecteurs normaux aux faisceaux d'ondes focalisés. Une comparaison expérimentale des méthodes proposées dans la thèse avec une méthode de référence a permis de mesurer une amélioration de la précision de l'estimation d'un facteur 5. Pour une fréquence de travail de 5 MHz, l'estimateur utilisant les ondes focalisées atteint une précision expérimentale de $1.41 \mu\text{m}$ dans la direction transverse et $2.96 \mu\text{m}$ dans la direction axiale. J'ai également proposé une méthode de formation d'images, basée sur la reconstruction du spectre, compatible avec les signaux des méthodes d'estimation du déplacement. Cette méthode améliore légèrement la résolution des images ultrasonores.

Les perspectives d'application de ces méthodes sont vastes. L'estimation de vitesses du flux sanguin, illustrée par la figure 5.8, ainsi que des applications dans le domaine de l'imagerie ultrasonore de l'élasticité, semblent être de bonnes candidates car la plage d'amplitude des déplacements correspond à la plage où les estimateurs ont de meilleures performances que les estimateurs classiques.

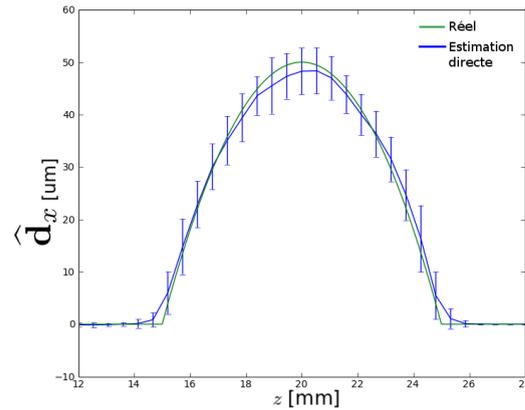


(a) Image ultrasonore du milieu en position initiale.

(b) Image ultrasonore du milieu après déplacement.



(c) Composante transverse du champ estimé.



(d) La courbe bleu représente le profil moyen de vitesse du flux le long du vaisseau. Les barres d'erreurs correspondent à l'écart-type de la composante transverse du flux pour différentes profondeurs. La courbe verte représente le profil de vitesse théorique dans le vaisseau.

FIGURE 5.8 – Application de l'estimateur de déplacement utilisant des projections du déplacement le long de faisceaux focalisés à l'estimation d'un flux parabolique horizontal. L'estimation est effectuée directement à partir de signaux RF focalisés autour du point d'intérêt. Les images ultrasonores mode B présentées en (a) et (b) ont été calculées à l'aide de la méthode de formation d'images spectrales développée au cours de cette thèse.

Annexe **A**

Pseudo-inverse

A.1 Introduction

Un système prend des données x en entrée et fournit des mesures y en sortie. Le comportement du système, c'est-à-dire les mesures attendues pour des entrées connues, est modélisé par une fonction f . Ce problème est appelé problème direct.

$$f(x) = y \quad (\text{A.1})$$

Le problème inverse consiste à calculer x à partir des mesures délivrées par le système y . Mathématiquement, cela revient à trouver l'inverse de f . Cependant, dans la plupart des cas cette fonction inverse n'existe pas. On ne peut alors qu'estimer x à l'aide une fonction g dont le rôle se rapproche de celui de l'inverse au sens strict.

$$x = g(y) \quad (\text{A.2})$$

En algèbre linéaire, la pseudo-inverse généralise le concept d'inverse dans le cas des applications et des matrices non inversibles. Les pseudo-inverses ne possèdent qu'une partie des propriétés des inverses. On perd en particulier la propriété d'unicité. En ajoutant des contraintes supplémentaires que nous allons détailler par la suite, il est alors possible de choisir une solution et de définir ainsi une pseudo-inverse unique appelée *pseudo-inverse de Moore-Pensore* ou tout simplement *pseudo-inverse*. Le concept d'inverse d'une matrice singulière a été introduit par Moore en 1920 [Moore, 1920] et développé par la suite [Moore, 1935]. Penrose a par la suite redécouvert ce concept en l'exprimant à partir d'un problème de minimisation quadratique [Penrose, 1955]. Les travaux de ces deux chercheurs sont résumés et mis en parallèle dans [Rao and Mitra, 1971] et [Tarantola, 2005].

A.2 Définition

Soit f une application linéaire entre deux espaces vectoriels E et F , et g une application linéaire de F vers E . g est la pseudo-inverse de f et f est la pseudo-inverse de g si et seulement si les deux propriétés (A.3) sont vraies. On note \circ l'opérateur de composition des applications.

$$\begin{aligned} f \circ g \circ f &= f \\ g \circ f \circ g &= g \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Cette définition doit être mise en regard de la définition de l'inverse donnée par l'équation suivante où id est l'application identité. E et F sont alors nécessairement de même dimension.

$$f \circ g = g \circ f = id \quad (\text{A.4})$$

On peut remarquer que si f et g vérifient (A.4) alors elles vérifient également (A.3) car id est l'élément neutre de l'opérateur de composition id . L'inverse est donc le cas particulier de la pseudo-inverse pour les applications bijectives. C'est pour cette raison que le concept de pseudo-inverse est parfois appelé *inverse généralisée*. Le domaine d'application intéressant de la pseudo-inverse va donc être le cas où f n'est pas bijective, c'est-à-dire soit injective, soit surjective uniquement.

La définition de la pseudo-inverse (A.3) relâche la définition de l'inverse (A.4) dans le sens où elle ne garantit plus de revenir sur le même élément de E par application de $g \circ f$. La définition de la pseudo-inverse stipule que l'action de f sur $x \in E$ est la même que celle de f sur $x' = g(f(x)) \in E$ où x' a subi un aller-retour entre E et F , même si dans le cas général $x \neq x'$. La figure A.1 reprend graphiquement les propriétés de la définition de la pseudo-inverse.

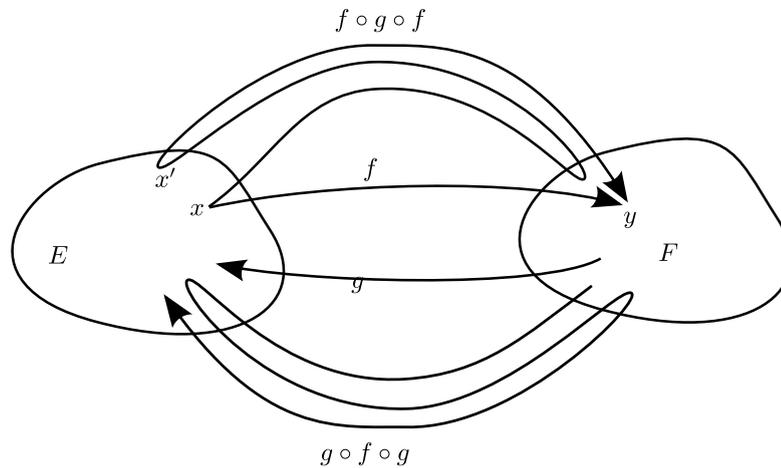


FIGURE A.1 – E et F sont deux espaces vectoriels. f est une application linéaire de E dans F et g est une application linéaire de F dans E . Les applications linéaires $f \circ g \circ f$ et $g \circ f \circ g$ doivent correspondre à f et g pour que ces deux applications linéaires soient leurs pseudo-inverses.

Dans le cas où E et F sont des espaces vectoriels de dimension finie à valeur réelle, l'application linéaire f est représentée par la matrice A et g est représentée par la matrice A^+ . L'opérateur de composition est alors remplacé par la multiplication matricielle. Les définitions générales (A.3) deviennent alors :

$$\begin{aligned} AA^+A &= A \\ A^+AA^+ &= A^+ \end{aligned} \tag{A.5}$$

Le problème direct s'écrit alors sous la forme matricielle suivante :

$$Ax = y \tag{A.6}$$

et la pseudo-inverse fournit une solution unique au problème inverse :

$$\tilde{x} = A^+y \tag{A.7}$$

On peut alors séparer le problème suivant en deux cas pour trouver l'expression de A^+ :

- f est une application surjective. A est alors une matrice ligne et le problème est un problème sous-déterminé. La solution donnée par la pseudo-inverse est la solution minimisant la norme quadratique dans l'espace d'arrivée F ;
- f est une application injective. A est alors une matrice colonne et le problème que l'on cherche à résoudre est un problème surcontraint. La solution donnée par la pseudo-inverse est la solution minimisant l'erreur quadratique.

Si l'application est à la fois surjective et injective, alors elle est bijective, l'inverse est définie et elle correspond à la pseudo-inverse.

A.3 Problème sous-déterminé

Supposons que $E = \mathbb{R}^n$ et $F = \mathbb{R}^m$, avec $m < n$ et que le rang de f soit égale à m . La surjectivité de l'application est traduite par le fait que l'image de f a une dimension plus faible que l'espace de départ. La matrice A est m lignes et n colonnes, on parle alors d'une matrice ligne ou en anglais de *fat matrix* en raison de son aspect horizontal et étalé. Dans ce cas la pseudo-inverse prend l'expression (A.8), où \bullet^{-1} est l'opérateur d'inversion matricielle et \bullet^T est l'opérateur de transposition :

$$A^+ = A^T(AA^T)^{-1} \quad (\text{A.8})$$

Cette définition a bien les propriétés d'une pseudo-inverse définies par l'équation (A.3). Le produit AA^T est une matrice ayant m lignes et m colonnes de rang m . Son inverse est donc bien toujours définie. Montrons que cette expression donnera la solution ayant une norme quadratique minimale. Le problème étant un problème sous-déterminé, il existe une infinité de solutions telles que $Ax = y$. Celles-ci peuvent s'écrire sous la forme suivante, où $Ker(A)$ représente le noyau de A :

$$\{x|Ax = y\} = \{x_p + z|z \in Ker(A)\} \quad (\text{A.9})$$

x_p est une solution particulière du problème et z permet de choisir telle ou telle solution. La dimension de $Ker(A)$ vaut $n - m$, on dispose donc de $m - n$ degré de liberté pour choisir une solution. Parmi toutes ces solutions, il existe une solution qui minimise $\|x\|^2$, la norme quadratique de la solution. Cette solution particulière est donnée par $\tilde{x} = A^+y$ (A.8). Toutes les solutions peuvent donc s'écrire comme la somme de $\tilde{x} = x_p$ et d'un élément du noyau de A .

$$x = \tilde{x} + z, z \in Ker(A) \quad (\text{A.10})$$

Calculons maintenant le produit scalaire de z et de \tilde{x} . On rappelle que $Az = 0$ car $z \in Ker(A)$.

$$\begin{aligned} z^T \tilde{x} &= z^T A^T (AA^T)^{-1} y \\ &= (Az)^T (AA^T)^{-1} y \\ &= 0 \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

On vient donc de montrer que z est orthogonal à \tilde{x} . Et, en utilisant le théorème de Pythagore, on montre ainsi que \tilde{x} est bien la solution ayant la norme minimale.

$$\|x\|^2 = \|\tilde{x} + z\|^2 = \|\tilde{x}\|^2 + \|z\|^2 \geq \|\tilde{x}\|^2 \quad (\text{A.12})$$

Dans le cas d'une application sous-déterminée, la pseudo-inverse nous permet de calculer la solution ayant une norme minimale ; nous aurions pu choisir une autre contrainte plus adaptée au problème que l'on cherche à résoudre. Nous serions alors tombés sur une autre solution particulière. Le choix de la contrainte est un problème, appelé problème de régularisation, qui dépasse le cadre de cette thèse. Les lecteurs sont invités à lire [Tarantola, 2005] pour plus d'informations.

A.4 Problème surcontraint

L'autre cas intéressant est le cas où f est injective. C'est-à-dire que $m > n$ et que le rang de f vaut m . Le problème est alors surcontraint et, la plupart du temps, aucune solution satisfaisant exactement toutes les contraintes ne peut être trouvée. Dans ce cas, la pseudo-inverse minimisera

l'erreur quadratique d'estimation. La matrice A , comportant plus de lignes que de colonnes, a une forme verticale, d'où son nom de matrice colonne ou *skinny matrix* en anglais. La pseudo-inverse est alors donnée par l'expression suivante :

$$A^+ = (A^T A)^{-1} A^T \quad (\text{A.13})$$

Comme dans le cas du problème sous-déterminé (A.8), la définition dans le cas surdéterminé vérifie les propriétés de la définition de la pseudo-inverse (A.3). La solution est alors la solution minimisant l'erreur quadratique d'estimation. On définit r , le résidu de l'estimation d'une solution x , comme suit :

$$r = Ax - y \quad (\text{A.14})$$

Le résidu sera identiquement nul uniquement si x est la solution exacte du problème. Plus la norme de r sera grande, plus l'écart entre les mesures y et le Ax sera important. La norme du résidu joue le rôle de l'erreur d'estimation dans le cas du problème surcontraint. On cherche à trouver \tilde{x} tel que cette erreur soit minimale. En raison de la convexité du problème, on peut démontrer que \tilde{x} existe et qu'elle est unique. Il en découle donc que le gradient de la norme du résidu sera nul en $x = \tilde{x}$. L'opérateur de gradient est noté ∇ .

$$\nabla \|r\|^2 = 0, x = \tilde{x} \quad (\text{A.15})$$

En développant les différentes expressions, on obtient une expression du résidu sous forme matricelle :

$$\begin{aligned} \|r\|^2 &= r^T r \\ &= (Ax - y)^T (Ax - y) \\ &= x^T A^T Ax - 2y^T Ax + y^T y \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

On en déduit l'expression du gradient :

$$\nabla \|r\|^2 = 2A^T Ax - 2A^T y \quad (\text{A.17})$$

En utilisant la propriété de nullité du gradient en \tilde{x} , on déduit l'équation suivante, appelée *équation normale* dans la littérature :

$$A^T Ax = A^T y \quad (\text{A.18})$$

La matrice $A^T A$ est une matrice comportant m colonnes et m lignes. Comme cette matrice est obtenue par le produit de deux matrices de rang m , elle est également de rang m et donc inversible. On retrouve l'expression (A.13). Pour un problème surcontraint, la pseudo-inverse donnera donc la solution ayant l'erreur quadratique la plus faible.

Annexe **B**

Angle maximum de dépointage lié aux interférences et à la diffraction

B.1 Problématique

Deux phénomènes physiques rentrent en compte lors du calcul de l'angle maximum de dépointage des ondes planes, noté ξ_{max} . Du fait du nombre fini de transducteurs sur la sonde ultrasonore et de la discrétisation de la position de ces éléments, l'onde plane va avoir des lobes de réseau. La diffraction des ondes due au fait que les transducteurs ont une taille non nulle va créer des lobes de diffraction qui vont moduler les amplitudes des lobes de réseau. Ces phénomènes sont décrits à plusieurs reprises dans la littérature [Burdic, 1991, Goodman, 2005, Lu and Greenleaf, 1992]. Dans cette annexe, nous allons modéliser ces deux phénomènes et trouver en particulier une expression de l'angle maximum de dépointage ξ_{max} pour notre application.

B.2 Modélisation

Pour ce faire, nous allons nous placer dans le cas où l'on cherche à émettre une onde acoustique plane continue de fréquence f . Cette fréquence correspond à la fréquence centrale de l'onde acoustique impulsionnelle qui sera utilisée en pratique lors de l'acquisition des signaux RF. L'angle de dépointage de cette onde est noté ξ . On va observer l'intensité de l'onde acoustique dans la direction ξ' . En faisant varier ξ' , on obtiendra un graphe montrant l'intensité de l'onde en fonction de l'angle d'observation du milieu. Ce genre de figure est appelé diagramme de directivité. Le *pitch* est un paramètre de la sonde qui correspond à la distance entre les centres de deux éléments contigus sur la sonde. On le note p dans le manuscrit. Le *kerf* est un autre paramètre qui correspond à la distance entre deux éléments de la sonde. On le note k dans le reste du manuscrit. Les notations et le schéma de situation utilisés dans cette partie sont repris sur la figure B.1.

Considérons dans un premier temps uniquement le phénomène d'interférences dû à la discrétisation de la sonde en éléments ponctuels. La différence de marche entre deux éléments consécutifs de la sonde, notée δ_{interf} , prend l'expression (B.1). Cette expression comprend deux termes : l'un, $p \sin(\xi)$, correspond à la différence de marche liée au dépointage ; l'autre, $p \sin(\xi')$ correspond à la différence de marche liée à la direction d'observation. Ces deux termes se soustraient pour former δ_{interf} .

$$\delta_{interf} = p (\sin(\xi) - \sin(\xi')) \quad (B.1)$$

Pour que les ondes issues des différents transducteurs forment des interférences constructives, cette différence de marche doit vérifier la condition $\delta_{interf} = l\lambda$. Pour chaque valeur de ξ'_l qui vérifie cette relation, on aura un lobe de réseau. l indique l'ordre de l'interférence considérée. On peut facilement remarquer que le lobe d'ordre 0 se situera toujours dans la direction de dépointage de l'onde plane utilisée. En combinant la condition d'interférence constructive et l'expression de la différence de marche (B.1), on trouve les expressions des directions des lobes de réseau (B.2).

$$\xi'_l = \arcsin \left(\sin(\xi) - \frac{l\lambda}{p} \right) \quad (B.2)$$

On peut également remarquer que si $\lambda > 2p$, alors l'équation ci-dessus n'admettra de solution que pour $l = 0$. On n'aura jamais de lobe de réseau et l'angle de dépointage ne sera limité que par les phénomènes d'interférences. Pour des raisons techniques, cette condition n'est pas respectée par la plupart des sondes ultrasonores. Par exemple pour la sonde utilisée dans cette thèse, pour laquelle $p = 245 \mu\text{m}$, il existera des lobes de réseau à partir d'une fréquence de 3.14 MHz.

Etablissons maintenant l'expression donnant l'intensité de l'onde acoustique mesurée dans la direction ξ' liée au phénomène d'interférences entre les éléments de la sonde. Le principe de Huygens-Fresnel nous permet d'écrire cette intensité comme la somme complexe des intensités

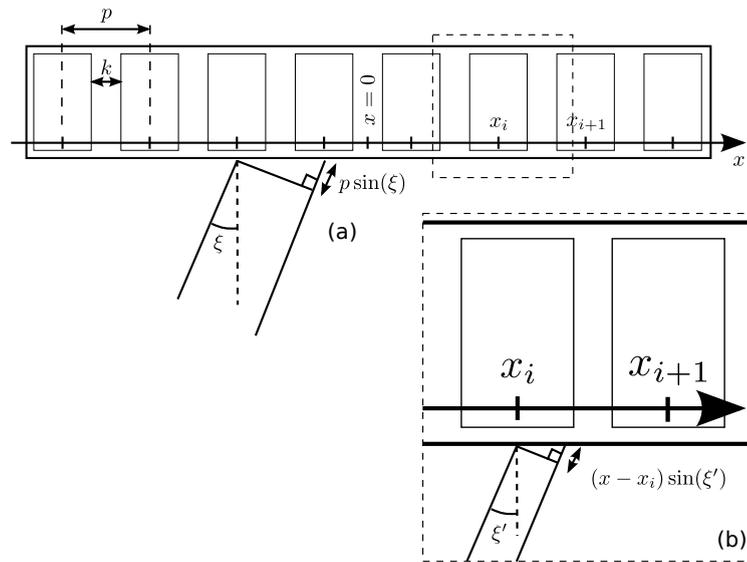


FIGURE B.1 – Schéma de situation utilisé pour le calcul de l'angle ξ_{max} dû à la diffraction et aux interférences de réseau. L'onde plane est émise avec un angle de dépointage ξ . Le milieu est observé sous un angle ξ' . p correspond à la distance entre deux centres d'éléments de la sonde, en anglais ce paramètre est appelé *pitch*. k est la distance séparant deux éléments contigus de la sonde, en anglais on appelle ce paramètre *kerf*. Pour la sonde qu'on utilise, ces paramètres prennent les valeurs suivantes, $p = 245 \mu\text{m}$ et $k = 30 \mu\text{m}$. Comme le montrent les triangles rectangles mis en évidence sur la figure, on trouve facilement les expressions des différences de marche dues au dépointage de l'onde (a) et à la direction d'observation de l'onde (b).

provenant des éléments de la sonde. En remarquant que cette somme suit une progression géométrique, on trouve l'expression (B.3) pour I_{interf} . Cette expression est normalisée pour que l'amplitude du lobe principal vaille 1.

$$\begin{aligned} I_{\text{interf}}(\xi') &= \frac{1}{K^2} \left\| \sum_{k=0}^{K-1} e^{i2\pi k \delta_{\text{interf}}/\lambda} \right\|^2 \\ &= \frac{1}{K^2} \left(\frac{\sin\left(\frac{2\pi K p (\sin(\xi) - \sin(\xi'))}{\lambda}\right)}{\sin\left(\frac{2\pi p (\sin(\xi) - \sin(\xi'))}{\lambda}\right)} \right)^2 \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

On peut remarquer en introduisant (B.2) dans (B.3) que $I_{\text{interf}}(\xi'_l) = 1, \forall l$, cela signifie que lorsque les éléments du transducteur sont ponctuels, tous les lobes de réseau ont la même intensité, égale à celle du lobe principal. L'amplitude des lobes de réseau va être modulée par la diffraction due à la non-ponctualité des éléments de la sonde. Modélisons la réponse en intensité liée à la diffraction d'un élément unique de la sonde ultrasonore. En regardant la figure B.1, on peut exprimer facilement la différence de marche entre de petites portions de l'élément considéré. Cette expression est notée δ_{diff} et son expression est donnée par (B.4). La largeur d'un élément correspond à $p - k$.

$$\delta_{\text{diff}} = x \sin(\xi'), |x| < p - k \quad (\text{B.4})$$

En utilisant de nouveau le principe de Huygens-Fresnel, on peut exprimer l'intensité acoustique émise dans la direction ξ' comme la norme de la somme des ondes provenant de chaque petites portions du transducteur considéré. L'expression (B.5) exprime l'intensité acoustique diffractée par l'élément central de la sonde. Cette grandeur est notée $I_{\text{diff}}(\xi')$. L'expression de l'intensité est normalisée par rapport à l'intensité mesurée dans la direction axiale.

$$\begin{aligned} I_{\text{diff}}(\xi') &= \left\| \int_{\frac{k-p}{2}}^{\frac{p-k}{2}} e^{i2\pi \delta_{\text{diff}}/\lambda} dx \right\|^2 \\ &= \text{sinc} \left(\frac{(p - k) \sin(\xi')}{\lambda} \right)^2 \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

En faisant l'hypothèse que tous les éléments de la sonde sont vus sous le même angle, c'est-à-dire qu'on observe la sonde d'assez loin ($\sim 5\text{cm} \gg \lambda$), on peut considérer que le phénomène de diffraction est le même pour tous les éléments de la sonde. L'intensité acoustique prenant en compte les phénomènes de diffraction et d'interférences de réseau peut alors s'exprimer comme le produit des intensités I_{interf} et I_{diff} . Elle est notée $I(\xi')$ et son expression (B.6) est obtenue en combinant (B.3) et (B.5).

$$\begin{aligned} I(\xi') &= I_{\text{interf}} I_{\text{diff}} \\ &= \frac{1}{K^2} \left(\frac{\sin\left(\frac{2\pi K p (\sin(\xi) - \sin(\xi'))}{\lambda}\right)}{\sin\left(\frac{2\pi p (\sin(\xi) - \sin(\xi'))}{\lambda}\right)} \right)^2 \text{sinc} \left(\frac{(p - k) \sin(\xi')}{\lambda} \right)^2 \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

Les différents calculs sont détaillés dans [Goodman, 2005]. Comme nous l'avons remarqué précédemment, l'intensité des lobes de réseau n'est fonction que du phénomène de diffraction. Nous définissons donc I_l , l'intensité du l ème lobe de réseau. Les expressions de ces intensités

sont données par (B.7). On définit de plus l'amplitude relative du lobe l comme le rapport de son intensité sur l'intensité du lobe principal I_0 .

$$\begin{aligned} I_l &= I(\xi'_l) = I_{\text{interf}}(\xi'_l)I_{\text{diff}}(\xi'_l) = I_{\text{diff}}(\xi'_l) \\ &= \text{sinc}\left(\frac{(p-k)}{\lambda}\sin(\xi) - \frac{l(p-k)}{p}\right)^2 \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

La figure B.2 montre les angles et les amplitudes relatives des lobes de réseau pour trois fréquences d'émission comprises dans la bande passante de la sonde utilisée dans ce manuscrit. L'expression des angles est donnée par (B.2) et les amplitudes sont données par (B.7). Les diagrammes de rayonnement sont calculés à l'aide de (B.6) pour des angles d'émission tels que l'amplitude du premier lobe de réseau vaille la moitié de celle du lobe principal (-3 dB). On peut remarquer que plus la fréquence d'émission augmente, plus les lobes de réseau seront nombreux et d'intensité élevée. Il se passe le même phénomène si on augmente de manière trop importante l'angle de dépointage. Pour des angles de dépointage très élevés, on peut même remarquer que l'amplitude des lobes secondaires va devenir plus importante que celle du lobe principal.

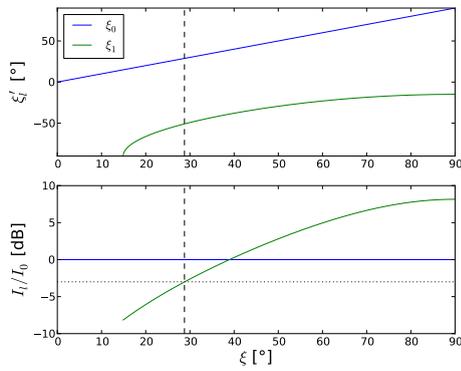
Nous proposons de limiter la plage des angles de dépointage en garantissant que le lobe principal aura une amplitude plus élevée que celle des autres lobes. On garantit ainsi le fait que les signaux RF acquis correspondent bien au milieu situé dans la direction du lobe principal. Nous définissons donc la marge d'intensité, noté Δ_I , comme étant le rapport de l'intensité du premier lobe de réseau sur l'intensité du lobe principal. L'expression (B.8) définit la marge d'intensité. L'angle maximum de dépointage dû aux phénomènes de diffraction et d'interférence est alors défini comme étant l'angle le plus faible pour lequel la marge d'intensité atteint une certaine valeur.

$$\Delta_I = \frac{I_1}{I_0} \quad (\text{B.8})$$

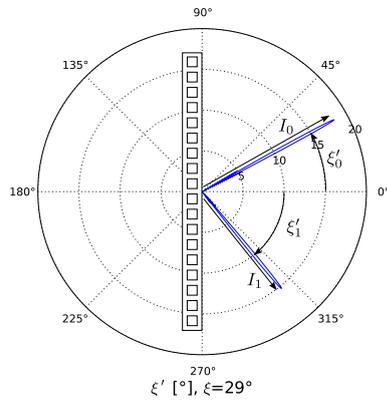
B.3 Résultats

La figure B.3 donne les valeurs de ξ_{max} pour la gamme de fréquences utile de la sonde et pour plusieurs marges d'intensité. Les valeurs des angles utilisés pour tracer les diagrammes de rayonnement de la figure B.2 peuvent être retrouvées sur la courbe correspondant à une marge d'intensité de $\Delta_I = -3$ dB. A fréquence fixée, plus on choisit une marge élevée, plus la plage de l'angle de dépointage sera limitée. Si l'on augmente la fréquence, la gamme des ξ accessibles est encore réduite. On peut d'autre part remarquer que pour des marges d'intensité importantes et des fréquences faibles, comme par exemple $\Delta_I = -12$ dB et $f < 6$ MHz sur la figure B.3, le phénomène limitant devient l'existence du premier lobe. Dès que le premier lobe existe, son intensité est trop importante pour vérifier la condition imposée par la marge d'intensité. La figure B.3 nous permet de choisir, connaissant la marge d'intensité choisie, l'angle maximum de dépointage correspondant.

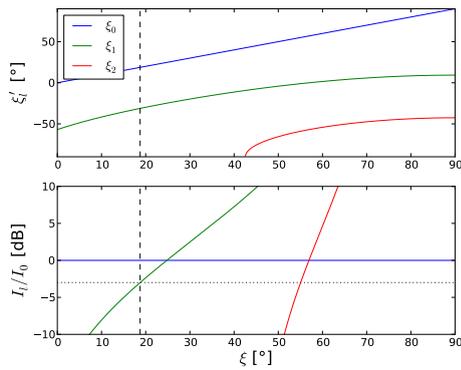
La modélisation et les résultats exposés dans cette partie ne tiennent pas compte d'un certain nombre de phénomènes rencontrés dans la pratique. Le modèle utilisé ne tient en particulier pas compte des fenêtres d'apodisation utilisées par le schéma *délais et somme* décrit dans le paragraphe 1.1.2 page 8. L'utilisation de fenêtres gaussiennes a tendance à diminuer l'amplitude des lobes de réseau et par conséquent permet l'accès à une gamme d'angles de dépointage plus large. Les valeurs données par la figure B.3 sont des valeurs pessimistes de ξ_{max} .



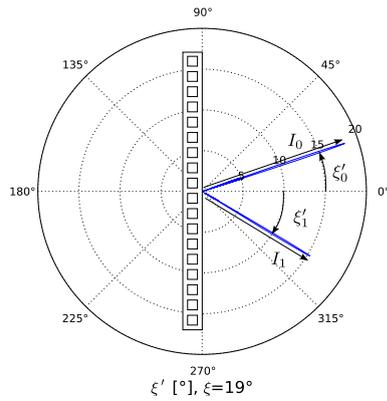
(a) $f = 5$ MHz - Angles et amplitudes des lobes de réseau



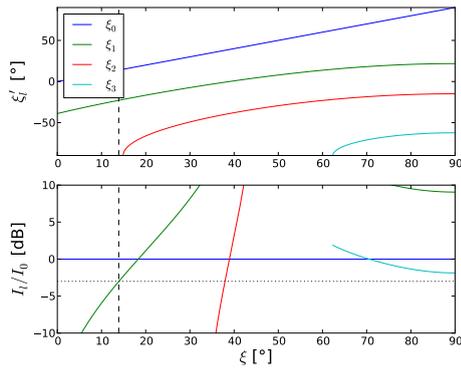
(b) $f = 5$ MHz - Diagramme de rayonnement



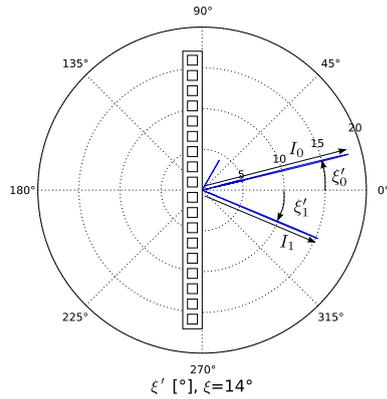
(c) $f = 7.5$ MHz - Angles et amplitudes des lobes de réseau



(d) $f = 7.5$ MHz - Diagramme de rayonnement



(e) $f = 10$ MHz - Angles et amplitudes des lobes de réseau



(f) $f = 10$ MHz - Diagramme de rayonnement

FIGURE B.2 – (a) (c) (e) Angles et amplitudes des lobes secondaires de réseau. Les valeurs des angles sont données par (B.2) et les amplitudes sont données par (B.6). (b) (d) (f) Diagrammes de rayonnement correspondant à l'angle de dépointage indiqué par des pointillés sur les figures situées à leur gauche. La valeur de l'angle de dépointage est reportée sous la figure. Le transducteur utilisé comporte 64 éléments et a pour paramètres les valeurs suivantes : $p = 245 \mu\text{m}$, $k = 30 \mu\text{m}$. Cette sonde correspond à la sonde utilisée dans le chapitre 5. L'échelle des intensités sur les diagrammes de rayonnement est exprimée en décibel. On a utilisé une marge d'amplitude de -3 dBs qui correspond aux traits pointillés fins horizontaux.

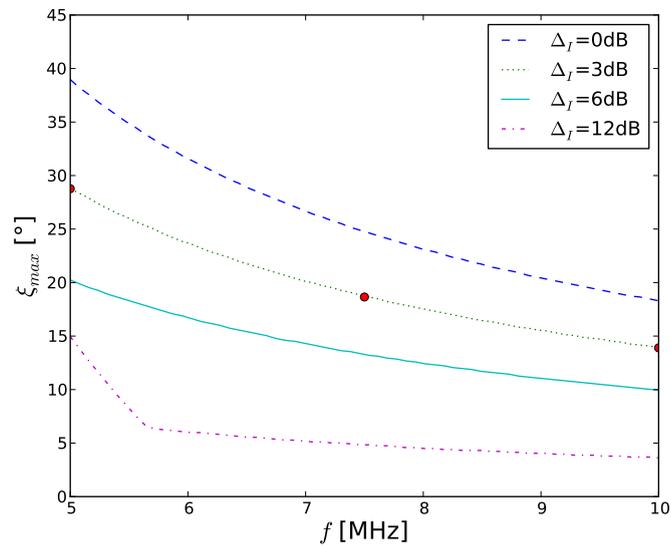


FIGURE B.3 – Valeur de l’angle de dépointage maximum en fonction de la fréquence de l’impulsion acoustique pour différentes marges d’intensité entre le lobe principal et le lobe de réseau du premier ordre. Les points ronds correspondent aux cas illustrés par la figure B.2.

Annexe **C**

Publications

C.1 Formation de champs de déplacement à partir des signaux bruts

Formation de champ de déplacements à partir des signaux bruts. Application à l'imagerie ultrasonore en synthèse d'ouverture.

Pierre GUETH¹, Hervé LIEBGOTT², Philippe DELACHARTRE¹
CREATIS-LRMN - CNRS UMR 5220 - Inserm U630
Université de Lyon, ¹INSA-Lyon, ²Université Lyon 1
INSA - Bâtiment Blaise Pascal, 7 avenue Jean Capelle, 69621 Villeurbanne CEDEX
pierre.gueth@creatis.insa-lyon.fr

Résumé – Dans cette étude, on cherche à estimer le champ de déplacements à partir de signaux ultrasonores d'un milieu en mouvement. Les signaux utilisés dans cette étude sont les signaux bruts de la sonde ultrasonore acquis en synthèse d'ouverture. La méthode décrite ici ne nécessite pas la reconstruction des images: elle estime directement le champ à partir des acquisitions brutes. La faisabilité de la méthode est validée en simulation et ses performances sont comparées à celle d'une technique classique de mise en correspondance de blocs.

Abstract – In this paper, we propose a method that estimates the displacement field between two sets of ultrasound signals acquired from a moving medium. In this paper, signals are raw synthetic aperture signals acquired using an ultrasound transducer. This method does not require to beamform images: it estimates directly fields from the raw acquisitions. The feasibility of the method is validated in simulation and its performances are compared with that of a classic block matching technique.

1 Introduction

Le problème d'estimation du déplacement est un problème récurrent dans de nombreux domaines du traitement du signal et de l'image. Les méthodes d'estimation du déplacement forment la base de nombreuses applications comme la compression vidéo ou le recalage d'images. L'application visée dans cette étude est l'estimation du déplacement pour l'imagerie ultrasonore.

L'approche classique consiste à estimer le déplacement à partir de blocs mis en correspondance dans des images d'un même milieu à différents instants. Dans le cadre de l'imagerie ultrasonore, ces images, formées à partir des signaux bruts, sont créées uniquement dans le but d'estimer le déplacement. Elles peuvent d'autre part être très lourdes à calculer. Nous proposons donc dans cette étude une méthode originale permettant d'estimer le déplacement directement à partir des signaux bruts fournis par le système d'imagerie. On évite ainsi l'étape de reconstruction des images et on dispose de toute l'information acquise par le système d'imagerie au lieu de se baser sur l'information plus synthétique des images formées. Le formalisme original de la méthode présentée ici permet une modélisation très souple du problème de l'estimation du déplacement sous une forme pouvant s'adapter à plusieurs types d'imagerie et à plusieurs séquences.

Nous nous focaliserons ici sur des signaux ultrasonore obtenus en synthèse d'ouverture [1, 2]. Les signaux bruts sont alors obtenus en excitant le milieu et en recevant les signaux avec chacun des éléments de la sonde ultrasonore indépendamment. Ce type d'imagerie offre une modélisation simple et une quantité d'information beaucoup plus importante que les séquences ultrasonores classiques. Plusieurs études ont été menées sur l'estimation de vitesses de flux à partir de données brutes. Elles viennent confirmer l'intérêt des méthodes d'estimation de déplacements basées sur les signaux bruts [3]. Cependant, au-

cune des méthodes de la littérature n'utilise des signaux bruts en synthèse d'ouverture. De plus, contrairement au formalisme décrit ici, le formalisme des méthodes de la littérature est souvent peu généralisable à d'autres séquences ou à d'autres modalités. Yu *et al.* ont récemment publié un article traitant des limitations des méthodes classiques d'estimation de déplacements dans le domaine de l'imagerie ultrasonore [4]. Les limitations en terme de précision et de robustesse mises en évidence dans cet article sont dépassées par notre méthode comme le montrent les résultats présentés à la fin de cette étude.

Dans la première partie de l'étude, on construit, à l'aide d'un modèle des signaux bruts et d'un modèle du mouvement, les fonctionnelles qui vont nous permettre de résoudre le problème. La seconde partie présente des résultats de simulation, ainsi qu'une quantification des performances de la méthode, comparées à celles d'une méthode de mise en correspondance de blocs [6].

2 Méthode

2.1 Signaux bruts

Un milieu, modélisé par un ensemble de diffuseurs ponctuels noté Ω , est imagé par un transducteur dont les éléments sont notés E_i . Chaque diffuseur est modélisé par sa position P_k et par sa réflectivité a_k . Après excitation, les contributions de chacun des diffuseurs se somment pour former les signaux bruts. Pour des raisons de simplicité on suppose que la contribution de chaque diffuseur dans chacun des signaux bruts ne varie que par un décalage temporel $\tau_{ij}(P_k)$ lié à la géométrie du problème et un gain lié à la réflectivité a_k du diffuseur considéré. L'indice ij correspond à l'indice du signal brut considéré. Dans le cas de l'imagerie en synthèse d'ouverture, le signal brut $s_{ij}(t)$ est le signal reçu sur l'élément E_j du transducteur, lorsque l'élément E_i transmet l'impulsion d'excitation (figure 1). Les

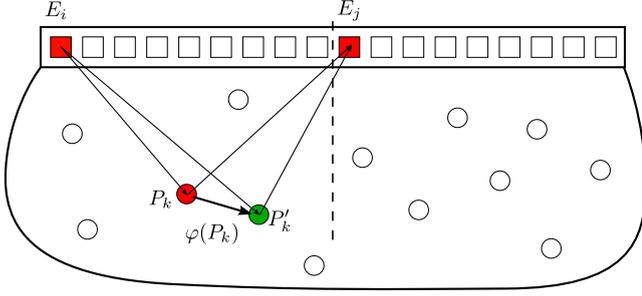


FIGURE 1 – Lorsqu'un point P_k du milieu se déplace, le temps de vol de l'onde varie et donne une information sur le déplacement de P_k en P'_k . Le trait pointillé représente l'axe du transducteur.

simplifications envisagées ici reviennent à considérer les éléments du transducteur comme ponctuels. L'équation (1) donne l'expression générale du modèle des signaux bruts où $h(t)$ représente la contribution d'un diffuseur.

$$s_{ij}(t) = \sum_{k \in \Omega} a_k \cdot h(t - \tau_{ij}(P_k)) \quad (1)$$

Si on suppose que la célérité de l'onde acoustique c est constante dans tout le milieu et que les éléments du transducteur sont ponctuels, alors l'expression du décalage temporel $\tau_{ij}(P_k)$ correspond au temps de vol de l'onde acoustique émise par E_i , réfléchi par P_k et reçue sur E_j . L'expression de $\tau_{ij}(P_k)$ pour une séquence de synthèse d'ouverture est alors donnée par (2). $\|\bullet\|$ représente la norme euclidienne.

$$\tau_{ij}(P_k) = \frac{\|E_i P_k\| + \|P_k E_j\|}{c} \quad (2)$$

$h(t)$ modélise la réponse électromécanique du système d'imagerie en émission/réception, convoluée par le signal d'excitation. Son expression dépend aussi du type de signaux que l'on cherche à modéliser. Pour modéliser des signaux radiofréquence, on choisira une expression comprenant une modulation ; pour modéliser des signaux enveloppes, on choisira une impulsion basse fréquence. Ici, on modélise des signaux enveloppes en donnant à $h(t)$ l'expression d'une impulsion gaussienne centrée. La durée de $h(t)$ représente la largeur de l'impulsion d'excitation du système d'imagerie. Dans cette étude, on prend une valeur de $0.3\mu s$, ce qui correspond à 3 périodes ou $460\mu m$ pour une fréquence de $10MHz$ et une célérité de $c = 1540m/s$.

Si on dispose de deux séquences acquises avant et après déplacement du milieu, la variation des décalages temporels va nous permettre d'accéder à une mesure locale du déplacement. La figure 1 schématise ce phénomène et reprend les notations introduites jusqu'ici. La formalisation de cette idée est détaillée dans la section suivante.

2.2 Déplacement

On dispose des signaux bruts $s_{ij}(t)$ pour un milieu au repos. Le milieu initial Ω est alors déformé en Ω' et on acquiert alors la séquence de signaux $s'_{ij}(t)$. Le diffuseur se trouvant initialement en P_k se déplace en $P'_k = P_k + \varphi(P_k)$. $\varphi(P)$ représente le déplacement du point P , c'est la grandeur que nous cherchons à estimer ici. Les signaux bruts après déplacement $s'_{ij}(t)$

peuvent se modéliser de la même manière que les signaux avant déplacement $s_{ij}(t)$. On suppose que chaque diffuseur garde la même réflectivité après application de la déformation. L'expression des signaux bruts après déplacement (3) est donc similaire à celle des signaux avant déplacement (1).

$$\begin{aligned} s'_{ij}(t) &= \sum_{\Omega} a_k \cdot h(t - \tau_{ij}(P'_k)) \\ &= \sum_{\Omega} a_k \cdot h(t - \tau_{ij}(P_k + \varphi(P_k))) \end{aligned} \quad (3)$$

Les expressions (1) et (3) diffèrent uniquement au niveau du décalage temporel des contributions. Cette variation de temps de vol est notée $d\tau_{ij}(P_k)$ et porte une information sur le déplacement de P_k . L'équation (4) définit $d\tau_{ij}(P_k)$.

$$d\tau_{ij}(P_k) = \tau_{ij}(P'_k) - \tau_{ij}(P_k) \quad (4)$$

En faisant l'hypothèse de petits déplacements, on peut linéariser cette expression sous la forme d'un produit scalaire entre le déplacement $\varphi(P_k)$ et un vecteur $n_{ij}(P_k)$. L'expression linéarisée de la variation de temps de vol, ainsi que la définition du vecteur normal sont données par l'équation (5). Cette hypothèse n'est pas fondamentale mais elle permet une interprétation plus aisée de $d\tau_{ij}(P_k)$ en fonction de $\varphi(P_k)$.

$$\begin{aligned} d\tau_{ij}(P_k) &\sim n_{ij}(P_k) \cdot \varphi(P_k) \\ n_{ij}(P_k) &= \left(\frac{E_i P_k}{\|E_i P_k\|} + \frac{E_j P_k}{\|E_j P_k\|} \right) \frac{1}{c} \end{aligned} \quad (5)$$

$n_{ij}(P_k)$ est appelé vecteur normal car il est perpendiculaire à l'ellipse passant par P_k ayant ses foyers en E_i et E_j . Cette ellipse représente le lieu des points P tel que $\tau_{ij}(P)$ est constant. C'est l'ensemble des points dont les contributions vont se sommer à un même instant dans le signal brut. La variation de temps de vol observée dans chaque signal n'est donc qu'une projection du déplacement réel $\varphi(P_k)$.

Si on prend P_k en face du transducteur, c'est à dire proche de l'axe du transducteur (figure 1), alors les deux vecteurs unitaires formant $n_{ij}(P_k)$ vont se sommer et donner une variation de temps de vol élevée facile à mesurer. Si au contraire on prend P_k sur le coté du transducteur, alors les deux vecteurs unitaires se compensent et la variation de temps de vol est beaucoup plus faible pour un même déplacement réel. L'estimation du déplacement sera d'autant plus précise que le point considéré sera proche de l'axe de la sonde. La norme de $n_{ij}(P_k)$ traduit donc la sensibilité de détection du déplacement pour le point et le signal brut considéré. Cette norme varie entre $2/c$ et 0.

Fixons la position de P_k et donc la valeur de $n_{ij}(P_k)$ et observons l'influence de la direction de $\varphi(P_k)$ sur $d\tau_{ij}(P_k)$. Si P'_k s'éloigne de l'ellipse (figure 2a) alors $d\tau_{ij}(P_k)$ a une valeur significative (figure 2b) et donne une information sur la norme du déplacement. Si P'_k reste proche de l'ellipse (figure 2c) alors $d\tau_{ij}(P_k)$ sera faible (figure 2d) et on aura une information sur la direction du déplacement. Dans tous les cas, la variation de temps de vol dans un signal brut ne nous donne accès qu'à une projection du déplacement. Il est donc nécessaire d'utiliser plusieurs signaux bruts pour estimer correctement le vrai déplacement.

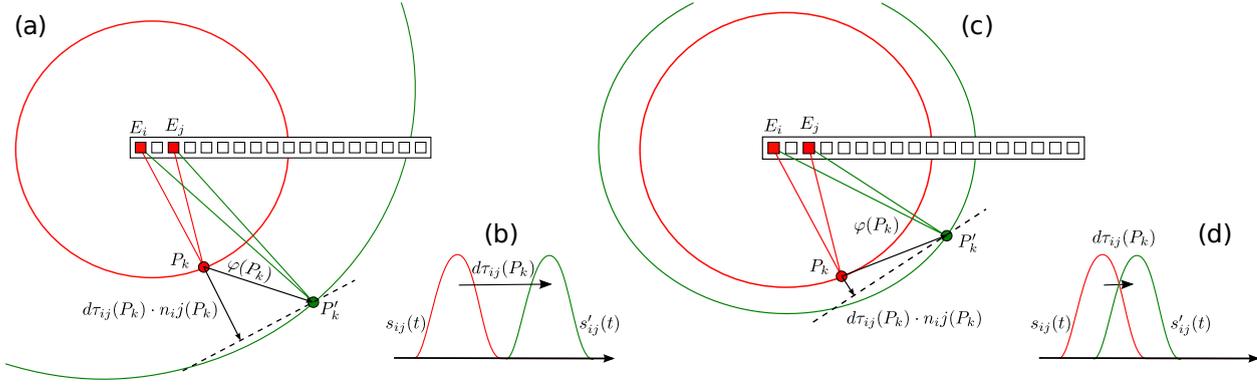


FIGURE 2 – Influence de la direction de $\varphi(P_k)$ sur la variation du décalage temporel $d\tau_{ij}(P_k)$ pour un déplacement dans la direction du vecteur normal (a) et dans la direction de l'ellipse (b). Incidence sur le décalage de la contribution dans le signal brut pour un déplacement dans la direction du vecteur normal (c) et dans la direction de l'ellipse (d).

2.3 Fonctionnelles

L'ensemble des variations de temps de vol suffit à estimer le déplacement d'un diffuseur, mais estimer le déplacement de chacun des diffuseurs n'est pas réalisable en pratique à cause de leur trop grand nombre. On va limiter notre mesure à K diffuseurs particuliers, appelés noeuds. Le problème résolu en pratique se limite à estimer le déplacement de ces noeuds.

Les diffuseurs étant en très grand nombre dans le milieu, on peut choisir la position des noeuds arbitrairement. On peut également considérer qu'un noeud représente l'ensemble des diffuseurs compris dans un voisinage de sa position en raison de la régularité spatiale du champ de déplacements et des réflectivités. La taille de ce voisinage est liée à la largeur de la réponse électromécanique de l'imager $h(t)$. Ici, chaque noeud représente les diffuseurs situés à moins de $460\mu m$ de la position du noeud.

Pour estimer les déplacements, on formalise le problème sous la forme d'un problème d'optimisation. La fonctionnelle utilisée pour estimer les déplacements F_{dep} est donnée par l'équation (6) où $\tilde{s}_{ij}(t)$ et $s'_{ij}(t)$ sont les signaux bruts acquis avant et après le déplacement. Les contributions des diffuseurs trop éloignés des noeuds apparaissent comme du bruit dans les signaux acquis. Les expressions de $s_{ij}(t)$ et $s'_{ij}(t)$ sont données par (1) et (3).

$$F_{dep}(\varphi(P_0), \dots, \varphi(P_K)) = \sum_{ij} \|\tilde{s}'_{ij}(t) - s'_{ij}(t)\|^2 \quad (6)$$

$$= \sum_{ij} \|\tilde{s}'_{ij}(t) - \sum_k a_k \cdot h(t - \tau_{ij}(P_k) - d\tau_{ij}(P_k))\|^2$$

Lors de la minimisation de cette fonctionnelle, on ne fait varier que les estimations du déplacement $\varphi(P_k)$. Les amplitudes a_k intervenant dans F_{dep} ont été estimées en amont par une autre fonctionnelle F_{amp} dont l'expression ne dépend pas des déplacements. On peut noter que l'expression (7) de cette fonctionnelle est quadratique et donc que sa minimisation admet une solution linéaire [5].

$$F_{amp}(a_0, \dots, a_K) = \sum_{ij} \|\tilde{s}_{ij}(t) - s_{ij}(t)\|^2 \quad (7)$$

$$= \sum_{ij} \|\tilde{s}_{ij}(t) - \sum_k a_k \cdot h(t - \tau_{ij}(P_k))\|^2$$

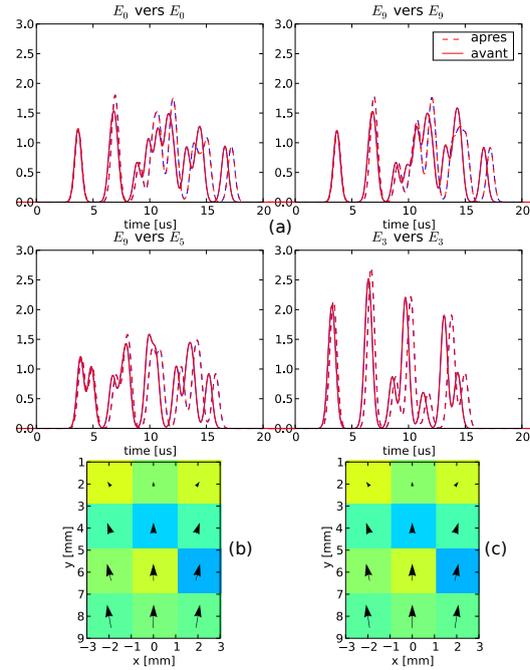


FIGURE 3 – Signaux bruts (a) estimation du déplacement et des amplitudes (b) déplacement et amplitudes réels (c) pour un transducteur linéaire de $10mm$ comportant 10 éléments ponctuels (55 signaux bruts)

La résolution du problème complet consistant à minimiser $F_{dep} + F_{amp}$ peut être approximée par une minimisation en deux passes. La première passe minimise F_{amp} et estime les réflectivités qui sont ensuite utilisées dans la minimisation de F_{dep} et l'estimation effective des déplacements. En pratique la première passe est résolue par une pseudo-inversion matricielle et la seconde est résolue en utilisant l'algorithme simplexe de Nelder-Mead. Le détail de ces méthodes peut être trouvé dans [5].

3 Résultats

On simule un milieu de $6mm$ par $8mm$ centré autour d'un transducteur linéaire de $10mm$ à une profondeur de $5mm$. Le transducteur dispose de 10 éléments permettant l'acquisition de

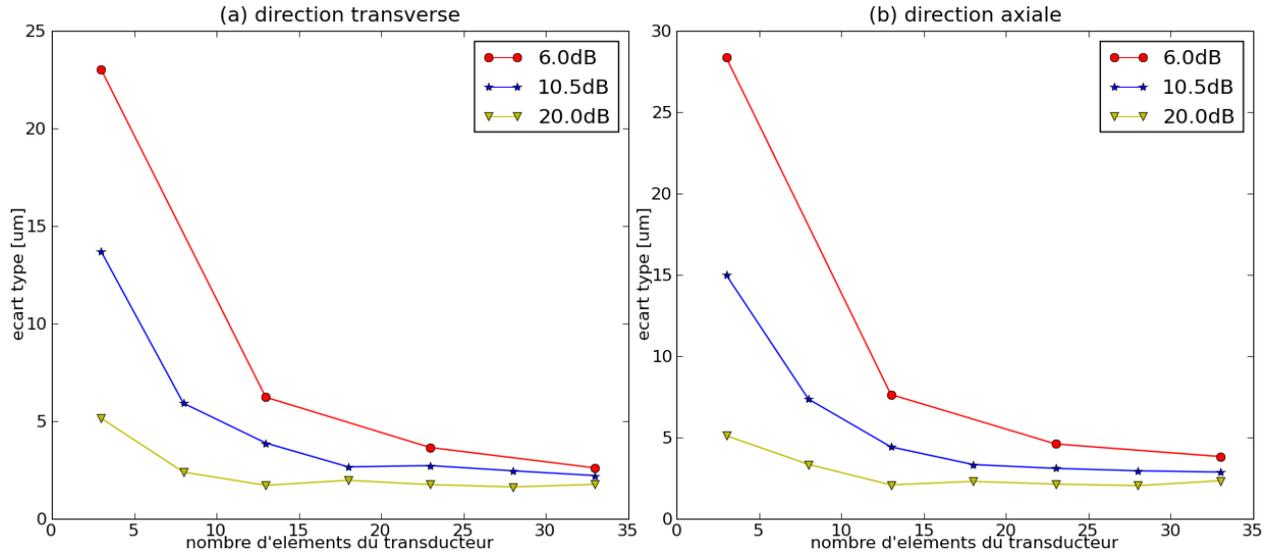


FIGURE 4 – Ecart-type de l’estimation dans la direction transverse (a) et axiale (b) en fonction du nombre d’éléments du transducteur pour différentes valeurs de rapport signal sur bruit

55 signaux bruts différents. Le champ de déplacements $\varphi(P)$ correspond à une compression de 1% et le milieu simulé est incompressible. C’est une déformation typique dans le domaine de l’élastographie. On choisit $K = 12$ noeuds sur une grille uniforme. La figure 3 montre les résultats de cette estimation ainsi que des exemples de signaux bruts. Dans un cas simple comme celui ci l’estimation est quasi parfaite : le champ et les amplitudes estimés sont très proches de ceux imposés par les paramètres de la simulation.

Les performances de la méthode d’estimation directe sont comparées à celle d’une méthode de mise en correspondance de blocs. Deux images ultrasonores conventionnelles mode B du milieu sont alors créées à partir des séquences de signaux bruts en translatant le milieu de $200\mu\text{m}$ dans la direction transverse et dans la direction axiale. Le déplacement est ensuite estimé en recherchant deux blocs de 1mm par 1mm correspondants à cette paire d’images.

On fait varier le nombre d’éléments du transducteur et le niveau de bruit dans les signaux bruts afin de comparer la robustesse et la précision des deux méthodes. La figure 4a montre l’écart-type de la composante transverse de l’erreur d’estimation pour la méthode d’estimation directe pour différent rapport signal sur bruit (voir légende). La figure 4b présente les mêmes résultats pour la composante axiale du déplacement. Chaque point est calculé à l’aide de 100 simulations.

La méthode de mise en correspondance de blocs estime les déplacements avec un écart-type d’environ $30\mu\text{m}$ dans la direction axiale et $40\mu\text{m}$ dans la direction transverse. La méthode d’estimation directe aboutit à un écart-type d’environ $5\mu\text{m}$ comme le montre les figures 4a et 4b, et ce même pour un nombre d’éléments actifs faible en présence de bruit. La méthode est donc environ 6 fois plus précise que la méthode standard.

4 Conclusion

Les simulations montrent que la méthode d’estimation directe du champs de déplacements donnent de bon résultats par rapport à une méthode classique, et ceci sans avoir besoin de

former d’images. Cette spécificité fait de cette méthode une méthode idéale pour une application en élastographie. Cependant le problème majeur de cette méthode est que sa complexité explose lorsqu’elle est confrontée à des signaux réels à cause de la dimension élevée des paramètres de la fonctionnelle à résoudre. Avant d’envisager une application réelle, il sera donc nécessaire de modifier la méthode. La principale piste envisagée pour cela est l’utilisation de faisceaux focalisés plutôt que l’utilisation directe des signaux en synthèse d’ouverture. Le but étant de découpler les paramètres de la fonctionnelle pour la rendre plus facile à résoudre.

Références

- [1] J. Jensen, S. Nikolov, K. Gammelmark, and M. Pedersen, “Synthetic aperture ultrasound imaging,” *Ultrasonics*, vol. 44, pp. e5–e15, 2006.
- [2] H. Liebgott, A. Basarab, D. Loizeau, J. Wilhjelm, J. Jensen, and P. Delachartre, “Improved beamforming for lateral oscillations in elastography using synthetic aperture imaging,” in *IEEE Ultrasonics Symposium*, pp. 2168–2171, 2006.
- [3] S. Wang, M. Li, and P. Li, “Estimating the blood velocity vector using aperture domain data,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 54, no. 1, pp. 70–78, 2007.
- [4] W. Yu, P. Yan, A. Sinusas, K. Thiele, and J. Duncan, “Towards pointwise motion tracking in echocardiographic image sequences—comparing the reliability of different features for speckle tracking,” *Medical Image Analysis*, vol. 10, no. 4, pp. 495–508, 2006.
- [5] A. Tarantola, *Inverse Problem Theory and Model Parameter Estimation*. SIAM, 2005.
- [6] L. Bohs, B. Friemel, and G. Trahey, “Experimental velocity profiles and volumetric flow via two-dimensional speckle tracking,” *Ultrasound in medicine & biology*, vol. 21, no. 7, pp. 885–898, 1995.

C.2 Motion estimation using prebeamformed ultrasound signals

Motion estimation using prebeamformed ultrasound signals

Pierre Gueth*, Philippe Delachartre* and Hervé Liebgott†

Université de Lyon, CREATIS-LRMN ; CNRS UMR5220 ; Inserm U630 ; *INSA-Lyon ; †Université Lyon 1
Lyon, France
{gueth,delachartre,liebgott}@creatis.insa-lyon.fr

Abstract—In many cases, motion information about tissue or organs carries relevant information to complete the diagnosis based on ultrasound imaging (e.g. elastography, CFM, heart motion analysis etc...). Often, the displacement has a very small amplitude, for example when estimating motion of slow moving flow or when the frame rate is very high. In this study, we propose a method adapted to very small displacement estimation, about 1/10 of the wavelength. This method is inspired by multi-beam methods. It uses multiple 1D displacements along prebeamformed signals, which are then recombined to estimate the 2D displacement. Other multi-beam techniques are based on a small number of 1D estimations. Using more 1D estimations strongly improves the precision of the estimated displacement field.

The estimation is done in two steps: 1D displacements are estimated along prebeamformed signals focused around the point of interest. 1D displacements are then recombined to form the 2D displacement using a motion model. We show that 1D displacements are projections of the real displacement of the point.

The method is validated both experimentally on a large set of translated phantom. In both simulation and experimental cases, we show that our method leads to an average $1\mu\text{m} \times 100\text{nm}$ mean error along transverse and axial direction, compared to $5\mu\text{m} \times 1\mu\text{m}$ along transverse and axial direction for classical speckle-tracking method.

Index Terms—motion estimation, multi-beam, focused signals, raw signals

I. INTRODUCTION

In many cases, motion information about tissue or organs carries relevant information to complete the diagnosis based on ultrasound imaging (e.g. elastography, CFM, heart motion analysis etc...). Often, the displacement has a very small amplitude, for example when estimating motion of slow moving flow or when the frame rate is very high. In this study, we propose a method adapted to very small displacement estimation, about 1/10 of the wavelength. This method is inspired by multi-beam methods. It uses multiple 1D displacements along prebeamformed signals, which are then recombined to estimate the 2D displacement. Other multi-beam techniques are based on a small number of 1D estimations. Using more 1D estimations strongly improves the precision of the estimated displacement field.

Other multi-beam techniques are present in the literature, especially methods developed by M. Tanter [1] and J. Korbek [2]. These methods feature a small number of beams, never larger than 3. In the method described here, we use 20 beams

to rebuild a 2D displacement. This is shown to lead to better estimation compared to image based speckle tracking.

The estimation is done in two steps: 1D displacements are estimated along prebeamformed signals focused around the point of interest. 1D displacements are then recombined to form the 2D displacement using a motion model. The process is repeated for each point of the medium to estimate the displacement field. The model is built by inverting a linear model describing how 2D displacement affects 1D displacements along the beam associated with each prebeamformed signals. The inversion is done using generalized linear inverse. 1D displacements are estimated using 1D speckle tracking for coarse estimation, followed by a 1D phase estimation for fine estimation.

We will proceed as follow. First, we describe the temporal shift induced by motion on raw signals, measured and emit by single probe element. We then show that this model can't be used as it and we adapt it to be usable with prebeamformed signals. Finally, we describe the method used to combine 1D estimations into the 2D displacement of the point of interest. Results validate both the 1D estimators and the proposed method using a large set of experimental data.

II. METHOD

A. Displacement on raw signals

Let us consider a medium composed of K acoustic scatterers. The raw signal, measured on the j th element of the probe when the excitation pulse is emitted by the i th element of the probe, is called $s_{ij}(t)$. Under the Born approximation, this signal can be expressed as the sum each scatterer responses. If $h(t)$ is the acoustic pulse shape, those responses can be expressed by the acoustic pulse shape $h(t)$, shifted by the *time of flight* $\tau_{ij}(\mathbf{P}_k)$ of the considered scatterer and modulated by its *reflectivity* a_k . (1) shows the model of $s_{ij}(t)$. \mathbf{P}_k represents the position of the k th scatterer.

$$s_{ij}(t) = \sum_{k=1}^K a_k h(t - \tau_{ij}(\mathbf{P}_k)) \quad (1)$$

The time of flight function is expressed by (2). Since the emitted and received wave are quasi-spherical, the time of flight is only the sum of the distance, divided by the speed of sound in the medium c , from the emitting element \mathbf{E}_i to the scatterer, noted $\tau_i(\mathbf{P}_k)$, and the distance from the scatterer to receiving

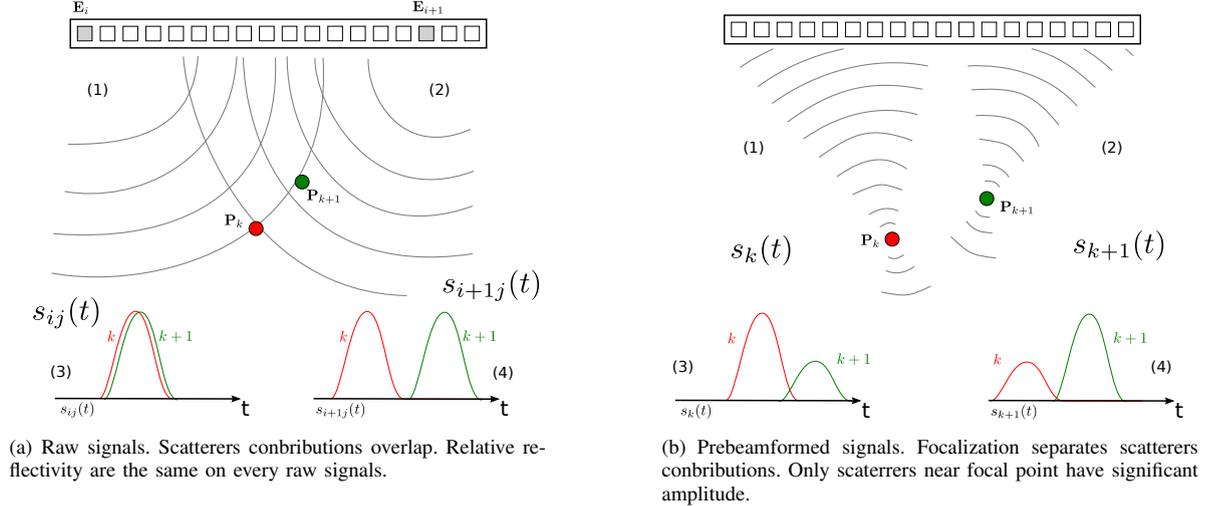


Fig. 1. Non locality of raw signals. (1) and (2) show wave fronts for two different setup. (3) and (4) show \mathbf{P}_k and \mathbf{P}_{k+1} contribution on RF signals. Using prebeamformed signals solve the non locality problem raised by raw signals.

element \mathbf{E}_j , noted $\tau_j(\mathbf{P}_k)$. τ_i and τ_j have identical expression when changing i to j .

$$\tau_{ij}(\mathbf{P}_k) = \tau_i(\mathbf{P}_k) + \tau_j(\mathbf{P}_k) = \frac{\|\mathbf{E}_i \mathbf{P}_k\|}{c} + \frac{\|\mathbf{E}_j \mathbf{P}_k\|}{c} \quad (2)$$

The medium has now moved. The k th scatterer, initially located at \mathbf{P}_k , moved to \mathbf{P}'_k . The raw signal $s'_{ij}(t)$, measured after displacement for the same setup as $s_{ij}(t)$, is modeled by (3). This expression is deduced from (1) by leaving the a_k untouched and by switching the flight time to the new values $\tau_{ij}(\mathbf{P}'_k)$.

$$s'_{ij}(t) = \sum_{k=1}^K a_k h(t - \tau_{ij}(\mathbf{P}'_k)) \quad (3)$$

Assuming that the displacement was small, that is to say $\mathbf{d}(\mathbf{P}_k) = \mathbf{P}'_k - \mathbf{P}_k \ll 1$, we can express the variation of flight time as first order of the Taylor developpement of the time of flight function. This variation of flight time, noted $d\tau_{ij}(\mathbf{P}_k)$, is an important concept of the proposed method as it links the displacement of a point in the medium to a temporal shift in the measured signals. (4) expresses this variation and shows that it can be written as the scalar product between \mathbf{d} and a vector \mathbf{n}_{ij} , called *normal vector*.

$$\begin{aligned} d\tau_{ij}(\mathbf{P}_k) &= \tau_{ij}(\mathbf{P}'_k) - \tau_{ij}(\mathbf{P}_k) \\ &= \frac{\partial \tau_{ij}(\mathbf{P}_k)}{\partial x} \mathbf{d}_x + \frac{\partial \tau_{ij}(\mathbf{P}_k)}{\partial z} \mathbf{d}_z + \mathcal{O}(\|\mathbf{d}\|) \\ &= \mathbf{n}_{ij}(\mathbf{P}_k) \cdot \mathbf{d}(\mathbf{P}_k) + \mathcal{O}(\|\mathbf{d}\|) \end{aligned} \quad (4)$$

where x is transverse direction coordinate and z is the axial direction coordinate. \mathbf{d}_x and \mathbf{d}_z are the displacement coordinates. $\mathcal{O}(\|\mathbf{d}\|)$ indicates the truncation in the Taylor expansion. \mathbf{n}_{ij} indicates the direction of displacement that induce a temporal shift of the point response in the RF signal.

Using (2) and the linearity of the derivative operator, one can show that \mathbf{n}_{ij} can be splitted into two symmetric terms. The first, \mathbf{n}_i , corresponds to the emission phase and the other, \mathbf{n}_j , corresponds to the reception phase. (5) gives expressions of normal vectors, computed from (2) and (4). Note the symmetry between \mathbf{n}_i and \mathbf{n}_j . Details can be found in [3].

$$\mathbf{n}_{ij}(\mathbf{P}_k) = \mathbf{n}_i(\mathbf{P}_k) + \mathbf{n}_j(\mathbf{P}_k) = \frac{1}{c} \left(\frac{\mathbf{E}_i \mathbf{P}_k}{\|\mathbf{E}_i \mathbf{P}_k\|} + \frac{\mathbf{E}_j \mathbf{P}_k}{\|\mathbf{E}_j \mathbf{P}_k\|} \right) \quad (5)$$

We already proposed a method that makes use of (5) to estimate displacement using raw signals [3]. Contributions of distant scatterers overlap every where on raw signals. This problem, referred to as *non locality of raw signals* renders the practical use of those signals very uneasy for motion estimation. Therefore, we propose to use focused prebeamformed signals instead of raw signals. This problem is illustrated by figure 1.

B. Displacement on prebeamformed signals

Prebeamformed signals are signals measured using focused waves around the point of interest \mathbf{P}_k for both emission and reception. Such signals make sure that the response of the point of interest is isolated on the signal. Those signals can be computed from raw signals by using a simple delay and sum beamformer. (6) gives the expression of the prebeamformed signal $s_k(t)$ where ω_i/ω_j are the apodization windows and τ_i/τ_j are the delays. $s'_k(t)$ represents $s_k(t)$ after displacement. [4] describe the beamformer in details.

$$s_k(t) = \sum_i \sum_j \omega_i \omega_j s_{ij}(t - \tau_i - \tau_j) \quad (6)$$

Since we want to focus the wave around the point of interest, we will use (2) for $\tau_{i/j}$. We want have an uniformly focused beam, so we weight each raw signal by the angular width from which emitting and receiving elements are seen

by the point of interest. A change of coordinates, followed by a simple differentiation gives (7) the expression of the apodization in emission ω_i . The receive apodization ω_j has the same expression.

$$\omega_i = \frac{d\mathbf{E}_{ix}}{d\alpha} = \frac{\mathbf{P}_z}{(\mathbf{E}_{ix} - \mathbf{P}_x)^2 + \mathbf{P}_z} \quad (7)$$

\mathbf{E}_{emit} and \mathbf{E}_{reic} are positions of the probe elements at the center of the emitted and receiving beam. Δ_α and Δ_β are angular widths the emitted and receiving beams. Using the Huygens-Fresnel principle, the linearity of (4) and of the integration operator, we can compute the prebeamformed normal vector in emission \mathbf{n}_{emit} as the sum over the beam width of raw normal vectors associated with each tiny angular element. The prebeamformed normal vector in reception \mathbf{n}_{reic} is deduced by switching α to β and \mathbf{E}_{emit} to \mathbf{E}_{reic} . Those vectors expressions are given by (8) where sinc is the cardinal sinus operator. The change of coordinates makes ω_i appear when integrating over probe elements. Notations are recalled in figure 2.

$$\begin{aligned} \mathbf{n}_{\text{emit}} &= \int_{\Delta_\alpha} \mathbf{n}_i(\alpha) d\alpha = \int_{\Delta_\alpha} \frac{\mathbf{O}(\alpha)\mathbf{P}}{c\|\mathbf{O}(\alpha)\mathbf{P}\|} d\alpha \\ &= \int_{\Delta_\alpha} \frac{\mathbf{E}_i\mathbf{P}}{c\|\mathbf{E}_i\mathbf{P}\|} \omega_i d\mathbf{E}_{ix} = \frac{\mathbf{E}_{\text{emit}}\mathbf{P}}{c\|\mathbf{E}_{\text{emit}}\mathbf{P}\|} \text{sinc}(\Delta_\alpha/\pi) \quad (8) \\ \mathbf{n}_{\text{reic}} &= \frac{\mathbf{E}_{\text{reic}}\mathbf{P}}{c\|\mathbf{E}_{\text{reic}}\mathbf{P}\|} \text{sinc}(\Delta_\beta/\pi) \end{aligned}$$

Those vectors appear in the relation that link the temporal shift $d\tau(\mathbf{P})$ and the real displacement of the point $\mathbf{d}(\mathbf{P})$ given by (9). This expression is similar to (4) for a fixed setup of prebeamformed signals.

$$d\tau(\mathbf{P}) = (\mathbf{n}_{\text{emit}} + \mathbf{n}_{\text{reic}}) \cdot \mathbf{d}(\mathbf{P}) \quad (9)$$

C. Displacement estimation

Since the temporal shift in prebeamformed signals is a projection of the real displacement, we need at least 2 projections in different directions in order to estimate the 2D displacement of \mathbf{P} . The direction of projection is given by the direction of $\mathbf{n}_{\text{emit}} + \mathbf{n}_{\text{reic}}$. We choose L different setups by selecting different values of central elements of the beam. Practically, for each point of interest in the medium, we fix the angular width of the beams at the same value in emission and reception $\Delta_\alpha = \Delta_\beta$ and we choose \mathbf{E}_{emit} and \mathbf{E}_{reic} equal and uniformly distributed over active part the ultrasound probe. By doing so, we ensure that projection direction are different for each setup. If l is an index over the L setups, temporal shifts $d\tau_l$ can be expressed as a matrix multiplication between the displacement \mathbf{d} and a matrix N built from normal vectors associated with each setup $\mathbf{n}_l = \mathbf{n}_{\text{emit}} + \mathbf{n}_{\text{reic}}$. This expression is given by (10).

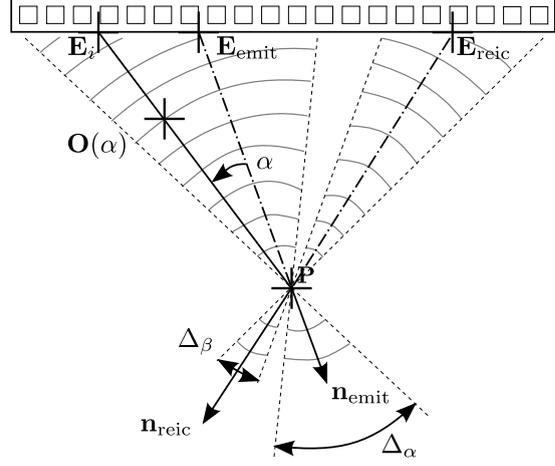


Fig. 2. Details of notations used with prebeamformed signals. Mixed lines are axis of emission and reception focused beams. \mathbf{E}_{emit} and \mathbf{E}_{reic} are beams center elements. Normal vectors are aligned with beam axis.

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} \vdots \\ d\tau_l \\ \vdots \\ \mathbf{D}\tau \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \vdots \\ \mathbf{n}_l \\ \vdots \\ \mathbf{N} \end{bmatrix} \cdot \mathbf{d} \quad (10) \\ \mathbf{D}\tau &= \mathbf{N} \cdot \mathbf{d} \end{aligned}$$

Equation (10) models the direct linear overconstrained problem. This problem can be inverted analytically by using the Moore-Penrose pseudo inverse. Since \mathbf{N} isn't a square matrix, it can't be inverted, but there exists a unique matrix, noted \mathbf{N}^\dagger , which features most of the inverse matrix property. \mathbf{N}^\dagger is called the pseudo inverse of \mathbf{N} , and gives the minimum error solution to the inverse of problem of (10). Details about pseudo inverses and linear overconstrained problem inversion can be found in [5]. (11) gives the minimum error estimation of the displacement $\hat{\mathbf{d}}$ as a function of \mathbf{N}^\dagger and $\widehat{\mathbf{D}}\tau$, the matrix built by stacking the estimated temporal shifts on prebeamformed signals $d\tau_l$.

$$\hat{\mathbf{d}} = \mathbf{N}^\dagger \cdot \widehat{\mathbf{D}}\tau \quad (11)$$

Temporal shifts are estimated using a 2 cascaded estimators. The first one is a 1D SAD blockmatching estimator that gives a coarse estimation of the shift. The residual delay is then estimated using a phase estimator [6]. Using those cascaded estimators, we can compute $\widehat{\mathbf{D}}\tau$ and then, using (11), $\hat{\mathbf{d}}$, given \mathbf{N} which is computed for (8).

III. RESULTS

Results are obtained using the experimental setup described by figure 3. A homogeneous phantom is fixed at the bottom of a water tank and data are acquired with a Vermon L5-10/60EP probe and a UlaOp ultrasound scanner [7]. From its initial position, the phantom is translated in the transverse and axial direction using a 2 axis translation table. Translations range from 0 to 200 μm in both directions, with a step of 10 μm .

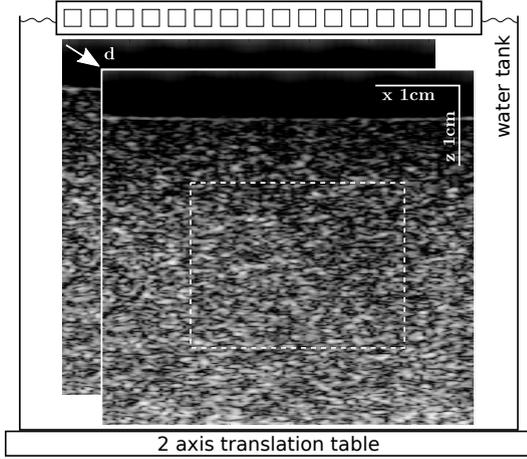


Fig. 3. Experimental setup. A homogeneous phantom is placed at the bottom of a water tank and translated using a 2D translation table. Displacement estimation is performed over the dotted ROI.

TABLE I
PROBE AND EXPERIMENT MAIN PARAMETERS

Parameter	Value
Speed of sound c	$1.54\text{mm}\cdot\mu\text{s}^{-1}$
Beam width Δ_α	20°
Number of projections L	20
Probe kerf	$30\mu\text{m}$
Probe pitch	$245\mu\text{m}$
Active transducers on the probe	64
Pulse center frequency	7MHz
Pulse duration	$0.5\mu\text{s}$

For each value of the displacement, RF images as well as raw signals are acquired. Table I gives parameters on interest.

A. Cascaded 1D estimators

First we validate the cascaded 1D estimators by using columns of RF images acquired for different d_z values. Temporal shifts between columns are computed using 1D SAD blockmatching, phase estimation, and the cascaded approach described above. Results are shown on figure 4. Mean absolute errors are computed for a range going from 0 to $1\mu\text{s}$ and show that the best performances are reached for the cascaded approach.

B. Displacement estimation

For each translation, 2D SAD blockmatching with $5\times$ interpolation is performed on the ROI outlined in figure 3. Raw signals are used to compute prebeamformed signals and the proposed method is used to estimate motion over the ROI. Table II holds mean absolute estimation errors for both methods, computed for different range of displacement amplitude. In all cases, the proposed method gives better performances. The relative performance is at its best for smaller range of motion.

IV. CONCLUSION

In both simulation and experimental cases, we show that our method leads to an average $1\mu\text{m}$ mean error, compared to

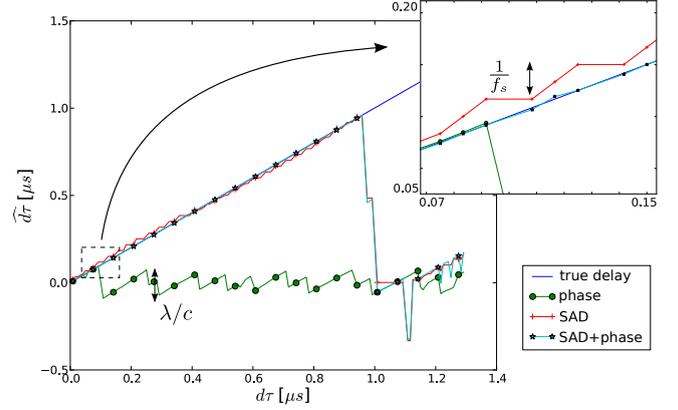


Fig. 4. Experimental performance of 1D estimators. Mean absolute error on the $0 \rightarrow 1\mu\text{s}$ range are 490ns for phase estimator, 23ns for SAD and 12ns for cascaded estimators. $1/f_s$ is the size of a sample, this is the quantum of the SAD estimator. λ/c is the phase estimator output range. Using the cascaded estimator gives good precision on a large range of temporal shift.

TABLE II
DISPLACEMENT ESTIMATION MEAN ABSOLUTE ERRORS.

		Blockmatching	Proposed method
$0 \rightarrow 50\mu\text{m}$	\widehat{d}_x error	$5.61\mu\text{m}$	$1.15\mu\text{m}$
	\widehat{d}_z error	$1.45\mu\text{m}$	$0.13\mu\text{m}$
$0 \rightarrow 100\mu\text{m}$	\widehat{d}_x error	$4.75\mu\text{m}$	$1.84\mu\text{m}$
	\widehat{d}_z error	$1.34\mu\text{m}$	$0.11\mu\text{m}$
$0 \rightarrow 150\mu\text{m}$	\widehat{d}_x error	$3.20\mu\text{m}$	$1.03\mu\text{m}$
	\widehat{d}_z error	$1.05\mu\text{m}$	$0.14\mu\text{m}$

$5\mu\text{m}$ for classical speckle-tracking. This method is planned to be used for flow speed estimation.

ACKNOWLEDGMENT

The authors would like to thank Alessandro Ramalli and Piero Tortoli of the University of Florence for providing us a UlaOp ultrasound scanner.

REFERENCES

- [1] M. Tanter, J. Bercoff, L. Sandrin, and M. Fink, "Ultrafast compound imaging for 2-D motion vector estimation: application to transient elastography," *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 49, no. 10, pp. 1363–1374, 2002.
- [2] J. Kortbek and J. Jensen, "Estimation of velocity vector angles using the directional cross-correlation method," *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 53, no. 11, pp. 2036–2049, 2006.
- [3] P. Gueth, H. Liebgott, and P. Delachartre, "Formation de champ de déplacements à partir des signaux bruts. application à l'imagerie ultrasonore en synthèse d'ouverture." in *GRETSI 2009*, 2009, p. ID341.
- [4] H. Liebgott, A. Basarab, P. Gueth, C. Cachard, and P. Delachartre, "Lateral RF image synthesis using a synthetic aperture imaging technique," *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 55, no. 9, pp. 2097–2103, September 2008.
- [5] A. Tarantola, *Inverse Problem Theory and Model Parameter Estimation*. SIAM, 2005.
- [6] W. Jin and C. Chen, "The estimation method on the phase delay between two real signals," in *International Conference on Communications, Circuits and Systems*, vol. 1, 2007, pp. 394–397.
- [7] P. Tortoli, L. Bassi, E. Boni, A. Dallai, F. Guidi, and S. Ricci, "ULA-OP: an advanced open platform for ultrasound research," *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, vol. 56, no. 10, pp. 2207–2216, 2009.

C.3 Improved resolution for ultrasound Fourier imaging

Improved resolution for ultrasound Fourier imaging

Pierre Gueth*, Rémy Blanchard†, Hervé Liebgott† and Olivier Basset†

Université de Lyon, CREATIS-LRMN ; CNRS UMR5220 ; Inserm U630 ; *INSA-Lyon ; †Université Lyon 1
Lyon, France

{gueth,blanchard,liebgott,basset}@creatis.insa-lyon.fr

Abstract—Ultrasound Fourier imaging was first initiated by Jian-yu Lu during the 90’s. Using this method, one can compute an ultrasound image using a single emission, allowing a very high frame rate (up to 10000 frames per second). The main limitation of this method is the presence of geometrical artifacts, which tend to reduce the image resolution. In this study, we propose to use steered plane waves in reception instead of spherical waves as in [1]. This helps sampling the non-null part of the ultrasound spectrum with finer resolution, while reducing the presence of artifacts.

A plane wave is emitted. Back-scattered signals are measured using multiple steered plane waves. Those signals 1D spectrum contain spatial information merged to create the 2D ultrasound image spectrum. Due to axial modulation, this 2D spectrum features 2 symmetric lobes. The image resolution increases when using plane waves instead of spherical waves because the sampling of these lobes is easier.

The PSF size is measured both in simulation and experimentally for each method. For conventional imaging technique, this size is 155 by 311 μm in axial and transverse directions. Standard Fourier imaging leads to a size of 156 by 279 μm . With our spectral imaging, this size is 154 μm in axial direction and 252 μm in transverse direction.

Using steered plane wave in a Fourier imaging framework increases the beamformed image resolution, especially in the transverse direction when compared to other beamforming methods.

Index Terms—ultrasound, resolution, spectral beamforming, Fourier beamforming

I. INTRODUCTION

The ultrasound image formation using their spectrum has been imagined and developed during the 90’s by Jian-yu Lu [1], [2], [3]. The Fourier beamforming needs only a single ultrasound emission to form an image. As a consequence, this technique is used to obtain high frame rates. Assuming that the only limitation for the frame rate is the waves propagation time, the frame rate is given by (1).

$$\text{FPS} = \frac{c}{2z_{\text{max}}n_{\text{emit}}} \quad (1)$$

where c is the speed of sound in the medium, z_{max} is the maximum depth of the image and n_{emit} is the number of emission used for the imaging sequence. For classical beamforming methods $n_{\text{emit}} \approx 100$. This leads to an imaging frequency of 32image.s⁻¹, for $c = 1540\text{m.s}^{-1}$ and $z_{\text{max}} = 10\text{cm}$. Our spectral beamforming method can lead to a 3200 image.s⁻¹ frequency for the same parameters since $n_{\text{emit}} = 1$.

A very high frame rate is critical for applications such as elastography using shear waves [4]. The motion estimation is also easier when using very high speed imaging because

motion between two images have a very low amplitude [5]. There are other techniques to obtain an higher frame rate, like ultrafast compound imaging [6] or spatio-temporal encoding [7]. Still, spectral beamforming methods are the ones allowing the fastest frame rate.

We propose to replace Lu’s non-diffracting beams [2] by steered plane waves. Such wave can be easily generated using delays of a phased array transducer.

Performances of our method are compared to classical method and Lu’s spectral method, using spatial impulse responses (PSF) size, both in simulation and experimentally.

II. METHOD

A. Plane wave

The scalar pressure field of a plane wave $\phi_{\mathbf{n}}(\mathbf{r}, t)$ propagating in the direction \mathbf{n} can be expressed by (2).

$$\phi_{\mathbf{n}}(\mathbf{r}, t) = \phi(ct - \mathbf{n} \cdot \mathbf{r}) \quad (2)$$

where $\mathbf{r} = (x, z)$ is a point in the medium with x is the lateral coordinate and z the axial coordinate and ϕ represents the wave shape.

Let Φ be the spatial Fourier transform of ϕ (3).

$$\phi(z) = \mathcal{F}_s^{-1}[\Phi(k)](z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(k) e^{ikz} dk \quad (3)$$

Using (2) and (3), one can highlight a relation between $\phi_{\mathbf{n}}$ and Φ .

$$\begin{aligned} \phi_{\mathbf{n}}(\mathbf{r}, t) &= \phi(ct - \mathbf{n} \cdot \mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(k) e^{i(ct - \mathbf{n} \cdot \mathbf{r})} dk \\ &= \mathcal{F}_t^{-1} \left[\frac{\Phi(\frac{\omega}{c})}{c} e^{-i\frac{\omega}{c} \mathbf{n} \cdot \mathbf{r}} \right] = \mathcal{F}_t^{-1} \left[\frac{\Phi(k)}{c} e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \right] \end{aligned} \quad (4)$$

where \mathcal{F}_s^{-1} is the spatial inverse Fourier transform, \mathcal{F}_t^{-1} is the temporal inverse Fourier transform $\mathbf{k} = \mathbf{n}k$ is the wave vector, $\omega = kc$ is the temporal pulsation and $f = \omega/2\pi$ is the temporal frequency. (4) points out the spatial delay as a complex exponential in the inverse Fourier transform.

B. Steered plane wave

A steered plane wave is a plane wave where \mathbf{k} is expressed by (5). ξ is the angle between the wave vector and the axial direction; it is the wave orientation parameter.

$$\begin{cases} k_x = k \sin(\xi) \\ k_z = k \cos(\xi) \end{cases}, 0 < \xi < \pi/2 \quad (5)$$

In practice, in order to emit or receive a steered plane wave with a phased array transducer, one will tune delay lines in reception using (6) where $x = 0$ corresponds to the center of the transducer.

$$\tau(x) = x \sin(\xi) \quad (6)$$

C. Method description

Here we aim at finding a relationship between the spectrum of the ultrasound image and the signals acquired using a plane wave in emission and a steered wave in reception.

We assume that the medium is composed of a set of scatterers. Each of them has a reflectivity a_i and a position \mathbf{r}_i . We define the reflectivity function of the medium r in (7). $\delta(\mathbf{r})$ is the spatial Dirac impulsion.

$$r(\mathbf{r}) = \sum_i a_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \quad (7)$$

If we emit a plane wave in the axial direction ($\xi = 0$) and then receive echos with a steered plane wave having a parameter ξ , the measured signal s_ξ can be expressed by (8).

$$\begin{aligned} s_\xi(t) &= \sum_i a_i \phi_{\mathbf{n}_e}(\mathbf{r}_i, t) * \phi_{\mathbf{n}_r}(\mathbf{r}_i, t) \\ &= \sum_i a_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \phi_{\mathbf{n}_e}(\mathbf{r}, t) * \phi_{\mathbf{n}_r}(\mathbf{r}, t) \\ &= r(\mathbf{r}) (\phi_{\mathbf{n}_e}(\mathbf{r}, t) * \phi_{\mathbf{n}_r}(\mathbf{r}, t)) \end{aligned} \quad (8)$$

where $*$ represents the temporal convolution product, $\mathbf{n}_e = (0, 1)$ is the emission direction and $\mathbf{n}_r = (\sin(\xi), \cos(\xi))$ corresponds to the reception direction.

In the Fourier domain, the convolution product turns into a simple product. Φ_e is the spatial Fourier transform of the emitted wave and Φ_r is the spatial Fourier transform of the impulse response of a transducer element. Using (4), s_ξ can be expressed by (9).

$$s_\xi(t) = \mathcal{F}_t^{-1} \left[\frac{\Phi_e(k) \Phi_r(k)}{c^2} r(\mathbf{r}) e^{-ik(\mathbf{n}_e + \mathbf{n}_r) \cdot \mathbf{r}} \right] \quad (9)$$

Using (7), one can deduce (10).

$$\begin{aligned} r(\mathbf{r}) e^{-ik(\mathbf{n}_e + \mathbf{n}_r) \cdot \mathbf{r}} &= \sum_i a_i e^{-ik(\mathbf{n}_e + \mathbf{n}_r) \cdot \mathbf{r}_i} \\ &= \sum_i a_i \iint \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) e^{-i(k_x x + k_z z)} dx dz \\ &= \iint r(x, z) e^{-i(k_x x + k_z z)} dx dz \\ &= \mathcal{F}_{2D} [r(x, z)] \\ &= R(k_x, k_z) \end{aligned} \quad (10)$$

where k_x and k_z , the transverse and axial frequency (given by (11)), $R(k_x, k_z)$ the 2D Fourier transform of $r(x, z)$ and \mathcal{F}_{2D} is the 2D Fourier transform operator.

$$\begin{cases} k_x = k \ n_{xr} = k \sin(\xi) \\ k_z = k \ (n_{ze} + n_{zr}) = k \ (1 + \cos(\xi)) \end{cases} \quad (11)$$

Using the Fourier transform of (9), one can obtain a relation expressing the image spectrum $R(k_x, k_z)$ as a function of the received signal spectrum $S_\xi(\omega)$.

$$R(k_x, k_z) = \frac{c^2}{\Phi_e(k) \Phi_r(k)} S_\xi(\omega) \quad (12)$$

where k and ξ are given by (13). These relations are computed by inversion of (11).

$$\begin{cases} k = \frac{k_z^2 + k_x^2}{2k_z} \\ \xi = \arctan\left(\frac{k_x}{k_z - k}\right) = \arctan\left(\frac{2k_x k_z}{k_z^2 - k_x^2}\right) \end{cases} \quad (13)$$

D. Limitation on parameters

1) *Limitation on the steering angle:* Because of the limited size D of the ultrasound phased array, ξ is constrained in the interval $-\xi_{max} < \xi < \xi_{max}$. ξ_{max} can be expressed by (14).

$$\xi_{max} = \arctan\left(\frac{D}{2z_{max}}\right) \quad (14)$$

This expression can be deduced from geometrical considerations. If ξ is too high, the deep medium is not insonified and the image can't be reconstructed. The above relation guaranties that at least half of medium is insonified at z_{max} . The ξ range is larger if we use a larger probe or if we limit the z_{max} parameter.

2) *Limited bandwidth of the transducer:* Because of the limited bandwidth of sensors and excitation pulse, the spectrum can only be measured in the spatial bandwidth corresponding to the bandwidth of the excitation signal $k_{min} < k < k_{max}$. In this frequency range, we assume that $\Phi_e(k) \Phi_r(k) = 1$, elsewhere $\Phi_e(k) \Phi_r(k) = 0$. The k range is larger if broadband excitation impulse and broadband transducer are used.

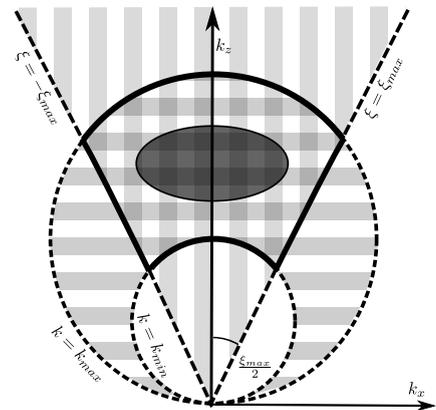


Fig. 1. Fourier plan of the ultrasound image - The area striped with vertical lines correspond to the area where the condition on ξ is verified and the area striped with horizontal lines correspond to the area where the condition on k is verified. The dark area is the spectrum peak position. Reachable area and spectrum peak must overlap perfectly.

3) *Reachable image spectrum*: The larger is the accessible area the better is the image resolution. When fixing ξ in (11), one can show that the corresponding curve in the image spectrum is a line passing by the origin. Therefore the accessible range of ξ corresponds to a cone of apex ξ_{max} . When fixing k in (11), one can show that the corresponding curve in the image spectrum is a circle centered at $(k_x, k_z) = (0, k/2)$, with a diameter of k . Since the two conditions must be verified simultaneously, the accessible area is the intersection between the steering angle and frequency limitation area (see fig. 1).

When comparing accessible area with Lu's method, one can see that the spectrum is more evenly sampled with our method. Fig. 2 displays both method areas. Lines are computed using (11) and (38) in [1]. Lu expression are recalled by (15), x is the transverse position of the active element. x minimum value is half the pitch of the probe. This limits the access of the spectrum central part, and reduces the resolution.

$$\begin{cases} k_x = 2\pi/x \\ k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2} + k \end{cases} \quad (15)$$

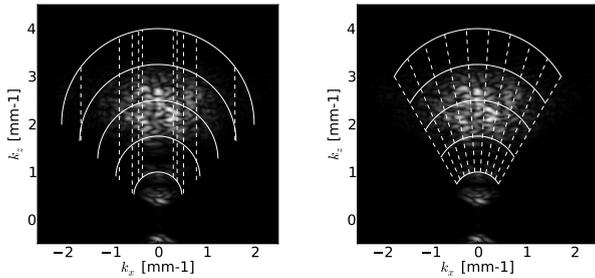
E. Acquisition procedure

The acquisition procedure for creating ultrasound images with our method is as follows:

- Acquire many raw signals for different values of ξ . If the imaging system is able to reconstruct the signal for different steering, this step can be done with only one emission.
- Calculate the 1D FFT of these signals.
- Interpolate the accessible area of the final image spectrum from 1D spectrum using (12). (13) gives the values of k and ξ as a function of the current point (k_x, k_z) .
- Compute the 2D inverse FFT of the partly filled spectrum to form the final ultrasound image.

III. RESULTS

Methods resolutions are estimated by measuring the PSF size. In simulation, the target is a single scatterer and experimentally we use a $100\mu\text{m}$ nylon wire in a water tank. PSF



(a) Lu method - Dotted lines stand for constant x . Those lines never get stand on the middle of the spectrum. Plain lines stand for constant k .
lines stand for constant k .

Fig. 2. Reachable spectrum area over image spectrum. Proposed method resolution is improved because it samples evenly the spectrum peak.

size are computed for a classical beamforming method, Lu's method and the proposed method. Simulated raw signals and classical images are computed using Field II [8]. The classical images are calculated using a sequence of 84 ultrasound shoots, compared to a single shoot for the other methods. The focal distance for classical beamforming is set at the wire depth. Main parameters of the experiment are given by the table I. We used a Vermon *L5-10/60EP* probe and a UlaOp ultrasound scanner [9]. The interpolation method used for the reconstruction of the spectrum is the *nearest neighbor* method.

Figure 3 shows computed PSF both in simulation and experimentally. Axial sizes are quite constant for all methods but transverse sizes vary. Our method leads to a transverse resolution improvement of 18% in simulation and 50% experimentally compared to the classical beamforming method. It improves the transverse resolution by 10% in simulation and 5% experimentally when compared to Lu beamforming method. Experimental PSF feature two axial peaks that correspond to the front and back interfaces of the nylon wire. This interferes with the measure of the PSF size for Fourier methods.

Using the same parameters as above, we beamformed carotid artery images using Lu and our methods. Figure 4 shows beamformed images for those methods. The white outlined ROI is zoomed on the right of each figure. From the images, we can remark that small details are more visible using our method. Speckle appears thinner on images computed with our method.

IV. CONCLUSION

We proposed a new acquisition scheme for Fourier imaging that uses steered plane waves in reception. This method leads to resolution improvement in the beamformed images, especially in the transverse direction. In some cases, for example while using small probe, the standard Fourier method developed by Lu can't reach the center of the spectrum peak. Our method bypass this limitation by sampling the image spectrum more evenly. Our next move is to use our method for echocardiography since it may lead to a even higher resolution.

ACKNOWLEDGMENT

The authors would like to thank Alessandro Ramalli and Piero Tortoli of the University of Florence for providing us a UlaOp ultrasound scanner.

TABLE I
PROBE AND EXPERIMENT MAIN PARAMETERS

Parameter	Value
Speed of sound c	$1.54\text{mm}\mu\text{s}^{-1}$
Maximum depth z_{max}	20mm
Probe kerf	$30\mu\text{m}$
Probe pitch	$245\mu\text{m}$
Active transducers on the probe	64
Pulse center frequency	7MHz
Pulse duration	$0.5\mu\text{s}$

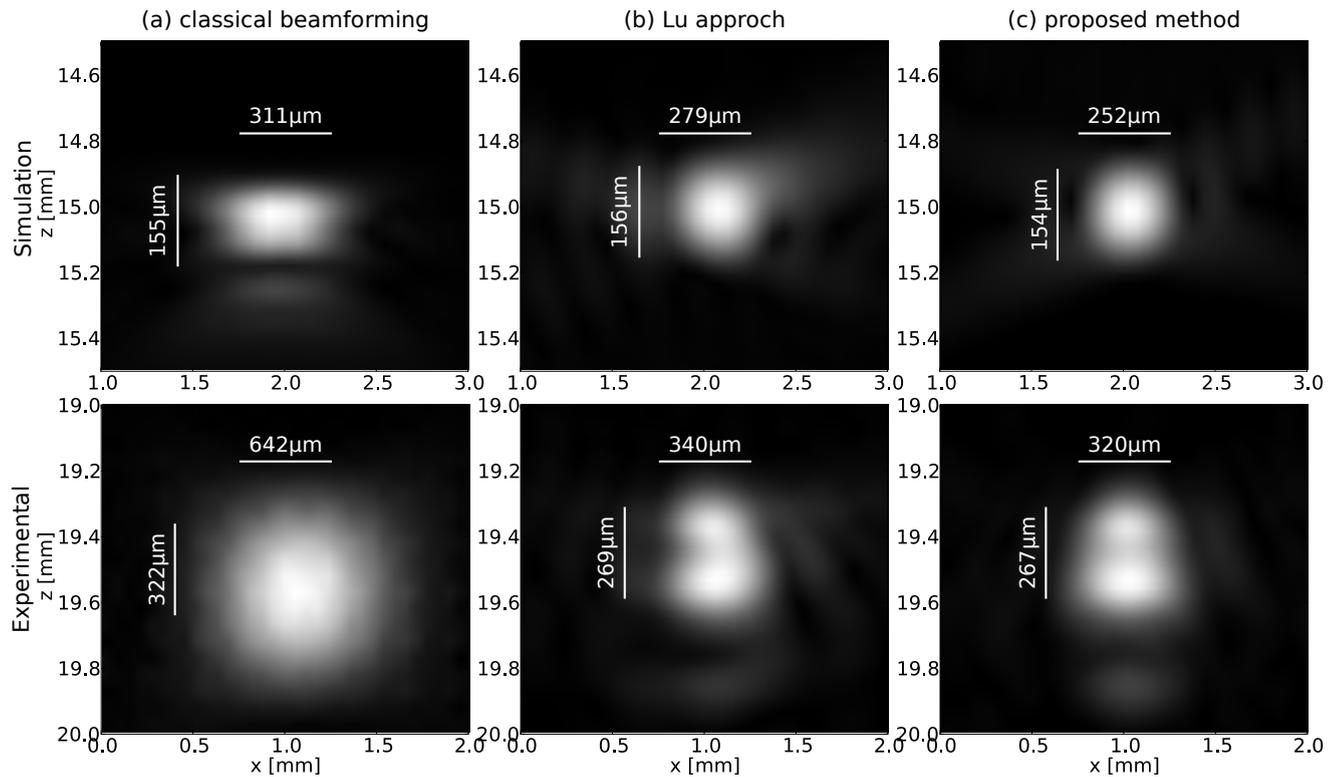


Fig. 3. Simulated and experimental PSF - (a) classical method (b) Lu method (c) proposed method.

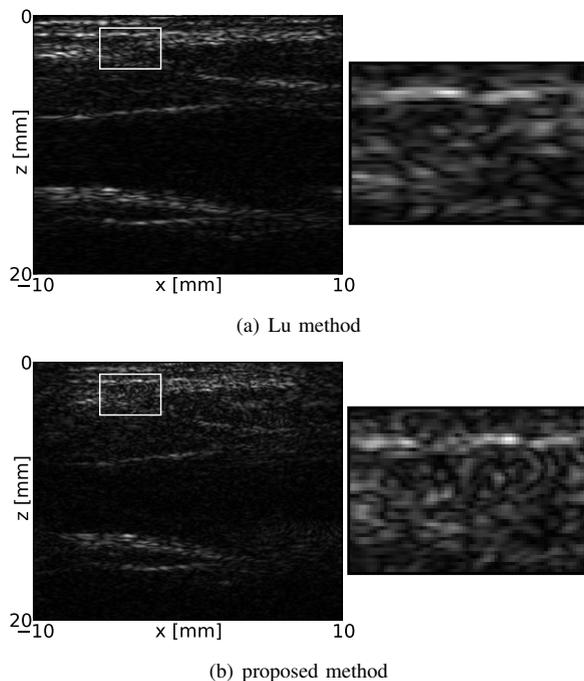


Fig. 4. Experimental carotid artery images. We get thinner speckle using our approach than standard Fourier imaging (see ROI).

REFERENCES

- [1] J. Lu, "2D and 3D high frame rate imaging with limited diffraction beams," *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, vol. 44, no. 4, pp. 839–856, 1997.
- [2] J. Lu and J. Greenleaf, "Nondiffracting X waves-exact solutions to free-space scalar waveequation and their finite aperture realizations," *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 39, no. 1, pp. 19–31, 1992.
- [3] J. Lu, "Designing limited diffraction beams," *iee transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, vol. 44, no. 1, pp. 181–193, 1997.
- [4] J. Bercoff, M. Tanter, and M. Fink, "Supersonic shear imaging: a new technique for soft tissue elasticity mapping," *IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 51, no. 4, pp. 396–409, 2004.
- [5] W. Yu, P. Yan, A. Sinusas, K. Thiele, and J. Duncan, "Towards pointwise motion tracking in echocardiographic image sequences—Comparing the reliability of different features for speckle tracking," *Medical Image Analysis*, vol. 10, no. 4, pp. 495–508, 2006.
- [6] M. Tanter, J. Bercoff, L. Sandrin, and M. Fink, "Ultrafast compound imaging for 2-D motion vector estimation: application to transient elastography," *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 49, no. 10, pp. 1363–1374, 2002.
- [7] B. Madore, P. White, K. Thomenius, and G. Clement, "Accelerated focused ultrasound imaging," *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, vol. 56, no. 12, p. 2612, 2009.
- [8] J. Jensen and N. Svendsen, "Calculation of pressure fields from arbitrarily shaped, apodized, and excited ultrasound transducers," *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 39, no. 2, pp. 262–267, 1992.
- [9] P. Tortoli, L. Bassi, E. Boni, A. Dallai, F. Guidi, and S. Ricci, "ULA-OP: an advanced open platform for ultrasound research," *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, vol. 56, no. 10, pp. 2207–2216, 2009.

Bibliographie personnelle

- [Basarab et al., 2007] Basarab, A., Gueth, P., Liebgott, H., et al., Two-dimensional least-squares estimation for motion tracking in ultrasound elastography, in : *IEEE EMBC*, Lyon, France, 2007, (pp. 2155–2158), doi :10.1109/IEMBS.2007.4352749.
- [Basarab et al., 2009] Basarab, A., Gueth, P., Liebgott, H., et al., Phase-based block matching applied to motion estimation with unconventional beamforming strategies, *IEEE Trans Ultrason Ferroelectr Freq Control*, volume 56, no. 5, (2009), pp. 945–957, doi : 10.1109/TUFFC.2009.1127.
- [Frindel et al., 2008] Frindel, C., Gueth, P., Clarysse, P., et al., A global approach to cardiac tractography, in : *Biomedical Imaging : From Nano to Macro, 2008. ISBI 2008. 5th IEEE International Symposium on*, 2008, (p. 883–886), doi :10.1109/ISBI.2008.4541138.
- [Gueth et al., 2007] Gueth, P., Basarab, A., Liebgott, H., et al., Beamforming techniques for motion estimation in ultrasound elastography, in : *IEEE International Ultrasonics Symposium*, New-York, USA, 2007, (pp. 1953–1956), doi :10.1109/ULTSYM.2007.491.
- [Gueth et al., 2010a] Gueth, P., Blanchard, R., Liebgott, H., et al., Improved resolution for ultrasound fourier imaging, in : *IEEE International Ultrasonic Symposium*, San Diego, USA, 2010a, (pp. in–press).
- [Gueth et al., 2010b] Gueth, P., Delachartre, P., Liebgott, H., Motion estimation using prebeamformed ultrasound signals, in : *IEEE International Ultrasonic Symposium*, San Diego, USA, 2010b, (pp. in–press).
- [Gueth et al., 2009] Gueth, P., Liebgott, H., Delachartre, P., Formation de champ de déplacements à partir des signaux bruts. application à l'imagerie ultrasonore en synthèse d'ouverture, in : *XXIIe Colloque GRETSI - Traitement du Signal et des Images (GRETSI'09)*, Dijon, France, 2009, (p. ID341).
- [Liebgott et al., 2008] Liebgott, H., Basarab, A., Gueth, P., et al., Lateral rf image synthesis using a synthetic aperture imaging technique, *IEEE Trans Ultrason Ferroelectr Freq Control*, volume 55, no. 9, (2008), pp. 2097–2103, doi :10.1109/TUFFC.902.
- [Liebgott et al., 2010a] Liebgott, H., Basarab, A., Gueth, P., et al., Transverse oscillations for tissue motion estimation, *Ultrasonics*, volume 50, no. 6, (2010a), pp. 548–555, doi : doi :10.1016/j.ultras.2009.11.001.
- [Liebgott et al., 2010b] Liebgott, H., Basarab, A., Gueth, P., et al., Transverse oscillations for tissue motion estimation, volume 3, Santiago (Chile), 2010b, (pp. 235–244), doi : doi :10.1016/j.phpro.2010.01.032.

Bibliographie

- [Anandan, 1989] Anandan, P., A computational framework and an algorithm for the measurement of visual motion, *International Journal of Computer Vision*, volume 2, no. 3, (1989), pp. 1573–1405.
- [Anderson, 1998] Anderson, M. E., Multi-dimensional velocity estimation with ultrasound using spatial quadrature, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, volume 45, no. 3, (1998), pp. 852–861.
- [Aoudi et al., 2006] Aoudi, W., Liebgott, H., Needles, A., et al., Estimation methods for flow imaging with high frequency ultrasound, *Ultrasonics*, volume 44, (2006), pp. 135–140.
- [Barber et al., 1985] Barber, W. D., Eberhard, J. W., Karr, S. G., A new time-domain technique for velocity measurements using Doppler ultrasound, *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, volume 32, no. 3, (1985), pp. 213–229.
- [Barron et al., 1992] Barron, J. L., Fleet, D. J., Beauchemin, S. S., Performance of optical flow techniques, *International Journal of Computer Vision*, volume 12, no. 1, (1992), pp. 43–77.
- [Basarab, 2008] Basarab, A., *Estimation du mouvement dans des séquences d'images échographiques : application à l'élastographie de la thyroïde*, Ph.D. thesis, Institut National des Sciences Appliquée de Lyon, 2008.
- [Basarab et al., 2007] Basarab, A., Aoudi, W., Liebgott, H., et al., Parametric deformable block matching for ultrasound imaging, in : *International Conference on Image Processing*, 2007, (pp. 429–432).
- [Basarab et al., 2008] Basarab, A., Liebgott, H., Morestin, F., et al., A method for vector displacement estimation with ultrasound imaging and its application for thyroid nodular disease, *Medical Image Analysis*, volume 12, (2008), pp. 259–274.
- [Behar et al., 2003] Behar, V., Adam, D., Friedman, Z., A new method of ultrasound color flow mapping, *Ultrasonics*, volume 41, no. 5, (2003), pp. 385–395.
- [Bercoff et al., 2003] Bercoff, J., Chaffai, S., Tanter, M., et al., In vivo breast tumor detection using transient elastography, *Ultrasound in medicine & biology*, volume 29, no. 10, (2003), pp. 1387–1396.
- [Bercoff et al., 2004] Bercoff, J., Tanter, M., Fink, M., Supersonic shear imaging : a new technique for soft tissue elasticity mapping, *IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, volume 51, no. 4, (2004), pp. 396–409.
- [Bernard et al., 2006] Bernard, O., D'hooge, J., Friboulet, D., Statistics of the radio-frequency signal based on K distribution with application to echocardiography, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, volume 53, no. 9, (2006), pp. 1689–1694.
- [Black et al., 2007] Black, J., Baharestani, M., Cuddigan, J., et al., National pressure ulcer advisory panel's updated pressure ulcer staging system, *Advances in Skin & Wound Care*, volume 20, no. 5, (2007), p. 269.

- [Bohs and Trahey, 1991] Bohs, L., Trahey, G., A novel method for angle independent ultrasonic imaging of blood flow and tissue motion, *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, volume 38, no. 3, (1991), pp. 280–286.
- [Bohs et al., 2000] Bohs, L. N., Geiman, B. J., Anderson, M. E., et al., Speckle tracking for multi-dimensional flow estimation, *Ultrasonics*, volume 38, (2000), pp. 369–375.
- [Bonnetfous and Pesqué, 1986] Bonnetfous, O., Pesqué, P., Time domain formulation of pulse-Doppler ultrasound and blood velocity estimation by cross correlation, *Ultrasonic Imaging*, volume 8, no. 2, (1986), pp. 73–85.
- [Boukerroui et al., 2003] Boukerroui, D., Noble, J., Brady, M., Velocity estimation in ultrasound images : A block matching approach, *Lecture Notes in Computer Science*, (pp. 586–598).
- [Brusseau et al., 2008] Brusseau, E., Kybic, J., Déprez, J., et al., 2-d locally regularized tissue strain estimation from radio-frequency ultrasound images : theoretical developments and results on experimental data, *IEEE Transactions on Medical Imaging*, volume 27, no. 2, (2008), p. 145.
- [Brusseau et al., 2000] Brusseau, E., Perrey, C., Delachartre, P., et al., Axial strain imaging using a local estimation of the scaling factor from rf ultrasound signals, *Ultrasonic imaging*, volume 22, no. 2, (2000), pp. 95–107.
- [Buck et al., 2000] Buck, T., Mucci, R. A., Guerrero, J. L., et al., Flow quantification in valvular heart disease based on the integral of backscattered acoustic power using Doppler ultrasound, *Proceedings of the IEEE*, volume 88, no. 3, (2000), pp. 307–330.
- [Burdic, 1991] Burdic, W., *Underwater acoustic system analysis*, Prentice Hall, 1991, ISBN 0139476075.
- [Cachard and Basset, 2007] Cachard, C., Basset, O., Ultrasound contrast agents, *Physics for medical imaging applications*, (p. 137).
- [Céspedes et al., 1999] Céspedes, E. I., de Korte, C. L., van der Steen, A. F. W., Echo decorrelation from displacement gradients in elasticity and velocity estimation, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, volume 46, no. 4, (1999), pp. 791–801.
- [Céspedes et al., 1993] Céspedes, I., Ophir, J., Ponnekanti, H., et al., Elastography : elasticity imaging using ultrasound with application to muscle and breast in vivo, *Ultrasonic imaging(Print)*, volume 15, no. 2, (1993), pp. 73–88.
- [Corpetti et al., 2006] Corpetti, T., Heitz, D., Arroyo, G., et al., Fluid experimental flow estimation based on an optical-flow scheme, *Experiments in fluids*, volume 40, (2006), pp. 80–97.
- [Corpetti et al., 2002] Corpetti, T., Mémin, E., Pérez, P., Dense estimation of fluid flows, *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, volume 24, no. 3, (2002), pp. 365–380.
- [Cosgrove, 2006] Cosgrove, D., Ultrasound contrast agents : an overview, *European journal of radiology*, volume 60, no. 3, (2006), pp. 324–330.
- [de Korte et al., 2000a] de Korte, C., Pasterkamp, G., Van Der Steen, A., et al., Characterization of plaque components with intravascular ultrasound elastography in human femoral and coronary arteries in vitro, *Circulation*, volume 102, no. 6, (2000a), p. 617.
- [de Korte et al., 2000b] de Korte, C., van der Steen, A., Céspedes, E., et al., Intravascular ultrasound elastography, *Physics in Medicine and biology*, volume 45, (2000b), pp. 1465–1475.
- [Deming et al., 1978] Deming, S., Parker, L., Denton, M., A review of simplex optimization in analytical chemistry, *Critical Reviews in Analytical Chemistry*, volume 7, no. 3, (1978), pp. 187–202, ISSN 1040-8347.

- [*Deprez et al.*, 2007] Deprez, J., Cloutier, G., Schmitt, C., *et al.*, 3D Ultrasound elastography for early detection of lesions. Evaluation on a pressure ulcer mimicking phantom, in : *29th Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society, 2007. EMBS 2007*, 2007, (pp. 79–82).
- [*D’Hooge et al.*, 2000] D’Hooge, J., Heimdal, A., Jamal, F., *et al.*, Regional strain and strain rate measurements by cardiac ultrasound : principles, implementation and limitations, *European Journal of Echocardiography*, volume 1, no. 3, (2000), p. 154.
- [*Dufaux and Moscheni*, 1995] Dufaux, F., Moscheni, F., Motion estimation techniques for digital TV : a review and a new contribution, *Proceedings of the IEEE*, volume 83, no. 6, (1995), pp. 858–876.
- [*Efrat et al.*, 2006] Efrat, Z., Perri, T., Ramati, E., *et al.*, Fetal gender assignment by first-trimester ultrasound, *Ultrasound in Obstetrics and Gynecology*, volume 27, no. 6, (2006), pp. 619–621.
- [*Embree and O’Brien*, 1990] Embree, P. M., O’Brien, W. D., Volumetric blood flow via time-domain correlation : experimental verification, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, volume 37, no. 2, (1990), pp. 176–189.
- [*Emelianov et al.*, 2002] Emelianov, S., Chen, X., O’Donnell, M., *et al.*, Triplex ultrasound : elasticity imaging to age deep venous thrombosis, *Ultrasound in medicine & biology*, volume 28, no. 6, (2002), pp. 757–767.
- [*Enkelmann*, 1988] Enkelmann, W., Investigations of multigrid algorithms for the estimation of optical flow fields in image sequences, *Computer Vision, Graphics, and Image Processing*, volume 43, no. 2, (1988), pp. 150–177.
- [*Ferrara and Algazi*, 1991a] Ferrara, K. W., Algazi, V. R., A new wideband spread target maximum likelihood estimator for blood velocity estimation–part I : theory, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, volume 38, no. 1, (1991a), pp. 1–16.
- [*Ferrara and Algazi*, 1991b] Ferrara, K. W., Algazi, V. R., A new wideband spread target maximum likelihood estimator for blood velocity estimation–part II : evaluation of estimators with experimental data, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, volume 38, no. 1, (1991b), pp. 17–26.
- [*Foster et al.*, 1990] Foster, S. G., Embree, P. M., O’Brien, W. D., Flow velocity profile via time-domain correlation : error analysis and computer simulation, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, volume 37, no. 2, (1990), pp. 164–175.
- [*Fromageau et al.*, 2003] Fromageau, J., Brusseau, E., Vray, D., *et al.*, Characterization of PVA cryogel for intravascular ultrasound elasticity imaging, *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, volume 50, no. 10, (2003), pp. 1318–1324, ISSN 0885-3010.
- [*Garra et al.*, 1997] Garra, B., Cespedes, E., Ophir, J., *et al.*, Elastography of breast lesions : initial clinical results., *Radiology*, volume 202, no. 1, (1997), p. 79.
- [*Giachetti*, 2000] Giachetti, A., Matching techniques to compute image motion, *Image and Vision Computing*, volume 18, (2000), pp. 247–260.
- [*Goodman*, 2005] Goodman, J., *Introduction to Fourier optics*, Roberts & Company Publishers, 2005.
- [*Gran and Jensen*, 2006] Gran, F., Jensen, J., Directional velocity estimation using a spatio-temporal encoding technique based on frequency division for synthetic transmit aperture ultrasound, *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, volume 53, no. 7, (2006), pp. 1289–1299.

- [Grava, 2003] Grava, C., *Compensation de mouvement par réseaux neuronaux cellulaires. Application en imagerie médicale.*, Thèse de doctorat, INSA-Lyon, 2003.
- [Gueth et al., 2007] Gueth, P., Basarab, A., Liebgott, H., et al., Beamforming techniques for motion estimation in ultrasound elastography, in : *IEEE Ultrasonics Symposium, 2007*, 2007, (pp. 1953–1956).
- [Gueth et al., 2010a] Gueth, P., Blanchard, R., Liebgott, H., et al., Improved resolution for ultrasound fourier imaging, in : *IEEE International Ultrasonic Symposium*, San Diego, USA, 2010a, (pp. in–press).
- [Gueth et al., 2010b] Gueth, P., Delachartre, P., Liebgott, H., Motion estimation using prebeamformed ultrasound signals, in : *IEEE International Ultrasonic Symposium*, San Diego, USA, 2010b, (pp. in–press).
- [Gueth et al., 2009] Gueth, P., Liebgott, H., Delachartre, P., Formation de champ de déplacements à partir des signaux bruts. application à l'imagerie ultrasonore en synthèse d'ouverture., in : *GRETSI 2009*, 2009, (p. ID341).
- [Hein and O'Brien, 1993a] Hein, I. A., O'Brien, W. D., A real-time ultrasound time-domain correlation blood flowmeter : part I–theory and design, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, volume 40, no. 6, (1993a), pp. 768–775.
- [Hein and O'Brien, 1993b] Hein, I. A., O'Brien, W. D., A real-time ultrasound time-domain correlation blood flowmeter : part II–performance and experimental verification, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, volume 40, no. 6, (1993b), pp. 776–785.
- [Hein and O'Brien, 1993c] Hein, I. A., O'Brien, W. D., Current time-domain methods for assessing tissue motion by analysis from reflected ultrasound echoes : a review, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, volume 40, no. 2, (1993c), pp. 84–102.
- [Hiltawsky et al., 2001] Hiltawsky, K., Krüger, M., Starke, C., et al., Freehand ultrasound elastography of breast lesions : clinical results, *Ultrasound in medicine & biology*, volume 27, no. 11, (2001), pp. 1461–1469.
- [Horn and Schunck, 1981] Horn, B. K. P., Schunck, B. G., Determining optical flow, *Artificial Intelligence*, volume 17, (1981), pp. 185–203.
- [Info-radiologie.ch, 2010] Info-radiologie.ch, Site web info-radiologie, <http://www.info-radiologie.ch/>, 2010.
- [Jensen, 2001] Jensen, J., A new estimator for vector velocity estimation, *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, volume 48, no. 4, (2001), pp. 886–894.
- [Jensen, 2004] Jensen, J., Simulation of advanced ultrasound systems using Field II, in : *Biomedical Imaging : Nano to Macro, 2004. IEEE International Symposium on*, IEEE, ISBN 0780383885, 2004, (pp. 636–639).
- [Jensen and Svendsen, 1992] Jensen, J., Svendsen, N., Calculation of pressure fields from arbitrarily shaped, apodized, and excited ultrasound transducers, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, volume 39, no. 2, (1992), pp. 262–267.
- [Jensen, 1996a] Jensen, J. A., *Estimation of blood velocities using ultrasound : a signal processing approach*, chapter 8-Color flow mapping using time shift estimation, Cambridge University Press, 1996a.
- [Jensen, 1996b] Jensen, J. A., *Estimation of blood velocities using ultrasound : a signal processing approach*, chapter 7-Color flow mapping using phase shift estimation, Cambridge University Press, 1996b.

- [Jensen, 1996c] Jensen, J. A., *Estimation of blood velocities using ultrasound : a signal processing approach*, chapter 4-Ultrasound's interaction with blood, Cambridge University Press, 1996c.
- [Jensen and Munk, 1998] Jensen, J. A., Munk, P., A new method for estimation of velocity vectors, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, volume 45, no. 3, (1998), pp. 837–851.
- [Jin and Chen, 2007] Jin, W., Chen, C., The estimation method on the phase delay between two real signals, in : *International Conference on Communications, Circuits and Systems*, volume 1, 2007, (pp. 394–397).
- [Kasai et al., 1985] Kasai, C., Namekawa, K., Koyano, A., et al., Real-time two-dimensional blood flow imaging using an autocorrelation technique, *IEEE Trans. Sonics Ultrason*, volume 32, no. 3, (1985), pp. 458–464.
- [Kennedy et al., 2003] Kennedy, J., Ter Haar, G., Cranston, D., High intensity focused ultrasound : surgery of the future ?, *British Journal of Radiology*, volume 76, no. 909, (2003), p. 590.
- [Konofagou et al., 2002] Konofagou, E., D'hooge, J., Ophir, J., Myocardial elastography—a feasibility study in vivo, *Ultrasound in medicine & biology*, volume 28, no. 4, (2002), pp. 475–482.
- [Kortbek and Jensen, 2006] Kortbek, J., Jensen, J., Estimation of velocity vector angles using the directional cross-correlation method, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, volume 53, no. 11, (2006), pp. 2036–2049.
- [Kouamé et al., 2003a] Kouamé, D., Girault, J. M., Patat, F., High resolution processing techniques for ultrasound Doppler velocimetry in the presence of colored noise. Part I : nonstationary methods, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, volume 50, no. 3, (2003a), pp. 257–266.
- [Kouamé et al., 2003b] Kouamé, D., Girault, J. M., Remenieras, J. P., et al., High resolution processing techniques for ultrasound Doppler velocimetry in the presence of colored noise. Part II : multiplephase pipe-flow velocity measurement, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, volume 50, no. 3, (2003b), pp. 267–278.
- [Krouskop et al., 1998] Krouskop, T., Wheeler, T., Kallel, F., et al., Elastic moduli of breast and prostate tissues under compression, *Ultrasonic Imaging*, volume 20, no. 4, (1998), pp. 260–274.
- [Lauze et al., 2004] Lauze, F. B., Kornprobst, P., Lenglet, C., et al., Sur quelques méthodes de calcul de flot optique à partir du tenseur de structure : synthèse et contribution, in : *Actes du 14ème Congrès Francophone AFRIF-AFIA de Reconnaissance des Formes et Intelligence Artificielle*, 2004.
- [Liebgott, 2005] Liebgott, H., *Synthèse de réponse impulsionnelle en imagerie ultrasonore pour l'estimation vectorielle du déplacement*, Ph.D. thesis, INSA Lyon, 2005.
- [Liebgott et al., 2008] Liebgott, H., Basarab, A., Gueth, P., et al., Lateral RF image synthesis using a synthetic aperture imaging technique, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, volume 55, no. 9, (2008), pp. 2097–2013.
- [Liebgott et al., 2005] Liebgott, H., Fromageau, J., Wilhjelm, J., et al., Beamforming scheme for 2d displacement estimation in ultrasound imaging, *EURASIP Journal on Applied Signal Processing*, volume 8, (2005), p. 1212.
- [Loughna et al., 2009] Loughna, P., Chitty, L., Evans, T., et al., Fetal size and dating : Charts recommended for clinical obstetric practice, *Ultrasound*, volume 17, no. 3, (2009), pp. 160–166.

- [Loupas *et al.*, 1995a] Loupas, T., Peterson, R. B., Gill, R. W., Experimental evaluation of velocity and power estimation for ultrasound blood flow imaging, by means of a two-dimensional autocorrelation approach, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, volume 42, no. 4, (1995a), pp. 689–699.
- [Loupas *et al.*, 1995b] Loupas, T., Powers, J. T., Gill, R. W., An axial velocity estimator for ultrasound blood flow imaging, based on a full evaluation of the Doppler equation by means of a two-dimensional autocorrelation approach, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, volume 42, no. 4, (1995b), pp. 672–688.
- [Lu, 1997a] Lu, J., 2D and 3D high frame rate imaging with limited diffraction beams, *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, volume 44, no. 4, (1997a), pp. 839–856.
- [Lu, 1997b] Lu, J., Designing limited diffraction beams, *iee transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, volume 44, no. 1, (1997b), pp. 181–193.
- [Lu and Greenleaf, 1992] Lu, J., Greenleaf, J., Nondiffracting X waves-exact solutions to free-space scalar waveequation and their finite aperture realizations, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, volume 39, no. 1, (1992), pp. 19–31.
- [Lucas and Kanade, 1981] Lucas, B. D., Kanade, T., An iterative image registration technique with an application to stereo vision, in : *Proceedings of Imaging Understanding Workshop*, 1981, (pp. 121–130).
- [Lupotti *et al.*, 2002a] Lupotti, F., Céspedes, E. I., Mastik, F., *et al.*, Ivus flow measurements : line spread function and decorrelation pattern, *Ultrasonics*, volume 40, (2002a), pp. 843–847.
- [Lupotti *et al.*, 2002b] Lupotti, F., van der Steen, A. F. W., Mastik, F., *et al.*, Decorrelation-based blood flow velocity estimation : effect of spread of flow velocity, linear flow velocity gradients, and parabolic flow, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, volume 49, no. 6, (2002b), pp. 705–714.
- [Lyshchik *et al.*, 2005a] Lyshchik, A., Higashi, T., Asato, R., *et al.*, Elastic moduli of thyroid tissues under compression, *Ultrasonic imaging(Print)*, volume 27, no. 2, (2005a), pp. 101–110.
- [Lyshchik *et al.*, 2005b] Lyshchik, A., Higashi, T., Asato, R., *et al.*, Thyroid gland tumor diagnosis at us elastography, *Radiology*, volume 237, no. 1, (2005b), p. 202.
- [Madore *et al.*, 2009] Madore, B., White, P., Thomenius, K., *et al.*, Accelerated focused ultrasound imaging., *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, volume 56, no. 12, (2009), p. 2612.
- [Malone *et al.*, 2005] Malone, F., Canick, J., Ball, R., *et al.*, First-trimester or second-trimester screening, or both, for down’s syndrome, *The New England journal of medicine*, volume 353, no. 19, (2005), p. 2001.
- [Marion, 2009] Marion, A., *Filtrage spatiotemporel orienté de séquences d’images : application à l’estimation du mouvement des flux sanguins en imagerie ultrasonore*, Thèse de doctorat, INSA-Lyon, 2009.
- [Marion and Vray, 2009a] Marion, A., Vray, D., Spatiotemporal filtering of sequences of ultrasound images to estimate a dense field of velocities, *Pattern Recognition*, volume 42, no. 11, (2009a), pp. 2989–2997.
- [Marion and Vray, 2009b] Marion, A., Vray, D., Toward a real-time simulation of ultrasound image sequences based on a 3D set of moving scatterers, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, volume 56, no. 10, (2009b), pp. 2157–2179.
- [Memin, 2003] Memin, E., *Estimation du flot-optique : contributions et panorama de différentes approches*, Habilitation à diriger des recherches, Université de Rennes 1, 2003.

- [Moore, 1920] Moore, E., On the reciprocal of the general algebraic matrix, *Bull. Amer. Math. Soc.*, volume 26, (1920), pp. 394–395.
- [Moore, 1935] Moore, E. H., General analysis, *Mem. Amer. Phil. Soc.*, volume 1, (1935), p. 197.
- [Nagel and Enkelmann, 1986] Nagel, H. H., Enkelmann, W., An investigation of smoothness constraints for the estimation of displacement vector fields from image sequences, *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, volume 8, no. 5, (1986), pp. 565–593.
- [Nelder and Mead, 1965] Nelder, J., Mead, R., A simplex method for function minimization, *Computer Journal*, volume 7, no. 4, (1965), pp. 308–313.
- [Newhouse et al., 1994] Newhouse, V., Dickerson, K., Cathignol, D., et al., Three-dimensional vector flow estimation using two transducers and spectral width, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, volume 41, no. 1, (1994), pp. 90–95.
- [Noguchi et al., 1999] Noguchi, Y., Furukawa, J., Kiya, H., A fast full search block matching algorithm for MPEG-4 video, in : *Proceedings of IEEE International Conference on Image Processing*, volume 1, 1999, (pp. 61–65).
- [Oberhänsli et al., 1988] Oberhänsli, I., Extermann, P., Friedli, B., et al., L'échocardiographie sur le fœtus à risque : expérience de 3 ans d'une consultation spécialisée, *Archives of Gynecology and Obstetrics*, volume 244, (1988), pp. 83–97.
- [O'Donnell et al., 1994] O'Donnell, M., Skovoroda, A., Shapo, B., et al., Internal displacement and strain imaging using ultrasonic speckle tracking, *IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, volume 41, no. 3, (1994), pp. 314–325.
- [Ophir et al., 1991] Ophir, J., Cespedes, I., Ponnekanti, H., et al., Elastography : a quantitative method for imaging the elasticity of biological tissues., *Ultrasonic imaging*, volume 13, no. 2, (1991), p. 111.
- [Ophir et al., 2001] Ophir, J., Kallel, F., Varghese, T., et al., Elastography, *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences Series IV Physics*, volume 2, no. 8, (2001), pp. 1193–1212.
- [Penrose, 1955] Penrose, R., A generalized inverse for matrices, in : *Mathematical proceedings of the Cambridge philosophical society*, volume 51, Cambridge University Press, 1955, (pp. 406–413).
- [Po and Ma, 1996] Po, L. M., Ma, W. C., A novel four-step search algorithm for fast block motion estimation, *IEEE Transactions on Circuits and Systems for Video Technology*, volume 6, no. 3, (1996), pp. 313–317.
- [Rao and Mitra, 1971] Rao, C., Mitra, S., *Generalized Inverse of the Matrix and Its Applications*, J. Wiley, New York.
- [Sandrin et al., 2003] Sandrin, L., Fourquet, B., Hasquenoph, J., et al., Transient elastography : a new noninvasive method for assessment of hepatic fibrosis, *Ultrasound in medicine & biology*, volume 29, no. 12, (2003), pp. 1705–1713.
- [Saverymuttu et al., 1986] Saverymuttu, S., Joseph, A., Maxwell, J., Ultrasound scanning in the detection of hepatic fibrosis and steatosis., *British Medical Journal*, volume 292, no. 6512, (1986), p. 13.
- [Schlaikjer et al., 2003] Schlaikjer, M., Bagge, J., Sorensen, O., et al., Trade off study on different envelope detectors for B-mode imaging, in : *Proceedings of IEEE International Ultrasonics Symposium*, 2003.
- [Schlumberger and Torlantano, 2000] Schlumberger, M., Torlantano, M., Papillary and follicular thyroid carcinoma, *Best Practice & Research Clinical Endocrinology & Metabolism*, volume 14, no. 4, (2000), pp. 601–613.

- [Seferidis and Ghanbari, 1994] Seferidis, V., Ghanbari, M., Generalised block-matching motion estimation using quad-tree structured spatial decomposition, *Vision, Image and Signal Processing*, IEE Proceedings -, volume 141, no. 6, (1994), pp. 446–452.
- [Seferidis and Ghanbari, 1993] Seferidis, V. E., Ghanbari, M., General approach to block-matching motion estimation, *Optical Engineering*, volume 32, no. 7, (1993), pp. 1464–1474.
- [Shung, 2006] Shung, K. K., *Imaging and blood flow measurements*, Taylor and Francis, 2006.
- [Siemens, 2010] Siemens, Site web siemens, <http://www.siemens.com/>, 2010.
- [Sinkus et al., 2005] Sinkus, R., Tanter, M., Xydeas, T., et al., Viscoelastic shear properties of in vivo breast lesions measured by mr elastography, *Magnetic resonance imaging*, volume 23, no. 2, (2005), pp. 159–165.
- [Sivia and Skilling, 2006] Sivia, D., Skilling, J., *Data analysis : a Bayesian tutorial*, Oxford University Press, USA, 2006, ISBN 0198568320.
- [Suhling et al., 2005] Suhling, M., Arigovindan, M., Jansen, C., et al., Myocardial motion analysis from b-mode echocardiograms, *IEEE Transactions on Image Processing*, volume 14, no. 4, (2005), pp. 525–536.
- [Sumi, 1999] Sumi, C., Fine elasticity imaging utilizing the iterative RF-echo phase matching method, *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, volume 46, no. 1, (1999), pp. 158–166.
- [Tan et al., 1995] Tan, G. H., Gharib, H., Reading, C. C., Solitary thyroid nodule. comparison between palpation and ultrasonography, *Archive of internal medicine*, volume 155, no. 22, (1995), pp. 2418–2423.
- [Tanter et al., 2002] Tanter, M., Bercoff, J., Sandrin, L., et al., Ultrafast compound imaging for 2-D motion vector estimation : application to transient elastography, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, volume 49, no. 10, (2002), pp. 1363–1374.
- [Tarantola, 2005] Tarantola, A., *Inverse Problem Theory and Model Parameter Estimation*, SIAM, 2005.
- [ter Haar, 2001] ter Haar, G., High intensity ultrasound, *Surgical Innovation*, volume 8, no. 1, (2001), p. 77.
- [Torp et al., 1994] Torp, H., Kristoffersen, K., Angelsen, B. A. J., Autocorrelation techniques in color flow imaging : signal model and statistical properties of the autocorrelation estimates, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, volume 41, no. 5, (1994), pp. 604–612.
- [Tortoli et al., 2005] Tortoli, P., Bambi, G., Ricci, S., A novel dual beam approach for removing doppler angle ambiguity, in : *2005 IEEE Ultrasonics Symposium*, volume 1, 2005.
- [Tortoli et al., 2009] Tortoli, P., Bassi, L., Boni, E., et al., ULA-OP : an advanced open platform for ultrasound research, *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, *IEEE Transactions on*, volume 56, no. 10, (2009), pp. 2207–2216, ISSN 0885-3010.
- [Tortoli et al., 1994] Tortoli, P., Bessi, L., Guidi, F., Bidirectional doppler signal analysis based on a single rf samplingchannel, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, volume 41, no. 1, (1994), pp. 1–3.
- [Toshiba, 2010] Toshiba, Site web toshiba, <http://www.toshiba-medical.eu/>, 2010.
- [Tranquart et al., 1999] Tranquart, F., Grenier, N., Eder, V., et al., Clinical use of ultrasound tissue harmonic imaging, *Ultrasound in medicine & biology*, volume 25, no. 6, (1999), pp. 889–894.

- [Tuthill *et al.*, 1998] Tuthill, T. A., Krücher, J. F., Fowlkes, J. B., *et al.*, Automated three-dimensional US frame positioning computed from elevational speckle decorrelation, *Radiology*, volume 209, no. 2, (1998), pp. 575–582.
- [Vaitkus and Cobbold, 1998] Vaitkus, P. J., Cobbold, R. S. C., A new time-domain narrow-band velocity estimation technique for Doppler ultrasound flow imaging. Part I : theory, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, volume 45, no. 4, (1998), pp. 939–954.
- [Vaitkus *et al.*, 1998] Vaitkus, P. J., Cobbold, R. S. C., Johnston, K. W., A new time-domain narrow-band velocity estimation technique for Doppler ultrasound flow imaging. Part II : comparative performance assessment, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, volume 45, no. 4, (1998), pp. 955–971.
- [Viola and Walker, 2003] Viola, F., Walker, W. F., A comparison of the performance of time-delay estimators in medical ultrasound, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, volume 50, no. 4, (2003), pp. 392–401.
- [Yeung *et al.*, 1998] Yeung, F., Levinson, F. S., Dongshan, F., *et al.*, Feature-adaptive motion tracking of ultrasound image sequences using a deformable mesh, *IEEE Transactions on Medical Imaging*, volume 17, no. 6, (1998), pp. 945–956.
- [Yu *et al.*, 2006] Yu, W., Yan, P., Sinusas, A., *et al.*, Towards pointwise motion tracking in echocardiographic image sequences—Comparing the reliability of different features for speckle tracking, *Medical Image Analysis*, volume 10, no. 4, (2006), pp. 495–508.
- [Zhu and Ma, 2000] Zhu, S., Ma, K. K., A new diamond search algorithm for fast block-matching motion estimation, *IEEE Transactions on Image Processing*, volume 9, no. 2, (2000), pp. 287–290.

FOLIO ADMINISTRATIF
THÈSE SOUTENUE DEVANT L'INSTITUT NATIONAL
DES SCIENCES APPLIQUÉES DE LYON

NOM : GUETH PRÉNOM : Pierre	DATE DE SOUTENANCE : juillet 2011
TITRE : Formation directe de champs de déplacement en imagerie ultrasonore	
NATURE : Doctorat ECOLE DOCTORALE : Électronique, Électrotechnique, Automatique	NUMÉRO D'ORDRE :
COTE B.I.U. LYON :	CLASSE :
<p>RÉSUMÉ : Dans le domaine de l'imagerie médicale ultrasonore, la connaissance du déplacement du milieu imagé est une donnée clinique très importante dans de nombreux examens, parmi lesquels nous pouvons citer les examens Doppler ou les examens d'élastographie. Dans la littérature, les deux principales familles de méthodes permettant d'estimer le déplacement sont les méthodes de mise en correspondance de blocs et les méthodes Doppler. Les méthodes de mise en correspondance de blocs estiment le déplacement en comparant des vignettes prises dans les images ultrasonores avant et après déplacement. Elles dépendent donc de la méthode utilisée pour former les images. Les méthodes Doppler mesurent quant à elles le déplacement suivant une direction particulière, ce qui limite leur gamme d'utilisation à l'estimation de champs de déplacements simple.</p> <p>Dans cette thèse, nous avons proposé un formalisme, ainsi que trois méthodes, permettant d'estimer le déplacement 2D directement à partir de ces signaux bruts. Cette approche permet de s'affranchir de la dépendance envers le méthode de formation d'images, tout en permettant l'estimation de champs complexes. Nous avons mis en évidence le concept de vecteur normal, liant le déplacement réel de milieu aux décalages temporels de long des signaux bruts. Le formalisme général est appliqué à plusieurs séquences ultrasonores : la première méthode d'estimation utilise des signaux acquis à l'aide d'éléments uniques de la sonde ; la deuxième est basée sur l'utilisation d'ondes planes et la troisième méthode s'appuie sur une séquence utilisant des faisceaux focalisés.</p> <p>Les méthodes d'estimation directe du mouvement ont été validées en simulation et expérimentalement, et leurs performances ont été comparées à une méthode de référence : la mise en correspondance de blocs. Les méthodes proposées améliorent significativement la précision de l'estimation du champ de déplacement par rapport à la méthode standard, en atteignant une précision de $1.5 \mu\text{m}$ dans la direction transverse et une précision de $2.5 \mu\text{m}$ dans la direction axiale pour une fréquence de travail de 5 MHz.</p> <p>Nous avons également développé une méthode de formation d'images améliorant la résolution spatiale. Cette méthode utilise les spectres de signaux RF acquis avec des ondes planes pour former le spectre de l'image ultrasonore. Elle fournit les images utilisées par la méthode d'estimation du mouvement de référence.</p>	
MOTS-CLÉS : imagerie médicale ultrasonore, estimation de mouvement, modèle de mouvement, formation d'images ultrasonores, signaux bruts ultrasonores	
LABORATOIRE DE RECHERCHES : CNRS UMR 5220, INSERM U1044, Université Lyon 1, INSA Lyon	
DIRECTEURS DE THÈSE : Philippe DELACHARTRE, Hervé LIEBGOTT	
PRÉSIDENT DU JURY : COMPOSITION DU JURY : Jérôme MARS (Rapporteur), Laurent SARRY (Rapporteur), Cyril LAFON (Examinateur), Olivier LALIGANT (examinateur), Philippe DELACHARTRE (Directeur de thèse), Hervé LIEBGOTT (Directeur de thèse)	