HAL
open science

Correction d'aberrations et quantification de vitesse du son en imagerie ultrasonore ultrarapide

Hanna Bendjador

To cite this version:

Hanna Bendjador. Correction d'aberrations et quantification de vitesse du son en imagerie ultrasonore ultrarapide. Acoustique [physics.class-ph]. Université Paris sciences et lettres, 2020. Français. NNT : 2020UPSLS011 . tel-03363091

HAL Id: tel-03363091

https://pastel.hal.science/tel-03363091

Submitted on 3 Oct 2021

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.

PSL UNIVERSITÉ PARIS

THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PSL

Préparée à l'ESPCI Paris

Correction d'aberrations et quantification de vitesse du son en imagerie ultrasonore ultrarapide

Soutenue par

Hanna BENDJADOR

Le 2 Octobre 2020

École doctorale n°391

SMAER: Sciences Mécaniques Acoustique Electronique et Robotique de Paris

Spécialité

Physique (Acoustique)

Composition du jury :

Dr Valentina EMILIANI DR INSERM, CNRS, Sorbonne Université	*Rapporteur*
Pr Jean-Philippe THIRAN Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Suisse	*Rapporteur*
Pr Emmanuel BOSSY Université Grenoble Alpes, CNRS	*Examinateur*
Pr Sylvain GIGAN LKB ENS/PSL/CNRS, Sorbonne Université	*Président du Jury, Examinateur*
Dr Thomas DEFFIEUX CR INSERM, ESPCI Paris, PSL, CNRS	*Examinateur*
Dr Mickaël TANTER DR INSERM, ESPCI Paris, PSL, CNRS	*Directeur de thèse*

Physics for Medicine PARIS ESPCI PARIS PSL Inserm La science pour la santé From science to health cnrs FRM Fondation Recherche Médicale

Remerciements

En premier lieu, je souhaite adresser mes sincères remerciements aux membres de mon jury : Dr Valentina Emiliani, et Pr Jean-Philippe Thiran qui ont accepté de rapporter mon travail. Ainsi que les Professeurs Sylvain Gigan et Emmanuel Bossy qui se sont joints à eux pour évaluer ma thèse. Je suis vos travaux avec attention depuis plusieurs années maintenant, et vous avoir comme jury a constitué un véritable moteur dans l'écriture de ce manuscrit.

Comme une évidence, je tiens à remercier chaleureusement Mickaël Tanter, et Thomas Deffieux de m'avoir accompagnée, encadrée et formée pendant ces trois années.

Mickaël, merci de m'avoir proposé ce sujet très fondamental qui, je le sais, te tenait beaucoup à cœur. Je suis extrêmement reconnaissante d'avoir pu partager ces travaux avec toi, motivés par un certain esprit de compétition qui ne nous aura pas lâchés. Merci de m'avoir fait confiance, de m'avoir laissé tant d'indépendance, mais aussi d'avoir toujours été présent lorsque j'en ai eu besoin. Merci de m'avoir permis de présenter mes travaux à l'international, et de m'enrichir des nombreux échanges et rencontres que j'ai pu faire en conférences. Ces trois années ont été une aventure exceptionnelle, et je mesure tout ce que je te dois, de ces longues heures de calcul aux jolies surprises qui nous arrivent. Parmi tout ce que tu as pu m'apprendre en sciences, l'enseignement qui m'aura finalement le plus marqué est ton humanité, preuve que l'ambition et la réussite n'exigent aucun sacrifice.

Thomas, je voudrais te remercier pour ces conseils, et discussions toujours enrichissantes. Merci de m'avoir initiée aux échographes auxquels je ne connaissais rien il y a 3 ans, et de m'avoir ensuite laissée être plus autonome pour jouer avec des matrices. Merci à ton vélo, d'être pourvoyeur d'une énergie qui t'apporte toujours de nouvelles idées. Merci aussi de m'avoir montré à quel point la rigueur scientifique était essentielle pour avancer, démontrer et valider ce qui n'est au départ que de l'intuition.

Etre doctorant, c'est partager trois années de vie avec tout un laboratoire, comme une seconde maison, dans laquelle cohabitent une série de gens qui vous marquent et à qui je voudrais adresser un immense merci : Aux chercheurs permanents du laboratoire qui m'ont toujours ouvert leurs portes pour des échanges aussi variés que motivants : Mathieu Pernot, Charlie Demené (qui m'a enseigné l'enseignement), Clément Papadacci, Thu-Mai Nguyen, Jean-François Aubry, Sophie Pezet et Béatrice Berthon.

A ceux qui rendent tous nos projets de recherche possibles, et dont le temps et la patience ne sont jamais comptés pour nous aider. Je vous suis très reconnaissante : Salima Hamoumi, l'italienne au grand cœur ; Hinde Karouri, la vie devant soi ; Florian Segura, le Zuckerberg du 12ème ; Justine Richard, la passionnée ; Patricia Daenens, notre maman à tous ; Hicham Serroune, la solution à tous nos problèmes ; Nathalie Ialy-Radio, la gentillesse incarnée ; et aussi Philippe Mateo, Alexandre Houdouin, Igor Dimitrijevic,

Philippe Annic, Nicole Mercier et Laurent Moizo.

A tous les doctorants, post-doctorants, présents ou passés, pour ces moments inoubliables : Mohamed Nouhoum, l'ami de toujours ; Olivier Pedreira, amigo para sempre ; Mafalda Correia, la grande soeur ; Jerôme Baranger, le cœur sur la main verte ; Heiva Le Blay, l'amie de Suisse ; Haritha Koorliyil, an obvious friendship ; Sofiane Décombas-Deschamps, complice de tant d'instants ; Hugues Favre, le tireur d'élite ; Zulma Sandoval, rayon de soleil ; Julien Claron, camarade de toutes les promotions ; Florian Laszlo, roux libre ; Clémentine Morisset, toujours smasher ; Benoit Béliard, le petit fillot ; Eliott Teston, plus haut c'est l'Everest ; Daniel Suarez, el matador ; et Oscar Demeulenaere, Laura Zamfirov, Haleh Soleimanzad, Noémi Renaudin, David Attali, Jean-Baptiste Guillaumin, Thomas Bancel, Marta Matei, Flora Faure, Thomas Tiennot, Alexandre Dizeux, Mathieu Blons, Silvia Cazanelli, Olivier Villemain, Claire Rabut, Justine Robin, Jack Sauvage...

Moi qui suis tant attachée aux valeurs familiales, j'éprouve une profonde gratitude envers ceux qui m'ont élevée, faite grandir, épaulée, encouragée et avant tout, aimée.

Maman, Papa, merci. Vous êtes des parents extraordinaires, littéralement. Je suis infiniment reconnaissante de toutes ces chances et opportunités que vous nous avez offertes mais surtout de m'être toujours sentie portée par cet amour inconditionnel. Vous ne nous avez pas seulement donné des ailes, vous nous avez également appris à voler avec. C'est le plus précieux cadeau au monde.

Merci à mes trois fantastiques grands frères pour leur soutien indéfectible, leur amour, et ce lien exceptionnel qui nous unit : Abed, toi qui remplit si bien ton rôle d'aîné, Omar, mon colocataire au coeur tellement grand, Jihan, jumeau prédestiné avec qui je partage tout. Merci d'être tour à tour des protecteurs, des confidents, des modèles dont je serai toujours très fière d'être la petite soeur.

A mon Papou, grand-père tendre et bienveillant, qui m'apprît à lire, faire du vélo, et apprécier les promenades en forêt autant que les côtes bretonnes. Un héros des temps modernes, que j'admire tant et que je remercie du fond du coeur. Mamie nous regarde, et je l'imagine si heureuse de ce que tu as fait de nous.

A ma grand-mère, et son caractère méditerranéen qui empreint mon enfance. Et à mon grand-père qui veille sur nous, au milieu des orangers tout là haut.

A mes grande-tante, tantes et oncles, d'avoir bercé mon enfance, mes mercredis après-midi et mes vacances, toujours avec tellement de bienveillance.

A Pascale et Robert Corvisier, qui sont comme ma famille. Je n'en serai pas là sans vous, c'est certain.

Aux familles Martin, Cailleux et Bonvallet qui font aussi partie de la mienne.

A ceux à qui il manquait une petite soeur et qui m'ont adoptée : Pierre-Antoine, François, Oscar et Paul-Thomas.

A mes amis de toujours, d'ici et d'ailleurs : Anousya, Lise, Mimi, Yannis, Marc, Georges, Diego, Guilhem, Thomas, Gauthier et tous les autres. Des bancs du lycée, à ceux de la prépa jusqu'en école, nous avons tant partagé, et tout traversé. Votre amitié m'est aussi précieuse que vous êtes uniques.

Et parce qu'il était évident de clore ces remerciements avec toi, merci Antoine. Merci pour ton Amour . Celui qui me donne tant de force, de courage, d'ambition et de rêves. *Tu seras pour moi unique au monde. Je serai pour toi unique au monde.*

Table des matières

1 L'imagerie ultrasonore ultrarapide **3**
1.1 Les fondamentaux de l'imagerie ultrasonore 4
1.1.1 Définition des ultrasons 4
1.1.2 Principes de l'échographie 4
1.1.3 Le problème inverse des ultrasons 5
1.1.4 La propagation en milieu diffusant 6
1.2 La formation de l'image échographique 8
1.2.1 Principe théorique 8
1.2.2 Description matricielle 10
1.2.3 Le *beamforming* classique 12
1.2.4 La représentation complexe des signaux RF 13
1.3 Le concept d'imagerie ultrarapide 15
1.3.1 L'imagerie par ondes planes 15
1.3.2 La formation de faisceaux par combinaison d'ondes planes 16
1.3.3 L'imagerie ultrarapide des flux sanguins 18
1.3.4 Le cas des ondes divergentes 18
1.4 Les limites actuelles de l'imagerie ultrasonore 19
1.4.1 Les aberrations de front d'ondes 19
1.4.2 La quantification de la vitesse du son 20
1.4.3 Les objectifs de la thèse 20

2 Cohérence spatiale en imagerie ultrasonore ultrarapide **21**
2.1 La cohérence en imagerie par ultrasons 22
2.1.1 Définition de la notion de cohérence spatiale 22
2.1.2 Le théorème de Van Cittert Zernike 23
2.1.3 La cohérence spatiale comme critère de focalisation 24
2.2 Modélisations numériques des milieux diffusants 26
2.2.1 Le *speckle* ultrasonore 26
2.2.2 Simulation de speckle en milieu homogène 27
2.2.3 Description discrète du modèle de speckle 29
2.3 La correction d'aberrations 31
2.3.1 Principe du retournement temporel 31
2.3.2 La formation du point virtuel 32
2.3.3 Méthode itérative de correction d'aberrations 34
2.4 De la base canonique aux ondes planes 35
2.4.1 Le changement de base 36
2.4.2 Focalisation matricielle par ondes planes 36

2.4.3 Décomposition de l'aberrateur en ondes planes 38
2.4.4 Simulations numériques de projections d'aberrateurs 39

3 Imagerie ultrasonore ultrarapide et adaptive : le SVD Beamformer 43
3.1 Les défis de l'imagerie adaptative 44
3.2 Approche théorique du beamforming ultrarapide 45
3.2.1 Description matricielle de l'imagerie par ondes planes 45
3.2.2 La matrice des composantes ultrarapides R 46
3.2.3 La matrice de cohérence angulaire 48
3.3 La décomposition en valeurs singulières de la matrice R 49
3.3.1 La SVD : une optimisation de la cohérence angulaire 49
3.3.2 La signification physique de la SVD 50
3.3.3 Une nouvelle approche : le SVD Beamformer 53
3.3.4 Premiers résultats in vitro 55
3.4 Vers l'imagerie adaptative ultrarapide des milieux complexes 60
3.4.1 Le patch isoplanétique pour les aberrations distribuées 60
3.4.2 Influence du nombre d'ondes planes sur la méthode 61
3.4.3 Premiers résultats en imagerie B-mode du foie 63
3.4.4 Application à l'imagerie transcrânienne chez la souris 64
3.4.5 Points forts et perspectives du SVD Beamformer 66

4 Estimation quantitative de la vitesse du son par ultrasons ultrarapides 71
4.1 De l'intérêt de quantifier la vitesse du son 72
4.1.1 Une qualité d'image améliorée 72
4.1.2 Un biomarqueur innovant et non-invasif 73
4.2 Détermination de la vitesse du son moyenne 77
4.2.1 Première approche : retournement temporel dans le speckle 77
4.2.2 Résultat : un diagnostic efficace 78
4.2.3 Quantification en imagerie ultrarapide avec le SVD Beamformer . . 79
4.2.4 Cartographie expérimentale temps réel de la vitesse du son intégrale 82
4.2.5 Le passage à une estimation locale 84
4.3 Inversion globale et quantitative en échographie ultrarapide 86
4.3.1 Approche intégrale du déphasage des ondes planes 86
4.3.2 Un problème inverse en Fourier spatial 88
4.3.3 Méthode d'inversion 90
4.3.4 Vérification sur des cas simples 91
4.3.5 Résultats expérimentaux préliminaires après SVD Beamforming . . 94
4.4 Diagnostic non-invasif de la Stéatose Hépatique Non-Alcoolique 97
4.4.1 Présentation du projet 97
4.4.2 Méthodes expérimentales 98
4.4.3 Application du SVD Beamformer aux ondes divergentes 99
4.4.4 Résultats *in vivo* préliminaires 102

5 Applications *in vivo* de l'optimisation de cohérence angulaire 105
5.1 Imagerie B-mode 3D par tomographie 106
5.1.1 La tomographie pour l'imagerie ultrasonore 106
5.1.2 Acquisition de tomographie 3D 108
5.1.3 Approches simples de formation de volume 109

5.1.4 Formation de volume par optimisation de cohérence 116
5.1.5 Comparaison des techniques pour l'imagerie cérébrale 3D 118
5.1.6 Perspectives 119
5.2 Imagerie Doppler ultrarapide et adaptative 122
5.2.1 Le principe du Doppler 122
5.2.2 La formation de l'image Doppler 123
5.2.3 Correction d'aberrations en imagerie Doppler 125
5.2.4 Une nouvelle approche : le Doppler "combiné" 127

Introduction

Depuis la révolution de l'imagerie ultrarapide en échographie, une limite de résolution temporelle inédite a été franchie. En passant de 50 à 10 000 images par seconde, elle a donné naissance à des techniques ultrasonores de pointe telles que la quantification de l'élasticité des tissus, l'imagerie neuro-fonctionnelle, ou l'imagerie Doppler ultrasensible. Toutefois, dans les milieux complexes tels que les couches de muscle, gras, ou les barrières osseuses, les images échographiques restent très affectées. Cela s'explique par une inhomogénéité de vitesse du son qu'aucun modèle ne permet aujourd'hui de prendre en compte, et ce d'autant moins à une cadence d'imagerie élevée. Les travaux de thèse présentés dans ce manuscrit ont pour objectif de corriger, dans le contexte de l'échographie ultrarapide, les aberrations acoustiques, et de quantifier localement la vitesse du son, potentiel marqueur biologique non-invasif.

Nous définirons en premier lieu les concepts fondamentaux de la propagation des ondes ultrasonores en milieu complexe. Nous poserons mathématiquement le problème inverse entre les échos reçus sur la sonde, et la structure du milieu imagé. Une approche matricielle de formation des images ultrasonores sera alors mise en place, et nous l'adapterons au contexte de l'imagerie ultrarapide, en ondes planes et divergentes. Nous verrons que ce formalisme se heurte aux hétérogénéités du milieu, qui affectent autant la qualité de l'image que les estimations quantitatives qui en découlent.

Après avoir développé un modèle de simulation robuste et caractéristique des milieux biologiques hétérogènes, nous montrerons que la cohérence spatiale des signaux rétro-diffusés est un atout dans la correction de ces aberrations. Aussi, pour satisfaire au contexte de l'imagerie ultrarapide, le formalisme matriciel sera transposé, de la base canonique à la base de transmission des ondes planes. Nous utiliserons nos modèles de milieux biologiques pour vérifier, en simulations numériques, que la reconstruction de l'aberration n'est pas dégradée par ce changement de base.

A présent dans la base des ondes planes, nous nous intéresserons à l'effet des aberrations sur la covariance angulaire des images ultrasonores. En définissant la matrice des composantes angulaires ultrarapides, nous démontrerons théoriquement que la décomposition en valeurs singulières fournit en temps réel d'une part l'image corrigée, et d'autre part une estimation de l'aberration en amplitude et en phase. Nous illustrerons l'efficacité de cette approche inédite *in vitro* puis *in vivo*.

Grâce à l'estimation locale de la loi d'aberration angulaire, nous proposerons une nouvelle méthode de quantification de la vitesse du son dans le milieu. Cette estimation pourrait s'avérer particulièrement intéressante dans le cas de la stéatose hépatique. Nous

mettrons effectivement en place une relation directe entre le taux de gras et la vitesse effective du son dans le milieu ; offrant un diagnostic précoce et quantitatif de la maladie. Nous chercherons à obtenir un résultat local pour encore améliorer ce biomarqueur et décrire l'avancée de la pathologie avec un niveau de précision instantané, sans précédent pour une technique non-invasive. Pour cartographier le milieu fidèlement, nous développerons des techniques d'estimation locales que nous testerons *in vivo* et *in vitro*.

Enfin, la méthode d'optimisation de cohérence angulaire présentée offre de nouvelles perspectives en imagerie ultrasonore que nous explorerons à travers deux exemples. Nous verrons, en tomographie B-mode pour l'imagerie pré-clinique, que la correction des images par optimisation de cohérence angulaire permet d'obtenir un volume échographique suffisamment précis pour imager les structures difficilement observables en imagerie classique, telles que les fibres. Aussi, nous montrerons comment les concepts fondamentaux développés au cours de cette thèse rendront possible une imagerie Doppler ultrarapide et adaptive.

Chapitre 1

L'imagerie ultrasonore ultrarapide

Sommaire

1.1 Les fondamentaux de l'imagerie ultrasonore 4
1.1.1 Définition des ultrasons 4
1.1.2 Principes de l'échographie 4
1.1.3 Le problème inverse des ultrasons 5
1.1.4 La propagation en milieu diffusant 6
1.2 La formation de l'image échographique 8
1.2.1 Principe théorique 8
1.2.2 Description matricielle 10
1.2.3 Le *beamforming* classique 12
1.2.4 La représentation complexe des signaux RF 13
1.3 Le concept d'imagerie ultrarapide 15
1.3.1 L'imagerie par ondes planes 15
1.3.2 La formation de faisceaux par combinaison d'ondes planes . . . 16
1.3.3 L'imagerie ultrarapide des flux sanguins 18
1.3.4 Le cas des ondes divergentes 18
1.4 Les limites actuelles de l'imagerie ultrasonore 19
1.4.1 Les aberrations de front d'ondes 19
1.4.2 La quantification de la vitesse du son 20
1.4.3 Les objectifs de la thèse 20

1.1 Les fondamentaux de l'imagerie ultrasonore

1.1.1 Définition des ultrasons

Les ondes mécaniques naissent de l'application, à un milieu fluide ou solide donné, d'une perturbation temporelle [1]. La forme la plus simple de propagation est celle de l'onde longitudinale représentée sur la Figure 1.1 (a). Aussi appelée onde de compression, cette onde se propage parallèlement à la déformation du milieu. C'est le déplacement local des particules constituant le milieu qui crée une variation locale de densité ; elle-même correspondant à une variation de pression. Elle donne alors lieu à une série de dilatations et compressions successives. Une autre forme simple de propagation est l'onde transversale ou onde de cisaillement. Dans ce cas, la propagation se fait perpendiculairement au mouvement des particules (Figure 1.1 (b)). Contrairement aux ondes longitudinales, la densité des particules n'est pas modifiée ; c'est le volume du milieu qui est déformé. Ces deux types d'ondes peuvent être présents dans les milieux solides, mais seules les ondes longitudinales existent dans les liquides et nous nous concentrerons sur ces dernières dans les travaux présentés ici.

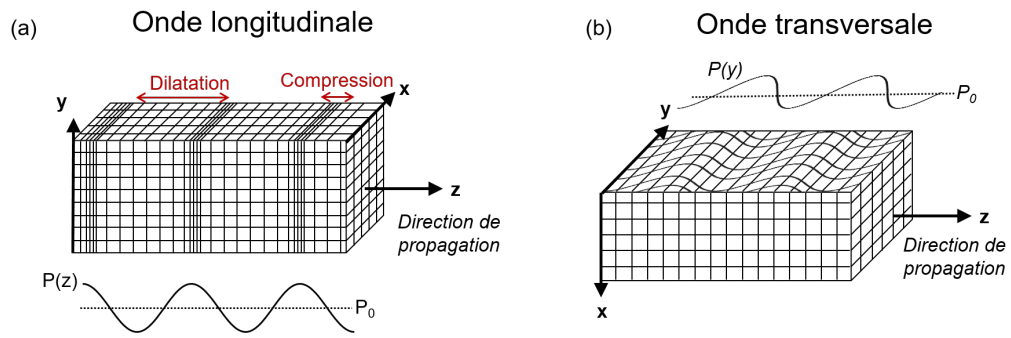

FIGURE 1.1 – **(a)** Description de l'onde de compression (longitudinale) **(b)** Description de l'onde de cisaillement (transversale)

Les ondes acoustiques, exploitées dès 1925 par Paul Langevin [2] pour la détection sous-marine (sonar), correspondent à la propagation d'une onde de compression dans un milieu. Cela n'est permis qu'à condition que le libre parcours moyen des molécules soit très inférieur à la taille des régions de compression/dilatation. De fait, on peut définir une *particule* acoustique comme un volume constitué d'un grand nombre de molécules, mais au sein duquel vitesse, pression, densité et déplacement restent constants. On qualifie d'*ultrasons* les ondes acoustiques dont la fréquence est comprise entre 20 kHz et 200 MHz, ce qui les rend inaudibles par l'Homme.

1.1.2 Principes de l'échographie

L'échographie est une méthode d'imagerie médicale qui repose sur la transmission des ultrasons à travers les tissus biologiques et l'écoute des signaux réfléchis [3], [4]. En pratique, une sonde émet des ultrasons qui sont transmis aux tissus biologiques (Figure 1.2). La gamme de fréquences ultrasonores utilisées se situe entre 1 et 50 MHz. L'impédance acoustique de l'air étant très inférieure (3500 fois) à celle de l'eau, le risque de réflexion totale en sortie de sonde est inévitable. C'est pourquoi un gel de contact est placé à l'interface entre la sonde et le tissu, permettant ainsi d'éviter une rupture d'impédance trop

importante. Une fois dans le milieu, les ultrasons sont réfléchis aux interfaces (paroi des organes par exemple) et renvoyés vers la sonde. L'objectif premier de l'échographie est de former, à partir des échos reçus, une image de contraste - ou *échogénicité* - la plus fidèle possible au milieu. Cette image, généralement affichée en niveaux de gris, est appelée B-mode.

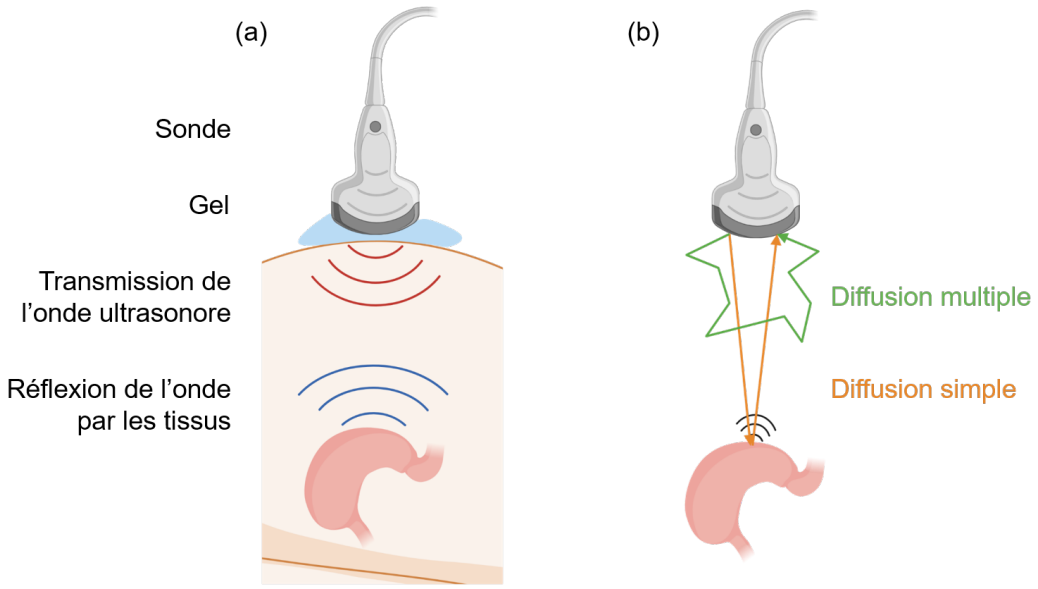

FIGURE 1.2 – Principe simplifié de l'échographie : **(a)** Emission/Réception de l'onde ultrasonore **(b)** Modes de diffusion dans les tissus

Outre leur caractère non-invasif, non-irradiant et peu onéreux, les ultrasons sont d'un intérêt particulier pour l'imagerie médicale à plusieurs égards. Tout d'abord, leur longueur d'onde, de l'ordre de 100μm à 1 mm typiquement, permet d'imager des structures relativement petites dans le corps humain. D'autre part, ils permettent une profondeur d'imagerie jusqu'a une quinzaine de centimètres. Si les ondes lumineuses offrent une bien meilleure résolution ($\backsim$ 1μm) en imagerie biologique, elles souffrent très vite d'atténuation et sont donc particulièrement limitées en profondeur (tout au plus 1 mm). Cela s'explique par la prépondérance, en optique, de la diffusion multiple. Les rayons lumineux subissent de nombreuses déviations au cours de la propagation ainsi que de l'absorption ; ce qui rapidement ne permet plus, lorsqu'ils sont reçus, d'identifier les structures rencontrées. En imagerie ultrasonore, c'est le régime de diffusion simple qui domine sur les échelles d'observation, et permet ainsi de former des images résolues autour de 100 microns, à des profondeurs de l'ordre de 10 cm.

1.1.3 Le problème inverse des ultrasons

La sonde échographique utilisée pour émettre et recevoir les ultrasons est constituée d'un réseau de transducteurs piezoélectriques. Elle se présente sous la forme d'une barrette linéaire ou courbe contenant typiquement entre 128 et 256 éléments. Un transducteur piezoélectrique est un cristal qui, soumis à une tension électrique entre ses deux faces, va

se dilater ou se comprimer suivant la tension appliquée. Ainsi, il convertit une différence de potentiel électrique en une force mécanique : c'est l'effet piezoélectrique inverse [5]. Dans le cas de l'échographie, des impulsions sont envoyées aux éléments de la sonde, qui les convertissent en une onde de pression transmise dans le milieu. Les ultrasons se propagent alors depuis la sonde vers les tissus sur lesquelles ils se réfléchissent. Les échos résultants parviennent à la sonde, où ils font vibrer les cristaux qui convertissent la différence de pression en un signal électrique : c'est l'effet piezoélectrique direct. Finalement, on envoie des impulsions électriques, qui induisent la propagation d'ultrasons dans un milieu donné et il en résulte une série de signaux électriques, appelés signaux RadioFréquences (RF), qui sont reçus par la sonde. On cherche donc à déterminer les causes à partir des effets observés expérimentalement : il s'agit d'un problème inverse entre les échos RF et la structure du milieu [6].

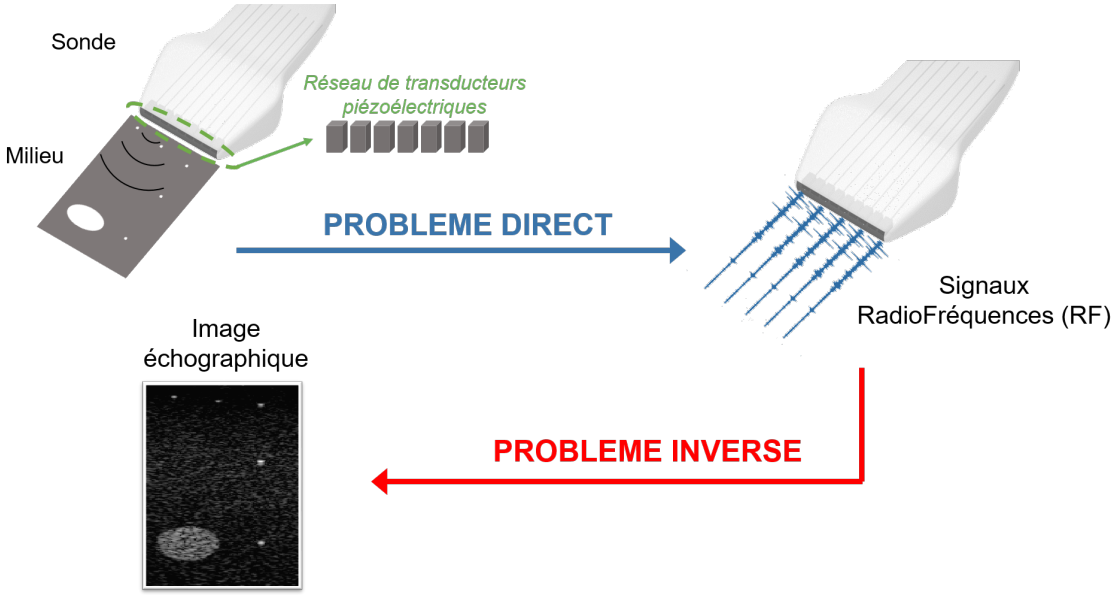

FIGURE 1.3 – Le problème inverse des ultrasons : de la barrette ultrasonore à l'image

1.1.4 La propagation en milieu diffusant

Selon la nature du milieu traversé, l'onde peut subir différents modes de propagation (Figure 1.4). Les tissus biologiques sont en général des tissus mous, relativement transparents aux ultrasons, et constitués d'une grande quantité de molécules. Si une rupture d'impédance élevée existe, comme c'est le cas à l'interface eau/air, l'onde est entièrement réfléchie. Si le milieu est absorbant (os par exemple), un mécanisme de dissipation va intervenir et l'onde ne pénètre peu ou pas du tout le milieu. Enfin, si l'onde se propage effectivement dans le milieu, elle rencontre des diffuseurs sur lesquels elle se réfléchit. Le signal reçu sur la barrette résulte alors de la superposition des contributions provenant de chaque réflecteur. Chaque diffuseur possède une phase et une amplitude aléatoires correspondant respectivement à sa position et à son coefficient de rétro-diffusion. Dans certains cas, la diffusion multiple peut également être source d'atténuation mais cela reste généralement faible devant l'absorption, sauf par exemple dans le crâne. On suppose en général que les déphasages sont uniformément répartis et les amplitudes suffisamment

indépendantes pour que la moyenne statistique soit nulle. La taille de la *particule acoustique* définie plus tôt étant très inférieure à la longueur d'onde, on s'affranchit alors de la diffusion multiple et c'est le régime de diffusion élastique, ou diffusion de Rayleigh, qui prédomine.

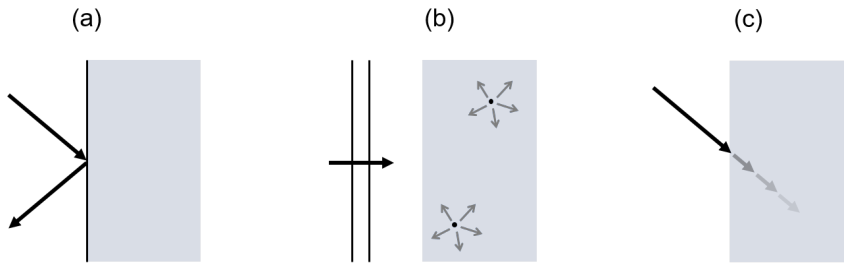

FIGURE 1.4 – Les modes de propagation : **(a)** Réflexion **(b)** Diffusion **(c)** Absorption

Dans ces travaux, nous nous intéresserons à la propagation des ultrasons dans les tissus biologiques, en l'absence de dissipation, et présentons maintenant les équations générales qui la régissent.

En milieu homogène, en supposant le régime linéaire, la propagation d'une onde de pression $p(\vec{r}, t)$ doit suivre plusieurs principes :

— La conservation de la masse, pour un volume V, de masse volumique ρ, impose que le flux de masse à travers la surface entourant V soit égal à la variation de masse dans ce volume, d'où : $\iiint_V (div(\rho\vec{v}) + \frac{\partial \rho}{\partial t}) = 0$

— L'équation d'état du fluide décrit la relation entre les variations de pression et de densité au sein d'un fluide. En supposant ces variations suffisamment faibles, on peut écrire : $\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_0 = c^2$, où c est la célérité du son dans le milieu, et l'on a alors $\rho_0 c^2 = 1/\chi_s$. (χ_s est le coefficient de compressibilité adiabatique)

— L'équation d'Euler, simplifiée en négligeant toute dissipation et viscosité, traduit la conservation de la quantité de mouvement selon : $\rho\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho(\vec{v}.\vec{\nabla})\vec{v} = -\vec{grad}p$

L'ensemble de ces équations, sous leurs hypothèses respectives, permet d'obtenir l'équation de propagation de l'onde :

$$\Delta p(\vec{r}, t) - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}p(\vec{r}, t) = s(\vec{r}, t) \tag{1.1}$$

Un formalisme de résolution consiste à utiliser la fonction de Green, définie comme la réponse impulsionnelle du milieu. Dans l'espace de Fourier, l'équation d'onde devient alors :

$$(\Delta^2 + \frac{\omega^2}{c^2})G(\vec{r} \mid \vec{r_0}, \omega) = \delta(\vec{r}, \omega) \tag{1.2}$$

Cette dernière relation est particulièrement intéressante car elle nous donne la réponse du milieu à un signal impulsionnel de Dirac. Le champ de pression s'écrit alors simplement comme un produit de convolution entre la fonction de Green et la source acoustique $s(\vec{r}, t)$. Nous utiliserons ce formalisme par la suite, pour décrire la formation de l'image ultrasonore.

1.2 La formation de l'image échographique

1.2.1 Principe théorique

Afin de décrire le principe théorique de formation de l'image échographique, considérons une barrette de N_e éléments, et un milieu contenant une distribution aléatoire de K diffuseurs. Comme évoqué précédemment, on se place dans l'hypothèse de la diffusion de Rayleigh où le nombre de diffuseurs $K >> N_e$ est réparti aléatoirement dans l'espace. On définit une amplitude de diffusion adimensionnelle β_{ik} caractérisant la diffusion du k-ième diffuseur éclairé par le i-ième transducteur. Soit $h_{k,i}$ la réponse impulsionnelle temporelle décrivant la propagation entre un élément i et un diffuseur k. La réciprocité spatiale de l'équation d'onde nous permet d'écrire que la réponse impulsionnelle $h_{j,k}$ entre le diffuseur k et l'élément j est égale à $h_{k,j}$. Si $e_i(t)$ est le signal émis par l'élément i, on peut exprimer le signal reçu par l'élément j suivant :

$$s_j(t) = \sum_{i=1}^{N_e} \sum_{k=1}^{K} \beta_{ik} * h_{j,k} * h_{k,i} * e_i(t) \tag{1.3}$$

Où $*$ représente l'opération de convolution temporelle [7].

En imagerie ultrasonore, la résolution est limitée par la diffraction, donc par la longueur d'onde. On peut ainsi introduire une représentation discrète de l'image ultrasonore avec un pas spatial de l'ordre de la longueur d'onde. La reconstruction se fait alors sur une grille de taille (N_x, N_z). Chaque pixel $p = (p_x, p_z)$ de cette grille contient un sous-ensemble de $\{K_p\}$ diffuseurs. Pour chaque pixel, le temps de trajet d'un diffuseur k peut s'écrire : $\tau_{p,k} = \tau_p + \Delta\tau_k$, avec $\Delta\tau_k << \tau_p$. L'équation 1.3 devient :

$$s_j(t) = \sum_{i=1}^{N_e} \sum_{p=1}^{N_x N_z} \sum_{k \in \{K_p\}} \beta_{ik} * h_{j,p}(t - \tau_p) * \delta(t - \Delta\tau_k) * h_{p,i}(t - \tau_p) * \delta(t - \Delta\tau_k) * e_i(t) \tag{1.4}$$

$$= \sum_{i=1}^{N_e} \sum_{p=1}^{N_x N_z} h_{j,p}(t) * h_{p,i}(t) \sum_{k \in \{K_p\}} \beta_{ik} \delta(t - 2\Delta\tau_k) * e_i(t) \tag{1.5}$$

$$\tag{1.6}$$

Où l'on peut poser $\gamma_{ip}(t) = \sum_{k \in \{K_p\}} \beta_{ik} \delta(t - 2\Delta\tau_k)$, qui est une fonction de rétrodiffusion décrivant la réflexion des diffuseurs situés dans le pixel p lorsqu'ils sont insonifiés par le transducteur i.

Ainsi, le signal reçu devient :

$$s_j(t) = \sum_{i=1}^{N_e} \sum_{p=1}^{N_x N_z} \gamma_{ip}(t) * h_{j,p}(t) * h_{p,i}(t) * e_i(t) \tag{1.7}$$

La différence entre l'équation 1.3 et l'équation 1.7 réside dans l'introduction de la fonction de rétro-diffusion $\gamma_{ip}(t)$ pour chaque pixel, au lieu d'un coefficient scalaire β_{ik} pour chaque diffuseur. Cette fonction caractérise la dépendance spatiale de la diffusion au sein d'un pixel de l'image. Ce formalisme ne requiert plus une fonction de Green pour chaque diffuseur comme dans l'équation 1.2 mais seulement une par pixel. Le nombre de pixels ($N = N_x N_z$) étant très faible par rapport au nombre de diffuseurs K, cela simplifie grandement les calculs.

Selon l'amplitude et la distribution des diffuseurs dans chaque pixel de l'image, les fonctions de diffusion $\gamma_{ip}(t)$ peuvent beaucoup varier. Si le pixel p contient un fort réflecteur ponctuel, la fonction $\gamma_{ip}(t)$ est indépendante de l'élément i, et dans ce cas $\gamma_{ip}(t) = \gamma_p(t)$. Alors, tous les signaux rétro-diffusés provenant du pixel p sont cohérents ; c'est à dire que chaque élément voit typiquement le même signal provenir de ce pixel. Si le pixel p contient une distribution aléatoire de diffuseurs de Rayleigh, alors la fonction $\gamma_{ip}(t)$ est différente pour chaque transmission venant des différents transducteurs. Dans ce cas, les signaux reçus sont d'autant plus semblables que les éléments de réception sont proches. Nous verrons dans le Chapitre 2 que la cohérence des signaux rétro-diffusés décroit linéairement avec la distance inter-élément.

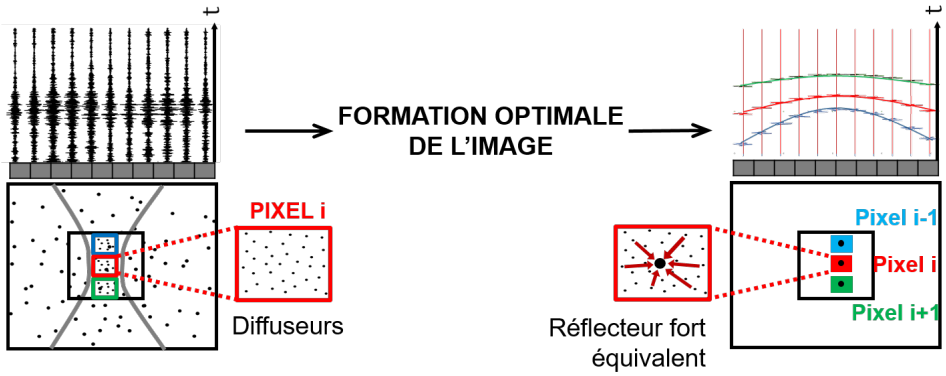

FIGURE 1.5 – Principe de la formation d'image : utiliser la diffusion de Rayleigh au sein de chaque pixel pour y créer un réflecteur ponctuel virtuel et obtenir sa fonction de Green.

L'objectif ultime de l'imagerie ultrasonore est de résoudre le problème inverse des ultrasons afin de déterminer toutes les fonctions $h_{ip}(t)$. Résoudre ce problème permettrait en effet de récupérer les fonction de Green $h_{p,i}(t)$ reliant chaque pixel p de la grille de reconstruction à chaque élément i de la barrette échographique. Lorsque le pixel p contient un fort réflecteur ponctuel, la fonction de Green $h_{ip}(t)$ peut être obtenue en applicant le concept de focalisation par retournement temporel itératif [8] ou en utilisant la décomposition de l'opérateur de retournement temporel [7]. Estimer la fonction $h_{ip}(t)$ devient plus complexe lorsque le pixel p contient une distribution aléatoire de diffuseurs de Rayleigh. En effet, les signaux rétro-diffusés interfèrent entre eux, résultant

en une figure d'interférence, appelée tavelure. Dans toute la suite du manuscrit, nous utiliserons l'expression anglaise ***speckle***, qui caractérise ce bruit d'interférences. Du fait de la nature même du speckle, la fonction de diffusion $h_{ip}(t)$ dépend de chaque élément i. Cette limite fondamentale rend le problème inverse difficile à résoudre dans un milieu contenant ce speckle. Or cela correspond à la grande majorité des cas en imagerie ultrasonore des tissus biologiques.

Afin de déterminer $h_{ip}(t)$, il faudrait créer, en chaque pixel de l'image, un réflecteur ponctuel unique, et séparer la contribution de chaque pixel dans les signaux diffusés reçus par la barrette (Figure 1.5). Créer un tel point réflecteur virtuel revient à maximiser la cohérence spatiale des signaux diffusés pour focaliser l'onde en chaque pixel. On cherche alors à ce que chaque point virtuel, situé au centre de chaque pixel, "voit" le même signal de la part de tous les éléments de la barrette. Le problème peut donc se traduire par la recherche d'une maximisation de la cohérence des signaux rétro-diffusés, venant de tous les pixels pris individuellement. Cela permettrait de détermine la fonction de Green propre à chaque pixel.

1.2.2 Description matricielle

Dans le domaine de Fourier, la convolution présente l'avantage d'être réduite à un produit matriciel. Si l'on associe aux fonctions, leur opérateur matriciel correspondant dans l'espace de Fourier, on peut alors ré-écrire l'équation 1.7 suivant :

$$S(\omega) = H(\omega)\Gamma(\omega)^t H(\omega)E(\omega) \tag{1.8}$$

Où Γ est l'opérateur de rétro-diffusion pour le milieu considéré.

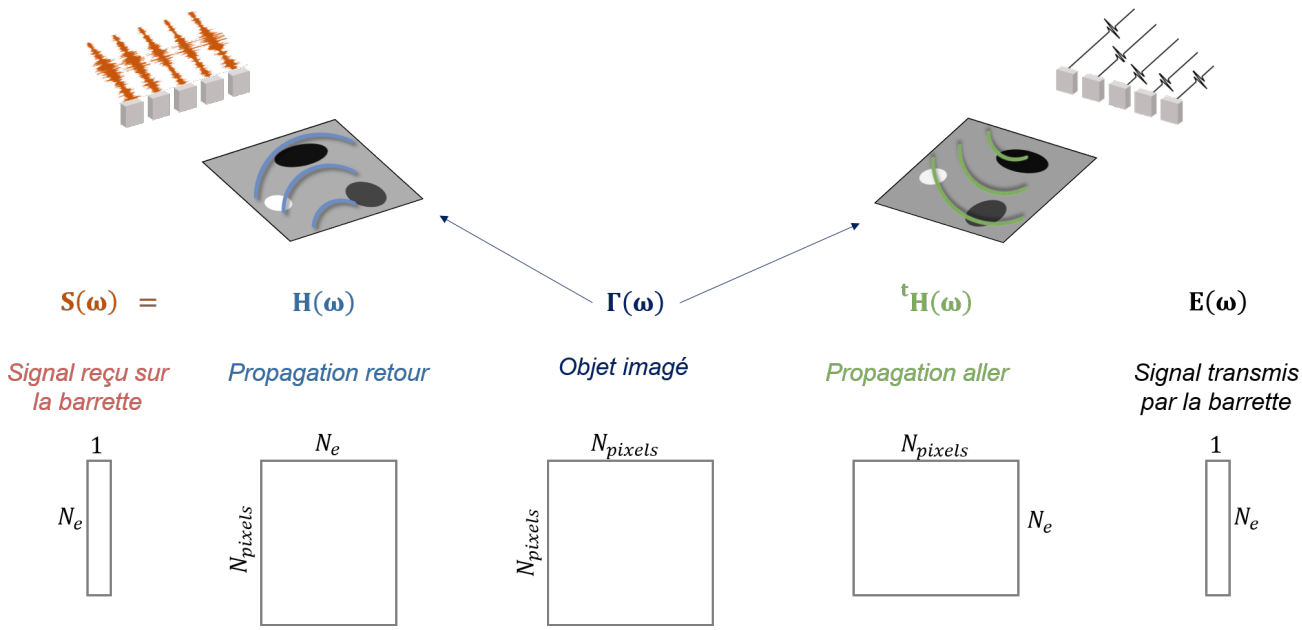

FIGURE 1.6 – Définition matricielle du signal reçu sur la barrette après émission/réception au sein d'un milieu Γ dans lequel la propagation est modélisée par H.

Nous proposons, à la Figure 1.6, d'appréhender schématiquement l'équation 1.8. A une fréquence ω donnée, le signal transmis par la sonde, $E(\omega)$, est propagé à travers le milieu, selon l'opérateur matriciel ${}^tH(\omega)$, pour imager l'objet $\Gamma(\omega)$. Ensuite, les signaux réfléchis se re-propagent jusqu'à la sonde, via l'opérateur $H(\omega)$, pour donner un ensemble de signaux $S(\omega)$ reçus sur chaque élément de la barrette. Pour clarifier les calculs dans la suite, nous considèrerons que $S = S(\omega_0)$, où ω_0 est la fréquence centrale de l'impulsion transmise. Nous formulons donc là l'hypothèse d'un régime de propagation monochromatique. Nous utiliserons la même simplification de notation pour tous les vecteurs et matrices qui apparaîtront dans ce chapitre.

Introduisons un modèle de propagation entre chaque élément de la barrette ultrasonore et chaque pixel de l'image. Ce modèle peut être défini comme un opérateur de propagation H_0, le plus proche possible du véritable opérateur de propagation H.
Conformément à ce qui a été décrit au début de cette partie, la formation de l'image échographique équivaut à une formation de faisceaux ultrasonores afin de focaliser en chaque pixel. Cette opération, qui doit être effectuée aussi bien à la transmission qu'à la réception des signaux, est appelée ***beamforming***. Pour évoquer la formation de l'image ultrasonore à partir des signaux RF, nous utiliserons l'appellation de *beamforming* régulièrement dans la suite du manuscrit.

L'opération de beamforming à la réception consiste à compenser la propagation grâce à l'opérateur modèle H_0, c'est à dire à estimer :

$$I =^t H_0^* H \, \Gamma^t H E \tag{1.9}$$

Où I est un vecteur de taille $[N_x N_z, 1]$ correspondant à l'image obtenue pour un vecteur transmis E. Le symbole * traduit l'opération de conjugaison.

Dans le cas où H_0 est égal à H, on a ${}^tH_0^*H \approx Id$, avec Id qui est la matrice identité. Alors, l'image formée correspond à l'image exacte du milieu, où chaque pixel a été multiplié par une amplitude et une phase contenus dans le vecteur ${}^tHE$, décrivant les temps de trajets durant la propagation aller, depuis la barrette jusqu'aux pixels. Dans les configurations expérimentales, on sait que cette égalité n'est pas tout à fait vérifiée, et que la matrice ${}^tH_0^*H$ fournit une estimation des fonctions d'étalement de points. La fonction d'étalement du point, *Point Spread Function (PSF)*, caractérise la réponse du milieu à un point source : c'est sa réponse impulsionnelle. Elle donne donc, pour une focalisation idéale, la largeur de la tâche focale et constitue, dans le cas général, une mesure de la qualité de l'image. Ici, dans chaque colonne i de ${}^tH_0^*H$, on retrouve la fonction d'étalement du point du pixel i [9], [10], [11], [12]. Si H_0 est presque égal à H, on peut introduire la matrice d'étalement du point Ps :

$${}^tH_0^*H = \begin{pmatrix} \ddots & \ddots & 0 \\ \ddots & \ddots & \ddots \\ 0 & \ddots & \ddots \end{pmatrix} = Ps \tag{1.10}$$

Où chaque colonne de Ps décrit la fonction d'étalement du point pour chaque point focal (pixel) de la configuration expérimentale : la i-ième colonne de Ps correspond à la

PSF du i-ième pixel.

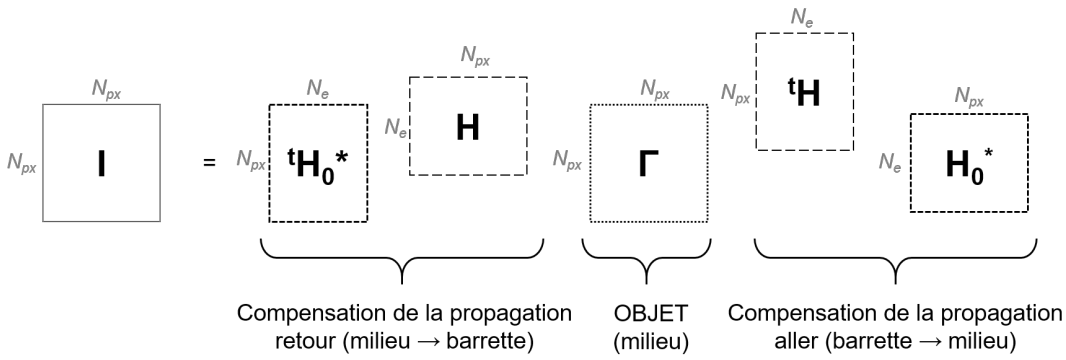

FIGURE 1.7 – Construction matricielle de l'image ultrasonore

En imagerie conventionnelle, la focalisation à l'émission est réalisée par des transmissions successives de vecteurs $E_i = H^*_{0,p}$ où $H_{0,p}$ est la p-ième colonne de H_0. Le vecteur $H^*_{0,p}$ est le conjugué de la fonction de Green $H_{0,p}$ et représente à ce titre, un vecteur d'émission focalisée au pixel p. Pour chaque transmission, l'image finale I_m est la diagonale de l'image définie à la Figure 1.7 :

$$I_m = diag(I) = diag({}^tH_0^* H\, \Gamma\, {}^tH H_0^*) \tag{1.11}$$

1.2.3 Le *beamforming* classique

Si l'on suppose la vitesse du son et la densité homogènes dans le milieu, le problème inverse de l'imagerie ultrasonore devient assez simple à résoudre. Cette hypothèse est à l'oeuvre dans l'ensemble des dispositifs ultrasonores utilisés actuellement en clinique, et a conduit au processus de beamforming par "délai et somme" (*Delay-And-Sum*). En pratique, cela consiste à calculer et corriger les temps de vols entre chaque pixel et chaque élément de la barrette ultrasonore (Figure 1.8).

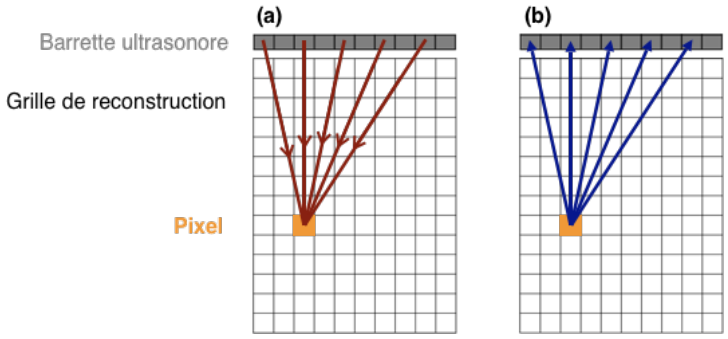

FIGURE 1.8 – La formation de faisceaux : **(a)** Focalisation en émission **(b)** Focalisation en réception

La grille de reconstruction utilisée est constituée de pixels dont la taille est de l'ordre de la longueur d'onde de l'impulsion émise. Le temps de vol se calcule en deux temps. Dans un premier temps le trajet aller : les rayons sont focalisés depuis chaque élément

vers le pixel d'intérêt. Au retour, c'est simplement le temps nécessaire pour parcourir la distance entre le pixel et et chaque élément (Figure 1.8 (b)).

Numériquement, chaque voie de la sonde échographique reçoit un signal Radio-Fréquence (RF). Considérons le beamforming en un pixel donné. Le signal RF est retardé par une loi de phase hyperbolique ; qui modélise le front d'onde sphérique focalisé à l'émission au centre du pixel. Afin de compenser le trajet retour, pour chaque élément, le signal RF correspondant est aussi retardé du délai de temps de vol entre le pixel et cet élément. Une fois les délais compensés, on dit que le front d'onde est "redressé" (Figure 1.9). Les voies sont ensuite sommées sur les éléments. La somme est dite cohérente car, grâce à la correction en émission et en réception, les signaux arrivent en phase au point d'intérêt. Il en résulte un signal temporel, dont l'intensité au point focal fournit l'amplitude du pixel dans l'image B-mode. Ce processus est alors répété pour chacun des pixels pour obtenir l'image complète du milieu.

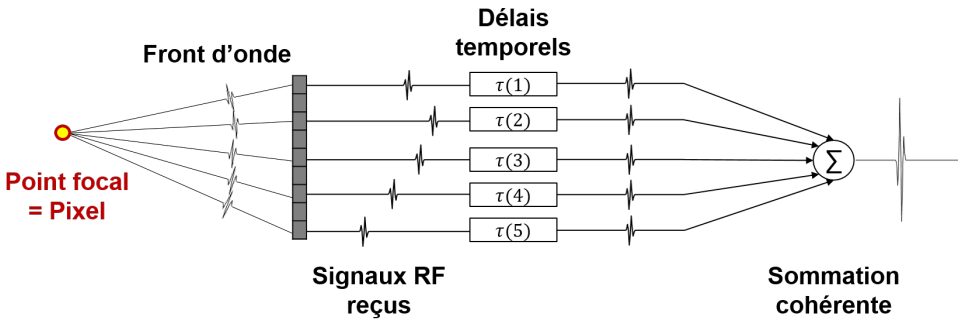

FIGURE 1.9 – Processus de beamforming

1.2.4 La représentation complexe des signaux RF

Au cours des travaux présentés dans ce manuscrit, nous allons apporter un intérêt particulier à la phase des signaux. Pour ce faire, nous allons voir que la représentation complexe des signaux RF, la représentation IQ, permet d'accéder à de précieuses informations.

Le signal RF peut être décrit comme une sinusoïde modulée par une enveloppe temporelle de la manière suivante :

$$RF(t) = A(t)\cos(\omega t + \varphi(t)) \tag{1.12}$$

Où ω est la pulsation définie par $\omega = 2\pi f = 2\pi/T$. On choisit de définir le signal IQ comme un complexe dont la partie réelle est le signal RF, et la partie imaginaire, ce même signal décalé d'une quadrature de phase :

$$IQ(t) = RF(t) + j\,RF(t + \frac{T}{4}) \tag{1.13}$$

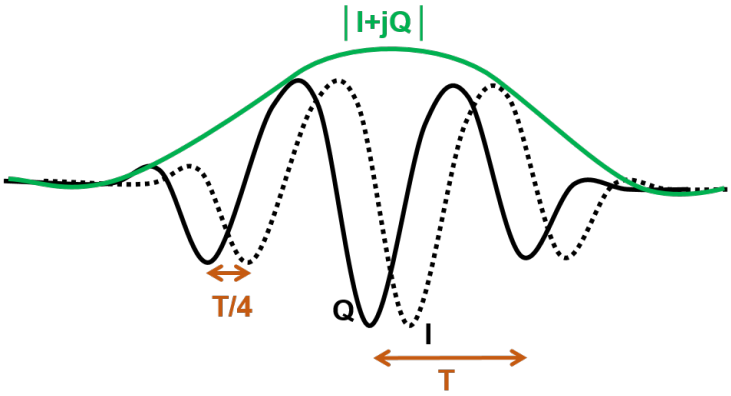

FIGURE 1.10 – Définition du signal complexe IQ

En injectant l'équation 1.12, l'expression du signal IQ devient :

$$IQ(t) = A(t)\cos\left(\omega t + \varphi(t)\right) + j\,A\left(t + \frac{T}{4}\right)\cos\left(\omega\left(t + \frac{T}{4}\right) + \varphi\left(t + \frac{T}{4}\right)\right) \tag{1.14}$$

$$= A(t)\cos\left(\omega t + \varphi(t)\right) - j\,A\left(t + \frac{T}{4}\right)\sin\left(\omega t + \varphi\left(t + \frac{T}{4}\right)\right) \tag{1.15}$$

Supposons que le signal $RF(t)$ est à bande étroite, *ie* que sa réponse en fréquence est presque plate ; on peut écrire que $A(t)$ et $\varphi(t)$ sont constants sur une période d'où : $A\left(t + \frac{T}{4}\right) = A(t)$ et $\varphi\left(t + \frac{T}{4}\right) = \varphi(t)$. Ainsi, le signal IQ devient :

$$IQ(t) = A(t)\cos(\omega t + \varphi(t)) - j\,A(t)\sin(\omega t + \varphi(t)) \tag{1.16}$$

L'échantillonnage ne donne pas accès au signal continu, mais, selon le choix d'acquisition, à seulement deux ou quatre points par période. Typiquement, pour deux points par longueur d'onde, on dispose de $RF(nT)$ et de $RF(nT+T/4)$. En posant $A_n = A(nT)$ et $\varphi_n = \varphi(nT)$, et en conservant l'approximation de bande étroite, le signal IQ peut s'exprimer selon :

$$IQ(t) \approx A_n\cos(\omega t + \varphi_n) - j\,A_n\sin(\omega t + \varphi_n) \tag{1.17}$$

Ce qui, après développement des fonctions trigonométriques, peut se simplifier en une équation matricielle :

$$\begin{bmatrix} I(t) \\ Q(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\omega t) & \sin(\omega t) \\ -\sin(\omega t) & \cos(\omega t) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} RF_{nT} \\ RF_{nT+T/4} \end{bmatrix} \tag{1.18}$$

Finalement, le signal IQ se résume à une rotation dans le plan complexe du signal RF échantillonné. Il présente l'avantage majeur de décrire la phase du signal <u>et</u> son signe, ce que ne permet pas directement la représentation réelle des RF. On parle de démodulation IQ, et les signaux utilisés pour la formation d'images seront préalablement mis sous cette forme pour l'ensemble des applications qui vont être présentées dans les chapitres suivants.

1.3 Le concept d'imagerie ultrarapide

1.3.1 L'imagerie par ondes planes

Depuis une quinzaine d'années, l'émergence de l'imagerie ultrarapide par ondes planes a bouleversé le paradigme de l'échographie. L'imagerie ultrasonore dite conventionnelle, comme implémentée initialement dans les années 1960, consiste à émettre des faisceaux focalisés puis à balayer ligne par ligne le milieu pour former l'image. L'imagerie ultrarapide propose d'utiliser un unique tir de transmission pour illuminer le milieu en une seule acquisition [13],[14],[15]. Le faisceau est rétro-diffusé par les particules dans le milieu et la barrette reçoit les échos à traiter pour former l'image. Cela offre une cadence d'imagerie inédite pouvant aller au delà de 10 000 images par seconde [16]. Si l'on se contente d'une unique onde plane, la qualité de l'image obtenue est fortement dégradée. C'est pourquoi la combinaison d'ondes planes angulées dans plusieurs directions a été proposée [17], [18], [19],[20] et offre aujourd'hui un excellent compromis entre une haute cadence et une très bonne qualité d'image (Figure 1.11).

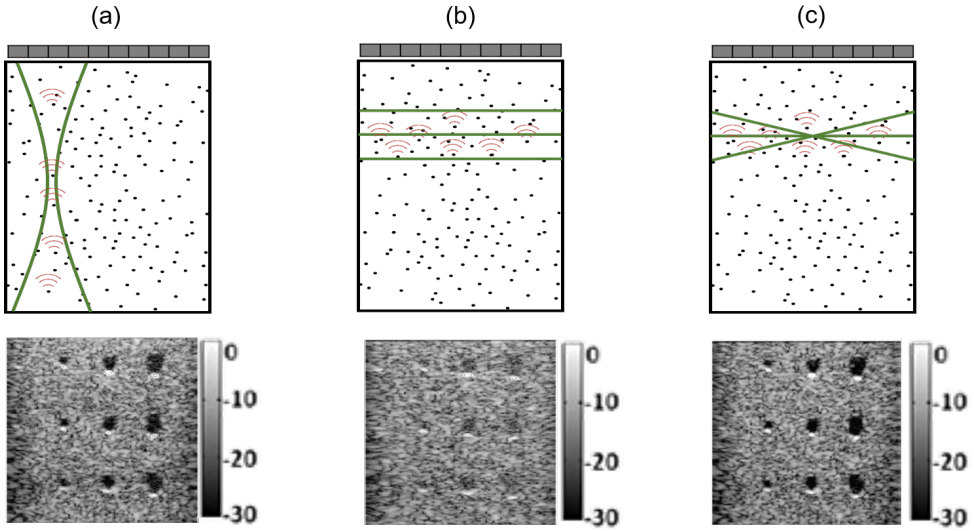

FIGURE 1.11 – L'émergence des ondes planes pour l'imagerie ultrarapide : **(a)** Imagerie focalisée - le faisceau balaie l'image ligne par ligne, l'image B-mode est de bonne qualité. **(b)** L'imagerie avec une onde plane - tout le milieu est illuminé simultanément mais l'image B-mode est de mauvaise qualité. **(c)** Combinaison d'ondes planes à différents angles de transmission - l'image B-mode (pour 41 angles) est à nouveau de bonne qualité. (Les images B-modes présentées sont extraites de [20])

En permettant des cadences d'imagerie aussi élevées que plusieurs milliers d'images par seconde, l'échographie ultrarapide a ouvert la voie à l'observation de phénomènes biologiques inédits très rapides. Les cadences d'imagerie classique ne sont effectivement pas suffisamment élevées pour pouvoir observer à plusieurs milliers d'images par seconde. C'est ainsi que s'est développée l'élastographie de cisaillement. La rapidité de l'imagerie en ondes planes a permis l'observation de l'onde de cisaillement dans les tissus, et la mesure de leur élasticité. De nombreuses applications sont aujourd'hui utilisées en routine clinique (ex : le Fibroscan). L'imagerie Doppler ultrarapide, ou la neuro-imagerie fonc-

tionnelle font également partie des applications de pointe qui ont pu voir le jour grâce à l'utilisation des ondes planes en imagerie ultrasonore.

Notons que ceci n'a été véritablement rendu possible que grâce au développement des processeurs de calcul graphiques et à l'amélioration de leur puissance, qui permettent une parallélisation des opérations, et par conséquent une cadence de formation d'image suffisante pour exploiter les données ultrarapides.

1.3.2 La formation de faisceaux par combinaison d'ondes planes

En imagerie par combinaison d'ondes planes (*compounded plane waves*), la focalisation est réalisée par un set de N_θ transmissions d'ondes planes qui sont individuellement recalées puis sommées entre elles, en phase, pour donner l'image finale. On parle alors de focalisation synthétique (Figure 1.12).

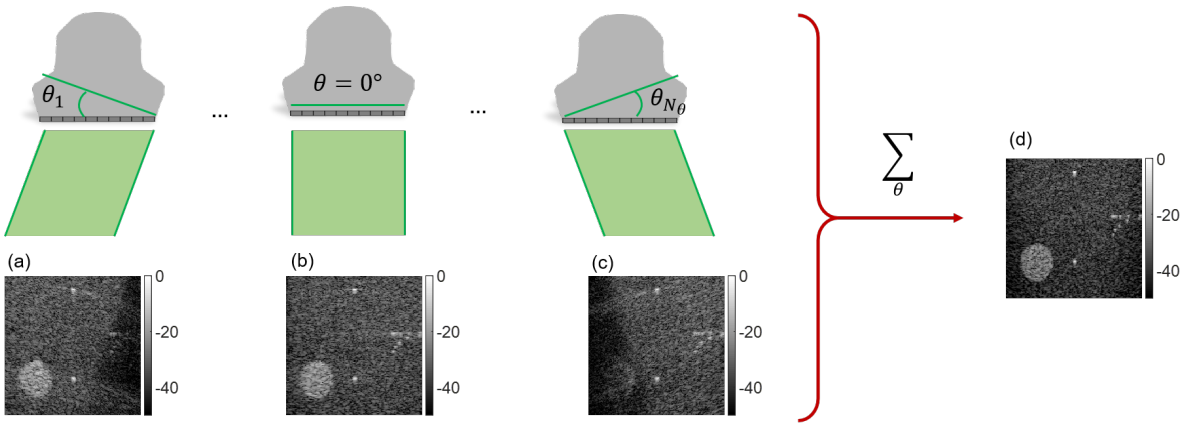

FIGURE 1.12 – Principe de la combinaison d'ondes planes. N_θ ondes planes, inclinées différemment, sont transmises dans le milieu, et recalées individuellement pour former les images B-mode : **(a)**, **(b)** et **(c)**. L'image ultrarapide **(d)**, de ces ondes planes combinées, est obtenue en sommant, de manière cohérente, les images formées pour chaque angle.

Ceci modifie le formalisme matriciel d'imagerie focalisée présenté dans l'équation 1.9 ; que l'on peut adapter en introduisant une matrice P de changement de base entre l'espace canonique (barrette ultrasonore) et l'espace des ondes planes. Donc P est une matrice de taille $[N_e, N_\theta]$ (Figure 1.13). L'image finale obtenue par composition d'ondes planes est décrite de façon similaire à l'image conventionnelle avec un filtre potentiel décrit par $P\,{}^tP^*$ lorsque le nombre d'ondes planes est inférieur au nombre d'éléments :

$$I_m = diag(I_{PW}) = diag({}^tH_0^* H\,\Gamma\,{}^tH\,P\,{}^tP^*H_0^*) \tag{1.19}$$

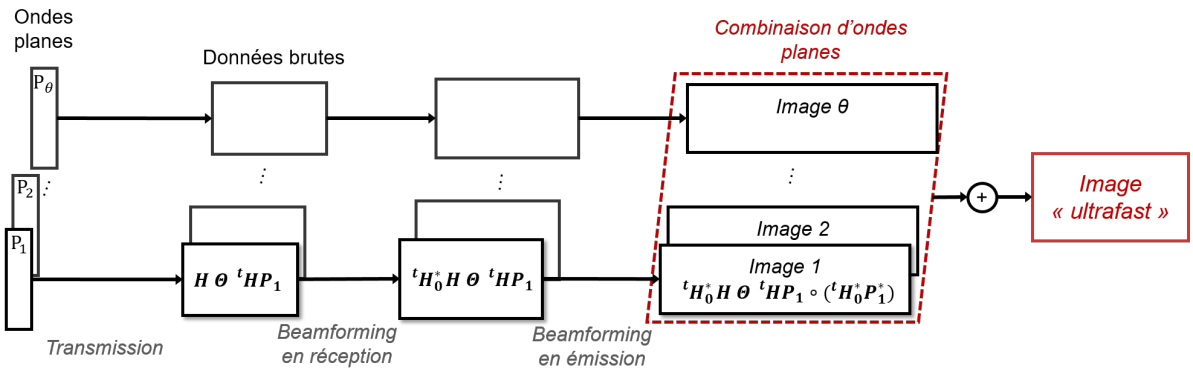

FIGURE 1.13 – Description matricielle de la formation de l'image en ondes planes

Géométriquement, une configuration typique d'imagerie ultrarapide est proposée sur le schéma (c) de la Figure 1.11. Une sonde linéaire, composée de N_e éléments est placée directement en contact avec le milieu d'intérêt. Les directions (x, z) correspondent respectivement à la direction de la barrette et à la profondeur du milieu. La Figure 1.14 montre la géométrie du faisceau d'une onde plane d'angle ϕ. Le temps mis par l'onde pour se propager jusqu'à un point de coordonnées (X, Z) est :

$$\tau_a(\phi, X, Z) = (Z \cos\phi + X \sin\phi)/c \tag{1.20}$$

Et le temps mis par l'onde pour revenir du point (X, Z) à l'élément i de la barrette est :

$$\tau_r(x_i, X, Z) = \sqrt{Z^2 + (X - x_i)^2}/c \tag{1.21}$$

Donc le temps total parcouru par une onde plane d'angle ϕ réfléchie au point (X, Z) et reçue sur l'élément i de la barrette s'écrit :

$$\tau_{ar}(\phi, x_i, X, Z) = \tau_a(\phi, X, Z) + \tau_r(x_i, X, Z) \tag{1.22}$$

$$= (Z \cos\phi + X \sin\phi)/c + \sqrt{Z^2 + (X - x_i)^2}/c \tag{1.23}$$

Ensuite, les délais sont implémentés et compensés dans le processus de beamforming. Avec cette procédure, on construit une image pour chaque onde plane. Toutes ces images sont sommées, de manière cohérente grâce au recalage temporel inclus dans le beamforming. Si l'insonification unique est la méthode la plus rapide d'imagerie par ondes planes, la combinaison de plusieurs angles de transmission permet une augmentation remarquable de la qualité de l'image échographique. Le compromis entre qualité d'image et cadence dépend fortement de l'application souhaitée. Par exemple, on pourra se permettre plusieurs dizaines d'ondes planes en imagerie B-mode classique, alors qu'il faut se contenter de quelques unes seulement pour pouvoir réaliser l'élastographie.

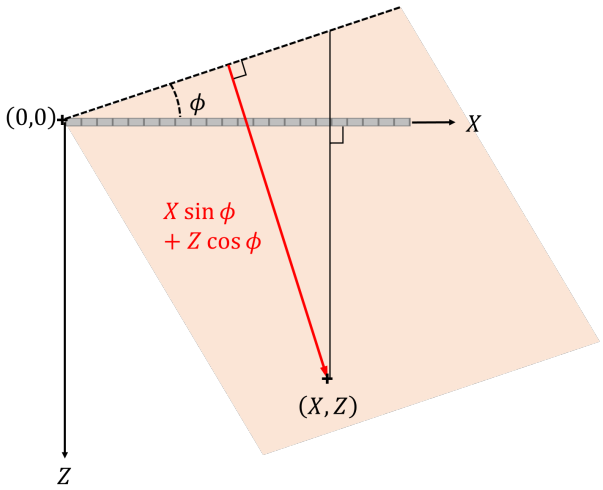

FIGURE 1.14 – Géométrie du trajet direct front d'onde plane

1.3.3 L'imagerie ultrarapide des flux sanguins

Jusqu'à présent, nous avons principalement évoqué l'imagerie B-mode, mais une autre application de l'échographie a été révolutionnée par l'arrivée des séquences ultrarapides. : c'est l'échographie Doppler. Ce mode d'imagerie désigne la détection des flux sanguins grâce aux ultrasons. Il repose sur l'effet du même nom qui décrit le lien entre la variation de la fréquence sonore et la vitesse de la source. Dans le cas de l'imagerie des flux sanguins, on s'intéresse en particulier au décalage en fréquence subit par un diffuseur du sang (globule rouge par exemple) lors de son mouvement dans les vaisseaux. Cela permet notamment de mesurer les vitesses de flux. Pour ne conserver que ces signaux d'intérêt, il convient de pouvoir filtrer les signaux provenant effectivement du sang et ceux provenant des tissus alentours. Cette étape, appelée *clutter filter*, est facilité par la différence de vitesse notable entre ces deux types de mouvement ; les mouvements tissulaires étant bien plus lents que le flux sanguin. Pour cette application particulière, l'apparition de l'imagerie ultrarapide a permis d'augmenter la cadence d'imagerie, et donc d'accéder à une forme de continuité spatio-temporelle dans l'acquisition des données [21]. Cela renforce l'efficacité du filtrage et rend possible la détection de vaisseaux très petits, ou dans lesquels les écoulements sont soit très rapides soit très lents.

1.3.4 Le cas des ondes divergentes

Une onde divergente correspond à une émission depuis un point source d'une onde sphérique. Dans certaines configurations difficiles à imager (cardiaque, organes en profondeur), on peut être amené à utiliser les ondes divergentes en échographie. Tout comme les ondes planes, elle permettent l'insonification du milieu en une seule transmission ; le point source étant situé en arrière de la sonde. Si la géométrie est légèrement différente (Figure 1.15), le processus de formation de l'image, de composition d'ondes divergentes, et de somme cohérente est inchangé et toutes les propriétés ultrarapides persistent. Le défaut principal des ondes divergentes réside dans la perte en résolution et en amplitude en profondeur, qui s'explique par l'élargissement de la tâche focale (diffraction), plus marqué qu'avec une onde plane.

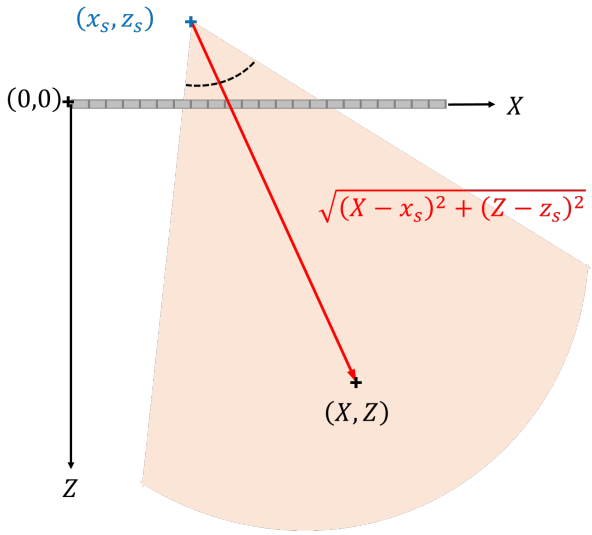

FIGURE 1.15 – Géométrie du trajet direct front d'onde divergente

1.4 Les limites actuelles de l'imagerie ultrasonore

Après avoir défini la méthode d'imagerie ultrarapide par ultrasons et ses concepts théoriques, nous proposons de nous intéresser à deux limites fondamentales de la résolution du problème inverse.

1.4.1 Les aberrations de front d'ondes

Lors de la propagation d'une onde dans un milieu biologique, celle-ci peut rencontrer une couche ou interface complexe et hétérogène dans sa composition comme dans sa forme. Dans ce cas, le front d'onde subit de fortes déformations, représentées symboliquement sur la Figure 1.16 dans le cas d'une onde plane.

FIGURE 1.16 – Représentation de l'effet d'une aberration sur un front d'onde plan en transmission.

Les hypothèses sur lesquelles repose le beamforming ne sont alors plus satisfaites et cela affecte autant la qualité de l'image que les estimations quantitatives qui en découlent [22]. Les couches de gras, de muscle ou d'os constituent de véritables milieux aberrateurs. La couche osseuse telle que la barrière du crâne présente en plus de ce défaut, une atténuation assez rapide du signal ultrasonore. Ainsi, et comme le montre la Figure 1.17, à travers de tels milieux, il devient difficile d'obtenir une image fidèle des structures anatomiques [23]. De nombreuses approches [24], [25], [26] ont été proposées pour tenter de résoudre ce problème, mais ne suffisent aujourd'hui plus pour l'imagerie ultrarapide

en milieu fortement aberré. L'un des objectifs de cette thèse est d'utiliser les propriétés statistiques des signaux rétro-diffusés par le milieu, en échographie ultrarapide, afin de corriger ces défauts appelés aberrations.

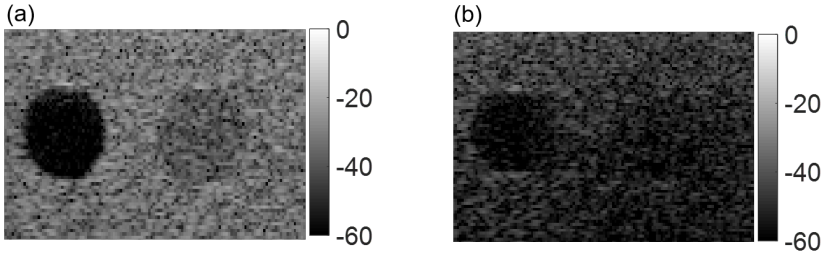

FIGURE 1.17 – Image de contraste (dB) B-mode d'un fantôme à deux compartiments anéchoïques **(a)** Image ultrarapide normale **(b)** Image ultrarapide à travers une lentille aberratrice

1.4.2 La quantification de la vitesse du son

Les modèles utilisés aujourd'hui pour la formation d'image échographique reposent sur l'hypothèse d'une homogénéité de la vitesse du son dans le milieu. Or, les inhomogénéités de vitesse du son affectent particulièrement la qualité de l'image échographique. L'imagerie des organes profonds peut effectivement être fortement dégradée par une épaisse couche de gras ou de muscle qui rendent parfois l'image inexploitable. Nous proposerons donc des méthodes de correction de ce phénomène. En outre, nous verrons que la vitesse du son s'avère être un bio-marqueur inédit de certaines pathologies [27] - dans le foie notamment. Nous chercherons à développer une méthode locale et rapide de quantification de la vitesse du son dans le milieu.

1.4.3 Les objectifs de la thèse

Les deux limitations décrites ci-dessus remettent en cause les modèles actuels, qui ne peuvent tenir compte des inhomogénéités du milieu, et ce d'autant moins à des cadences d'imagerie élevées. Elles sont intrinsèquement liées puisqu'elles pâtissent toutes deux d'une mauvaise estimation des déphasages utilisés pour la formation de l'image. Les travaux présentés dans ce manuscrit ont pour enjeu de proposer une méthode de correction d'aberrations et de cartographie locale de la vitesse du son dans le contexte de l'imagerie ultrasonore ultrarapide. Nous présenterons en premier lieu une étude de la cohérence spatiale et angulaire en imagerie ultrarapide à l'aide de simulations numériques. Nous utiliserons alors les propriétés statistiques du speckle pour comprendre l'importance de restaurer la cohérence dans les milieux aberrés. Nous proposerons ensuite une nouvelle approche d'imagerie adaptative en temps réel et les premiers résultats expérimentaux. Ensuite, nous verrons comment cette méthode peut être utilisée pour quantifier la vitesse du son dans le milieu. Et enfin, nous exploiterons les enseignements de la cohérence pour la correction de mouvement dans des applications pré-clinique et clinique.

Chapitre 2

Cohérence spatiale en imagerie ultrasonore ultrarapide

Sommaire

2.1 La cohérence en imagerie par ultrasons 22
2.1.1 Définition de la notion de cohérence spatiale 22
2.1.2 Le théorème de Van Cittert Zernike 23
2.1.3 La cohérence spatiale comme critère de focalisation 24
2.2 Modélisations numériques des milieux diffusants 26
2.2.1 Le *speckle* ultrasonore 26
2.2.2 Simulation de speckle en milieu homogène 27
2.2.3 Description discrète du modèle de speckle 29
2.3 La correction d'aberrations 31
2.3.1 Principe du retournement temporel 31
2.3.2 La formation du point virtuel 32
2.3.3 Méthode itérative de correction d'aberrations 34
2.4 De la base canonique aux ondes planes 35
2.4.1 Le changement de base 36
2.4.2 Focalisation matricielle par ondes planes 36
2.4.3 Décomposition de l'aberrateur en ondes planes 38
2.4.4 Simulations numériques de projections d'aberrateurs 39

2.1 La cohérence en imagerie par ultrasons

L'imagerie médicale ultrasonore repose sur une méthode appelée *pulse echo* : une impulsion ultrasonore est transmise au milieu [28], et comme nous l'avons vu, ce sont les échos rétro-diffusés qui permettent de former une image. Les échos renvoyés par un diffuseur sur les différents éléments de la barrette sont a priori cohérents dans la mesure où ils partent, en phase, d'une même source ponctuelle. Toutefois, la nature intrisèque des tissus biologiques, modélisable par une distribution aléatoire de diffuseurs de Rayleigh, est à l'origine de la perte de cohérence spatiale du champ rétro-diffusé sur le réseau de transducteurs ultrasonores. En particulier, ce comportement du champ rétro-diffusé nous permettra d'utiliser des résultats intéressants de l'optique. Soulignons que la variable temporelle n'y jouera pas le même rôle : en optique, les moyennes spatiales et temporelles sont souvent équivalentes, alors que la correspondance entre profondeur et temps en ultrasons les distingue fondamentalement.

Dans cette partie, nous nous attacherons à définir la cohérence spatiale d'une onde ultrasonore et verrons que ces propriétés fournissent de précieuses informations sur les tissus et la manière dont l'onde s'y propage.

2.1.1 Définition de la notion de cohérence spatiale

Considérons une barrette échographique placée en amont d'un milieu biologique, qui comme nous l'avons vu au Chapitre 1 est un ensemble de diffuseurs aléatoires et indépendants. Lorsque le milieu est insonifié, un champ de pression est rétro-diffusé vers la sonde. Ce signal reçu peut être considéré comme provenant d'une région limitée dans le milieu appelée *volume isochrone* [29], [30]. L'ouverture et les propriétés statistiques de cette source volumique équivalente sont étroitement liées à celles du milieu diffusant. Tant que les diffuseurs sont distribués aléatoirement dans le milieu, le volume isochrone constitue une source équivalente incohérente. L'incohérence provient ici de la multiplicité, et de l'indépendance, des points distribués aléatoirement qui constituent la source. Si par contre la distribution est hétérogène, alors la cohérence du milieu devient anisotrope, ie dépendante de la direction.

Nous proposons de nous intéresser à la cohérence spatiale du champ rétro-diffusé, qui contrairement aux autres mesures classiques en échographie, ne repose pas sur l'image formée mais sur les signaux bruts rétro-diffusés (les signaux RF). Par cohérence spatiale, on entend la corrélation du champ acoustique en fonction de la distance qui sépare deux points du milieu distants d'une longueur connue. En sortie de la sonde, on récupère des signaux à deux dimensions : l'espace (celui de la barrette échographique) et le temps. Comme présenté dans [31], à un instant t donné, la cohérence spatiale est décrite par la fonction de covariance :

$$\widetilde{R}(n,t) = \frac{N_e}{N_e - n} \frac{\sum_{i=1}^{N_e-n} p(i,t)p(i+n,t)}{\sum_{i=1}^{N_e} p(i,t)^2} \tag{2.1}$$

Où n est l'indice des éléments, N_e est le nombre d'éléments sur la barrette et $p(n,t)$ la pression diffusée reçue sur le transducteur n à l'instant t.

Afin de tenir compte de la nature statistique du milieu et de réduire les erreurs aléatoires, on réalise un moyennage. Il peut se traduire ici par une estimation de la corrélation sur différentes réalisations temporelles du milieu diffusant, mais en pratique il est plus simple de réaliser un moyennage temporel directement sur le champ reçu. Le choix de la fenêtre temporelle utilisée dépend de la nature du milieu. Il est important qu'au cours du temps d'intégration, le champ de pression soit relativement indépendant de la profondeur. Compte tenu du lien étroit entre le temps et la profondeur en ultrasons, cela semble compromis. La seule solution est de se restreindre spatialement autour de la tâche focale, pour que le champ reste constant. Alors, la covariance spatiale peut s'écrire comme une fonction des éléments de la sonde :

$$R(n) = \frac{N_e}{N_e - n} \frac{\sum_{i=1}^{N_e-n} \int_{T_F-T/2}^{T_F+T/2} p(i,t)p(i+n,t)}{\sum_{i=1}^{N_e} \int_{T_F-T/2}^{T_F+T/2} p(i,t)^2} \tag{2.2}$$

Où T_F et le temps d'arrivée au point focal, et T la largeur de la fenêtre temporelle choisie. Pour une valeur de n fixée, cette grandeur $R(n)$ pourra aussi être appelée le facteur de cohérence.

En pratique on dispose de données RF discrètes sur le signal reçu $S(t)$, et l'on calcule les corrélations entre paire d'éléments de la barrette. Cela peut s'écrire :

$$R(n) = \frac{N_e}{N_e - n} \frac{\sum_{i=1}^{N_e-n} c(i,i+n)}{\sum_{i=1}^{N_e} c(i,i)} \tag{2.3}$$

En définissant le coefficient de corrélation croisée selon :

$$c(i,j) = \sum_{T_1}^{T_2} (S_i(t) - \bar{S}_i)(S_j(t) - \bar{S}_j) \tag{2.4}$$

Où $T_1 = T_F - T/2$ et $T_2 = T_F + T/2$ [32].

Notons qu'en présence d'aberrations, l'intensité moyenne reçue sur la barrette décroit fortement [25],[26]. Pour l'utiliser à des fins de quantification de la cohérence, il faudra donc impérativement introduire un coefficient de normalisation qui la rendra indépendante de la région choisie dans le milieu.

2.1.2 Le théorème de Van Cittert Zernike

En optique, il a été démontré par Van Cittert [33], puis par Zernike [34], que la corrélation du champ diffusé par une source incohérente est proportionnelle à la distribution de l'intensité de cette source à travers son ouverture. Cela se traduit par une égalité entre la cohérence spatiale d'une source incohérente et l'autocorrélation de son intensité. Or, d'après le théorème de Wiener-Khintchine, la fonction d'autocorrélation est obtenue par la transformée de Fourier de la densité spectrale de puissance. Ainsi, le théorème de Van Cittert Zernike (VCZ) revient à ce que la covariance spatiale soit égale à la transformée de Fourier du profil d'intensité. Mallart et Fink ont développé dans [31]

la transposition de ce théorème aux ultrasons.

Appliquons ce théorème à deux cas fréquemment rencontrés en imagerie ultrasonore (Figure 2.1) :

— Si un réflecteur ponctuel fort est présent dans le milieu, quelle que soit l'onde qui l'a insonifié, il constitue une source cohérente. Alors tous les signaux qui y sont réfléchis repartent en phase vers la sonde et la covariance spatiale, telle que définie dans l'équation 2.2, est maximale égale à 1 sur toute la barrette.

— Si maintenant on envoie une onde focalisée sur un milieu diffusant de type speckle, on dispose d'une source incohérente. La focalisation du champ de pression résulte alors en une tâche focale, dont l'intensité évolue en $sinc^2$ en largeur. Donc, d'après le théorème VCZ appliqué aux ultrasons, la covariance spatiale du champ rétro-diffusé évolue linéairement. En effet, la transformée de Fourier du sinus cardinal au carré est la fonction triangle.

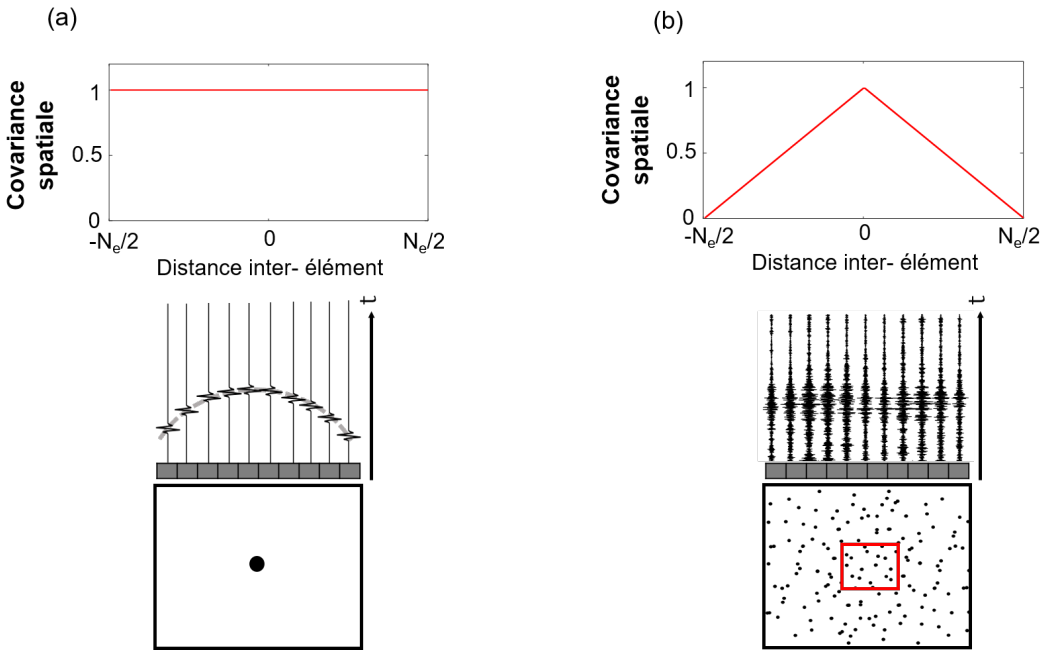

FIGURE 2.1 – Exemples de covariance spatiale classiques : **(a)** Le cas du réflecteur fort et ponctuel : une source entièrement cohérente. **(b)** Le cas du speckle : une source incohérente, covariance triangulaire (en rouge : le volume isochrone).

2.1.3 La cohérence spatiale comme critère de focalisation

Nous avons établi précédemment que la fonction de covariance spatiale $R(n)$ permet une mesure de la cohérence du champ rétro-diffusé après l'insonification d'une distribution de diffuseurs. C'est parce que cette grandeur dépend essentiellement du diagramme de rayonnement de la source (= milieu diffusant), qu'elle va constituer un critère intéressant de focalisation. Le théorème de Van Cittert Zernike nous a déjà enseigné que plus la tâche focale est petite, plus la cohérence est élevée. Ainsi, la valeur maximale de la fonction de

covariance spatiale est atteinte lorsque la focalisation est parfaite. Cette valeur vaut 1 du fait de la normalisation des signaux dans l'équation 2.3.

La Figure 2.1 illustre les deux cas de focalisation parfaite. Le point réflecteur constitue une tâche focale ponctuelle donc très cohérente, et éclaire l'ensemble de la barrette avec la même intensité rétro-diffusée. Chaque transducteur voit donc un faisceau focalisé de manière optimale et la fonction de covariance spatiale est constante égale à 1 quel que soit l'écart entre les éléments. Dans le cas du speckle, on a montré que la covariance spatiale était un triangle prenant sa valeur maximale pour les deux éléments les plus proches possibles. Physiquement, cela s'explique lorsque l'on regarde le signal reçu sur deux voies adjacentes : il provient de la même tâche focale donc est très cohérent (valeur proche de 1). Plus les éléments sont distants, plus la source constituée par le milieu est diffuse, et donc plus l'interférence entre ces mêmes sources ponctuelles de la tâche focale est différente. D'où la décroissance de la covariance spatiale jusqu'à ce que les zones illuminées soient totalement indépendantes et donc de cohérence nulle.

Si une aberration, ou un défaut d'estimation de la vitesse c dans le milieu déforme le front d'onde, la tâche focale est élargie. Cela conduit à une décroissance très rapide de la cohérence spatiale comme le montre la Figure 2.2. L'opération de focalisation étant dépendante de la célérité supposée de l'onde, une première approche d'estimation de la vitesse du son peut être de ré-aligner les signaux avec différentes vitesses de beamforming, et de comparer les cohérences. C'est la vitesse pour laquelle la covariance spatiale est la plus élevée, qui sera la plus proche de la vitesse réelle des ultrasons dans le milieu. La Figure 2.2 (b) illustre cela en simulant une onde focalisée sur un milieu diffusant défini avec une vitesse de 1540 m/s. Plusieurs vitesses sont testées pour l'alignement des signaux, et la valeur de covariance spatiale maximale est atteinte pour une vitesse de 1540 m/s, effectivement égale à celle attendue.

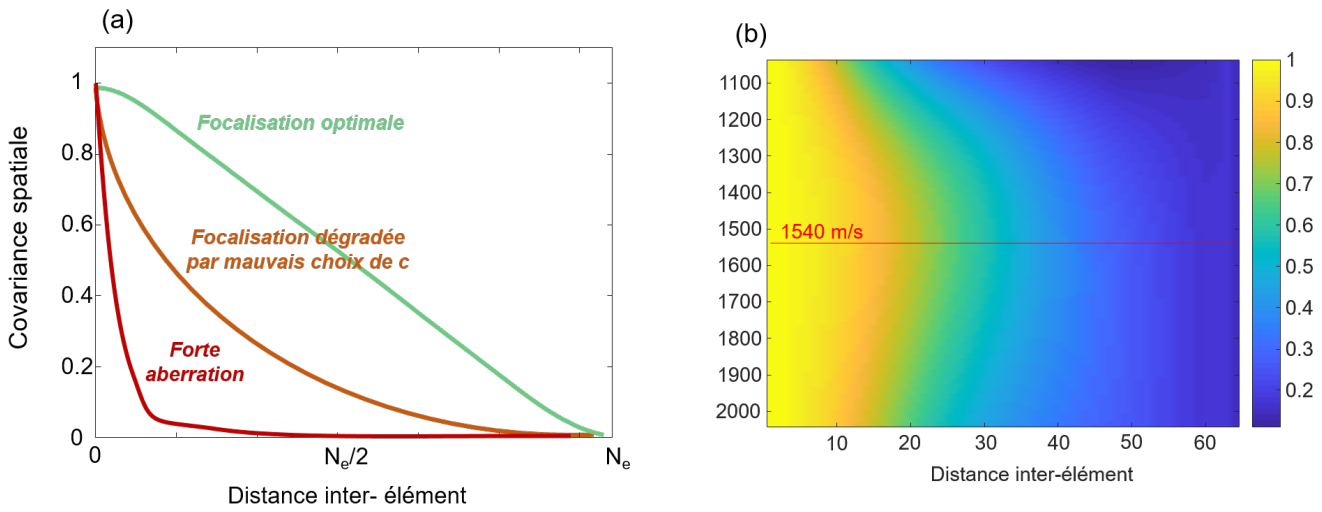

FIGURE 2.2 – La cohérence spatiale comme critère de focalisation : **(a)** Allures typiques de covariance spatiale selon la qualité de la focalisation. **(b)** Covariance spatiale à différentes vitesses pour une simulation d'onde focalisée en milieu diffusant homogène (1540 m/s) sur une barrette de 64 éléments.

Finalement, nous retiendrons l'importance de la cohérence spatiale dans l'appréciation de la qualité de la focalisation. Il semble déjà que son optimisation soit un élément clé de la correction d'aberration et de l'amélioration des images.

2.2 Modélisations numériques des milieux diffusants

2.2.1 Le *speckle* ultrasonore

L'image échographique classique, le B-mode, est constituée de pixels dont l'amplitude est codée en niveaux de gris. Dans les milieux diffusants, elle présente un aspect grainé, identifié, depuis les années 1970 [35], comme du speckle. Si le motif rappelle le phénomène de speckle observé en optique, il est important de souligner que le speckle acoustique est généré par l'envelope du signal réfléchi, alors que le speckle optique nait de l'intensité du signal.

Le speckle est le résultat de l'interférence d'un grand nombre de diffuseurs microscopiques dans le milieu (Figure 2.3 (a)). Chaque diffuseur réfléchit l'onde transmise. Si sa taille est très inférieure à celle du milieu, et qu'ils sont nombreux distribués aléatoirement, la superposition de tous ces signaux donne lieu à une figure d'interférence caractéristique dans les signaux RF (Figure 2.3 (b)), appelée speckle ou tavelure en français [36], [37]. En terme d'image B-mode, cela se traduit par un aspect bruité avec un grain caractéristique (Figure 2.3 (c)). Si la communauté a beaucoup travaillé à la réduction de ce bruit de speckle [38], [39], [40], pour obtenir de meilleures images, certains médecins y trouvent dans la texture des informations intéressantes sur l'organe imagé. En réalité, ce "bruit" contient une grande quantité d'informations relatives à la distribution des diffuseurs, et au milieu en lui-même. Et c'est sur cela que nous allons nous appuyer pour développer de nouvelles méthodes de correction d'images.

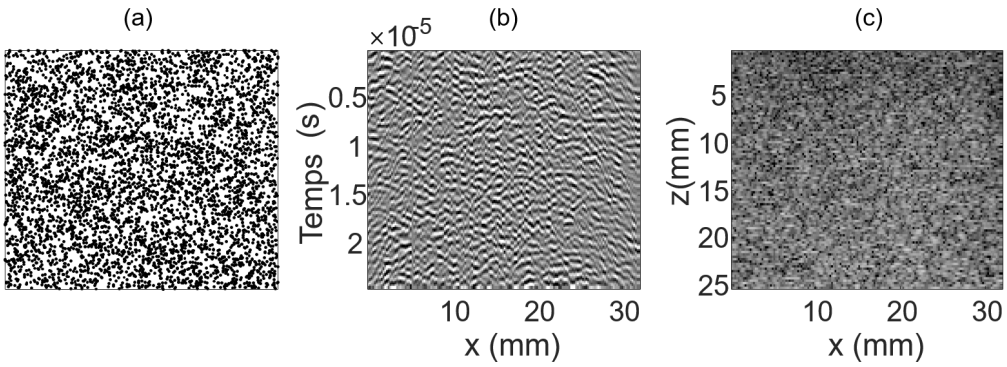

FIGURE 2.3 – Différentes représentations du speckle : **(a)** Modélisation microscopique d'une distribution aléatoire de diffuseurs. **(b)** Signaux RF reçus après propagation d'une onde plane en milieu diffusant (expérience sur fantôme). **(c)** Image B-mode de ce fantôme de speckle.

Pour simuler numériquement du tissu produisant un speckle, il n'est heureusement pas nécessaire d'utiliser une distribution contenant autant de diffuseurs que le milieu lui-même. Dans le sang, cela signifierait placer plusieurs millions de diffuseurs dans 1 mm^3, ce qui est beaucoup trop lourd en terme de calcul. En réalité, un nombre bien plus faible de diffuseurs suffit à produire un résultat comparable, c'est à dire à générer du speckle [41]. Nous verrons avec les moyens de simulations à notre disposition, quelle configuration nous permet de créer un "bon" speckle avec un coût de calcul raisonnable.

2.2.2 Simulation de speckle en milieu homogène

Dans un premier temps, nous avons utilisé le logiciel de simulation *Field II* pour construire une description simple d'un milieu diffusant. Cet outil repose sur la dérivation discrète de l'équation d'onde [42],[43]. Il utilise la forme complète de l'équation d'onde présentée au Chapitre 1, comprenant le terme de diffusion. Les deux hypothèses principales qu'il formule sont la linéarité du régime, et une diffusion simple. Cette dernière s'explique par le choix de l'approximation du champ lointain où seule la diffusion est prise en compte, et pas la dispersion lors de la propagation dans le milieu. La résolution utilise le concept de réponse impulsionnelle, qui équivaut à la réponse reçue par une onde sphérique émise en un point source. On peut alors accéder au signal rétro-diffusé en convoluant l'impulsion émise par la barrette avec la réponse impulsionnelle en réception. Cela repose sur les mêmes principes théoriques que ceux exposés dans le chapitre précédent.

Ce programme va donc nous permettre de simuler la propagation d'ondes ultrasonores depuis une barrette échographique et d'étudier le champ rétro-diffusé et ce, dans les trois dimensions de l'espace. Notre objectif est de définir une configuration numérique permettant d'obtenir une bonne qualité de speckle. Ce critère sera validé par l'estimation de la covariance spatiale lorsque la distribution de diffuseurs est éclairée par une onde focalisée. En effet, on a vu que la covariance spatiale était un critère de qualité de la focalisation. Par réciprocité spatiale, si l'on a déjà une focalisation de bonne qualité, alors la covariance spatiale permet de caractériser la nature du milieu (réflecteur fort, ou milieu diffusant statistiquement aléatoire).

Afin que la simulation soit la plus réaliste possible, sans imposer un temps de calcul trop important, nous avons choisi les paramètres suivants pour les résultats présentés ensuite :

- Vitesse du son dans le milieu : 1540 m/s.
- Fréquence de l'impulsion ultrasonore : 3 MHz.
- Fréquence d'échantillonnage temporel : 100 MHz.
- Barrette de 64 éléments de dimension latérale de $\lambda/2$ et en élévation (direction y) de 10λ.

Pour modéliser le milieu, nous avons utilisé une distribution gaussienne de réflecteurs ponctuels aléatoirement répartis dans l'espace. Nous avons testé différentes densités de diffuseurs dans le milieu et avons constaté une plage étendue de valeurs pour lesquelles le motif d'interférence change peu. La Figure 2.4 montre un échantillon de densités testées. Avec trop peu de diffuseurs, la corrélation entre le signal reçu par deux éléments distincts peut soit être très élevée s'ils sont voisins ou si peu de diffusion les atteint, soit très faible si l'un voit un diffuseur et l'autre non. C'est le cas du graphe (a) où les variations ne sont ni explicables ni significatives. A l'inverse, des densités extrêmes de diffuseurs risqueraient de les rapprocher à une distance très petite devant la longueur d'onde, et donc de créer des sources virtuelles cohérentes, avec une forte augmentation de la cohérence. Nous avons observé qu'à partir d'une centaine de diffuseurs par mm^3, on obtient un signal dont la cohérence est bien triangulaire (c), et ce jusqu'à plusieurs milliers de diffuseurs par mm^3. Dans cette plage, plus le nombre de diffuseurs est élevé, plus la distribution semble homogène car l'obtention d'un signal triangulaire est récurrente. Cela signifie donc bien que la distribution est proche d'un milieu biologique donnant naissance au speckle ultrasonore. Nous avons choisi la valeur seuil de 200 diffuseurs par mm^3 car elle fournit des résultats relativement stables d'une réalisation de speckle à l'autre, et est tout à fait raisonnable en terme de temps de calcul.

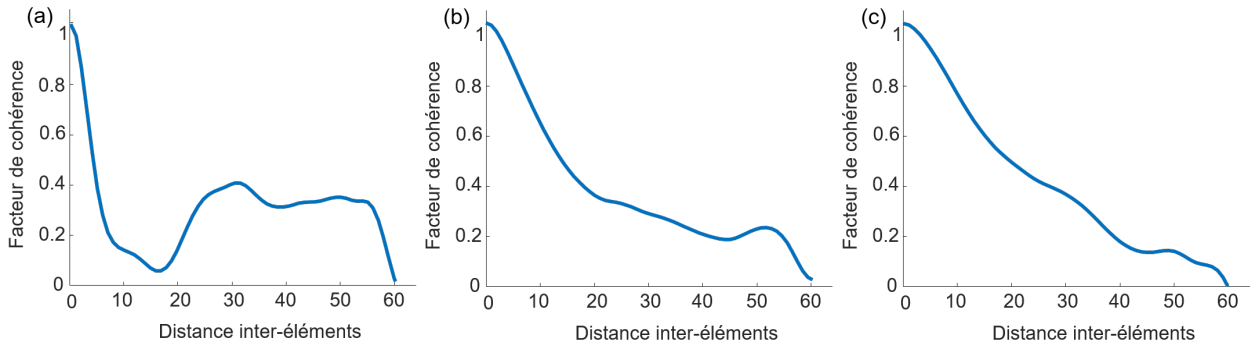

FIGURE 2.4 – Caractérisation du speckle par sa fonction de covariance : **(a)** Fonction de covariance spatiale pour une densité de 10 diffuseurs par mm^3 **(b)** Fonction de covariance spatiale pour une densité de 50 diffuseurs par mm^3 **(c)** Fonction de covariance spatiale pour une densité de 200 diffuseurs par mm^3

En pratique, nous avons tenu compte de la nature statistique de deux manières : soit par une moyenne sur les réalisations de speckle, soit pour une même réalisation, par la focalisation du signal en différents points indépendants du milieu. Ces deux approches ont été aussi satisfaisantes et la Figure 2.5 montre les résultats obtenus. Par souci de clarté, on a représenté la distribution volumique d'une région restreinte du milieu étudié (a), dans laquelle on peut voir la grille de points utilisée pour les différentes focalisations. Les signaux RF (b) montrent bien la figure d'interférence caractéristique d'une onde plane dans le speckle, et l'évolution linéaire de la fonction de covariance spatiale confirme la qualité du speckle (c). Ainsi dispose-t-on d'un modèle discret de distribution de diffuseurs pour créer un champ rétro-diffusé proche du speckle ultrasonore observé dans les milieux biologiques.

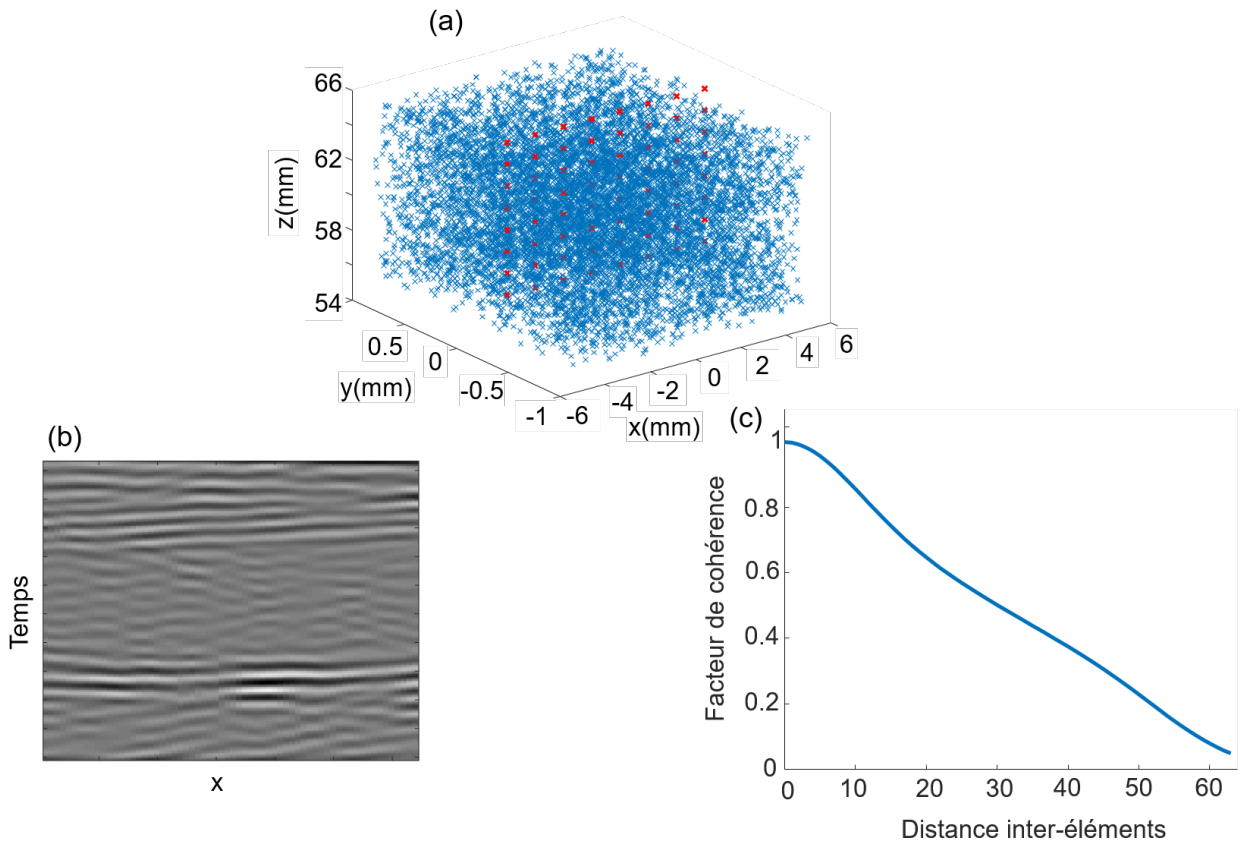

FIGURE 2.5 – Résultats de simulations de speckle sous Field II : **(a)** Modélisation numérique de la distribution volumique de diffuseurs (points bleus). La grille de points rouges représente les points choisis pour les focalisations successives. **(b)** Signaux RF reçus après propagation d'une onde plane dans le milieu simulé. **(c)** Fonction de cohérence spatiale obtenue après moyennage.

2.2.3 Description discrète du modèle de speckle

La résolution proposée par Field II nous a permis de décrire un modèle fiable de speckle ultrasonore. Cependant, elle ne permet pas de tenir compte des hétérogénéités spatiales de vitesse du son, ou de densité, éventuellement présentes dans le milieu. Pour cela, il faudrait disposer d'une description volumique discrète du milieu comme peut le proposer *k-Wave* [44]. Cet outil numérique permet la simulation et la reconstruction du champ de pression basées sur une résolution par éléments finis. En utilisant les solutions dans le domaine de Fourier spatial, les équations d'onde sont résolues en toutes dimensions, et quelle que soit la nature du milieu [45], [46]. Si le temps de calcul est plus important, cet outil offre une grande flexibilité quant à la structure du milieu que l'on souhaite simuler. Chaque voxel est défini par ses propriétés acoustiques : vitesse, densité, absorption. L'objectif est ici, de transposer le modèle de speckle développé sous Field II, pour l'implémenter sous k-Wave et permettre d'effectuer des simulations en milieu hétérogène, ou avec des couches aberratrices particulières.

Les propriétés du milieu est de la barrette ont été prises presque identiques à celles implémentées sous Field II afin de garantir une comparaison efficace des deux approches :

— Vitesse du son dans le milieu : 1540 m/s.
— Fréquence de l'impulsion ultrasonore : 3 MHz.
— Fréquence d'échantillonnage temporel : $\backsim$100 MHz (valeur exacte imposée par k-Wave pour la stabilité de la résolution).
— Barrette de 64 éléments de dimension latérale de $\lambda/2$ et en élévation (direction y) de 10λ.

Nous avons choisi un voxel de taille $\lambda/10$ en x,y et z. En plus de la grille de reconstruction, nous avons introduit une couche fine absorbante autour du milieu afin d'imposer des conditions limites sur les bords. Cela permet d'éviter le repliement de spectre dû au passage dans l'espace de Fourier, qui induit des artefacts importants sur les côtés de l'image dans l'espace cartésien.

La modélisation du speckle dans cette nouvelle configuration a été faite en plusieurs temps. Comme implémenté et validé sous Field II, une distribution aléatoire de diffuseurs a été générée et projetée sur la grille 3D de résolution de l'outil kWave. Nous avons alors proposé un modèle où la présence d'un diffuseur correspond à un changement de densité en chaque voxel. Notons (i_x, i_y, i_z) le triplet d'indices caractérisant la position du voxel. Lors de la projection, il est possible que plusieurs diffuseurs aléatoires se retrouvent dans le même voxel. Soit $M(i_x, i_y, i_z)$ le nombre de diffuseurs contenus dans le volume élémentaire (i_x, i_y, i_z). Le modèle que nous avons défini consiste à faire varier la densité selon :

$$\rho(i_x, i_y, i_z) = \rho_0(1 + pM(i_x, i_y, i_z)) \tag{2.5}$$

Où p est un taux de variation relative que nous avons fixé, après différents essais, à 5%.

La Figure 2.6 montre les résultats obtenus avec l'approche proposée. Pour simplifier et accélérer les calculs, les diffuseurs ont été projetés dans une région limitée du milieu insonifié (a), suffisamment grande pour observer le phénomène d'interférence dans le champ rétro-diffusé. On voit sur les signaux RF (b) que le motif d'interférences obtenu est bien caractéristique du speckle. Après un moyennage sur une quinzaine de points focaux différents, on obtient une fonction de covariance spatiale très proche du triangle (c). Sachant que la focalisation est simulée, donc parfaite, cela signifie que le modèle proposé correspond bien à un milieu diffusant donnant lieu au speckle ultrasonore.

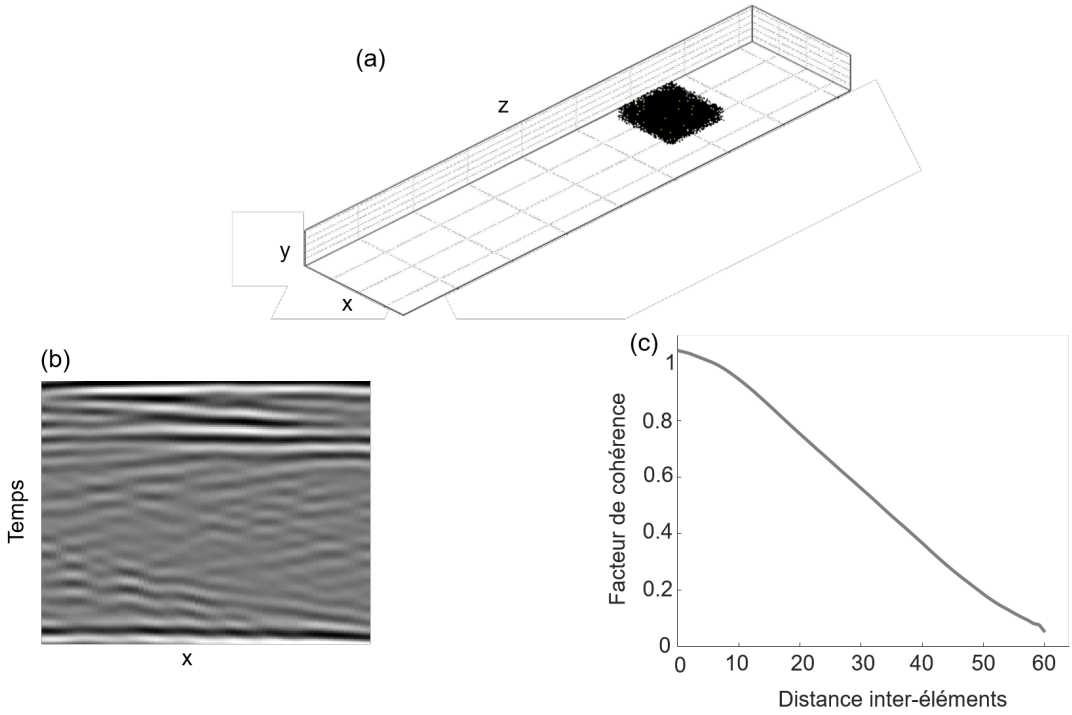

FIGURE 2.6 – Résultats de simulations de speckle sous k-Wave : **(a)** Modélisation numérique de la distribution volumique de diffuseurs : image des voxels en niveau de gris selon la densité attribuée. **(b)** Signaux RF reçus après propagation d'une onde plane dans le milieu simulé. **(c)** Fonction de cohérence spatiale obtenue après moyennage.

Grâce aux travaux décrits dans cette partie, nous disposons à présent d'un modèle numérique de speckle pouvant être implémenté dans un milieu hétérogène en simulations avec l'outil k-Wave. Cela s'avèrera utile pour tester la correction d'aberrations, en simulations d'ondes planes, dans des milieux réalistes.

2.3 La correction d'aberrations

2.3.1 Principe du retournement temporel

Reposant entièrement sur l'invariance temporelle de l'équation de propagation des ondes, le retournement temporel a offert une solution ingénieuse pour corriger les effets d'une couche aberratrice hétérogène épaisse ou située loin de la barrette. Rappelons l'expression la plus simple de l'équation d'onde :

$$\Delta p(\vec{r},t) - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}p(\vec{r},t) = s(\vec{r},t) \tag{2.6}$$

Y remplacer t en $(-t)$ ne modifie effectivement pas l'équation : on dit qu'elle est invariante par retournement temporel. Cette propriété nous indique que si un front d'onde est déformé lors de la propagation aller dans le milieu, alors la déformation opposée est subie lors de la propagation retour. Si l'on souhaite focaliser en un point dans un milieu hétérogène, il faut donc enregistrer le champ provenant d'une source située au point focal,

le retourner temporellement et le ré-émettre dans le milieu [47], [9], [48]. Le champ de l'onde retournée temporellement, qui est simplement la fonction de Green de la source, va alors focaliser de manière optimale au point source choisi [49].

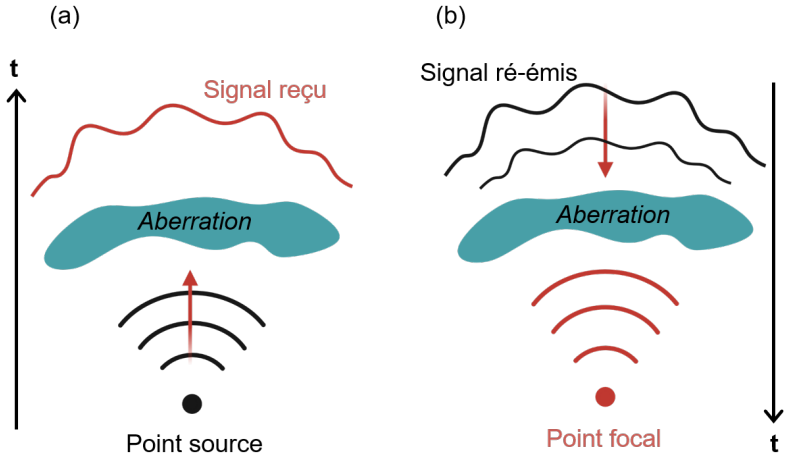

FIGURE 2.7 – Principe du retournement temporel pour la correction d'aberrations

Cela s'avère particulièrement efficace pour la correction d'aberrations [25]. En effet si l'on place un point source à la position de focalisation choisie et que l'on reçoit le signal après propagation à travers une couche aberratrice, le front d'onde sphérique est déformé (Figure 2.7). En terme d'imagerie, cela dégraderait fortement la qualité du beamforming. Si le signal reçu est ré-émis après retournement temporel, le passage à travers l'aberrateur reforme un front d'onde sphérique qui focalise de manière idéale à la position initiale de la source. On appelle cela un miroir à retournement temporel [47], [10]. Toutefois, un réflecteur fort est indispensable dans le milieu pour parvenir à ce résultat. Et si au delà de la capacité à focaliser correctement, on souhaite former une image, il convient de remarquer que l'aberration est rarement uniforme dans le milieu et la correction d'aberration pour un point donné du milieu ne peut être facilement réutilisée pour un autre point du milieu. Pour un aberrateur hétérogène épais, deux points sources distants ne subiront effectivement pas la même déformation du front d'onde. En pratique, l'aberration n'est constante que sur une zone réduite appelée *zone isoplanétique*. La connaissance de l'aberration est restreinte à cette région de l'image. Nous reviendrons sur cette notion de manière extensive au Chapitre 3. Dans le cas qui nous intéresse, la solution ultime serait d'avoir un réflecteur fort en chaque pixel. C'est pourquoi nous utiliserons les propriétés statistiques du speckle afin de synthétiser un point source virtuel, placé à l'endroit où l'on souhaite focaliser.

2.3.2 La formation du point virtuel

Dans cette partie, nous allons montrer comment il est possible, grâce à la focalisation en différentes positions d'un milieu diffusant, de sommer de manière cohérente les champs rétro-diffusés afin de créer une source acoustique artificielle en un point focal souhaité. C'est le concept de *retournement temporel du bruit de speckle*, initialement proposé par

Montaldo, Tanter et Fink [50], et adapté ensuite, par Osmanski *et al.* [51], aux milieux en mouvement.

Considérons tout d'abord l'émission d'une onde focalisée dans un milieu diffusant aléatoire, de vitesse homogène c_0. Chaque élément n de la barrette émet une onde sphérique avec un délai défini par :

$$\tau(n, F) = \frac{\sqrt{(x_n - x(F))^2 + z(F)^2}}{c_0} \tag{2.7}$$

Où F est le point focal et c_0 la vitesse du son dans le milieu. Le front d'onde focalisé est ensuite réfléchi par les diffuseurs dans le milieu et les signaux reçus sur les éléments seront notés $s(n, t)$.

Les diffuseurs étant placés aléatoirement dans le milieu, on peut obtenir des réalisations indépendantes de speckle provenant d'une position donnée, en construisant des faisceaux focalisés en différents points autour de cette position. Alors, on a autant de champs rétro-diffusés que de réalisations de speckle. Pour considérer qu'ils viennent tous du point focal F, il faut corriger les temps de vol de manière adaptée. Cette opération est appelée *back-steering* [50]. Soient $\{F_i, i = 1...N\}$ les points focaux des N différentes réalisations de speckle. Alors l'étape d'alignement revient à créer, pour chaque transducteur n, les signaux :

$$\widehat{s_i}(n, t) = s_i(n, t - \tau(n, F_i) + \tau(n, F)) \tag{2.8}$$

Leur phase a ainsi été corrigée de telle sorte qu'ils semblent tous provenir du point F. On obtiendrait des signaux similaires si l'on avait focalisé au même point mais avec N variations de la distribution aléatoire de diffuseurs. La simple somme des ces signaux ne donne pas directement un signal déterministe : en effet, il subsiste un délai temporel entre les réalisations de speckle qui empêche les signaux d'interférer constructivement dans le temps. Cependant, ce décalage temporel résiduel peut être estimé en cherchant le délai pour lequel la corrélation des signaux $\widehat{s_i}(n, t)$ avec le front d'onde focalisé en F est maximale. Une fois les signaux corrigés de ces délais, ils sont effectivement en phase et leur sommation est dite cohérente. On obtient alors un front d'onde fort, comme s'il provenait d'une source ponctuelle dans le milieu. Les étapes de formation de cette "étoile" acoustique artificielle sont détaillées à la Figure 2.8 ; c'est l'approche dite de *retournement temporel du bruit de speckle* [50].

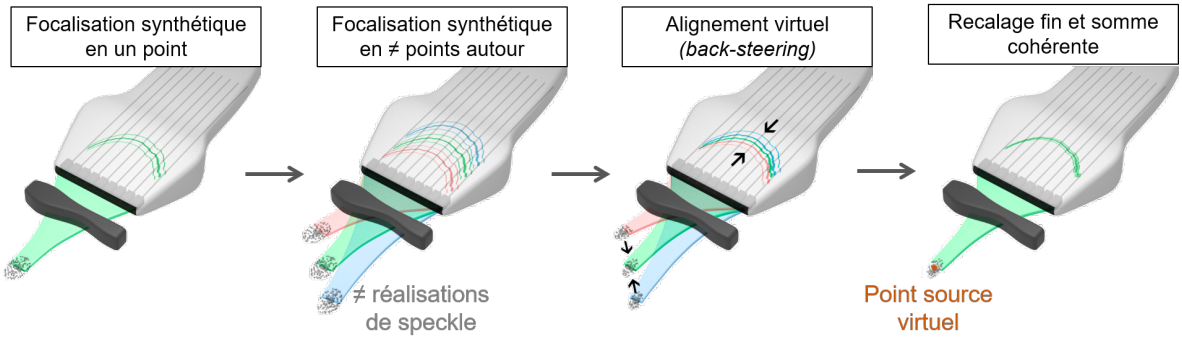

FIGURE 2.8 – Principe du retournement temporel du bruit de speckle

2.3.3 Méthode itérative de correction d'aberrations

Nous avons dans ce chapitre décrit la méthode de correction d'aberrations grâce au retournement temporel, en soulignant la nécessité a priori de disposer d'une source dans le milieu. Toutefois dans les milieux diffusants, nous avons démontré qu'un point source virtuel pouvait être synthétisé grâce aux propriétés statistiques du speckle. Ainsi, on peut penser que le problème de la correction d'aberrations est résolu : en l'absence de point source dans le milieu, on utilise le retournement temporel du speckle pour en créer un, et puisque l'on dispose de la source, on a accès simplement à l'aberration dans l'écho fort reçu sur la barrette.

Si le milieu est très aberré, le réflecteur virtuel est difficilement visible après le retournement temporel du bruit de speckle, et plusieurs itérations du processus sont nécessaires pour obtenir un front d'onde suffisamment fort pour être exploité. L'opération commence donc par un retournement temporel de bruit de speckle comme décrit dans la partie précédente. Une fois la source virtuelle générée, on peut identifier le front d'onde et le comparer au front sphérique théoriquement attendu, si l'on recevait un signal focalisé à l'endroit de la source. La différence de ces deux signaux nous donne une loi d'aberration temporelle : c'est l'expression du délai qu'il faut compenser, sur chaque voie de la sonde, pour rendre la source virtuelle parfaitement sphérique. Une fois ce délai appliqué, on peut estimer la covariance spatiale du champ rétro-diffusé puisque l'on a ajusté la focalisation. On réalise cette boucle pour différentes valeurs de vitesses du son, et l'on choisit celle pour laquelle la covariance spatiale est maximale. Alors on a effectué une première correction globale de la vitesse du son, <u>et</u> de l'aberration. On peut ensuite recommencer la focalisation virtuelle pour réitérer l'opération. En général, une dizaine d'itérations permettent d'obtenir un front d'onde bien défini, et une estimation correcte de la vitesse du son dans le milieu.

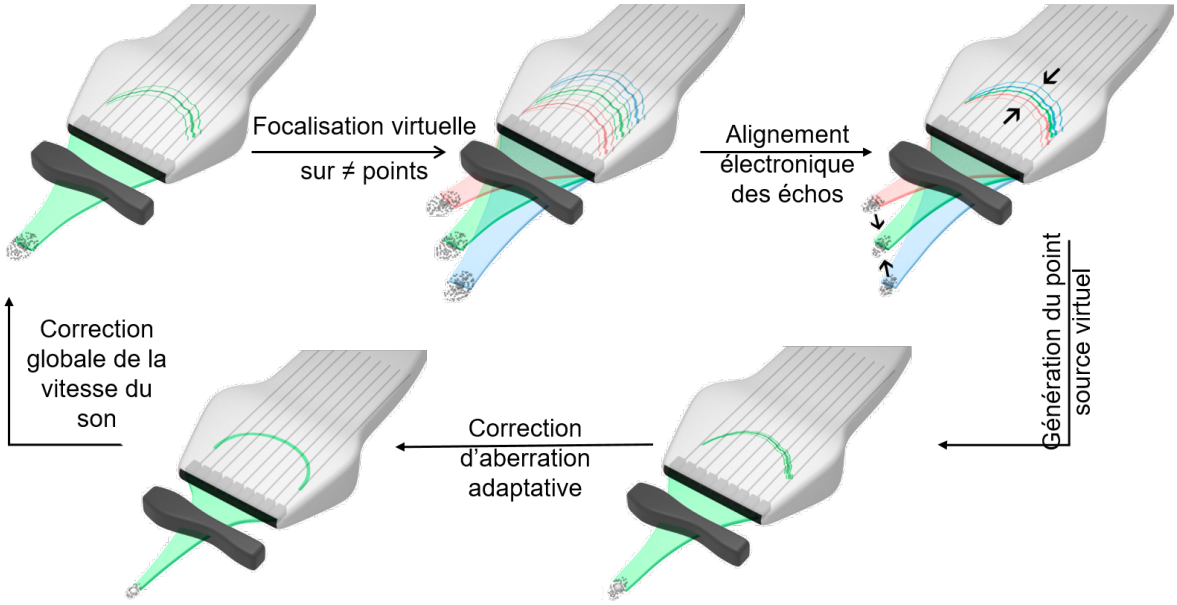

FIGURE 2.9 – Principe de la correction d'aberrations itérative par retournement temporel du bruit de speckle

En pratique, une autre contrainte est imposée par l'aberrateur s'il est épais et loin de la sonde. Dans ce cas, il donne effectivement lieu à une aberration dite étendue qui n'est pas consistante dans toute les zones du milieu imagé. On définit alors le patch isoplanétique qui est une zone autour de laquelle les fonctions de Green, après correction des temps de vol, sont identiques. Cela signifie que les ondes se propagent de la même manière pour tous les points de cette zone. Il faut alors créer une source, ou une barrette, virtuelle pour chaque patch isoplanétique si l'on veut retrouver toutes les aberrations du milieu ou estimer la vitesse moyenne du son en plusieurs positions. Pour pouvoir recréer un front d'onde cohérent, les points de focalisation choisis doivent rester à l'intérieur de la zone isoplanétique. Cela peut devenir particulièrement délicat dans le cas d'aberrateurs étendus comme le crâne, où la zone isoplanétique se trouve très réduite.

2.4 De la base canonique aux ondes planes

Nous avons discuté, dans le premier chapitre, de l'émergence des ondes planes en imagerie ultrasonore. Elles offrent en effet l'opportunité de former des images de haute qualité à des cadences très élevées ; ouvrant ainsi la voie à des applications de pointe en neuro-imagerie ultrasonore par exemple. Dans ce contexte, il semble intéressant de comprendre quelle base d'émission les ondes planes constituent. Nous proposons ici de modifier l'approche canonique habituelle pour s'adapter à ce mode de transmission et comprendre comment appréhender alors les aberrations du front d'onde. Nous mettrons en place de nouvelles simulations pour estimer la performance des ondes planes en imagerie ultrasonore adaptive et ultrarapide. Grâce aux acquis de la partie 2 de ce chapitre, nous nous placerons dans un milieu réaliste, et implémenterons notre modèle de speckle dans les simulations de propagation d'ondes planes.

2.4.1 Le changement de base

A chaque fréquence temporelle, on définit une matrice de passage $C\{\omega\}$ entre la base canonique et la base des ondes planes (au nombre de N_θ). La matrice C est définie à partir des délais canoniques de chaque émission d'onde plane. Pour une onde plane $a \in [1, N_\theta]$, et un élément $n \in [1, N_e]$ de la barrette, le délai d'émission de l'onde plane est noté $\tau_e(a, n)$. Les coefficients de la matrice de changement de base sont donnés par :

$$C\{\omega\}(n, a) = \exp(+i\omega\tau_e(a, n)) \tag{2.9}$$

$C\{\omega\}$ est une matrice de taille (N_e, N_θ). Dans l'espace de Fourier temporel, on appelle $E(\omega)$ le signal rétro-diffusé dans la base canonique, et $P(\omega)$ le signal rétro-diffusé dans la base des ondes planes. Par définition, on peut écrire :

$$E(\omega) = C\{\omega\}P(\omega) \tag{2.10}$$

Qui est en réalité une équation matricielle :

$$\begin{pmatrix} E_1(\omega) \\ \vdots \\ E_{N_e}(\omega) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{11}\{\omega\} & \dots & C_{1N_\theta}\{\omega\} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ C_{N_e1} & \dots & C_{N_eN_\theta}\{\omega\} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_1(\omega) \\ \vdots \\ P_{N_\theta}(\omega) \end{pmatrix} \tag{2.11}$$

Dans la grande majorité des cas, $C\{\omega\}$ est rectangulaire et donc non inversible. On pourrait utiliser des méthodes de pseudo-inversion mais il s'avère que la définition analytique est bien plus simple : la matrice inverse de $C\{\omega\}$, que l'on notera $C_{inv}\{\omega\}$ est la matrice qui transpose les ondes canoniques en ondes planes. On peut à nouveau la définir avec les délais d'émission canonique des ondes planes selon :

$$C_{inv}\{\omega\}(n, a) = \exp(-i\omega\tau_e(a, n)) \tag{2.12}$$

2.4.2 Focalisation matricielle par ondes planes

Afin de décrire le changement de base entre la définition canonique et les ondes planes, on appellera s le signal rétro-diffusé reçu sur la barrette. On suppose que l'on transmet N_θ ondes planes ; on récupère donc N_θ signaux sur la barrette, et chacun d'eux est décrit dans la base canonique. On a ainsi un ensemble $s(a, n, t)$ de signaux rétro-diffusés par l'onde plane $a \in [1, N_\theta]$ et reçus sur l'élément $n \in [1, N_e]$. Ce sont les signaux canoniques de la Figure 2.10(a). On choisit de se placer dans l'espace de Fourier temporel, et l'on définit :

$$S_n(\omega) = \begin{pmatrix} s(1, n, \omega) \\ \vdots \\ s(N_\theta, n, \omega) \end{pmatrix} \tag{2.13}$$

Qui est un vecteur de taille $(N_\theta, 1)$.

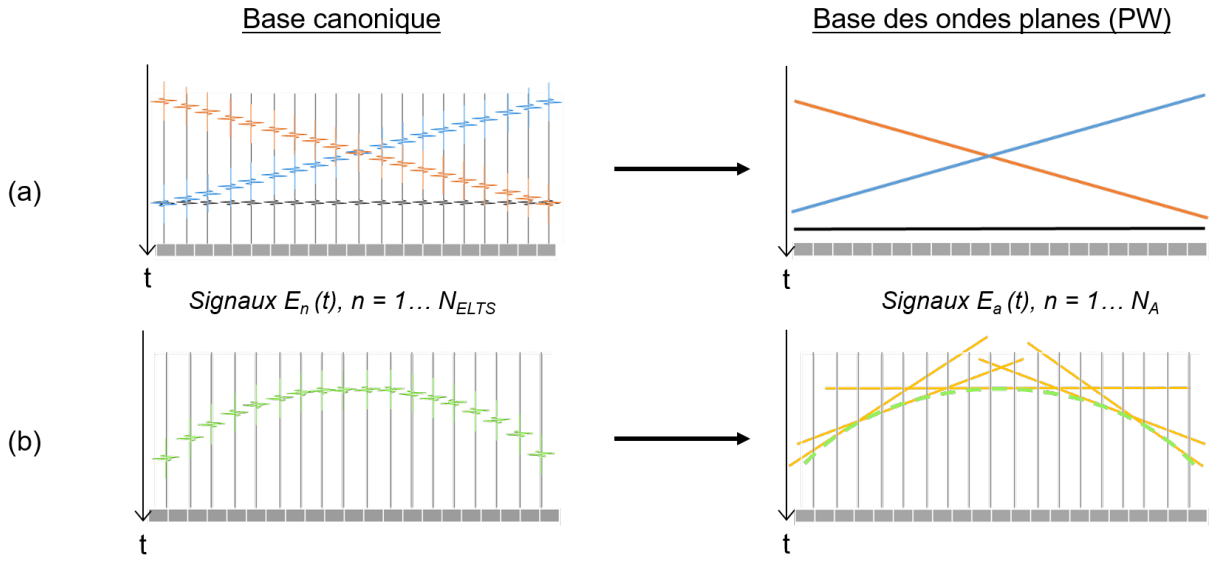

FIGURE 2.10 – Le passage dans la base des ondes planes : **(a)** Signaux RF d'ondes planes modélisés en canonique vs onde plane. **(b)** Signal RF focalisé et sa projection dans la base des ondes planes.

Pour focaliser matriciellement a posteriori les signaux précédents, on va chercher à projeter les ondes planes $a = 1...N_\theta$ sur un signal canonique d'émission focalisée. On peut le définir à l'aide d'une loi temporelle de focalisation et l'on obtient un champ focalisé que l'on note D_{foc}. C'est le signal canonique de la Figure 2.10(b). Alors on note P_{foc} l'expression de ce même signal après passage dans la base des ondes planes :

$$P_{foc}(\omega) = C_{inv}\{\omega\} D_{foc}(\omega) \tag{2.14}$$

Et le signal canonique focalisé obtenu à partir des signaux réellement émis s'écrit :

$$F(n,\omega) = \sum_a P_{foc}(\omega) s(a,n,\omega) \tag{2.15}$$

Les éléments à l'intérieur de la somme sur les angles sont les projections jaunes de la Figure 2.10(b). L'égalité précédente peut se mettre sous la forme :

$$F(n,\omega) = \begin{pmatrix} F(1,\omega) \\ \vdots \\ F(N_e,\omega) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_{foc}(1,\omega) & \dots & P_{foc}(N_\theta,\omega) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s_1(1,1,\omega) & s_1(1,N_e,\omega) \\ \vdots & \vdots \\ s_1(N_\theta,1,\omega) & s_1(N_\theta,N_e,\omega) \end{pmatrix} \tag{2.16}$$

$$= {}^t P_{foc}(\omega) \bar{\bar{S}}(\omega) \tag{2.17}$$

Où l'on a noté $\bar{\bar{S}}(\omega)$ la matrice contenant les signaux canoniques rétro-diffusés par chaque onde plane. Ainsi a-t-on un problème matriciel résolu pour focaliser virtuellement et simplement un ensemble d'ondes planes transmises.

2.4.3 Décomposition de l'aberrateur en ondes planes

Admettons que, grâce au retournement temporel du bruit de speckle, on ait pu récupérer le front d'onde aberré provenant d'un diffuseur. Afin de réaliser la correction on souhaite le ré-émettre. Dans le cas de l'imagerie ultrarapide, cela sera sous la forme d'une combinaison d'ondes planes. En utilisant exactement la même approche que décrite dans la partie précédente, on peut remplacer D_{foc} par D_{aber}, signal vert de la Figure 2.11. On le convertit dans la base des ondes planes en P_{aber}, signal orange de la Figure 2.11. On obtient ensuite le signal canonique aberré suivant :

$$ABER(n,\omega) = {}^{t}P_{aber}(\omega)\bar{\bar{S}}(\omega) \tag{2.18}$$

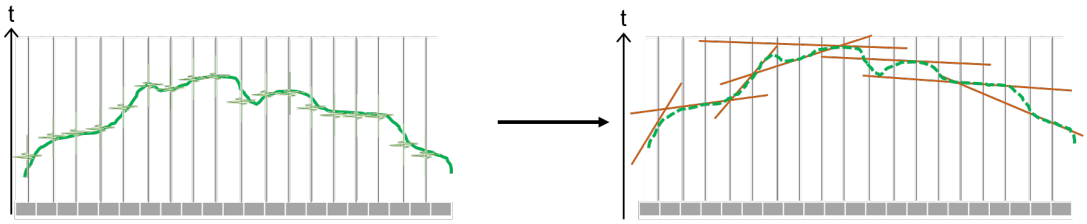

FIGURE 2.11 – Décomposition d'une loi d'aberration sur la base des ondes planes

On peut alors tout à faire ré-émettre le front aberré en tant que combinaison d'ondes planes. Pour autant, il est intéressant de se demander à quel point est-ce que cette somme pondérée, en amplitude et en phase, d'ondes planes permet de reconstruire avec précision le signal aberré. Pour répondre à cette question, nous avons tout d'abord fait l'expérience simple de re-projection. A partir de données RF réfléchies par un diffuseur ponctuel placé derrière un crâne, on a récupéré un signal temporel d'aberration typique pour une une onde plane. En utilisant ce signal, on a regardé la re-projection, sur une base d'ondes planes, du front aberré et comparé la concordance des lois d'aberration obtenues. La projection a été faite sur des bases comprenant différents nombres d'ondes planes, mais avec une ouverture angulaire identique pour toutes. Le changement de base a été réalisé, à toutes les fréquences, dans l'espace de Fourier puis une transformée de Fourier inverse a permis de revenir à une description temporelle du champ diffusé. La Figure 2.11 montre une grande similarité spatiale entre les champs diffusés. Pour une base constituée de 15 angles, les lois d'aberration extraites corrèlent à 87% pour 15 angles, à 91% pour 33 angles et à 99.9% pour 71 angles.

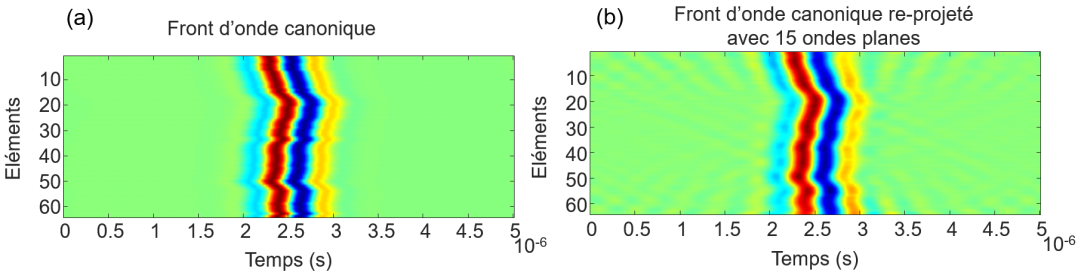

FIGURE 2.12 – Comparaison des champs rétro-diffusés pour : **(a)** Une aberration propagée en canonique. **(b)** La projection de cette même aberration propagée en ondes planes.

Dès que l'on dispose de moins de 10 angles pour la projection de l'aberration, on a observé que la corrélation chutait rapidement. Cela s'explique simplement par la complexité de la loi : géométriquement elle requiert une onde plane à chaque inflexion. Plus l'aberration sera sévère, plus la base devra contenir d'ondes planes afin de reconstruire l'aberrateur avec justesse. Nous avons proposé, à la Figure 2.13 une quantification de cet effet. Pour un nombre donné d'ondes planes dans la base, nous avons calculé, en chaque élément n, la corrélation temporelle entre le front d'onde aberré initial et celui re-projeté suivant :

$$corr(n) = \frac{\int_{t=0}^{\tau} s_{aber}(n,t) s_{proj}(n,\tau - t)}{\sqrt{\int_{t=0}^{\tau} s_{aber}^2(n,t)}} \tag{2.19}$$

Les valeurs de 20, 30 et 64 angles dans la base suggèrent une excellente corrélation entre l'aberration réelle et sa re-projection par la base canonique. En dessous de 10 angles, la qualité de la projection commence effectivement a être particulièrement affectée.

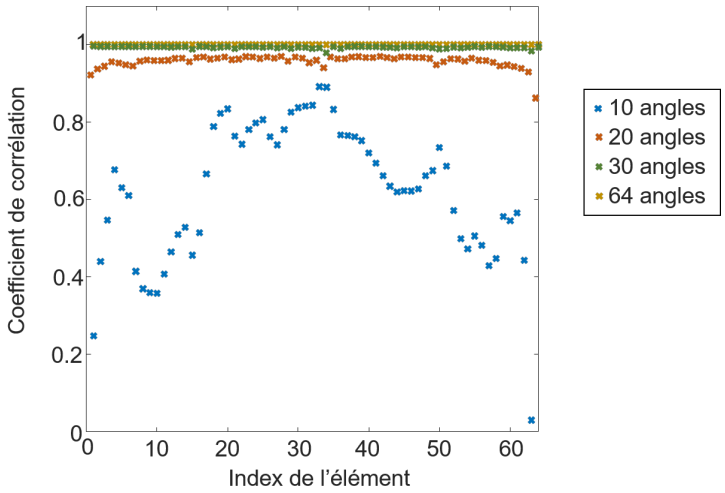

FIGURE 2.13 – Représentation, pour différents nombre d'ondes planes, des facteurs de corrélation entre la loi d'aberration avant et après re-projection pour tous les éléments de la barrette. Légende = nombre d'ondes planes dans la base de projection.

2.4.4 Simulations numériques de projections d'aberrateurs

Enfin, pour compléter cette quantification de la "résistance" des couches d'aberration ultrasonores à la propagation en ondes planes, nous avons effectué des simulations de retournement temporel sous k-Wave, avec, pour la sonde, les mêmes paramètres que ceux utilisés lors de la définition du milieu diffusant (Partie 2.3. de ce chapitre). Nous avons placé une source à une position donnée, et mesuré le champ reçu sur une barrette échographique placée derrière le milieu et son aberrateur. Ce champ a été retourné temporellement, et ré-émis, dans le même milieu en l'absence du diffuseur. D'après les principes vus en début de cette partie, cela résulte en une focalisation idéale. Nous avons également ré-émis la projection de ce signal retourné temporellement puis projeté sur la base des ondes planes, c'est à dire une focalisation synthétique par combinaison d'ondes planes.

Cette dernière opération a été effectué avec une base contenant - à ouverture angulaire constante - plus ou moins d'ondes planes. Ceci a permis d'évaluer la quantité de transmissions ultrarapides nécessaires à une reconstruction fidèle de l'aberration. Nous proposons de comparer maintenant les pics de pression au niveau de la tâche focale, et l'allure du champ de pression rétro-diffusé selon la méthode de focalisation et pour différents types d'aberrateurs.

La première configuration testée était celle d'un milieu homogène surmonté d'une couche horizontale homogène de densité et vitesse du son différentes. On voit sur la Figure 2.14 que pour des bases de plus de 5 ondes planes, la refocalisation est de très bonne qualité : le pic n'est pas déplacé latéralement, et les lobes secondaires sont assez faibles - inférieurs à 0.5 dB. Pour 5 ondes planes, même si le pic ne s'élargit pas beaucoup, on commence à voir des lobes secondaires assez importants. Si la distribution de pression montre une focalisation apparemment satisfaisante, le pic de pression obtenu en ondes planes voit sa largeur à mi-hauteur augmenter par rapport à la refocalisation canonique : de 7% à 45 angles, à 36% à 5 angles.

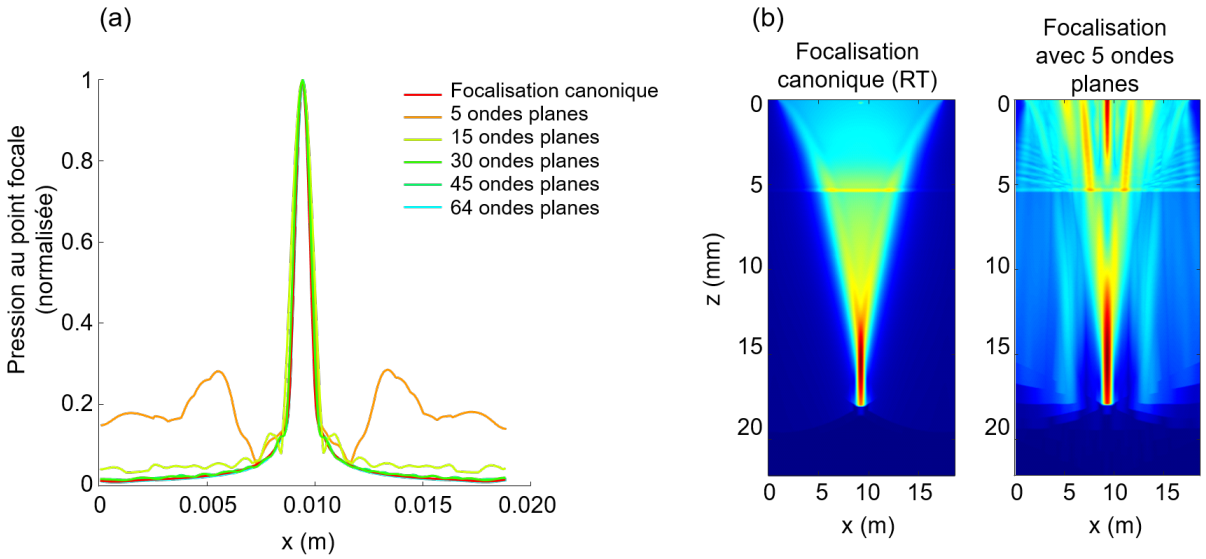

FIGURE 2.14 – Résultats de la focalisation par retournement temporel avec un aberrateur homogène : **(a)** Pics de pression normalisée au niveau de la tâche focale. **(b)** Comparaison du champ de pression refocalisé en canonique, et synthétiquement avec 5 ondes planes.

La deuxième configuration était un maillage aléatoire de zones de différentes vitesse (écart-type de 200 m/s) et densité (écart-type de 50kg/m^3) . La taille du maillage choisie est de $\lambda/4$. Ce dispositif avait pour but de tester la focalisation dans un milieu plus complexe. Les résultats observés Figure 2.15, très proches du cas précédent, ne permettent pas vraiment de conclure pour la situation d'un milieu biologique avec un véritable aberrateur complexe. Ils est toutefois intéressant de noter que ce modèle naïf de milieu complexe, permet déjà sur le champ de pression d'observer une figure d'interférence qui évoque un speckle. Il reste très proche du milieu homogène et les qualités de focalisation sont affectées de manière irrégulière selon le nombre d'angles utilisés pour la projection.

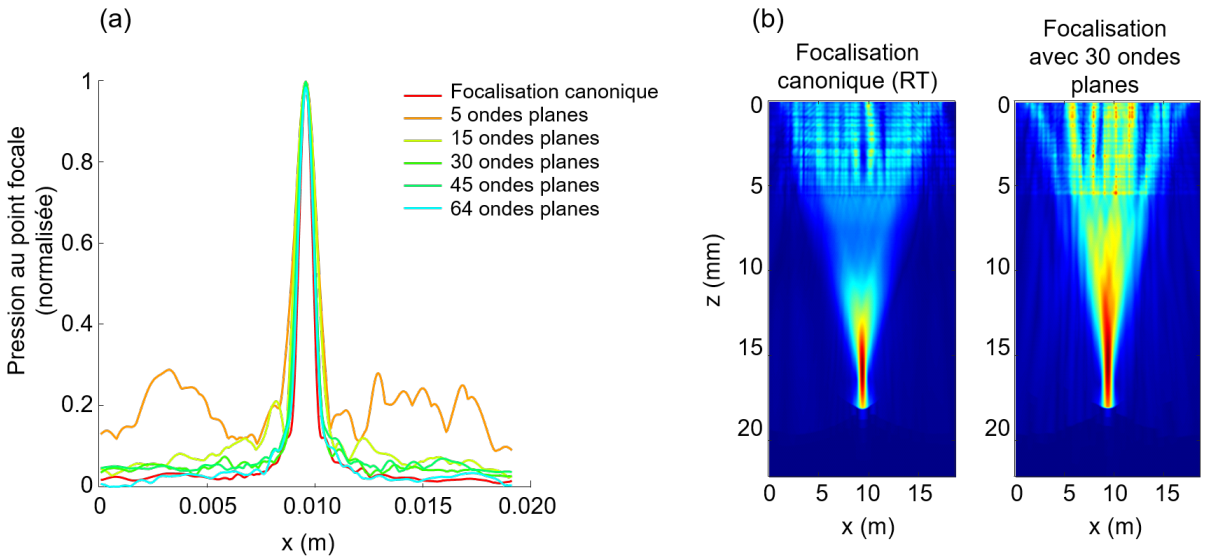

FIGURE 2.15 – Résultats de la focalisation par retournement temporel avec un aberrateur hétérogène "naïf" : **(a)** Pics de pression normalisée au niveau de la tâche focale. **(b)** Comparaison du champ de pression refocalisé en canonique, et synthétiquement avec 5 ondes planes.

Pour définir un cas plus réaliste, nous avons utilisé les acquis de la partie 2 de ce chapitre, pour la modélisation d'un milieu diffusant aléatoire où réaliser cette simulation de retournement temporel. L'aberrateur choisi a été construit grâce à un scan CT de la littérature, donnant des valeurs de densité et de vitesse correspondant à la couche osseuse du crâne ainsi que la géométrie de l'aberration avec précision. Nous avons implémenté à la fois le speckle et l'aberrateur dans un volume sous k-Wave, et les résultats des simulations de focalisation par retournement temporel sont visibles sur la Figure 2.16.

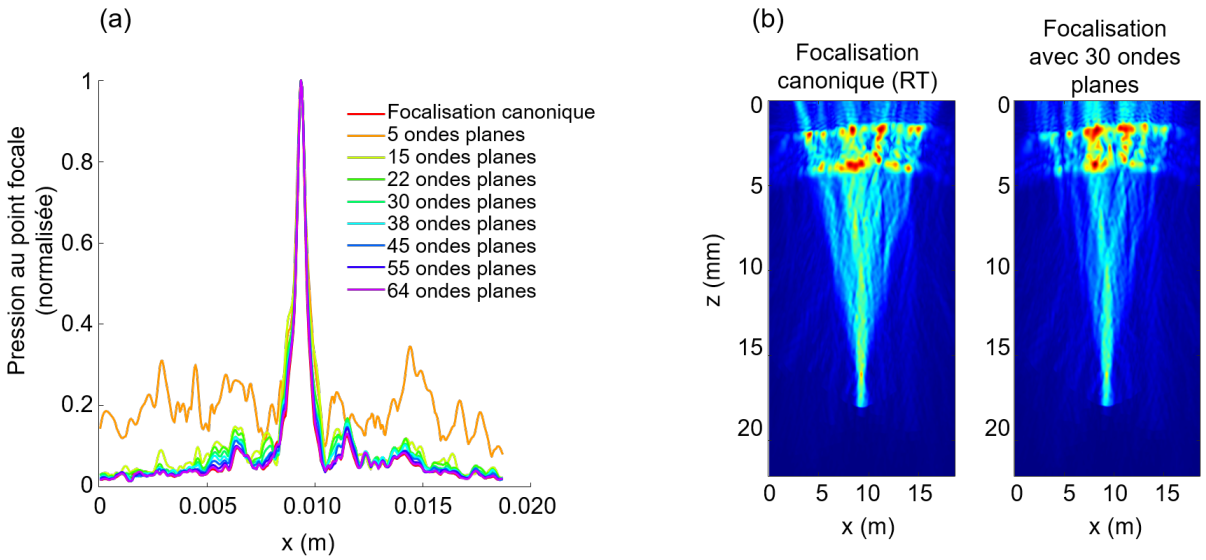

FIGURE 2.16 – Résultats de la focalisation par retournement temporel avec un aberrateur réaliste et un milieu diffusant aléatoire : **(a)** Pics de pression normalisée au niveau de la tâche focale. **(b)** Comparaison du champ de pression refocalisé en canonique, et synthétiquement avec 5 ondes planes.

Avec un set de 15 ondes planes ou plus, le déplacement latéral du pic de pression est négligeable. Sa largeur à mi-hauteur augmente de 3.6% pour $N_\theta = 64$, à 25% pour $N_\theta = 15$. Les lobes secondaires augmentent eux entre 0.2 dB et 2 dB. On note d'ailleurs que la qualité de la focalisation est ici bien meilleure que précédemment. On peut l'expliquer car le signal rétro-diffusé contient une quantité de données si importante sur la manière dont l'onde s'est propagée, que cela permet de re-focaliser très efficacement, avec une tâche focale plus étroite qu'en milieu homogène.

Finalement, ces résultats de simulation démontrent que la base des ondes planes est tout à fait adaptée à la correction d'aberrations en milieu biologique typique, et qu'un nombre réduit de ces transmissions suffit à reconstruire fidèlement le front d'onde aberré, avec *a priori*, la condition de rester dans un patch isoplanétique. Cela permet ainsi d'envisager l'imagerie adaptative dans les milieux complexes en transmettant des ondes planes à des cadences ultrarapides.

Chapitre 3

Imagerie ultrasonore ultrarapide et adaptive : le SVD Beamformer

Sommaire

3.1 Les défis de l'imagerie adaptative 44
3.2 Approche théorique du beamforming ultrarapide 45
3.2.1 Description matricielle de l'imagerie par ondes planes 45
3.2.2 La matrice des composantes ultrarapides R 46
3.2.3 La matrice de cohérence angulaire 48
3.3 La décomposition en valeurs singulières de la matrice R . . . 49
3.3.1 La SVD : une optimisation de la cohérence angulaire 49
3.3.2 La signification physique de la SVD 50
3.3.3 Une nouvelle approche : le SVD Beamformer 53
3.3.4 Premiers résultats in vitro 55
3.4 Vers l'imagerie adaptative ultrarapide des milieux complexes 60
3.4.1 Le patch isoplanétique pour les aberrations distribuées 60
3.4.2 Influence du nombre d'ondes planes sur la méthode 61
3.4.3 Premiers résultats en imagerie B-mode du foie 63
3.4.4 Application à l'imagerie transcrânienne chez la souris 64
3.4.5 Points forts et perspectives du SVD Beamformer 66

Dans les deux chapitres précédents, nous avons montré que la correction d'aberrations était un enjeu majeur pour l'amélioration des images échographiques ultrarapides, et la possibilité de nouvelles modalités de quantification ultrasonore. De nombreuses approches ont été développées au cours des trente dernières années, mais ce sujet reste partiellement irrésolu, en dépit des efforts de recherche incessants. Dans ce chapitre, nous allons proposer une méthode d'imagerie ultrasonore ultrarapide et adaptative, et de détermination simple et rapide de l'aberration.

3.1 Les défis de l'imagerie adaptative

En échographie conventionnelle, on doit se limiter à l'exploitation des seuls signaux rétro-diffusés. Le but de la formation d'image en milieu aberré est de créer un réflecteur ponctuel unique en chaque pixel. Ensuite, la distorsion en amplitude et en phase du front d'onde sphérique réfléchi donne la fonction de Green de ce pixel [25]. Parmi les techniques existantes, la mesure de la phase des échos [52], [53], par exemple en Tomographie Calculée par Ultrasons (*CUTE* [54]), donne accès au temps d'arrivée du front d'onde transmis et permet la correction d'aberrations petites par rapport à la taille de la tâche focale (ou la largeur de la fonction d'étalement PSF). Si un point brillant est présent dans le milieu, le retournement temporel de l'onde rétro-diffusée par ce réflecteur spéculaire donne accès directement à la fonction de Green et permettra ainsi d'auto-focaliser sur ce point (par retournement temporel ou filtrage inverse par exemple). De nombreuses solutions ont été envisagées pour créer un tel réflecteur, notamment dans le domaine de la thérapie du cerveau avec, par exemple l'utilisation d'un capteur ultrasonore implanté sur l'instrument du chirurgien [55] ou encore la génération d'une bulle de cavitation par un faisceau ultrasonore focalisé transitoire de très forte amplitude [56]. Si aucun point brillant n'est présent dans le milieu, la tache est beaucoup plus complexe mais on peut chercher à utiliser le bruit de speckle pour recréer localement une telle source artificielle ponctuelle (une étoile acoustique) grâce au processus de retournement temporel adapté au speckle [50],[51]. Cela étant, nous avons pu voir au chapitre précédent que c'était une opération itérative, relativement complexe et par conséquent assez coûteuse en temps de calcul. Cela compromet donc l'imagerie adaptive en temps réel.

D'autres approches utilisant la cohérence spatiale des signaux rétro-diffusés peuvent être exploitées afin d'optimiser la sommation des différents ondes planes dans l'opération de beamforming. Dans le speckle, le théorème de Van Cittert Zernike, présenté au Chapitre 2, stipule que la cohérence est une mesure de la qualité de la focalisation [31]. C'est l'une des clés pour une image échographique précise. Plusieurs méthodes reposent sur l'application de cette notion de cohérence pour améliorer l'image [57], en particulier les rapports signal sur bruit (SNR), et contraste sur bruit (CNR) avec des techniques de réduction de speckle [26]. Ces approches, visant à améliorer la cohérence spatiale, ont montré qu'elles permettaient une diminution de l'aberration à travers une ouverture. En particulier, Dahl et Trahey ont proposé une technique d'imagerie fondée sur la cartographie, par pixel, de la cohérence spatiale des signaux ultrasonores. Cette méthode, dite de cohérence spatiale à courte distance (Short Lag Spatial Coherence - SLSC), consiste à estimer la cohérence spatiale entre des éléments proches pour créer des images de CNR et SNR supérieurs aux images échographiques classiques. La SLSC permet d'améliorer

la cohérence spatiale des signaux rétro-diffusés en utilisant seulement les donnés hautement cohérentes pour les différentes transmissions d'ondes planes, sans avoir besoin d'une estimation de la loi d'aberration [58]. Si la technique s'avère efficace, elle nécessite l'estimation des fonctions de cohérence spatiale pixel par pixel, dont le coût algorithmique compromet une implémentation en temps réel [59],[27],[60]. Elle a récemment été étendue à la cohérence angulaire dans le contexte de la composition d'ondes planes [61].

Nous allons présenter ici une approche différente d'amélioration de la qualité de l'image ultrasonore. Notre méthode partage avec les précédentes, l'objectif d'augmenter la cohérence angulaire entre les transmissions lors de la combinaison d'ondes planes. Cette nouvelle technique offre une solution rapide et effective de correction, retrouvant à la fois une image échographique optimisée et une estimation locale des aberrations, en amplitude et en phase. En outre, elle filtre aussi les signaux faiblement cohérents issus des données rétro-diffusées. Cette approche conserve les données dans l'espace de l'image - données *beamformées*, et permet ainsi de réaliser les quantifications classiques en ultrasons : estimation de phase, Doppler de puissance ou Doppler pulsé.

En particulier, nous introduisons la matrice des composantes ultrarapides (*Ultrafast Compound Matrix*) qui contient les images beamformées en réception et compensées du temps de vol à la transmission. Nous allons expliquer la signification physique de sa Décomposition en Valeurs Singulières notée par la suite SVD. En complément de travaux appliquant la SVD à des sous-ouvertures, ou à des transmissions synthétiques [62], [63], [49], [64] nous démontrons ici le lien théorique entre la SVD des données de l'image, provenant de différentes transmissions, avec les aberrations ultrasonores locales.
Finalement, nous proposons une technique complète de formation d'image adaptative en temps réel pour l'imagerie ultrasonore, reposant sur la décomposition en valeurs singulières de sous-ensembles de la matrice des composantes ultrarapides. Ce *SVD-Beamformer* fusionne les techniques de correction d'aberration de phase (*PAC*) et les approches d'imagerie par cohérence en un unique formalisme matriciel. Les résultats de cette méthode innovante et rapide seront présentés ci-dessous en simulations, sur des fantômes *in vitro* et à travers les premières applications *in vivo*.

3.2 Approche théorique du beamforming ultrarapide

3.2.1 Description matricielle de l'imagerie par ondes planes

Nous avions décrit, dans le premier chapitre, le processus de formation d'image en ondes planes sous forme matricielle. Soient N_x et N_z les dimensions de l'image. La focalisation synthétique de N_θ ondes planes se fait grâce à une matrice de passage P entre la base canonique et les ondes planes transmises. L'opérateur de propagation H est modélisé par l'opérateur H_0, et la fonction objet s'écrit sous la forme d'une matrice Γ. L'image formée est décrite dans l'espace de Fourier par l'équation :

$$I_m = diag(I_{PW}) = diag({}^tH_0^* H\, \Gamma\, {}^tH P\, {}^tP^* H_0^*) \tag{3.1}$$

Le processus de beamforming est divisé, comme dans le premier chapitre, en trois étapes : la focalisation en réception, la focalisation en réception, et la somme cohérente des composantes ultrarapides obtenues (Figure 3.1).

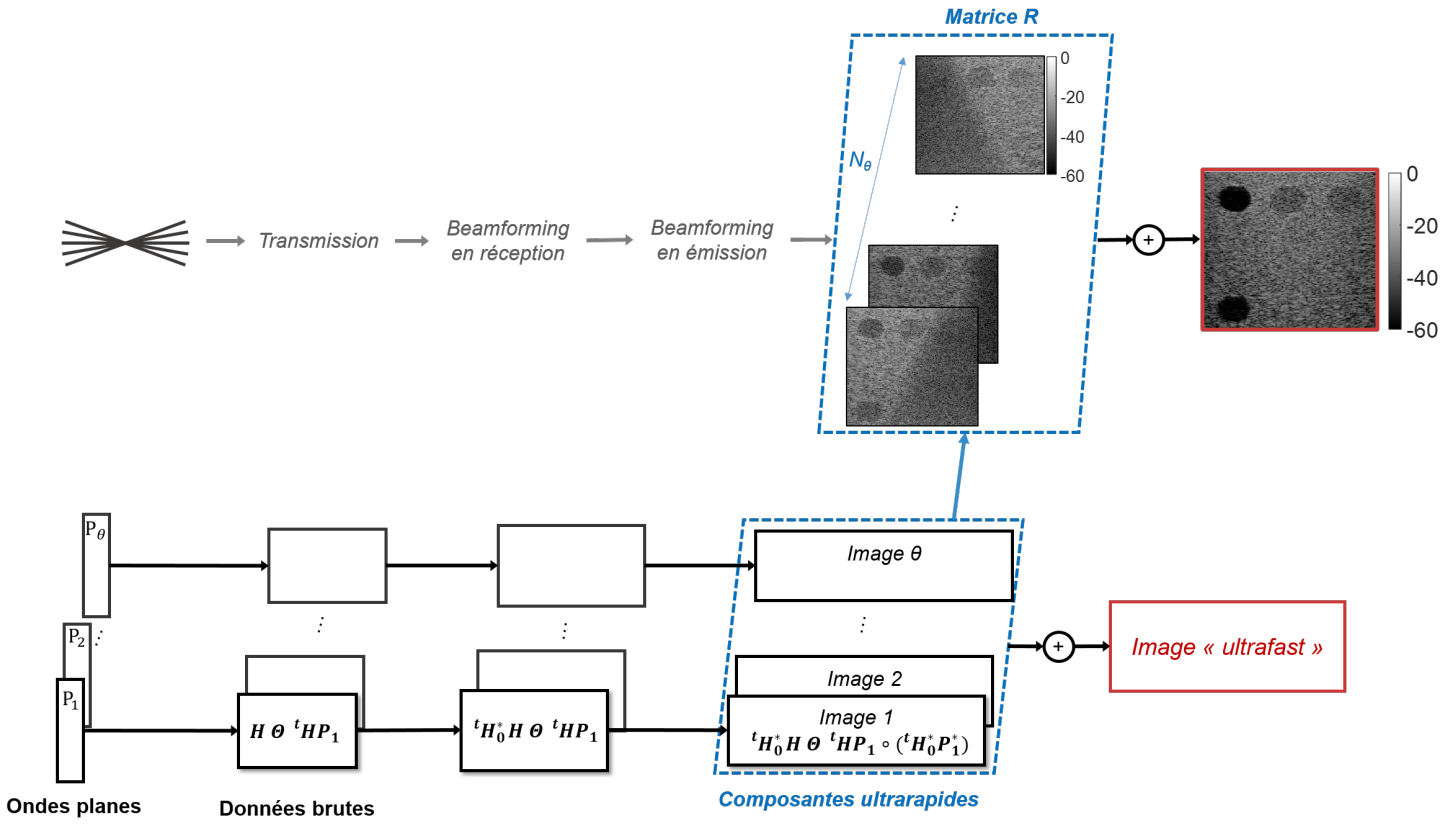

FIGURE 3.1 – Processus de formation de l'image en ondes planes : les différentes étapes, de la transmission des ondes planes à la matrice des composantes ultrarapides. Description matricielle équivalente.

3.2.2 La matrice des composantes ultrarapides R

Définition

On choisit maintenant d'introduire une matrice importante en imagerie par ondes planes : la matrice des données ultrarapides R. Elle contient les N_θ images beamformées en réception et individuellement compensées par les temps de propagation, pixel par pixel, en fonction de leur angle de transmission. La matrice R est donc de taille (N_x, N_z, N_θ). Elle correspond à la matrice des données ultrarapides juste avant la combinaison *ie* la sommation cohérente sur les angles, qui est la dernière opération pour récupérer l'image ultrarapide combinée. Nous noterons $N = N_x N_z$ le nombre de pixels de l'image.

La matrice R peut s'écrire :

$$R = (^tH_0^* H\,\Gamma\,^tHP) \circ (\,^tH_0^* P^*) \tag{3.2}$$

Où $\circ$ est le produit de Hadamard matriciel.

La Figure 3.1 présente les étapes, de la transmission d'ondes planes au beamforming qui permettent de construire la matrice R. Techniquement, il suffit d'interrompre le beamforming classique juste avant la sommation sur les ondes planes pour avoir R.

Expression en cas d'aberration

Soit A_e la matrice $N_e \times N_e$ décrivant un aberrateur physique réaliste dans la base canonique - celle des éléments de la barrette. En supposant que l'aberrateur ne dégrade pas trop fortement la focalisation en transmission, la matrice R des composantes ultrarapides se propageant dans le milieu peut s'écrire :

$$R = ({}^tH_0^* H\, \Gamma^t H A_e P) \circ ({}^tH_0^* P^*) \tag{3.3}$$

On appelle A_θ la matrice d'aberration angulaire décrivant l'aberrateur dans la base des ondes planes. Elle est reliée à A_e par la matrice P définie plus tôt et de taille (N_e, N_θ) explicitant la projection de la base canonique vers la base des transmissions d'ondes planes.

Tant que le nombre d'angles indépendants N_θ - indépendant signifiant $\forall i, \forall j \langle P_i, P_j \rangle = 0$ - est suffisant pour décrire n'importe quelle forme de champ ultrasonore défini dans la base des ondes planes, la matrice P est inversible [10]. L'étude à la fin du Chapitre 2 nous a montré que cette condition était très bien satisfaite jusqu'à une dizaine d'ondes planes. Dans ce cas, on peut écrire $A_\theta = P^{-1} A_e$, et l'aberration angulaire est liée à l'aberration canonique par :

$$P A_\theta = A_e P \tag{3.4}$$

En combinant les équations 3.3 et 3.4, la matrice des composantes ultrarapides R peut s'écrire en fonction de la matrice d'aberration angulaire sous la forme :

$$R_\theta = ({}^tH_0^* H\, \Gamma^t H P A_\theta) \circ ({}^tH_0^* P^*) \tag{3.5}$$

Cependant, quand $N_\theta << N_e$, P n'est plus une matrice inversible et A_θ n'est qu'une approximation de l'aberration projetée sur un nombre limité d'ondes planes. Dans ce cas, $R_\theta \neq R$ et R_θ est une approximation de la matrice réelle des composantes ultrarapides R.

Considérons à présent un milieu homogène avec un écran de phase aberrateur dans la base canonique. De fait, l'aberration A_e est une matrice diagonale de taille (N_e, N_e). Lorsque P^{-1} est défini, et que l'aberrateur de phase ne contient pas de variations à hautes fréquences spatiales (ce qui est typiquement le cas en imagerie médicale), A_θ peut également être approximée par une matrice diagonale de taille (N_θ, N_θ). Dans les équations à venir, et sous l'hypothèse précédente, nous noterons $A = A_\theta$, dont les éléments sont $a = diag(A_\theta) = (a_i)_{i=1..N_\theta}$.

Le produit de Hadamard est un opérateur distributif, qui commute également pour les matrices diagonales. On dit que c'est un anneau commutatif de l'ensemble $\mathcal{M}(\mathbb{C})$ des matrices complexes. En effet, si A et B sont des matrices de taille (m, n), et que D et E sont des matrices diagonales de dimensions respectives m et n, on peut démontrer que :

$$D(A \circ B)E = (DAE) \circ B = (DA) \circ (BE) = A \circ (DBE) \tag{3.6}$$

Grâce à cette propriété, l'équation 3.23 devient :

$$R = ({}^tH_0^* H\, \Gamma^t H P A) \circ ({}^tH_0^* P^*) \tag{3.7}$$

$$= ({}^tH_0^* H\, \Gamma^t H P) \circ ({}^tH_0^* P^*)\, A \tag{3.8}$$

Ce qui résulte en $R = MA$, où l'on a défini la matrice M comme :

$$M = ({}^tH_0^* H\,\Gamma^t HP) \circ ({}^tH_0^* P^*) \tag{3.9}$$

Il est intéressant de noter que les colonnes de la matrice M correspondent à l'image idéale du milieu, en l'absence d'aberration, pour chacune des ondes planes transmises. Les différences de temps de vol ont été compensées dans la matrice M. La capacité à décrire la matrice des composantes ultrarapides R comme le produit entre les images idéales du milieu, et une matrice diagonale de l'aberration va être particulièrement importante dans les parties suivantes.

3.2.3 La matrice de cohérence angulaire

Afin de corriger les images ultrasonores de manière optimale, on souhaite maximiser la cohérence des échos rétro-diffusés entre les différentes transmissions d'ondes planes comme dans [61]. A cette fin, introduisons une matrice de cohérence angulaire locale C_θ. En premier lieu, on choisit une région d'intérêt (ROI) de contrôle dans l'image, où l'on aimerait évaluer la cohérence angulaire des signaux réfléchis. On extrait la matrice des composantes ultrarapides $\widetilde{R}$ propre à la ROI choisie. La cohérence angulaire de cette région est obtenue en calculant la matrice de covariance :

$$C_\theta = {}^tR^* R \tag{3.10}$$

La Figure 3.2 présente le module complexe de la matrice C_θ en utilisant des données expérimentales dans un fantôme de speckle, dans une région d'intérêt. Nous discuterons plus tard l'influence de la taille de cette région. On peut remarquer que les termes anti-diagonaux montrent une cohérence triangulaire, qui est le résultat attendu en cohérence spatiale par le théorème de Van Cittert Zernike dans le cas d'un speckle idéal. Lorsque le même milieu est imagé par une lentille aberratrice, la cohérence diminue très vite. Cela témoigne de la force du critère de cohérence du speckle en correction d'aberrations. Le module de la matrice de cohérence angulaire locale renseigne sur le degré de similitude entre des images ultrasonores acquises avec différents angles de transmission d'ondes planes, et sommées sur tous les pixels de la région choisie. Dans le speckle, comme nous avons pu le voir, si l'on peut transposer les propriétés de la base canonique à la base des ondes planes, on s'attend à une décroissance linéaire à mesure que l'écart angulaire augmente.

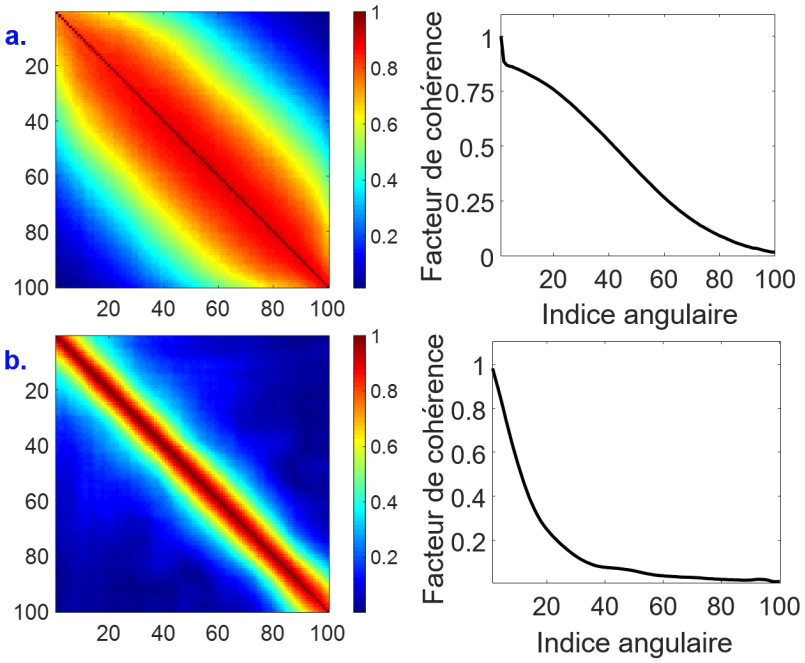

FIGURE 3.2 – Mesure du module complexe de la matrice de cohérence angulaire C_θ dans une région d'intérêt de contrôle, en utilisant la matrice des composantes ultrarapides $\widetilde{R}$ extraite de R. R est acquise, avec 100 ondes planes transmises, dans un milieu **(a)** speckle non aberré **(b)** speckle aberré. A droite de l'image, les termes diagonaux ont été sommés et tracés ; ils représentent le facteur de cohérence angulaire.

3.3 La décomposition en valeurs singulières de la matrice R

3.3.1 La SVD : une optimisation de la cohérence angulaire

Dans l'approche proposée, l'estimation de la matrice d'aberration angulaire A est essentielle pour réaliser une image adaptative correcte. A partir de la définition de A, supposée diagonale, la matrice RA^* correspond à l'image corrigée car les aberrations ont été compensées par le complexe conjugué de l'aberrateur angulaire. Nous avons démontré que la covariance angulaire de l'image idéale était maximale. Donc, corriger les aberrations consiste à trouver le vecteur de correction X qui maximise la covariance angulaire de l'image RX. Cette solution vérifie $X = diag(A^*)$. Pour ce faire, nous cherchons à maximiser le quotient de Rayleigh :

$$J(X) = \frac{{}^t(RX)^*(RX)}{{}^tX^*X} = \frac{{}^tX^*({}^tR^*R)X}{\|X\|} \tag{3.11}$$

Une propriété remarquable du quotient de Rayleigh est qu'il est maximisé par le premier vecteur propre de la matrice $({}^tR^*R)$. $({}^tR^*R)$ étant une matrice Hermitienne, on sait également que ses vecteurs propres sont les vecteurs singuliers de la matrice R. Cela démontre donc, que le premier vecteur singulier de R permet de maximiser le quotient de Rayleigh défini par 3.11, et donc la covariance angulaire des données beamformées.

Ainsi, il correspond nécessairement au vecteur de correction de l'aberration $diag(A^*)$. On prouve ici l'importance de la Décomposition par Valeurs Singulières (SVD) de la matrice des composantes ultrapides :

$$R = US\,^tV^* \tag{3.12}$$

L'optimisation du quotient de Rayleigh nous donne que $diag(A^*) = V_1$, où V_1 est le premier vecteur singulier, soit la première colonne de la matrice V.

3.3.2 La signification physique de la SVD

Si dans un premier temps, on réalise l'approximation $^tH_0^*H \approx Id$, on considère la fonction d'étalement limitée au point focal, sans affecter les pixels voisins. La matrice M de l'équation 3.10 devient :

$$M = (\Gamma^t H_0 P) \circ (\,^tH_0^* P^*) = \Gamma(^tH_0 P) \circ (\,^tH_0^* P^*) \tag{3.13}$$

$$= \Gamma \begin{bmatrix} 1 & - & 1 \\ | & & | \\ 1 & - & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Gamma_1 & - & \Gamma_1 \\ \Gamma_2 & - & \Gamma_2 \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ \Gamma_N & - & \Gamma_N \end{bmatrix} \tag{3.14}$$

Toutes les colonnes de M sont identiques, et on peut alors écrire :

$$R = m\,^ta = \begin{bmatrix} m_1 \\ \vdots \\ m_N \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 & \dots & a_{N_\theta} \end{bmatrix} \tag{3.15}$$

Où m est le vecteur des colonnes de M.

La définition physique de la Décomposition en Valeurs Singulières réside dans la séparation des variables spatiales et angulaires, comme le montre le cas simple de l'équation 3.15. En effet, écrivons la SVD de notre matrice des composantes ultrarapides R :
$R = US\,^tV^* = \sum_{i=1}^{N} s_{ii} u_i\,^tv_i^*$ où $S = (s_{ii})_{i=1..N}$ est une matrice diagonale.

Etant donné que $R = m\,^ta$, on a à présent :

$$s_{11} = |\bar{m}|.|a|\ ,\ s_{ii} = 0\ \forall i > 1 \tag{3.16}$$

$$v_1 = \frac{a^*}{|a|}\ ,\ u_1 = \frac{\bar{m}}{|\bar{m}|} \tag{3.17}$$

v_1 est le complexe conjugué du vecteur d'aberration a. u_1 est l'image normalisée que l'on aurait obtenu en milieu non-aberré. Variables spatiale et angulaire ont été dissociées, donc tous les pixels de l'image u_1 sont vus de la même manière par chaque onde plane transmise. Dans ce cas, il est clair que la décomposition de R suivant l'aberration est la SVD, puisque tous les vecteurs singuliers suivants sont nuls, et donc nécessairement orthogonaux au premier.

Si maintenant on supprime l'hypothèse selon laquelle la fonction d'étalement du point était un Dirac, et que l'on ajoute du speckle dans le milieu, alors ${}^tH_0^*H \neq Id$, et les colonnes de la matrice M ne sont plus identiques. Il y a maintenant une dépendance du milieu imagé en fonction de l'angle d'insonification. On peut introduit la PSF moyenne : $\bar{m}_i = \frac{1}{N_\theta}\sum_{j=1}^{N_\theta} m_{ij}$. Les éléments de M peuvent s'écrire : $m_{ij} = \bar{m}(i) + \Delta m_i(\theta_j), \forall = 1..N, \forall j = 1..N_\theta$.

En supposant que la dépendance angulaire de la fonction d'étalement est raisonnable, c'est à dire en faisant l'hypothèse que $\frac{|\Delta m_i|}{|\bar{m}|} << 1$, on peut exprimer R de la manière suivante :

$$R = MA = [\bar{m}(i) + \Delta m_i(\theta_j)]_{ij}A \tag{3.18}$$
$$= [a_j\bar{m}(i) + a_j\Delta m_i(\theta_j)]_{ij} \tag{3.19}$$
$$= \bar{m}\,{}^ta + \Delta MA \tag{3.20}$$

Et finalement, on peut factoriser cette expression selon :

$$R = |\bar{m}|.|\bar{a}|.\left(\frac{\bar{m}}{|\bar{m}|}.\frac{a}{|a|} + \frac{\Delta MA}{|\bar{m}|.|a|}\right) \tag{3.21}$$

Avec $|\frac{\bar{m}}{|\bar{m}|}.\frac{a}{|a|}| = 1$ et $|\frac{\Delta MA}{|\bar{m}|.|a|}| << 1$.

A nouveau, on sait que le premier vecteur singulier de la SVD de R, *ie* avec la valeur singulière la plus élevée, représente la meilleure régression linéaire des lignes de R. Chaque ligne de R contient les N_θ amplitudes complexes de diffusion d'un pixel vu par chaque onde plane transmise. Par définition, le premier vecteur singulier maximise la ressemblance entre les lignes de R et la régression. En d'autres mots, c'est la cohérence entre les images vues par différents angles de transmission qui est maximisée. Physiquement, cela équivaut à une maximisation de l'énergie des lignes de R ; qui correspond à la plus haute énergie de tous les vecteurs singuliers. En raison des propriétés statistiques du speckle, on sait que ΔMA est négligeable devant $\bar{m}\,{}^ta$, et l'on peut à nouveau identifier :

$$s_{11} = |\bar{m}|.|a|\,;\; u_1 = \frac{\bar{m}}{|\bar{m}|}\,;\; v_1 = \frac{a^*}{|a|}\,. \tag{3.22}$$

Le premier vecteur singulier de R, v_1, contient dans sa phase le complexe conjugué $diag(A^*)$ de l'aberrateur. Aussi, le vecteur u_1, de taille N le nombre de pixels, contient l'image normalisée du milieu, pour lequel l'aberration a été corrigée. Tous les pixels se comportent alors comme des réflecteurs ponctuels individuels indépendamment de l'onde plane transmise. Pour chaque vecteur singulier i, on peut calculer la matrice de cohérence angulaire locale : $C_\theta(V_iU_i^*)$ définie dans la partie précédente. Les mathématiques sous-jacentes à la SVD impliquent que ces fonctions de covariance sont alors constantes égales à 1 comme on peut le voir Figure 3.3. Cela signifie bien que, pour chaque vecteur singulier, tous les angles transmis voient la même image du milieu. D'ailleurs, si l'on calcule la covariance angulaire en ne tenant compte que du premier vecteur propre spatial, on retrouve également une matrice de cohérence constante égale à 1. La séparation des variables réalisée par la SVD, garantit que le premier vecteur singulier spatial a des images parfaitement cohérentes entre elles pour toutes les transmissions angulaires possibles.

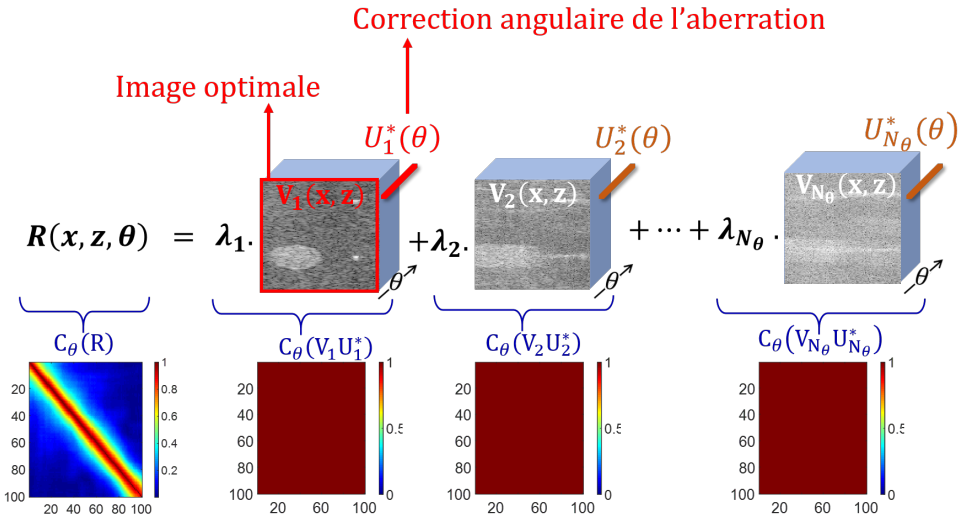

FIGURE 3.3 – Décomposition en Valeurs Singulières de la matrice des composantes ultrarapides. Le module de la cohérence angulaire locale de R montre la décorrélation rapide du speckle alors que les vecteurs singuliers, pris individuellement, présentent une cohérence angulaire optimale.

Expérimentalement et dans la suite du manuscrit, le sens de définition de R a été inversé : le vecteur V_1 contient les pixels de l'image non aberrée, et U_1 contient les délais entre ondes planes, en amplitude et en phase, nécessaires pour optimiser la cohérence des signaux reçus (Figure 3.3). En fait, U_1 décrit la loi de correction d'aberration d'un milieu subissant la même déformation, quel que soit le pixel de la région d'intérêt. C'est pourquoi il est particulièrement important de comprendre comment définir la taille de la région de contrôle dans laquelle effectuer l'opération de SVD, et cela est fortement lié à la notion de patch isoplanétique [9], [65].

Il est remarquable que l'opération de SVD de la matrice R donne accès, avec son premier vecteur singulier, à la connaissance de l'écran aberrateur. Précisons que sélectionner le premier vecteur singulier de la SVD revient à filtrer les images et à les rephaser avec le complexe conjugué de l'aberrateur A^*. Le filtre SVD crée effectivement de la cohérence angulaire en tout point du milieu aberré. C'est la définition même de la création du point virtuel, en chaque pixel. D'ailleurs, on retrouve ici une explication mathématique au recalage des signaux effectués dans le retournement temporel du bruit du speckle afin de générer le point source virtuel. L'aspect inédit et intéressant de la méthode que nous proposons réside dans la compréhension physique de la création du cohérence dans un champ aberré. La méthode, que nous appelons SVD Beamformer, est directe et non itérative pour ce problème particulièrement complexe, résolu dans [50].

Enfin, il nous semble important de souligner que pour simplifier notre démonstration, nous avons considéré que l'aberration n'avait un effet qu'en transmission. Elle peut également être prise en compte à la réception, en ré-écrivant l'équation 3.14 selon :

$$R = ({}^tH_0^* P_0^* \Gamma A^t P_0^t H P A) \circ ({}^tH_0^* P^*) \tag{3.23}$$

Où P_0 est la matrice orthonormale (N_e, N_e), qui passe de la base canonique à la base des ondes planes avec un rang égal au nombre d'éléments. En imagerie ultrarapide, le rang de P_0 est souvent bien plus élevé que le rang de P, puisque $N_e >> N_\theta$. Alors, de la même manière que précédemment, on peut décomposer R e, écrivant :
$R = \bar{m}\,^t a + \Delta MA$ et la décomposition SVD permet également de retrouver la matrice d'aberration.

3.3.3 Une nouvelle approche : le SVD Beamformer

Nous allons maintenant utiliser cette propriété remarquable de la SVD appliquée à la matrice des composantes ultrarapides R, afin de retrouver les aberrations angulaires, et de proposer une méthode complète d'imagerie adaptative ultrasonore.

Acquisition des données

Les acquisitions ultrasonores ont été réalisées sur un échographe à 256 voies entièrement programmable (Verasonics Research Systems). Nous avons développé des séquences sur-mesure d'ondes planes pour contrôler une sonde linéaire de 192 éléments, de fréquence centrale 6.25 MHz, et de pas spatial de 0.2 mm (sonde SL 10-2, Supersonic Imagine, Aix-en-Provence, France). Des ondes planes, orientées à des angles compris entre -18° et 18° ont été transmises pour insonifier le milieu. Afin de garantir le plus haut niveau d'information, 100 ondes planes à une fréquence de répétition (PRF) de 10 kHz ont été acquises, avec des sous-échantillons d'ondes planes pour permettre des cadences d'imagerie plus élevées. Un fantôme contenant des fils réfléchisseurs, et des zones anéchoïques ou hyperéchoïques (CIRS 054GS - 1540 m/s) a été utilisé pour évaluer la méthode. Une lentille aberratrice en silicone, coulée dans un moule avec une surface déformée, a aussi été employée pour mimer un aberrateur physique.

Méthode de correction

Pour chaque onde plane transmise, une image a été formée avec l'approche classique de beamforming par "Délai-et-somme". Comme cela a été décrit dans le Chapitre 1, les signaux RF ont été utilisés sous leur forme complexe (IQ). Les images sortantes ont été ainsi rangées dans une matrice complexe à trois dimensions : la matrice des composantes ultrarapides qui contient les images (x, z) pour chaque angle θ (Figure 3.4). La sommation sur la troisième dimension donne simplement l'image B-mode conventionnelle de combinaison d'ondes planes.

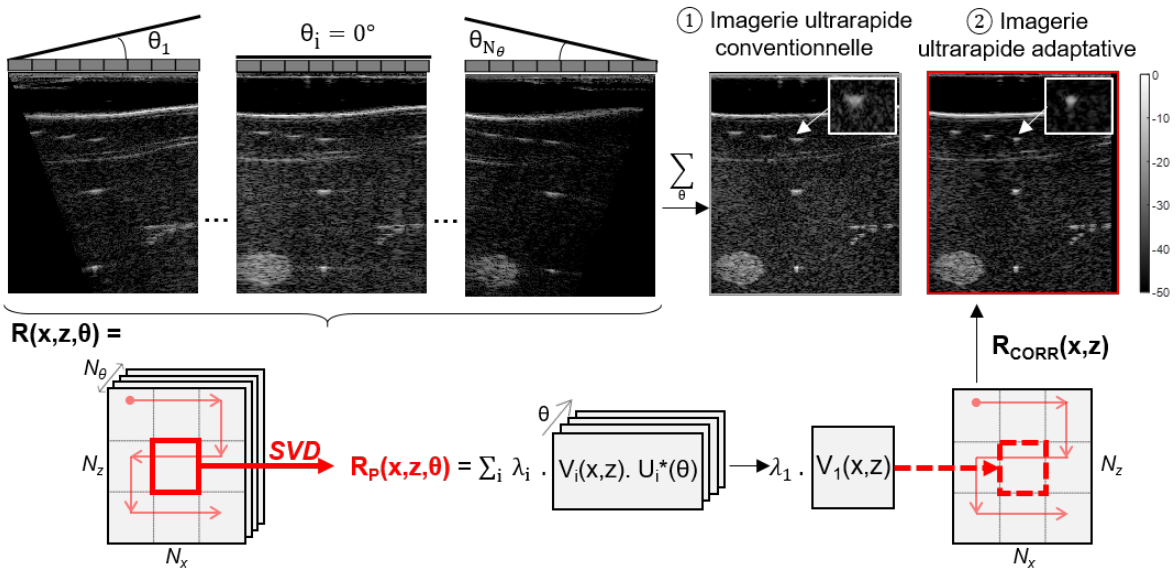

FIGURE 3.4 – Corrrection d'aberration et filtrage rapide par SVD. La matrice des composantes ultrarapides R contient les données IQ beamformées pour chaque angle de transmission. Des patchs isoplanétiques sont définis dans l'image. La SVD est réalisée sur chaque patch de l'image et le premier vecteur propre donne directement l'image rephasée. L'image corrigée finale est récupérée en assemblant les patchs recalés individuellement.

La matrice R est mise sous la forme d'une matrice de Casorati à deux dimensions : $N = N_x N_z$ et N_θ. La Décomposition en Valeurs Singulières est ensuite réalisée sur des régions d'intérêt délimitées appelées "patchs de contrôle" ; chacun correspondant à une plus petite version $\tilde{R}$ de la matrice des composantes ultrarapides. La dimension de ces zones peut être adaptée en fonction de l'extension de l'isoplanétisme induit par l'aberrateur. La SVD de chaque matrice $\tilde{R}$ est réalisée et fournit une séparation des variables spatiales et angulaire. Pour chaque valeur singulière, la SVD consiste en fait en un produit entre l'image $V(x, z)$ et le vecteur angulaire $U^*(\theta)$, pondéré par la valeur singulière λ. La décomposition est filtrée, ne conservant que l'image de plus haute valeur singulière. Pour chaque angle, l'image corrigée de chaque patch est donc donnée par $\lambda_1 V_1(x, z)$. La combinaison de toutes les régions de contrôle fournit l'image globale corrigée (Figure 3.4). Les signaux IQ ont alors été rephasés par le complexe $U_1(\theta)$, vecteur de correction en amplitude et en phase. Comme décrit dans la partie précédente, c'est ce premier vecteur singulier qui garantit la maximisation de la cohérence angulaire. Conséquence directe de l'opération de SVD, tous les angles voient revenir le même signal de l'objet donc la cohérence angulaire est une fonction constante égale à 1.

Mise en place expérimentale

Nous avons étudié quatre configurations expérimentales différentes pour évaluer l'efficacité de notre méthode :

- La méthode classique d'imagerie par combinaison d'ondes planes en milieu homogène.
- Le SVD-Beamformer sur des données avec aberration introduite numériquement.
- Le SVD-Beamformer sur des données *in vitro* avec lentille aberratrice.
- Le SVD-Beamformer sur des données *in vivo* avec des aberrations physiques.

La méthode classique d'imagerie par combinaison d'ondes planes en milieu homogène a été considérée comme le but à atteindre pour la correction d'images aberrées, par le SVD Beamformer.

On appelle *aberration numérique* l'introduction, à l'émission sur des données acquises, d'une loi de délai - angulaire ou spatiale - connue. On évalue alors la concordance entre l'aberration de phase obtenue avec notre méthode et celle attendue théoriquement. Des aberrateurs *physiques* ont également été introduits : entre la sonde et le fantôme, nous avons placé une lentille aberratrice en silicone et appliqué le SVD Beamformer pour compenser cet aberrateur de champ proche dans l'image B-mode. Enfin, des expériences ont été conduites *in vivo* sur des foies humains, ou en transcrânien chez la souris. Dans ces deux cas, les aberrations ont une extension spatiale plus importante.

Dans toutes les expériences, de nombreuses tailles de patchs ont été testées et le résultat final présenté a été obtenu avec le patch le plus large conservant l'uniformité de l'aberrateur en x et en z.

Comme nous l'avons vu dans le Chapitre 2 et au début de ce chapitre, une quantification de la qualité de l'image peut être obtenue en calculant la covariance angulaire ; qui devient constante et maximale entre les angles après correction. On peut tout de même fournir des estimateurs classiques tels que la résolution latérale - calculée avec la largeur du pic à mi-hauteur du signal réfléchi par un fil, et le contraste défini par $\mathcal{C} = \frac{\mu_i}{\mu_o}$, où $\mu_i = \bar{s_i^2}$ et $\mu_o = \bar{s_o^2}$ sont les puissances moyennes respectivement dans (i) et en dehors (o) d'une inclusion anéchoïque.

3.3.4 Premiers résultats in vitro

Simulation numérique d'aberrateurs

Si l'on calcule la cohérence angulaire dans le speckle pour une image classique B-mode, limitée à une région contrôle, la matrice obtenue a un profil triangulaire : la covariance angulaire est maximale le long de la diagonale (auto-covariance) et décroit linéairement jusqu'à zéro quand le pas angulaire augmente (Figure 3.2). Le théorème de Van Cittert Zernike, vu au Chapitre 2, nous indique que la forme de la covariance spatiale est dictée par la transformée de Fourier de la tâche focale. Cette dernière étant un sinus cardinal au carré, on obtient bien un triangle : comportement linéaire décroissant avec la distance entre les éléments d'observation sur la barrette. Cette théorie est transposable à la cohérence angulaire et l'écart angulaire entre ondes planes transmises, comme il a été démontré dans [61]. Cela explique l'évolution de la cohérence angulaire des signaux rétro-diffusés en fonction du pas angulaire entre les émissions. Lorsqu'il s'agit d'une image aberrée, le speckle est fortement décorrélé et la cohérence angulaire chute très rapidement d'un écart au suivant. Après le filtrage par SVD, l'effet de l'aberration est entièrement compensé, et encore plus, car la cohérence angulaire de chaque bloc est égale à 1. Même si ce résultat semble naturel du point de vue mathématique, il illustre le sens physique de la SVD ; qui fournit une image où tous les pixels sont vus de la même manière par toutes les transmissions d'ondes planes.

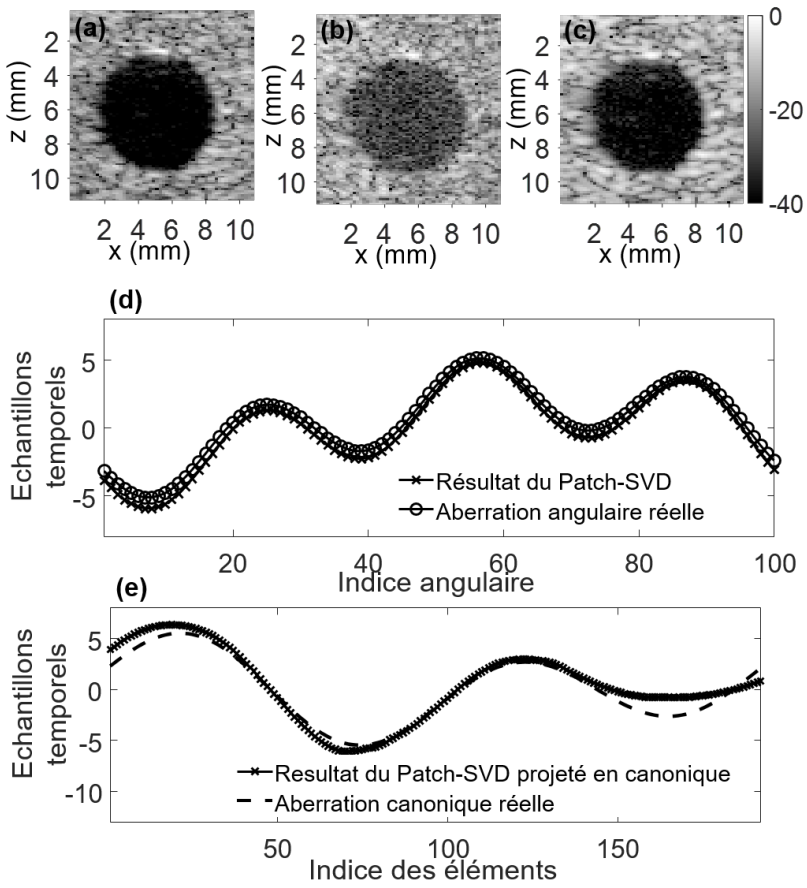

FIGURE 3.5 – Images B-mode montrant l'effet de la correction sur une inclusion anéchoïque : **(a)** Image sans aberration beamformée par composition d'ondes planes. **(b)** Image aberrée beamformée par composition d'ondes planes. **(c)** Image aberrée résultant du SVD Beamformer. **(d)** Exemple de loi d'aberration angulaire simulée : le résultat du SVD Beamformer est comparé à l'aberration angulaire réellement introduite. **(e)** Exemple de loi d'aberration canonique simulée : le résultat du SVD Beamformer est projeté dans l'espace canonique, puis comparé à l'aberration canonique réellement introduite.

Comparée à l'image brute, l'image aberrée numériquement est fortement dégradée (Figure 3.5(a) et (b)), mais cela est entièrement compensé après correction par le SVD Beamformer (c). La résolution latérale calculée sur des images de réflecteurs ponctuels, est effectivement améliorée de 1.02 mm à 0.88 mm. Aussi, le contraste sur l'inclusion anéchoïque dans le speckle augmente de 11.7 dB et atteint le contraste de l'image non aberrée. Lorsque l'aberration simulée est directement définie dans la base des ondes planes, le résultat du SVD Beamformer s'accorde parfaitement au déphasage numérique (graphe (d) : $r^2 = 99\%$). Lorsque l'aberration simulée est définie dans l'espace canonique, nous avons utilisé des acquisitions en ouverture synthétique - un seul élément tire à la fois - pour reconstruire une aberration réaliste. Ensuite, nous avons construit la matrice des composantes ultrarapides et extrait la phase du premier vecteur singulier angulaire. Cela nous a donné une loi d'aberration angulaire qui a été projetée dans la base canonique pour être comparée avec la véritable aberration initialement introduite (graphe (e)). Les deux lois concordent très bien ($r^2 = 95\%$). Cela confirme la capacité de notre approche,

sur des exemples simulés, à reconstruire des aberrations réalistes qu'elles soient définies dans la base canonique ou dans la base des ondes planes.

Même si l'aberration simulée n'est pas distribuée spatialement, mais un simple écran de phase, nous avons bien effectué le SVD beamforming sur différents patchs géométriques. Nous avons effectivement sélectionné dans les images, des régions ne contenant que du speckle (pas de réflecteurs ni inclusion anéchoïque). Les Figures 3.5 (d) et (e) montre que les lois de phase extraites de cette SVD par patchs, correspondant à U_1^*, concordent très bien avec les aberrations numériques introduites. Cela montre que l'efficacité de la détermination de la loi d'aberration ne repose pas sur la présence de cibles cohérentes dans le patch, mais ne nécessite que du speckle.

Afin d'évaluer la capacité du SVD Beamformer à corriger de forts et irréguliers écrans de phase, nous avons testé cinquante aberrateurs numériques différents. Les lois d'aberration numériques utilisées ont été construites comme des combinaisons linéaires aléatoires de lois de phase linéaires, paraboliques, et sinusoïdales. L'amplitude de ces délais d'aberrations a été fixée conformément aux aberrations typiquement rencontrées en imagerie *in vivo*, allant jusqu'à quelques dizaines de μs. La longueur de corrélation des lois de phase testées variait aléatoirement entre 5 et 20 angles.

	SVD Beamformer	**Speckle Brightness**
Corrélation moyenne des lois d'aberration (r^2)	0.9935	0.6727
Contraste sur l'image initiale	-28.2 dB	
Contraste moyen après aberration (± std)	-18.7 ± 4.1 dB	
Contraste moyen après correction (± std)	-28.2 ± 0.3 dB	-21.1 ± 0.9 dB
Amélioration moyenne du contraste	9.5 dB	2.4 dB
Largeur du réflecteur cible sur l'image initiale	0.54 mm	
Largeur du réflecteur cible sur l'image aberrée	0.70 ± 0.14 mm	
Largeur du réflecteur cible sur l'image corrigée (± std)	0.57 ± 0.005 mm	0.64 ± 0.08 mm
Augmentation moyenne de la résolution	22.8%	9.4 %

Table 3.1 – Résumé des résultats du SVD Beamformer sur 50 écrans de phase aberrateurs testés. La correction par brillance du speckle a aussi été implémentée pour comparer les effets de la correction

Nous avons ajouté à ces résultats une comparaison avec une autre méthode de correction d'aberrations : nous avons en effet implémenté l'approche de la brillance du speckle (*Speckle Brightness*) décrite dans [26]. Une première valeur de la brillance du speckle est calculée sur l'image aberrée. Pour un élément de la barrette donné, le signal RF a

est décalé temporellement de 0.2λ à l'émission et à la réception dans le beamforming classique. La brillance du speckle est ensuite re-calculée dans la nouvelle image formée. Si elle a augmenté, le délai appliqué au RF est à nouveau incrémenté de $+0.2\lambda$, et si elle a diminué le signal de départ est retardé de -0.2λ. Le processus est itéré jusqu'à ce qu'une valeur maximale de brillance de speckle soit atteinte. Ensuite, il est répété pour tous les éléments de la sonde. Finalement, l'image est beamformée avec les délais optimaux et l'on obtient une image corrigée. Nous avons appliqué cette approche et la nôtre sur les mêmes sets de données aberrées et rassemblé les résultats dans le tableau 3.1.

Premièrement, on observe, avec les valeurs de r^2, que le SVD Beamformer est très efficace pour récupérer la loi d'aberration. Aussi, et le contraste (-9.5 dB en moyenne), et la résolution (-22.8% en moyenne) sont significativement améliorés par le SVD Beamformer. Ces améliorations surpassent nettement les performances de la méthode de brillance du speckle. Les écarts types relativement faibles prouvent que l'approche du SVD Beamformer donne des résultats fiables, quelle que soit l'aberration numérique.

Lentille aberratrice

Les corrections permises par le SVD Beamformer sont également visibles sur des données aberrées physiquement (Figure 3.6). Etant donné que l'épaisseur non négligeable de l'aberrateur tend à décroître l'angle isoplanétique, il est maintenant indispensable de réaliser la SVD sur différents patchs isoplanétiques. Après correction par le SVD Beamformer, la résolution de réflecteurs ponctuels dans le fantôme s'est améliorée en passant de 2.1 mm à 1.3 mm, et le contraste a augmenté de 8.5 dB $\pm$ 1.9 dB. Nous avons également été en mesure de comparer la loi d'aberration extraite de la correction SVD par patchs, avec une estimation de l'aberration réelle obtenue en utilisant le front réflechi par le réflecteur ponctuel le plus proche. A nouveau, une excellente concordance ($r^2 = 95\%$) est obtenue entre ces deux lois d'aberration angulaires. Dans le cas d'une aberration très épaisse, des patchs isoplanétiques plus petits sont utilisés pour réaliser la correction afin de conserver sa performance sur l'extension spatiale du patch. Une problématique intéressante persiste dans la question de l'optimisation de la taille du patch, afin de réaliser la correction la plus efficace possible. Pour explorer cette question, nous avons dessiné des patchs de cinq tailles différentes, entourant un point réflecteur et avons réalisé la correction de chacun avec le SVD Beamformer. Les résultats seront détaillés dans la partie suivante.

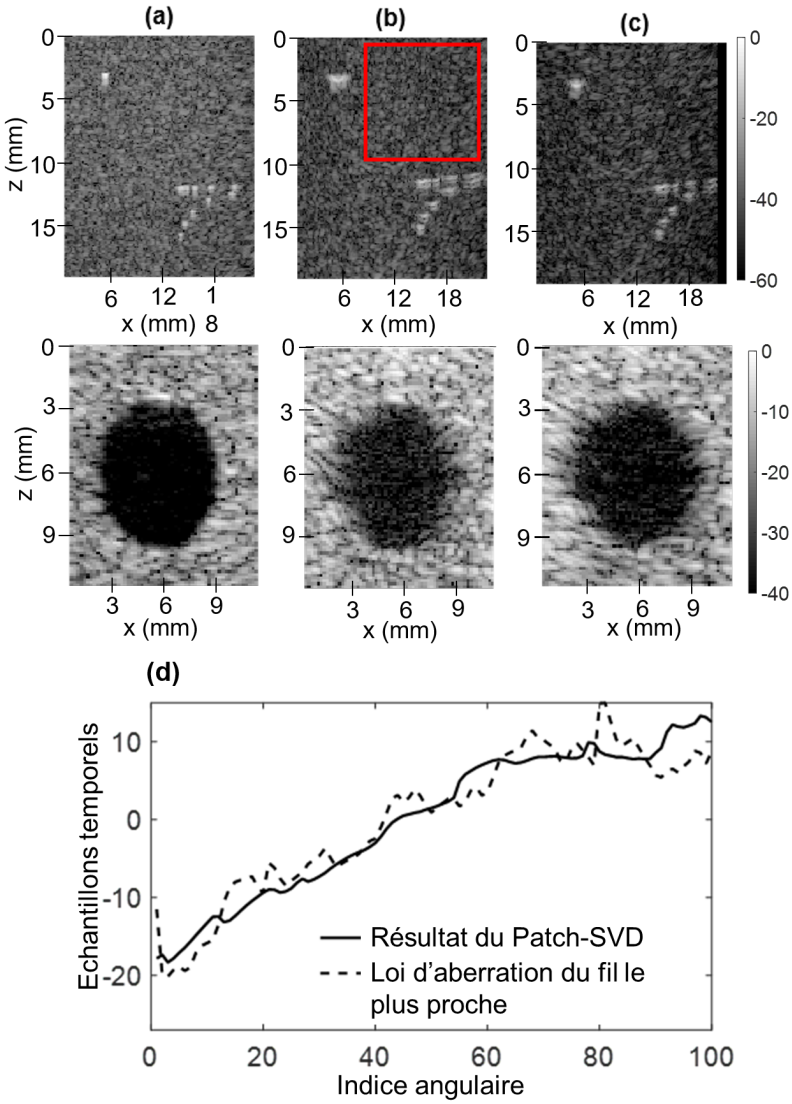

FIGURE 3.6 – Images B-mode montrant l'effet de la correction sur un fantôme avec inclusion anéchoïque : **(a)** Image sans aberration beamformée par composition d'ondes planes. **(b)** Image aberrée beamformée par composition d'ondes planes. **(c)** Image aberrée résultant du SVD Beamformer. **(d)** Lois d'aberration : extraite par SVD beamforming, et de l'écho provenant du réflecteur le plus proche.

3.4 Vers l'imagerie adaptative ultrarapide des milieux complexes

3.4.1 Le patch isoplanétique pour les aberrations distribuées

Afin de valider notre méthode, et d'identifier les tailles de patchs donnant un résultat réaliste, nous avons considéré un fantôme de speckle contenant, en son centre, un réflecteur ponctuel fort (Figure 3.7(a)).
On utilise dans un premier temps le signal rétro-diffusé par le réflecteur fort placé au centre de l'image. A partir de ces données RF, on extrait le délai d'aberration dans l'espace des éléments de la sonde. On utilise la matrice de changement de base P définie plus tôt pour projeter la loi canonique dans la base des ondes planes. Cela nous donne une estimation de l'aberrateur physique rencontré dans la région autour du diffuseur ponctuel, présentée Figure 3.7 (f).

Ensuite, on définit un petit patch ($25\lambda \times 30\lambda$, Figure 3.7 (b)), un patch moyen ($35\lambda \times 45\lambda$, Figure 3.7 (c)) et un grand patch ($50\lambda \times 100\lambda$, Figure 3.7 (d)) entourant tous le réflecteur ponctuel. Ce dernier a été exclu pour l'opération de SVD beamforming, afin que la méthode ne repose véritablement que sur le bruit de speckle. Pour les patchs petit et moyen, la phase du premier vecteur singulier donne sensiblement le même résultat en terme d'aberration et de correction d'image. Cela signifie que, pour ces tailles de patchs, la région d'intérêt voit le même aberrateur et le SVD Beamformer fournit une correction optimale avec estimation de l'aberration. Lorsque la taille de patch augmente, on constate une modification de la phase. L'extension de la phase devient alors trop grande pour permettre au SVD Beamformer de trouver une solution satisfaisante. En effet, l'aberration ne peut plus être considérée comme identique pour tous les pixels du patch et il semble logique que la performance de notre approche se dégrade. Dans le cas opposé, pour un patch trop petit, le nombre de pixels ne serait pas suffisant pour disposer du speckle nécessaire à extraire la loi d'aberration correcte. On peut voir que pour les patchs de taille intermédiaire, les résultats du SVD Beamformer coïncident bien avec l'estimation de l'aberrateur physique (Figure 3.7 (f)).

Dans le cas présenté ici, nous sommes capables d'identifier une taille typique de patch pour la correction. C'est en fait la taille la plus grande pour laquelle les lois de phase restent identiques. Cette optimisation de la taille du patch peut être réalisée en regardant la distribution des valeurs singulières selon les différentes tailles. La Figure 3.7 (e) montre que la distribution des valeurs singulières chute rapidement vers zéro pour une taille de patch correcte, alors que la pente à l'origine est sensiblement plus faible pour des patchs trop grands. Le rapport entre la première et la deuxième valeur singulière de la matrice des composantes ultrarapides pourrait ainsi être considéré comme un paramètre intéressant pour choisir l'extension spatiale de l'isoplanétisme. Lors de l'opération de retournement temporel $H\,^tH^*$, l'importance de ce ratio a été démontrée tant il affecte la convergence du processus itératif de retournement temporel [7], [8].

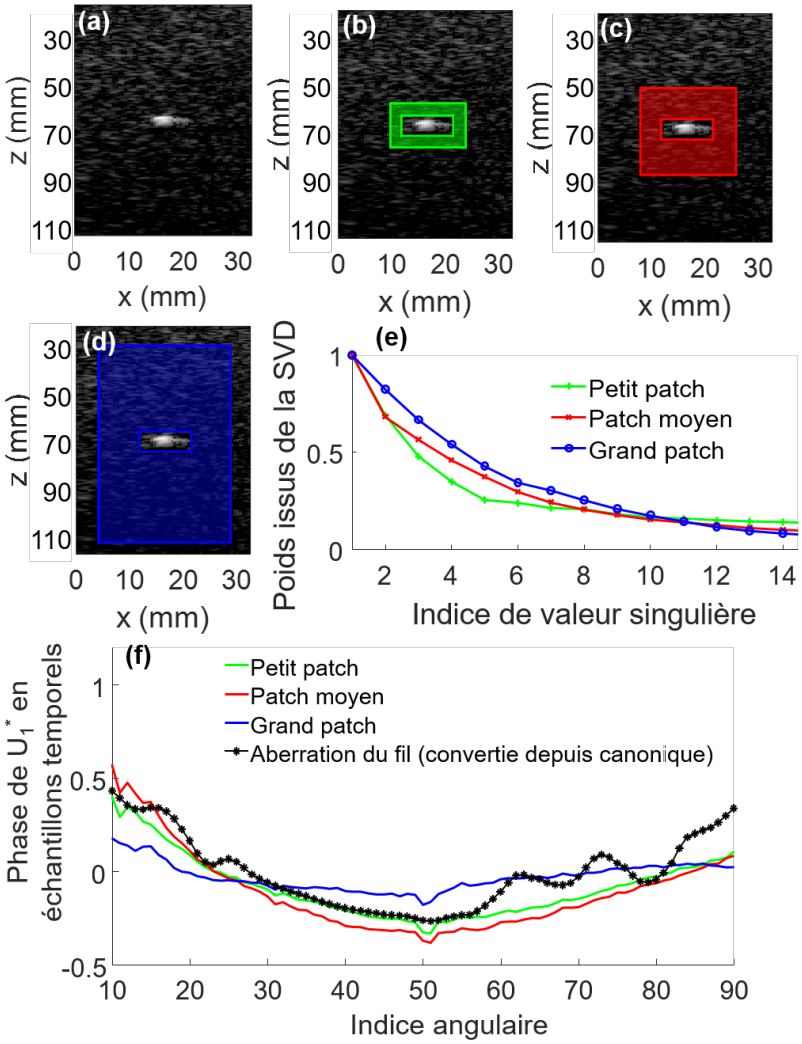

FIGURE 3.7 – **(a)** Image B-mode du fantôme de speckle contenant un réflecteur ponctuel (fil imagé en coupe). **(b)** Définition du petit patch : région de $25\lambda \times 30\lambda$ excluant le réflecteur central. **(c)** Définition du patch moyen : région de $35\lambda \times 45\lambda$ excluant le réflecteur central. **(d)** Définition du grand patch : région de $50\lambda \times 100\lambda$ excluant le réflecteur central.

3.4.2 Influence du nombre d'ondes planes sur la méthode

Les résultats précédents ont montré que, pour une taille de patch appropriée, le SVD Beamformer permettait de retrouver simultanément la loi d'aberration et l'image corrigée. L'effet de la correction devrait toutefois diminuer si moins d'ondes planes sont transmises. L'opération de SVD est effectivement d'autant plus efficace que la base de décomposition est grande. Pour apprécier cette influence, nous avons testé différentes acquisitions, avec des nombres d'angles transmis variables, sur des fantômes aberrés. Moins d'angles donne moins de composantes angulaires fréquentielles pour décrire la loi de phase, mais on observe toujours une amélioration de l'image dans le premier vecteur singulier. La Figure 3.8 montre, dans (a), (b) et (c), la comparaison de l'image aberrée et de l'image issue du SVD Beamformer pour différents nombres d'ondes planes transmises. Nous avons estimé, avec le même aberrateur dans tous les cas, la résolution latérale du réflecteur ponctuel

fort, et le contraste d'une inclusion anéchoïque dans le speckle.

Nous avons comparé, sur le graphe (d) de la Figure 3.8, l'efficacité de la correction en fonction des ondes planes transmises. Pour toutes les configurations avec différents nombres de transmissions planes, le SVD Beamformer améliore la qualité tant du contraste que de la résolution. Le gain en contraste diminue progressivement, alors qu'il y a une vraie rupture de l'affinement de la résolution autour de six ondes planes transmises. Néanmoins, on peut noter que même pour un nombre aussi faible que cinq ondes planes transmises, la correction par SVD permet toujours une amélioration de la résolution même si cela est moins remarquable au niveau du contraste.

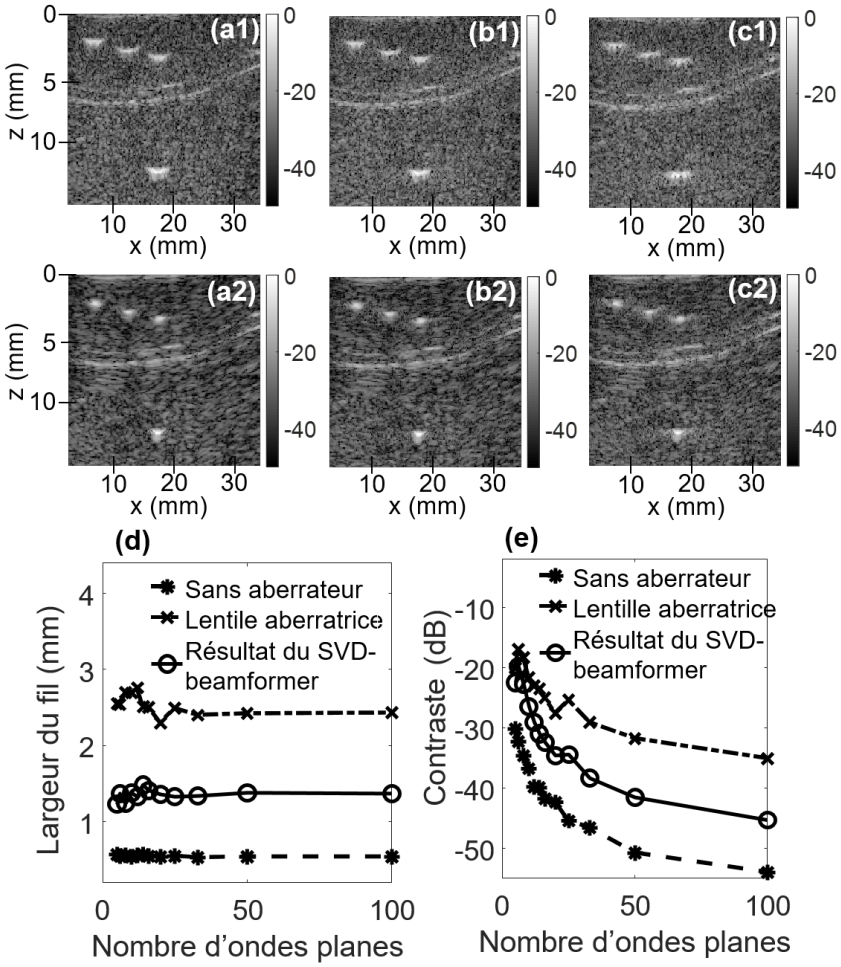

FIGURE 3.8 – Impact de la diminution du nombre d'ondes planes transmises sur la performance du SVD Beamformer (1 = résultat du beamforming classique, 2 = résultat du SVD beamforming) : **(a)** 100 ondes planes, **(b)** 10 ondes planes, **(c)** 5 ondes planes. **(d)** Evolution de la résolution après correction par SVD Beamformer sur différents nombres d'ondes planes. **(e)** Evolution du contraste, calculé sur une inclusion anéchoïque imagée avec le même aberrateur.

Il faut donc trouver un compromis entre la cadence d'imagerie souhaitée (directement liée au nombre d'ondes planes transmises) et l'efficacité de la correction. Une solution à envisager est de déterminer la loi d'aberration sur une acquisition préalable, constituée d'un grand nombre d'ondes planes. On récupère alors une loi d'aberration bien échantillonnée en angles, que l'on peut décimer pour obtenir une loi réaliste pour un petit nombre d'angles. Celle-ci peut facilement être intégrée au beamforming en temps réel. Comme pour l'imagerie ultrarapide, la configuration finalement choisie dépendra essentiellement de l'application clinique.

3.4.3 Premiers résultats en imagerie B-mode du foie

Par la suite, nous avons testé notre méthode de correction, le SVD Beamformer, sur des données *in vivo* de foie. Afin de satisfaire aux exigences de l'imagerie clinique, les séquences ultrasonores ont préalablement été calibrées avec un système de mesure acoustique (Acertara Acoustic Laboratories). Le critère principal est de s'assurer que la moyenne temporelle du pic spatial (ISPTA) et l'index mécanique (MI) sont en dessous des recommandations de la Food and Drug Administration Track 3 (ISPTA = 720 mW/cm^2 et MI = 1.9), ce qui a été vérifié. De toutes les configurations envisagées, les valeurs maximales que nous avons obtenues étaient en effet de 254.2 mW/cm^2 pour l'ISPTA et de 0.819 pour le MI.

Cette validation des séquences nous a permis de réaliser nos acquisitions sur le foie d'un volontaire sain. La Figure 3.9 montre la comparaison de l'image B-mode classique avec l'image obtenue par le SVD Beamformer. La qualité globale de l'image augmente avec un gain de contraste de 4.78 dB. Notablement, certaines structures difficiles à imager avec l'approche classique, tendent à être plus visibles sur l'image corrigée. Ces résultats *in vivo* préliminaires montre la fiabilité de la méthode proposée pour corriger des aberrations plus distribuées dans l'espace. C'est donc un premier pas prometteur vers l'utilisation clinique du SVD Beamformer pour l'imagerie adaptative de patients.

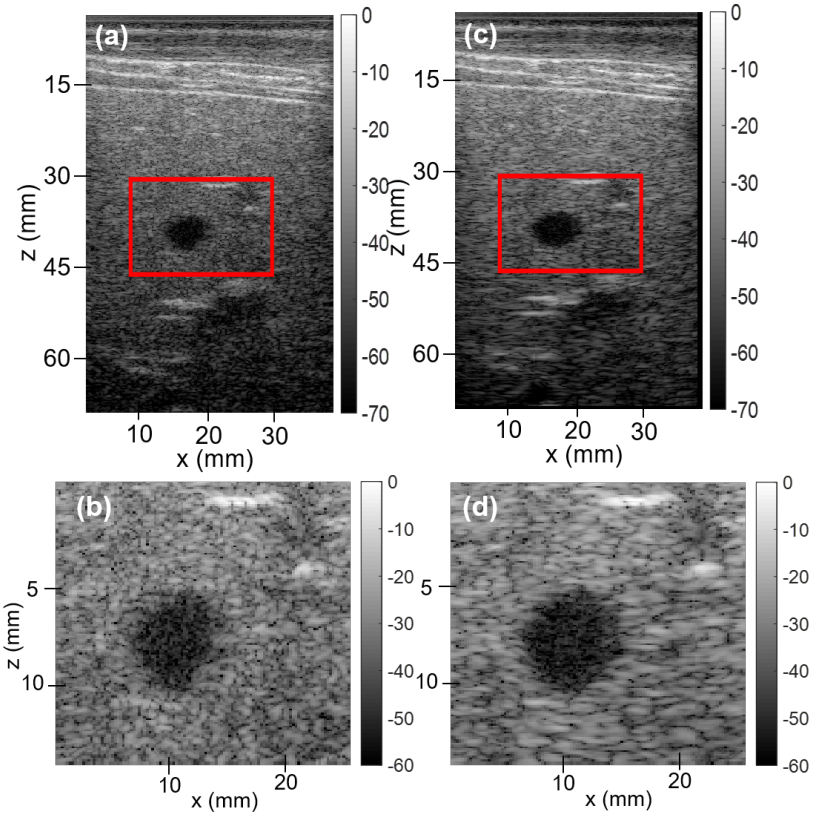

FIGURE 3.9 – Resultat *in vivo* B-mode sur du foie. Acquisition de 41 ondes planes : **(a)** Beamforming classique montrant en rouge les limites de la région d'intérêt. **(b)** Image B-mode renormalisée d'une aire finie de l'image autour d'un vaisseau anéchoïque. **(c)** Résultat du SVD Beamforming sur l'image complète. **(d)** Résultat du SVD Beamforming dans la région d'intérêt.

3.4.4 Application à l'imagerie transcrânienne chez la souris

L'échographie transcrânienne étant un enjeu prégnant de la correction d'aberration, nous avons aussi souhaité évaluer la performance de l'approche du SVD Beamformer pour cette modalité d'imagerie. En première instance, nous nous sommes intéressés à l'imagerie transcrânienne du cerveau chez la souris. Bien que l'os crânien des souris soit fin, les expérimentateurs sont confrontés à des aberrations assez fortes, rendant certaines zones de l'image inexploitables. Peu évidentes sur les images de contraste (B-mode), ces aberrations se révèlent lors du filtrage des vaisseaux pour l'imagerie Doppler. (Nous nous intéresserons plus précisément à cette opération de filtrage dans le Chapitre 5.) La Figure 3.10 montre deux images de vascularisation chez des souris dans le plan coronal, à une position équivalente, pour une même souche mais à deux âges différents. L'image chez la souris âgée de 12 mois montre deux larges bandes verticales, à gauche et à droite de l'image, où le signal est très faible et aucun vaisseau ne peut être détecté. Cet effet est peu visible chez la souris âgée de 2 mois. Cela montre bien qu'avec la croissance de l'os crânien, une sévère aberration peut apparaître et nuire grandement à l'imagerie ultrasonore et aux quantifications qui en découlent. L'objectif est ici de déterminer si le SVD Beamformer peut nous apporter les informations nécessaires à la correction de ce type d'aberrations

en imagerie B-mode.

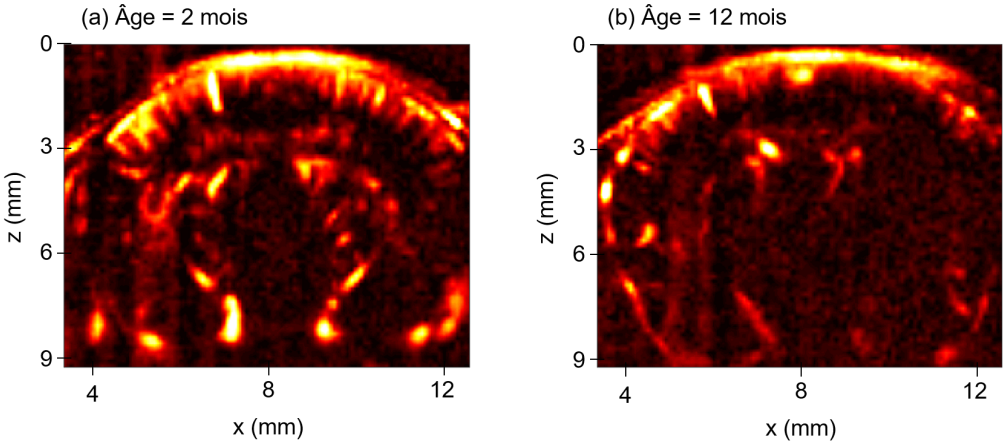

FIGURE 3.10 – Images transcrâniennes de vascularisation cérébrale chez la souris (plan coronal) : **(a)** Souris âgée de 2 mois. **(b)** Souris âgée de 12 mois.

Nous avons alors testé notre approche sur des données d'ondes planes acquises *in vivo* à travers le crâne d'une souris âgée de 12 mois. Si l'imagerie B-mode du cerveau reste un réel défi dans l'identification des structures anatomiques, la Figure 3.11 montre une amélioration significative de l'image entre la combinaison classique d'ondes planes et le résultat du SVD Beamformer. En effet le contraste s'est amélioré de 8.12 dB. La résolution, plus difficile à estimer dans un tel cas, semble s'être améliorée ; eu égard à l'affinement de l'interface brillante au centre de l'image. Aussi, le bruit de fond qui dégradait l'image a fortement diminué. Il semble donc bien que le SVD Beamformer parvienne à corriger les défauts liés à la propagation à travers le crâne chez le petit animal.

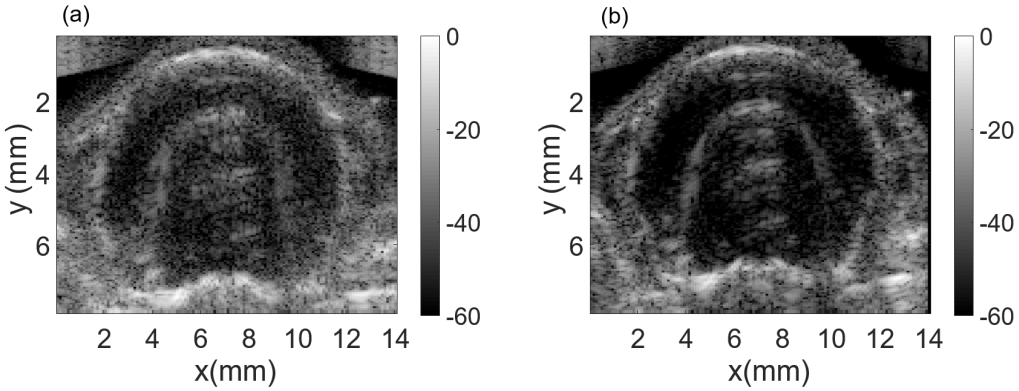

FIGURE 3.11 – Comparaison des images transcrâniennes du cortex cérébral de la souris **(a)** Image B-mode par combinaison d'ondes planes classique. **(b)** Résultat du SVD Beamformer.

Nous proposons de nous intéresser plus particulièrement à l'allure de l'aberration estimée par le SVD Beamformer pour expliquer les extinctions observées en imagerie Doppler. La Figure 3.12 présente les lois de phase et d'amplitude de l'aberration en deux

patchs isoplanétiques de l'image. On constate que sur le patch de gauche (bleu), l'amplitude de l'aberration est élevée pour les premiers angles de transmission et quasiment nulle à partir du 38ème angle (-4.7°). Cela signifie que les angles suivants soit ne sont pas transmis dans cette zone de l'image - dans le cône d'ombre -, soit créent du signal incohérent avec le speckle, qui est filtré par la décomposition en vecteurs singuliers orthogonaux. On observe le même phénomène sur le patch de droite (orange) mais sur une gamme d'angles opposée. Finalement, au niveau d'un tel patch, le beamforming classique moyenne toutes les ondes planes, même celles qui ne sont pas ou mal transmises alors que le SVD Beamformer, en plus de corriger le délai de l'aberration, les exclut grâce à l'amplitude de la loi de phase (apodisation des ondes planes). Notons que les techniques estimant seulement la phase ne permettent pas une telle correction. Ces résultats préliminaires sont ainsi très encourageants pour l'application du SVD Beamformer à l'image adaptative transcranienne.

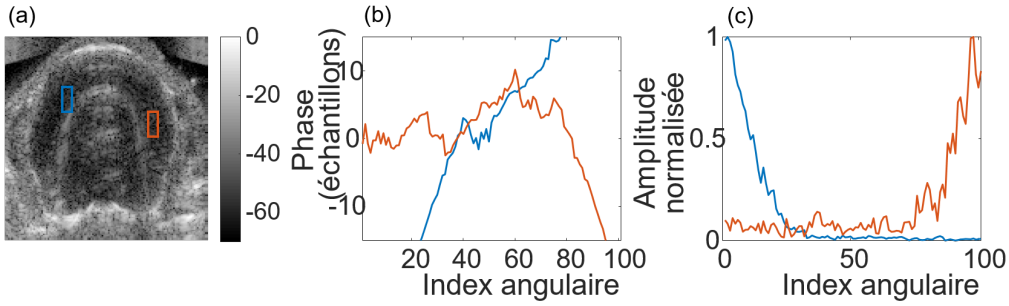

FIGURE 3.12 – **(a)** Image B-mode par combinaison d'ondes planes classique avec représentation de deux patchs utilisés pour la SVD. **(b)** Loi de phase de l'aberration estimée par le SVD Beamformer. **(c)** Loi d'amplitude de l'aberration estimée par le SVD Beamformer.

3.4.5 Points forts et perspectives du SVD Beamformer

Une correction ultrarapide

Les résultats présentés ci-dessus démontrent que le SVD Beamformer est une technique fiable et efficace pour corriger les images échographiques, et obtenir simultanément la loi d'aberration à partir des données ultrarapides acquises en ondes planes. Les expériences *in vitro* dans des fantômes mimant les tissus ont montré une nette augmentation du contraste pour les aberrations physiques. La résolution latérale a, dans tous les cas, été grandement améliorée : 23% sur la moyenne des cas simulés, et 38% sur la lentille aberratrice. Une autre méthode simple pour témoigner de l'efficience de l'approche proposée est de corriger les aberrations d'amplitude et de phase obtenues par le SVD Beamformer, et d'utiliser ces signaux pour ré-effectuer l'opération de correction. Alors, comme attendu, cela résulte en une distribution de phase plate (et nulle), comme lorsqu'aucune aberration ne déforme les signaux rétro-diffusés. Cela prouve qu'une seule itération est nécessaire contrairement à d'autres méthodes. La simplicité et l'implémentation directe du SVD Beamforming sont d'ailleurs d'un intérêt tout particulier. En utilisant des dispositifs de calcul parallèle, associés à des processeurs à haute performance, les temps de calculs de notre méthode sont suffisamment faibles pour permettre la correction d'aberrations en temps réel. Cela dépend bien sûr du nombre d'ondes planes transmises, mais aussi

de la taille des patchs isoplanétiques pour la Décomposition en Valeurs Singulières. Nous avons montré, sur la Figure 3.8, que pour un nombre raisonnable de transmissions d'ondes planes, pour une taille de patch de l'ordre de 10λ, la rapidité de calcul suffit pour corriger en temps réel les données de l'image. Cela constitue indéniablement l'un des atouts de l'approche que nous proposons.

Nous pensons qu'en travaillant à l'optimisation des algorithmes et de leur parallélisation, nous pourrions réduire encore davantage les temps de calcul. Cela nous permet d'ores et déjà d'envisager de nouvelles applications comme l'imagerie fonctionnelle adaptative en temps réel, la correction de mouvement instantanée en imagerie cardiaque ou encore l'imagerie Doppler transcrânienne à haute résolution. Aussi, notons que nous avons proposé dans le tableau 3.2 des temps de calcul pour des nombres d'angles assez faibles. Comme nous l'avons vu, trop peu de transmissions planes affecterait inévitablement la performance du SVD Beamformer. L'approche reste d'autant plus intéressante que, même dans ces cas là, elle conduit à une amélioration de la résolution et du contraste en dépit du faible nombre de vecteurs de base disponibles pour décrire fidèlement l'aberrateur.

Configuration	**Durée de la formation adaptative de l'image (s)**			
Nombre de patch(s)	1	9	25	100
Taille du patch (pixels)	592*192	196*63	117*37	58 *18
Beamforming classique 100 angles	0.000036			
SVD Beamformer 100 angles	0.50	0.41	0.34	0.50
SVD Beamformer 10 angles	0.025	0.018	0.023	0.045
SVD Beamformer 5 angles	0.012	0.010	0.014	0.029

Table 3.2 – Temps de calcul pour une image, beamformée au pas spatial de $\lambda/2$, acquise à la fréquence centrale de 6.25 MHz avec une fréquence d'échantillonnage de 25 MHz, à une profondeur de 5 cm avec une barrette de 192 éléments. Les calculs ont été réalisés sur un PC avec un processeur (CPU) IntelCorei7-5820K (3.30GHz), une mémoire RAM de 32 Go, et un processeur graphique (GPU) GeForce GTX 1080 TI

En outre, on peut remarquer que le SVD Beamformer va au-delà d'une correction d'aberration en phase et en amplitude. En effet, pour chaque patch, l'image SVD finale équivalente au premier vecteur singulier V_1 ne correspond pas à un un simple déphasage et sommation des données initiales. En d'autres termes, le SVD Beamformer réalise une correction d'aberration plus complexe que la seule correction d'un écran de phase aberrateur. La Figure 3.13 illustre ce point important. Elle compare l'image corrigée fournie par la SVD et l'image obtenue, en appliquant seulement une correction de phase durant le processus classique de composition d'ondes planes. La différence entre les deux images, au niveau de l'amplitude normalisée, n'est pas négligeable. Elles montrent que le SVD Beamformer améliore également le grain du speckle. Ainsi, cette approche dispose d'un effet de filtrage qui ne conserve que les données les plus cohérentes issues de transmissions d'ondes planes.

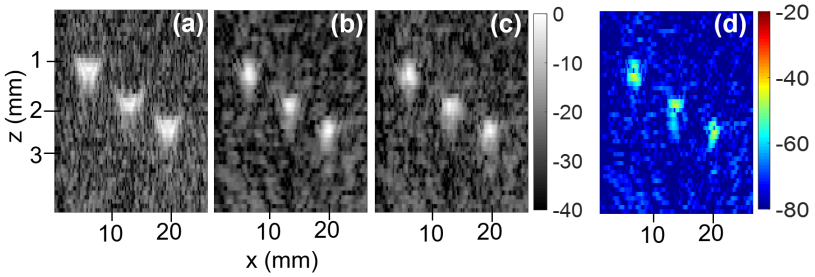

FIGURE 3.13 – **(a)** Image aberrée brute de fils réflecteurs dans du speckle. **(b)** Image corrigée après SVD Beamformer. **(c)** Image seulement rephasée avec la loi extraite du SVD Beamformer. **(d)** Différence, entre les images (b) et (c), normalisée par l'intensité de l'image (c).

Les pistes d'amélioration

Pour l'imagerie transcrânienne, le fait de corriger en émission seulement peut sembler limitant. Toutefois, la symétrie de l'équation d'onde par retournement temporel nous permet d'affirmer que l'aberration est elle-même symétrique. Il est donc possible de corriger en émission, ainsi qu'en réception, en re-beamformant les données et en tenant compte du délai d'aberration dans les deux sens de propagation. Afin de considérer l'aberration de phase en réception, la loi de délai devrait être exprimée dans la base canonique. Pour cela, on effectue un changement de base avec la matrice P introduite plus tôt. Comme il a été développé dans le Chapitre 2, la projection d'une loi d'aberration, entre la base des ondes planes et la base canonique, coïncide très bien avec la loi réelle jusqu'à une dizaine d'ondes planes transmises. En dessous, la projection canonique de la loi d'aberration angulaire estimée reconstruit sensiblement moins bien l'aberration. Ceci est donc une limite, pour l'instant, au caractère ultrarapide de la formation adaptative d'images lorsque les corrections sont souhaitées en émission et en réception.

Une autre limitation de notre technique repose sur l'hypothèse de l'écran de phase aberrateur en champ proche. Malgré des efforts constants de recherche en correction d'aberrations depuis de longues années, cette hypothèse s'est révélée insuffisante pour améliorer significativement les images en vue d'un diagnostic *in vivo*. L'utilisation de l'écran fin échoue à modéliser les aberrations distribuées spatialement, qui sont les plus rencontrées dans les aberrations biomédicales. Néanmoins, dans le cas d'un milieu raisonnablement hétérogène comme les tissus mous, un aberrateur complexe étendu peut être vu comme un ensemble d'écrans de phase correspondant aux différents patchs isoplanétiques, et permettant alors une modélisation d'aberrateurs réalistes beaucoup plus complexes.

L'optimisation du nombre de patchs isoplanétiques et leur superposition pour la reconstruction de l'image finale n'ont pas été tant discutées mais sont un problème très intéressant, laissant la place à des améliorations futures. La taille de la région isoplanétique dépend de paramètres géométriques - tels que la profondeur ou l'ouverture - et des caractéristiques de l'aberration - telles que sa longueur de corrélation. En effet, plus l'aberrateur est distribué, plus l'angle d'isoplanétisme est faible et donc plus la zone isoplanétique doit être restreinte. Pour des patchs isoplanétiques plus petits, l'écart-type de l'estimation de l'aberration augmente avec la raréfaction des pixels disponibles pour stabiliser

l'opération de SVD. Toutefois, nous avons vu à la Figure 3.7 qu'il existait un compromis à trouver entre la stabilité de la correction d'aberration angulaire et la taille du patch choisi pour effectuer une correction efficace. En l'état, nous avons choisi une taille de patch typique de $20\lambda \times 40\lambda$ pour la correction SVD des données avec notre lentille aberratrice. Pour les expérimentations sur le foie *in vivo*, nous avons choisi une taille de patch de $10\lambda \times 70\lambda$. Et pour les manipulations d'imagerie transcrânienne chez la souris, nous avons choisi une taille de patch de $9\lambda \times 13\lambda$. La détermination de la taille idéale de patch dépend beaucoup des conditions expérimentales, et demandera à être raffinée par des travaux futurs. Nous avons choisi une superposition de 50% entre les patchs, et l'image finale a été reconstruite en prenant, pour chaque pixel, la valeur moyenne dans les différents patchs qui le contenaient. Cela permet d'éviter les discontinuités spatiales marquées à la frontière entre les patchs. D'autres méthodes d'apodisation avant sommation sur les patchs pourraient être testées pour optimiser davantage le temps de calcul.

Puisque c'est la configuration la plus courante en échographie clinique, nous avons utilisé une sonde dont le pas spatial était environ de λ, λ étant la longueur d'onde associée à la fréquence centrale de la barrette. Il a toutefois était démontré que l'utilisation de sondes à $\lambda/2$ pouvait diminuer le nombre de transmissions nécessaires en imagerie par ondes planes, et augmenter la qualité de l'image en minimisant les lobes secondaires dans le champ proche de la sonde ([66]). Le choix de la sonde, pouvant réduire également le champ de vue pour un même nombre d'éléments, dépend essentiellement de l'application clinique. Nous explorerons plus tard la capacité du SVD Beamformer à s'adapter à des sondes de différentes géométries comme la "phased", ou les sondes courbes.

Dans notre étude, nous avons considéré un régime de diffusion simple pour les signaux rétro-diffusés. Cette hypothèse est dans la vaste majorité des cas largement vérifiée. Toutefois, on pourrait effectuer la distinction entre diffusion simple et diffusion multiple en amont du SVD Beamformer, en étudiant les vecteurs singuliers de la matrice de propagation [60]. Il convient de rappeler que cela représente un coût supplémentaire de calcul assez conséquent.

Dans le cas d'un milieu non-aberré, pour une image optimale, le premier vecteur singulier de la SVD présente une phase naturellement constante égale à zéro. Mais, s'il y a une discordance entre la vitesse utilisée pour le beamforming et la vitesse des ultrasons dans le milieu, la phase montre immédiatement une tendance hyperbolique - convexe ou concave selon le sens de l'erreur. Donc la phase du vecteur propre renseigne directement sur l'exactitude de la vitesse du son dans le patch d'intérêt. Le contexte du SVD Beamformer est ainsi particulièrement adapté à l'imagerie quantitative, et en particulier à l'imagerie de vitesse du son.

Pour conclure, le SVD Beamformer fournit une méthode rapide et adaptative de formation d'images, corrigeant au passage les aberrations d'amplitude et de phase. D'un point de vue théorique, l'application de la SVD à une matrice particulière - la matrice des composantes ultrarapides R - donne, pour la première fois, une solution simple, et implémentable en temps réel, au problème de la correction d'aberrations en échographie. Cette technique pour l'imagerie ultrasonore adaptative réunit les corrections d'aberration de phase (PAC) et les beamformers de cohérence en une unique opération de correction. Nous avons démontré théoriquement que choisir le premier vecteur singulier spatial est suffisant pour maximiser la cohérence angulaire entre les ondes planes transmises, et améliorer la qualité de l'image sans compromettre une haute cadence d'imagerie. De manière inédite, nous avons ici proposé une signification et interprétation physique de l'opération mathématique de SVD dans le contexte de la formation ultrarapide d'images ultrasonores. Nous allons maintenant nous intéresser aux applications de cette technique pour l'imagerie quantitative.

Chapitre 4

Estimation quantitative de la vitesse du son par ultrasons ultrarapides

Sommaire

4.1 De l'intérêt de quantifier la vitesse du son 72
4.1.1 Une qualité d'image améliorée 72
4.1.2 Un biomarqueur innovant et non-invasif 73
4.2 Détermination de la vitesse du son moyenne 77
4.2.1 Première approche : retournement temporel dans le speckle . . 77
4.2.2 Résultat : un diagnostic efficace 78
4.2.3 Quantification en imagerie ultrarapide avec le SVD Beamformer 79
4.2.4 Cartographie expérimentale temps réel de la vitesse du son intégrale 82
4.2.5 Le passage à une estimation locale 84
4.3 Inversion globale et quantitative en échographie ultrarapide 86
4.3.1 Approche intégrale du déphasage des ondes planes 86
4.3.2 Un problème inverse en Fourier spatial 88
4.3.3 Méthode d'inversion 90
4.3.4 Vérification sur des cas simples 91
4.3.5 Résultats expérimentaux préliminaires après SVD Beamforming 94
4.4 Diagnostic non-invasif de la Stéatose Hépatique Non-Alcoolique 97
4.4.1 Présentation du projet 97
4.4.2 Méthodes expérimentales 98
4.4.3 Application du SVD Beamformer aux ondes divergentes 99
4.4.4 Résultats *in vivo* préliminaires 102

Nous avons vu dans les chapitres précédents l'enjeu majeur de la correction d'aberrations pour l'imagerie et la quantification ultrasonores ultrarapides. Nous avons proposé une nouvelle méthode de correction, qui fournit, en temps réel, la loi de phase et d'amplitude de l'aberration ainsi que l'image corrigée. Nous verrons dans ce chapitre comment tirer profit de ces informations pour estimer la vitesse du son dans le milieu.

4.1 De l'intérêt de quantifier la vitesse du son

4.1.1 Une qualité d'image améliorée

Lors du processus classique de formation de l'image, les signaux sont focalisés en émission et en réception avant d'être sommés : c'est le modèle du "Délai-et-Somme". En pratique, nous avons développé au Chapitre 1 ces focalisations : elles reposent sur le recalage des signaux par le temps de trajet du front d'onde direct au pixel pour l'aller, et du pixel à l'élément de la barrette pour le retour. Typiquement, rappelons, dans le cas d'une onde plane d'angle θ, l'expression des délais de beamforming aller (τ_a) et retour (τ_r) pour le signal reçu sur un élément i de la barrette, et focalisé en un pixel (X, Z) :

$$\tau_a(\theta, X, Z) = (Z\cos\theta + X\sin\theta)/c \tag{4.1}$$

$$\tau_r(x_i, X, Z) = \sqrt{Z^2 + (X - x_i)^2}/c \tag{4.2}$$

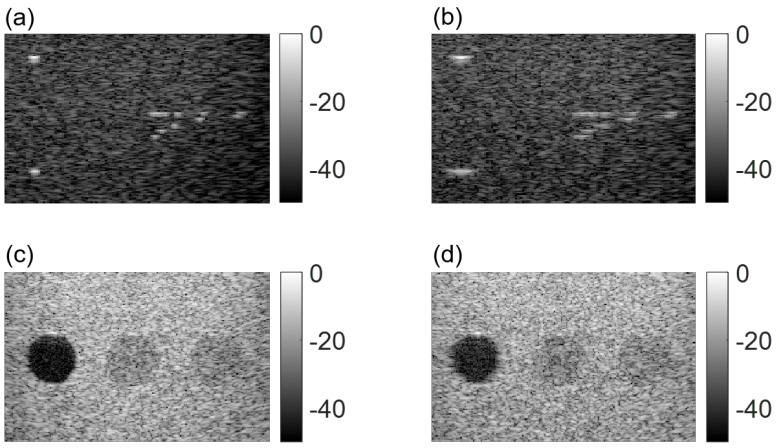

FIGURE 4.1 – Démonstration de l'influence de la vitesse du son utilisée pour le beamforming sur la qualité de l'image : **(a)** Image B-mode d'un fantôme avec cibles réfléchissantes formée à c = 1540 m/s, vitesse théorique du fantôme. **(b)** Image B-mode du même fantôme formée à c'=1600 m/s. **(c)** Image B-mode d'un fantôme avec inclusions anéchoïques formée à c = 1540 m/s, vitesse théorique du fantôme. **(b)** Image B-mode du même fantôme formée à c'=1600 m/s.

A la lumière des équations 4.1 et 4.2, il est clair que toute erreur sur la vitesse du son c, utilisée dans ce modèle, induira un défaut dans le recalage temporel des faisceaux,

et a fortiori dans leur somme finale au niveau du pixel. La Figure 4.1 montre effectivement l'influence de la vitesse choisie pour le beamforming sur la qualité de l'image. Sur les images de droite, formées à 1600m/s, la résolution (fils) et le contraste (inclusions) sont fortement dégradés par rapport aux images de gauche, formées à la vitesse indiquée par le fournisseur du fantôme (1540 m/s). En imagerie clinique, la vitesse utilisée pour le processus de formation d'image est très généralement fixée à 1540 m/s, célérité moyenne des ultrasons dans les tissus biologiques. Les effets importants visibles sur un fantôme d'imagerie laissent aisément imaginer l'effet destructeur qu'un défaut de vitesse du son peut avoir sur des images *in vivo* ([67], [68]). C'est pourquoi avoir une estimation de vitesse du son fidèle est un enjeu capital pour former une image de qualité. Si en plus le milieu est hétérogène, alors les formules proposées ci-dessus ne sont plus valides car la vitesse n'est pas constante le long du trajet de l'onde ultrasonore. Le SVD Beamformer, capable de corriger localement les aberrations en amplitude et en phase, va ainsi nous aider à répondre à cette problématique.

4.1.2 Un biomarqueur innovant et non-invasif

Outre l'amélioration de la qualité de l'image, cette section vise à démontrer l'importance de la quantification de vitesse du son comme outil diagnostic, et son efficacité clinique ([69], [70], [71]).

Le lien étroit entre taux de gras et vitesse du son

Dans un milieu homogène, la relation entre la vitesse du son c, le module de compressibilité κ, et la masse volumique ρ est donnée par l'équation de Newton-Laplace :

$$c = \sqrt{\frac{\kappa}{\rho}} \tag{4.3}$$

Lorsque le taux de graisse d'un organe change, par exemple dans le foie lors de l'apparition progressive d'une stéatose hépatique, de minuscules bulles de graisse se forment à l'intérieur des tissus. Plus la sévérité de la stéatose augmente, plus la densité et le nombre de ces bulles lipidiques grandit (Figure 4.2). Le milieu de propagation peut être modélisé d'un point de vue acoustique comme un milieu biphasique constitué d'un mélange de tissu et de cellules de gras, dont les propriétés acoustiques de densité et vitesse du son ne sont pas équivalentes.

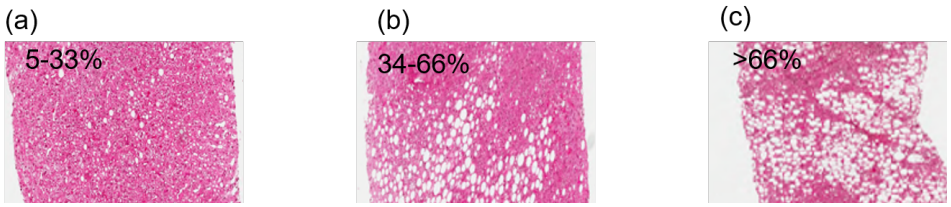

FIGURE 4.2 – Le foie, un milieu biphasique. Coupes histologiques de tissus prélevés par biopsie chez des patients stéatosés (présentées dans [71]) : **(a)** "Foie gras", stéatose légère. **(b)** Stéatose hépatique avancée. **(c)** Stéatose sévère : cirrhose. La fraction massique de gras est indiquée dans le coin supérieur gauche de l'image.

En effet, entre ces deux types de milieux, la vitesse du son diffère considérablement : dans le gras, elle se situe autour de 1450-1500 m/s, et dans le tissu ou muscle entre 1550 et 1620 m/s. Les cellules de gras sont supposées suffisamment petites devant la longueur d'onde pour considérer le milieu global effectif comme homogène pour l'estimation de ces paramètres acoustiques (hypothèse de la diffusion de Rayleigh). Les relations thermodynamiques d'un milieu biphasique peuvent se mettre en place, et la masse volumique effective s'écrit :

$$\rho_{eff} = \phi_f \rho_f + (1 - \phi_f)\rho_l \tag{4.4}$$

Où les grandeurs indicées f correspondent à la phase du gras (*fat*), et les grandeurs indicées l à celle de l'organe (*liver* dans le cas qui nous intéressera). De manière similaire, le module de compressibilité effectif est relié aux modules de compressibilité des deux phases suivant :

$$\kappa_{eff} = \phi_f \frac{1}{\kappa_f} + (1 - \phi_f)\frac{1}{\kappa_l} \tag{4.5}$$

Notons qu'ici, ce sont les inverses qui se somment. Pour éclairer ce point, on peut utiliser une analogie mécanique : le milieu biphasique s'apparente à une succession de ressorts en série, dont κ joue le coefficient de raideur. Le ressort équivalent possède une raideur dont l'inverse est égale à la somme des raideurs inverses des ressorts individuels. Donc, pour obtenir le coefficient de compressibilité équivalent au milieu biphasique, il faut sommer les $(1/\kappa)$.

En combinant les équations 4.4 et 4.5 à l'équation de Newton-Laplace, la vitesse du son effective dans le milieu est exprimée par :

$$c_{eff} = \sqrt{\frac{\kappa_{eff}}{\rho_{eff}}} = \sqrt{\frac{1}{\left(\phi_f \frac{1}{\kappa_f} + (1 - \phi_f)\frac{1}{\kappa_l}\right)(\phi_f \rho_f + (1 - \phi_f)\rho_l)}} \tag{4.6}$$

Cette équation, appelée équation de Wood, relie la fraction massique de gras dans le milieu à la vitesse ultrasonore effective. Connaissant les paramètres κ_f, ρ_f, κ_l, ρ_l, la vitesse peut se mettre sous la forme :

$$c_{eff} = \frac{1}{\sqrt{\alpha\phi^2 + \beta\phi + \gamma}} \tag{4.7}$$

En posant :

$$\alpha = \frac{\rho_f}{\kappa_f} + \frac{\rho_l}{\kappa_l} - \frac{\rho_f}{\kappa_l} - \frac{\rho_l}{\kappa_f}\ ,\ \beta = \frac{\rho_l}{\kappa_f} + \frac{\rho_f}{\kappa_l} - 2\frac{\rho_l}{\kappa_l}\ ,\ \gamma = \frac{\rho_l}{\kappa_l}.$$

En résolvant une équation de second degré, la fraction massique de gras dans le milieu peut alors s'exprimer assez facilement en fonction de la vitesse effective des ultrasons :

$$\phi_f = \frac{-\beta \pm \sqrt{\beta^2 - 4\alpha(\gamma - 1/c_{eff}^2)}}{2\alpha} \tag{4.8}$$

Ainsi vient-on de démontrer que la connaissance de la vitesse du son dans le milieu permet de quantifier sa fraction massique de gras.

Nous proposons une première validation *in vitro* de cette assertion ([71]). Pour estimer la vitesse du son, nous avons utilisé l'approche simple de cohérence spatiale, présentée dans le Chapitre 2 : la cohérence spatiale a été calculée à différentes vitesses de beamforming, et la vitesse maximisant le facteur de cohérence a été choisie comme vitesse effective du milieu. Nous avons alors testé 14 fantômes gélatine/agar réalisés avec des compositions variables de paraffine, permettant de mimer différents taux de gras [72] (Figure 4.3 (a)). La Figure 4.3 (b) compare la vitesse estimée dans chaque fantôme à celle théoriquement prédite par l'équation de Wood. On obtient une très bonne concordance entre les deux lois de variation. On a aussi comparé dans les fantômes, la fraction de gras estimée par la vitesse du son, et la fraction réelle attendue. A nouveau on trouve une correspondance très satisfaisante (Figure 4.3 (c)).

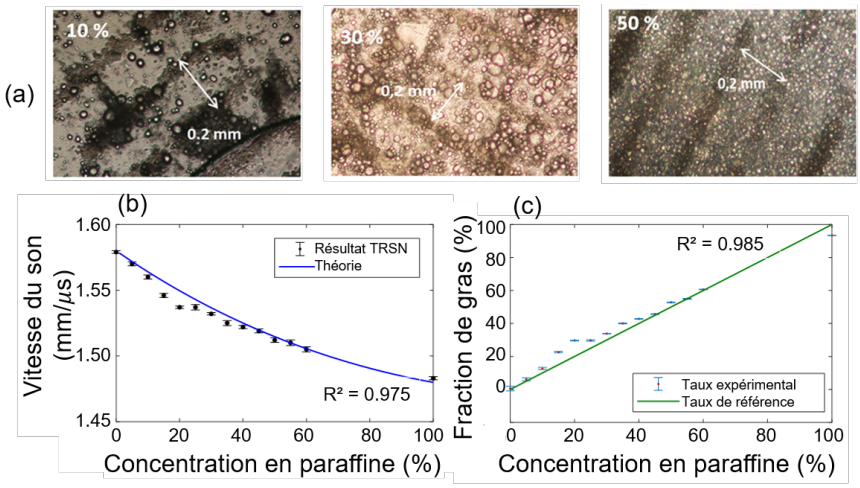

FIGURE 4.3 – Vérification *in vitro* du lien entre vitesse du son et taux de graisse : **(a)** Images microscopiques de fantômes à trois dosages de paraffine différents. **(b)** Evolution de la vitesse estimée selon la concentration en paraffine. **(c)** Représentation du taux de gras estimé par ultrasons en fonction de la concentration en paraffine.

Le besoin clinique

A présent, il convient de se demander si, et en quoi, est-ce que l'imagerie du taux de gras par ultrasons répond à un besoin clinique.

Depuis une dizaine d'années, la Stéatose Hépatique Non Alcoolique (NASH) est devenue un enjeu de santé publique. En effet, aussi appelée "la maladie du foie gras", cette affection se répand de plus en plus en raison de l'évolution des modes d'alimentation, bien souvent vers plus de nourriture grasse et sucrée. Elle représente plus de 500 000 cas annuels entre les Etats-unis et l'Europe. Comme le montre la Figure 4.4, cette maladie commence par une accumulation de cellules de gras dans le foie. Le foie change de couleur et devient moins performant dans ses fonctions de filtration et d'épuration. Puis, lorsque

la surcharge de gras augmente davantage, les lésions sont plus importantes et l'on parle de stéatose hépatique. Elle peut être associée ou non à une fibrose, c'est à dire un durcissement des tissus en tissus conjonctifs. Enfin, en l'absence de traitement, l'accumulation supplémentaire de gras dans les cellules du foie conduit à une cirrhose, qui est une atteinte organique définitive. Il est intéressant de souligner que, même s'il peut être contenu par un traitement, seul ce stade de cirrhose ne peut régresser. Jusqu'à la stéatose hépatique, les lésions du foie sont effectivement encore réversibles ; d'où le défi essentiel d'être en mesure d'effectuer un diagnostic précoce.

Aujourd'hui, la technique standard utilisée pour diagnostiquer un foie gras est la biopsie [73]. Elle présente l'avantage de réaliser un dosage précis des cellules graisseuses dans le prélèvement, et de pouvoir ainsi donner une gradation du niveau de stéatose, plus rigoureuse que l'estimation par IRM aussi possible. Si certaines méthodes permettent de quantifier le degré de fibrose ([74], [75]), la biopsie est la seule à pouvoir estimer l'état, et la réversibilité des lésions hépatiques. Pour autant, il s'agit d'un acte très invasif, et peu pratiqué en dehors des formes sévères. Bien souvent, le diagnostic est donc tardif et ne permet pas de faire régresser la maladie. L'imagerie ultrasonore peut alors s'avérer être une réponse opportune à la problématique du diagnostic précoce [76]. En effet, l'échographie est une technique médicale de routine, peu onéreuse et dont la mise en place est assez simple. L'examen étant non-invasif, on peut aisément envisager de tester des patients présentant des symptômes plus légers, et anticiper le traitement de la stéatose. A partir d'une acquisition de tirs ultrasonores, on pourrait estimer en temps réel la vitesse du son, et donc le taux de gras en différentes localisations dans le foie. La méthode demande bien sûr une validation expérimentale clinique à large échelle, mais semble promettre une possibilité de quantifier précisément le taux de gras dans le fois, et donc le degré d'atteinte hépatique dans le contexte de la NASH [27].

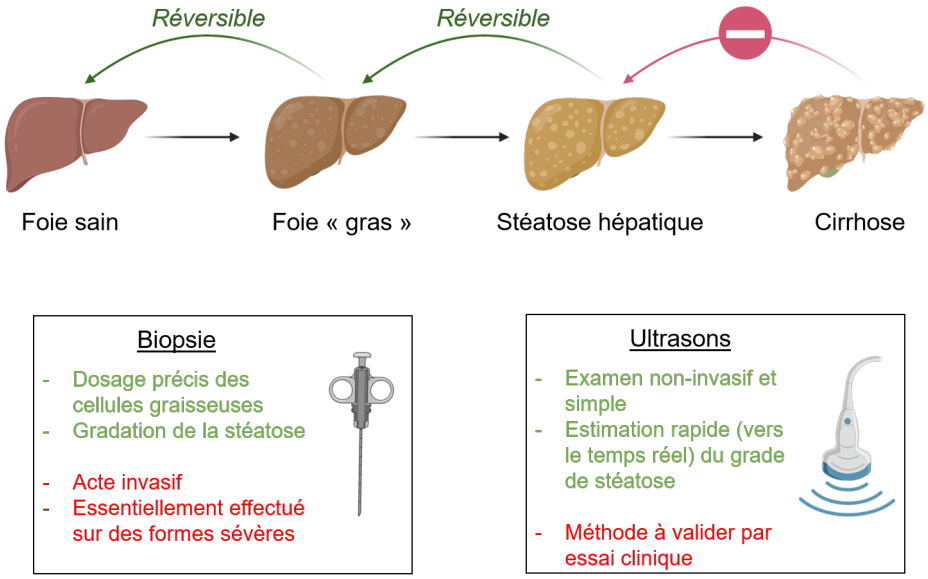

FIGURE 4.4 – Les stades de la stéatose hépatique non-alcoolique et les méthodes de gradation de la maladie.

4.2 Détermination de la vitesse du son moyenne

Maintenant que l'intérêt clinique de la quantification de vitesse du son a été établi, nous allons nous concentrer sur les différentes méthodes mises en place pour effectuer une telle estimation, et allons proposer des solutions inédites au diagnostic en temps réel.

4.2.1 Première approche : retournement temporel dans le speckle

Nous avons présenté, au Chapitre 2 une première approche d'estimation de vitesse du son. Elle repose sur l'estimation de la cohérence spatiale des signaux rétro-diffusés venant d'une région choisie dans le milieu. En imagerie ultrarapide - avec des ondes planes ou divergentes, il n'y a pas de focalisation effectuée à la transmission, donc une sommation cohérente synthétique des signaux provenant de chaque transmission est mise en place. Le calcul des délais de rephasage est réalisé avec différentes vitesses ultrasonores : ici entre 1450 m/s et 1650 m/s avec un pas de 1m/s. Dans l'approximation de la diffusion de Rayleigh et d'après le théorème de Van Cittert Zernike, nous avons vu que la cohérence spatiale dans le speckle est une fonction triangulaire [31] dont l'aire sous la courbe est maximale lorsque la focalisation idéale.

Expérimentalement, c'est au cours de la thèse de Marion Imbault que des acquisitions ultrarapides ont été réalisées sur les foies de 100 patients, à l'aide d'un échographe programmable (Aixplorer, SuperSonic Imagine, Aix en Provence, France) et que la méthode a été mise en place pour la première fois. Afin d'assurer une profondeur d'imagerie assez importante, une barrette échographique courbe de 192 éléments a été utilisée (sonde XC 6-1, Supersonic Imagine, Aix-en-Provence, France). Ensuite, entièrement en post-traitement, nous avons étudié la cohérence spatiale des signaux enregistrés. Nous avons comparé les résultats obtenus pour les différents vitesses du son testées, et la maximisation de l'aire sous la courbe a donné la vitesse optimale.

Toutefois, la focalisation synthétique ne suffit pas toujours à permettre une estimation correcte de la vitesse du son chez les patients difficiles à imager. Dans un tel cas on utilise la méthode de retournement temporel du bruit de speckle, présentée également au Chapitre 2 [50], [51]. Cette approche permet de corriger les aberrations et d'estimer la vitesse du son au cours d'un processus itératif. Le temps de calcul pour estimer la vitesse du son est de 3 à 4 minutes selon les paramètres d'imagerie, et augmente à plus de dix minutes si la correction d'aberrations s'avère nécessaire.

La Figure 4.5 présente les résultats de cette analyse sur le foie d'un patient. Une zone contenant du speckle a été choisie au centrale de l'image B-mode ((a)), et la cohérence spatiale est représentée pour les différentes valeurs testées ((b) et (c)). On voit clairement qu'il existe un optimum, mesuré ici à 1525 m/s. La précision se situe autour de 2 m/s dans la détermination du maximum de la courbe, et est limité par le pas initialement choisi dans la plage de vitesses testées.

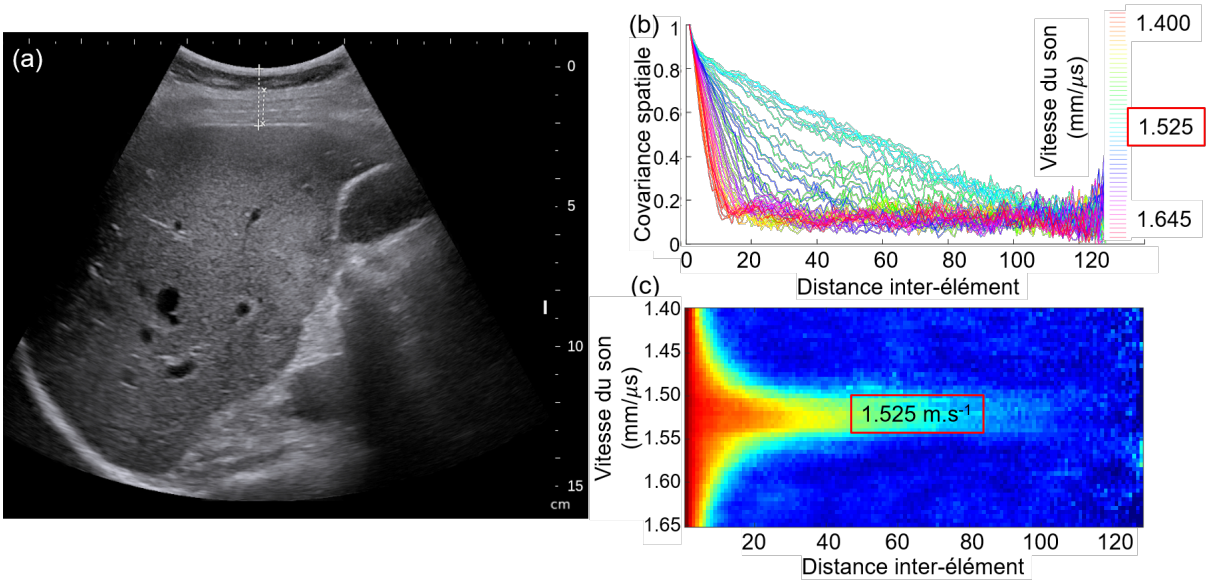

FIGURE 4.5 – **(a)** Image B-mode du foie chez un patient. **(b)** Représentation de la fonction de cohérence spatiale pour différentes vitesses testées. **(c)** Cartographie (distance, vitesse) de la cohérence spatiale dans la région d'intérêt.

4.2.2 Résultat : un diagnostic efficace

Pour chaque patient, une Imagerie par Résonance Magnétique a également été réalisée le même jour que les acquisitions décrites précédemment. L'appareil (3T Philips Ingenia, Eindhoven, Netherlands) a permis une mesure standardisée du taux de gras par densité de protons (Proton Density Fat Fraction = PDFF). Comme pour les évaluations ultrasonores, une région d'intérêt du foie - sans vaisseaux ou lésions fortes - a été choisie pour obtenir une fraction de gras de référence. Il est important de noter que, comme expliqué dans [75], il s'agit du double de la fraction de gras anatomopathologique. Ainsi ce résultat doit-il être divisé par deux pour étre comparé à la fraction massique estimée par l'équation 4.8.

La Figure 4.6 montre que l'on trouve une bonne concordance entre la variation des vitesses du son estimées en fonction du taux de gras, et l'équation théorique de Wood. En particulier, la comparaison des fractions de gras entre une estimation par ultrasons et par IRM donne une corrélation de $R^2 = 0.74$. L'analyse statistique de Bland Altman fournit une différence arithmétique moyenne de 41.8%. Les résultats de quantification ultrasonore du taux de gras dans le foie sont donc tout à fait satisfaisants mais laissent une marge de progression en terme de précision, et surtout de rapidité de l'algorithme ; qui en l'état ne permet d'envisager une estimation en temps réel.

On vient donc de démontrer, que l'approche itérative de retournement temporel du bruit de speckle permettait une estimation efficace de la vitesse moyenne en un point de l'image. Toutefois, cette quantification en un point est un processus complexe et particulièrement long. Il compromet ainsi l'estimation de vitesse du son en temps réel, et a fortiori sa cartographie dans l'ensemble du milieu.

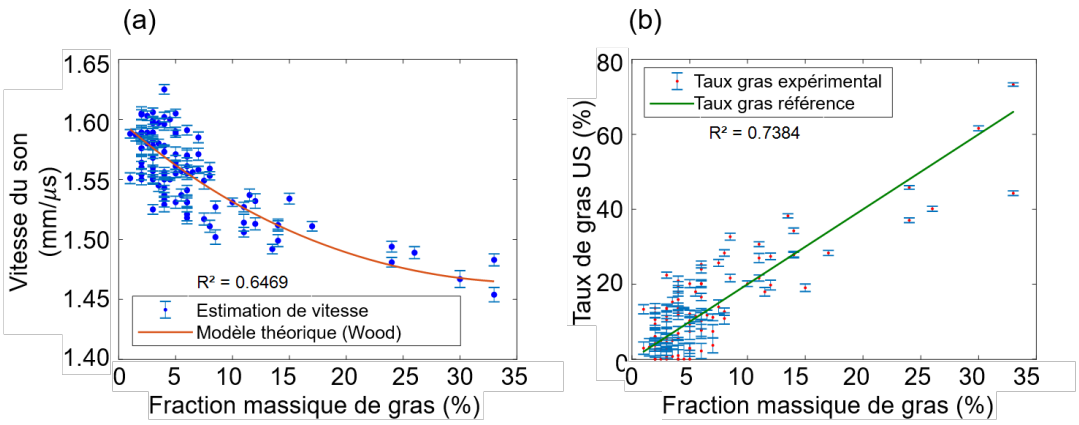

FIGURE 4.6 – Résultats de l'estimation du taux de gras dans le foie de 100 patients. **(a)** Représentation graphique de la vitesse du son estimée par ultrasons en fonction de la fraction massique de gras théorique. **(b)** Représentation du taux de gras estimé par ultrasons versus par IRM. La pente attendue est de 2 (droite verte).

4.2.3 Quantification en imagerie ultrarapide avec le SVD Beamformer

Pour répondre à la problématique de quantification de la vitesse du son, en temps réel et en plusieurs points du milieu, nous proposons d'appliquer ici la méthode d'imagerie adaptive et d'estimation d'aberration présentée dans le Chapitre 3 : le SVD Beamformer en imagerie ultrarapide [77].

Signification physique de la loi de phase obtenue

Le SVD Beamformer donne effectivement accès à la loi d'aberration angulaire, en amplitude et en phase. La phase estimée par cette technique représente l'erreur de temps de vol entre les hypothèses idéales du beamforming et le milieu réel. Et l'amplitude renseigne sur l'apodisation de cette loi. Si les conditions idéales sont satisfaites, on obtient une phase plate égale à zéro. Dans le cas d'un milieu aberré, l'erreur mesurée correspond, en échantillons temporels, à la déformation du front d'onde induite par l'aberration . C'est bien ce qui avait été démontré lors de l'introduction de l'approche du SVD Beamformer. Si le milieu n'est pas forcément aberré mais qu'il possède une vitesse c' différente de celle (c_0) utilisée pour le beamforming, alors la SVD mesure l'écart temporel entre le signal qui se propage à c' et celui qui se propage à c_0. C'est ainsi qu'elle va pouvoir nous permettre une estimation de la vitesse c' du milieu. Nous nous placerons dans cette situation pour la démonstration qui suit.

Dans un premier temps, nous allons préciser la définition de l'angle de transmission d'une onde plane. Il faut en effet souligner que cette définition est davantage temporelle que géométrique. Pour émettre une onde plane (Figure 4.7 (a)), d'angle θ, le délai à appliquer sur chaque élément i est défini par :

$$\tau(i,\theta) = \frac{x_i \tan\theta}{c_0} \tag{4.9}$$

Où x_i représente la position, en abscisse, de l'élément i sur la barrette.

Considérons la transmission de signaux décalés, sur chaque élément i, du délai $\tau(i, \theta)$. Alors, un front d'onde plan se propage dans le milieu et les signaux rétro-diffusés sur la barrette vont nous servir à reconstruire l'image. Il est fondamental de remarquer que la définition du délai $\tau(i, \theta)$ dépend de la vitesse supposée (et utilisée pour le beamforming) c_0. Si la vitesse c' du milieu est en fait différente de c_0, les angles géométriques des ondes planes changent en θ'. En effet, le délai appliqué aux transducteurs de la sonde est fixe et le front d'onde qui est émis temporellement ne change pas donc on a l'égalité :

$$\frac{x_i \tan\theta}{c_0} = \frac{x_i \tan\theta'}{c'} \tag{4.10}$$

Qui est valable pour tous les éléments i de la barrette.

Finalement, il faut garder à l'esprit que l'angle θ utilisé dans la définition de l'onde plane, n'est qu'une représentation géométrique d'un délai temporel, et que sa valeur dépend donc de la vitesse du son utilisée dans les hypothèses de beamforming.

Dans notre situation, le SVD Beamformer va ainsi mesurer le retard entre l'onde plane d'angle θ' se propageant à la vitesse c', et l'onde plane d'angle θ se propageant à la vitesse c_0. La figure 4.7 représente cette différence de marche que nous allons quantifier théoriquement puis expérimentalement.

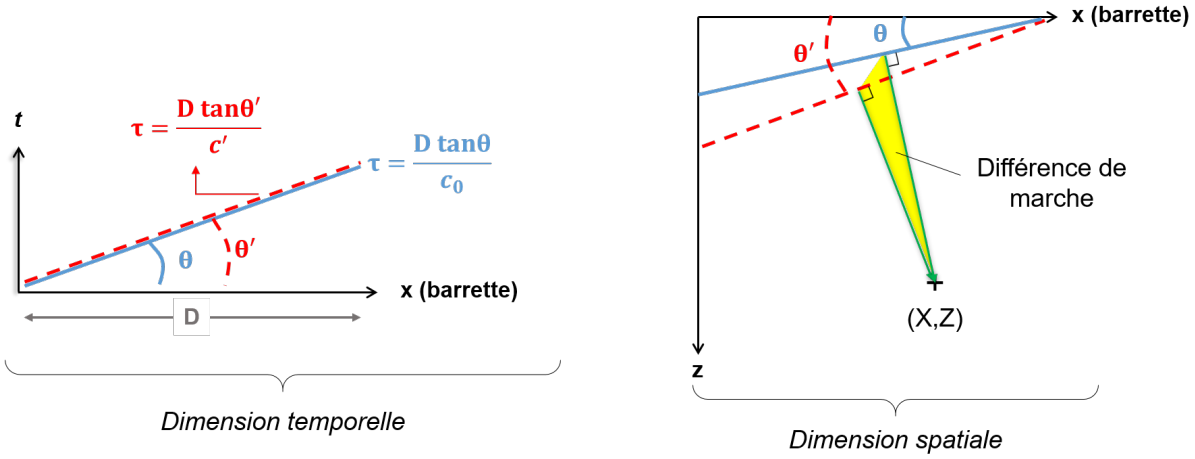

FIGURE 4.7 – Représentation géométriques des délais : **(a)**Représentation temporelle d'une même onde plane à deux vitesses de beamforming différentes. **(b)** Représentation spatiale d'une même onde plane, et de la différence mesurée par la SVD.

Détermination en temps réel de la vitesse du son

Une onde plane d'angle θ se propageant à c_0, de son émission à son arrivée en un point de coordonnées (X, Z) met le temps :

$$\tau_a(\theta, X, Z) = \frac{Z\cos\theta + X\sin\theta}{c_0} \tag{4.11}$$

Donc la différence de phase mesurée par le SVD Beamformer en un patch centré au point (X, Z), peut être décrite par le délai temporel :

$$\tau_{SVD} = \frac{Z\cos\theta + X\sin\theta}{c_0} - \left(\frac{Z\cos\theta' + X\sin\theta'}{c'}\right) \tag{4.12}$$

Le relation 4.10 permet d'exprimer l'angle θ' en fonction des autres paramètres : $\tan\theta' = c'\tan\theta/c_0$. Alors on utilise les relations trigonométriques pour ré-écrire le délai mesuré par la SVD selon :

$$\tau_{SVD} = \frac{Z\cos\theta + X\sin\theta}{c_0} - \left(\frac{Z}{\sqrt{1+\tan^2\theta'}} + \frac{X\tan\theta'}{\sqrt{1+\tan^2\theta'}}\right) \tag{4.13}$$

$$= \frac{Z\cos\theta + X\sin\theta}{c_0} - \frac{Z + X\tan\theta'}{\sqrt{1+\tan^2\theta'}} \tag{4.14}$$

$$= \frac{Z\cos\theta + X\sin\theta}{c_0} - \frac{Z + \frac{c'}{c_0}X\tan\theta}{\sqrt{1+\frac{c'^2}{c_0^2}\tan^2\theta}} \tag{4.15}$$

Cette dernière équation établit donc une relation entre le délai d'aberration et les paramètres initiaux de beamforming c_0, θ, X, Z.

Finalement, nous proposons ici une méthode d'estimation globale de la vitesse du son sur la Figure 4.8. Les ondes planes sont transmises à travers le milieu et les signaux rétro-diffusés sont compensés des temps de trajet jusqu'à chaque pixel pour donner la matrice R des composantes ultrarapides. Le SVD Beamformer est appliqué à des sous-représentations spatiales de R : les patchs isoplanétiques. Pour chacun de ces patchs, l'opération de SVD fournit une image $V_1(x, z)$ et une loi d'aberration complexe $U_1(\theta)$. La phase de $U_1^*(\theta)$ est convertie, via la fréquence d'échantillonnage en un délai $\tau_{patch}(\theta)$. En prenant pour X et Z les coordonnées du point au centre du patch, on réalise un fit mathématique entre $\tau_{patch}(\theta)$ et la loi $\tau_{SVD}(\theta)$ définie à l'équation 4.15. Les angles θ et la vitesse c_0 étant fixés par l'acquisition, le paramètre déterminé par le fit est donc l'estimation de vitesse c'. Les amplitudes $|U_1^*(\theta)|$ sont utilisés comme pondérations algébriques dans l'ajustement au modèle τ_{SVD}. Des bornes inférieure et supérieure sont fixées respectivement à 1300 m/s et 1700 m/s pour accélérer et simplifier la résolution du problème. Il peut arriver, sur les côtés de l'image notamment, que le fit sur la vitesse diffère pour les angles négatifs et les angles positifs. L'arbitrage est réalisé en utilisant les amplitudes comme poids de la solution finale. Ainsi, on obtient, pour chaque patch centré en (X, Z), grâce à l'aberration résultant du SVD Beamformer, une estimation de la vitesse moyenne mise par l'onde ultrasonore pour atteindre cette position.

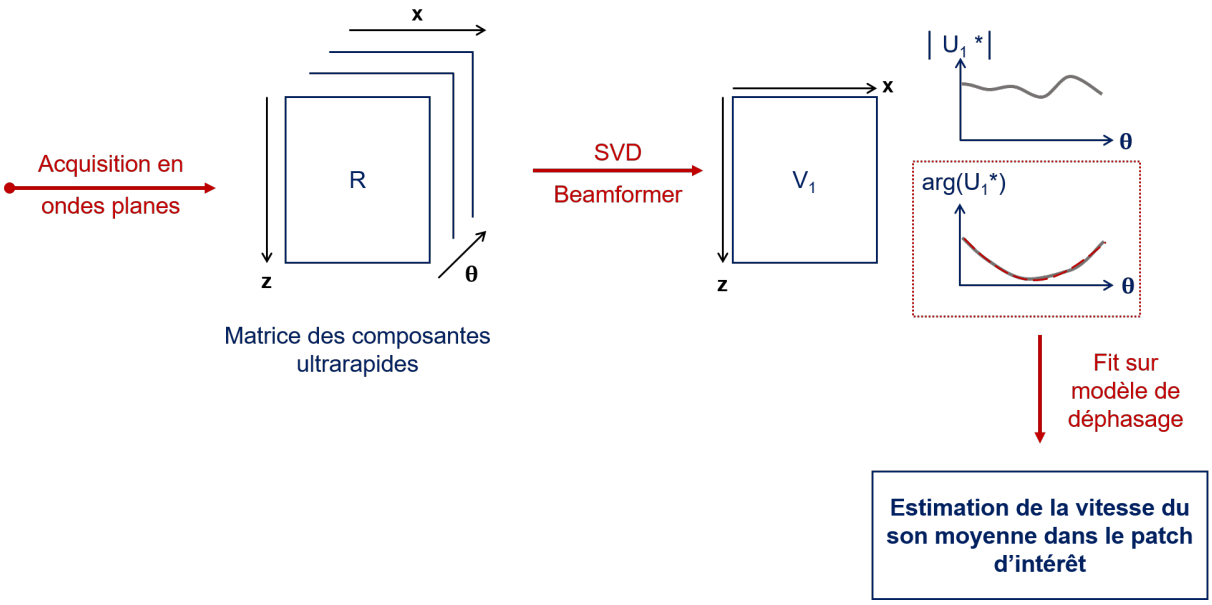

FIGURE 4.8 – Représentation schématique du processus d'estimation de vitesse du son par la méthode du SVD Beamformer. Le modèle de déphasage utilisé pour chaque patch centré en (X, Z) est la fonction τ_{SVD} définie à l'équation 4.15.

4.2.4 Cartographie expérimentale temps réel de la vitesse du son intégrale

Nous venons de proposer le SVD Beamformer pour établir une cartographie par patchs de la vitesse moyenne du milieu. Par vitesse moyenne, on entend la vitesse effective des ultrasons entre la barrette et le point d'intérêt. L'atout majeur de cette approche est la rapidité de l'estimation : en effet, pour 100 ondes planes transmises par une sonde linéaire de 192 éléments, de fréquence centrale 6.25 MHz et une profondeur d'imagerie de 7 cm, la carte de vitesse moyenne met environ une seconde à être calculée pour une résolution de patchs de l'ordre de $20\lambda \times 40\lambda$. (Sauf mention contraire, ces paramètres de séquence ultrasonore seront ceux utilisés dans toute la suite du chapitre.) Si cela ne permet pas encore un affichage parfaitement fluide, il est inédit de pouvoir observer le paramètre de vitesse du son en temps réel ; ce qui permet d'envisager de nouvelles applications cliniques. En outre, on peut d'ores et déjà penser à des moyens d'accélérer davantage ce processus par exemple en pré-calculant les lois de phase pour différentes vitesses en chaque pixel, qui serait moins long que le fit, ou en éliminant d'office les données d'amplitude nulle afin de diminuer la taille des vecteurs employés.

En pratique, le but ultime est d'obtenir une cartographie par pixel de la vitesse du son. Cela est tout à fait possible : il suffit de réaliser autant de SVD que l'image ne contient de pixels. Pour ce faire, nous avons défini des patchs isoplanétiques, chacun centré en un pixel de l'image. Hormis sur les bords de l'image, tous les patchs sont de la même taille. Cette approche est certes, bien plus coûteuse en temps de calcul, mais permet a priori la meilleure résolution possible pour la cartographie de vitesse du son.

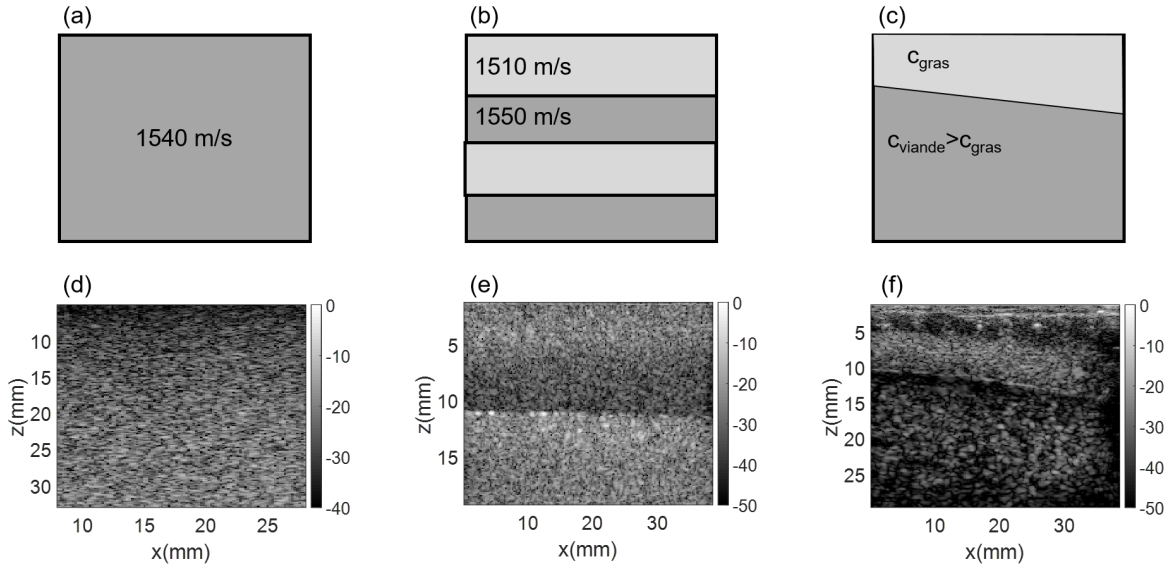

FIGURE 4.9 – Représentation géométrique des différentes configurations testées pour la cartographie de vitesse du son moyenne par SVD beamforming : **(a)** Fantôme de speckle industriel (CIRS 054-GS, c = 1540 m/s) . **(b)** Fantôme de synthèse réalisé en superposant 4 couches de gels de vitesses 1550m/s et 1510m/s placées en alternance. **(c)** Schéma de l'échantillon de magret de canard utilisé. **(d)**,**(e)**,**(f)** : Images B-mode classiques correspondant respectivement aux trois situations décrites.

Nous proposons de tester expérimentalement sur trois milieux différents, représentés sur la Figure 4.9, la méthode de cartographie que nous venons de décrire. Nous avons imagé, en premier lieu, un fantôme de speckle industriel (CIRS 054-GS) de vitesse homogène calibrée à 1540 m/s ((a) et (d)). Aussi, nous avons synthétisé des gels agar/gélatine en jouant sur leur composition pour moduler la vitesse du son. Nous avons ensuite imagé une alternance de couches de deux fantômes (b) afin d'évaluer l'aptitude de notre approche à séparer les zones en fonction de leur vitesse. Les couches constituant des milieux homogènes, leurs vitesses individuelles ont été estimées séparément par SVD Beamforming et confirmées par la mesure de la profondeur liée au temps de vol par la relation élémentaire $c = d/t$. L'image B-mode (g) de cette superposition ne montre pas clairement les interfaces entre toutes les couches. En fait, le fantôme pour lequel la vitesse est la plus rapide présente vraisemblablement une absorption plus importante et l'on ne peut discerner facilement l'interface avec le fantôme inférieur. Il sera d'autant plus intéressant de voir si le SVD Beamformer permet la distinction de ces quatre couches. Enfin, nous avons utilisé un morceau de viande surmonté d'une couche de graisse ((c) magret de canard). L'image échographique montre également une configuration intéressante : contrairement aux deux cas précédents, le milieu n'est plus symétrique suivant la direction x, ce qui rajoute un niveau de complexité.

La Figure 4.10 présente les résultats obtenus. On constate que, pour le speckle homogène, on obtient une carte homogène avec une vitesse moyenne de 1540 m/s et un écart-type entre les pixels de 1.2 m/s, ce qui est très satisfaisant. Pour le milieu à 4 couches, on voit que l'on est capable de discerner les différentes couches avec des vitesses relativement proches de celles attendues. Dans le cas du magret, on observe aussi

la distinction entre la couche de gras superficielle et la viande, dans laquelle les ultrasons se propagent plus rapidement. On a donc une méthode d'estimation locale de la vitesse moyenne pixel par pixel qui semble reproduire fidèlement les différentes zones attendues dans le milieu.

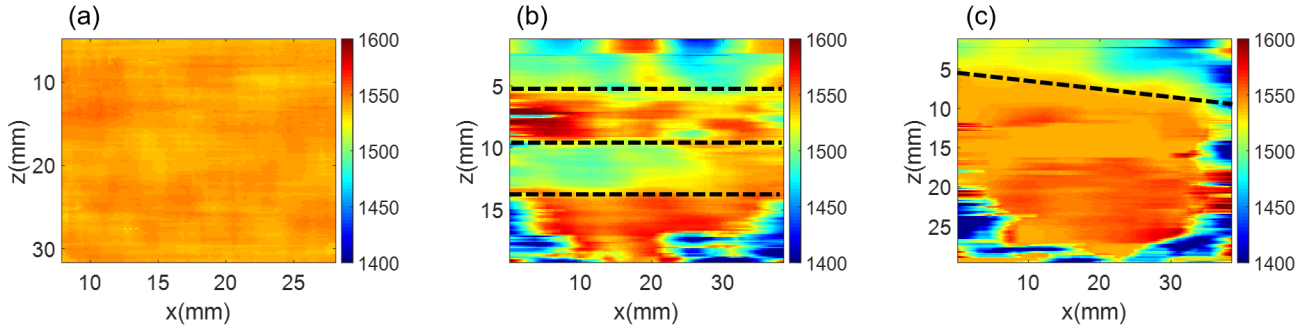

FIGURE 4.10 – Résultats de la cartographie de vitesse moyenne par pixel : **(a)** Speckle homogène (théorie 1540 m/s) **(b)** Couches alternées 1510/1550 m/s. **(c)** Magret de canard (gras ∽ 1500 m/s, muscle ∽ 1550 m/s.)

4.2.5 Le passage à une estimation locale

Si les résultats précédents en tant que tels constituent déjà une avancée intéressante, ils ne permettent pas d'imager fidèlement la structure du milieu suivant sa vitesse du son. Les estimations sont en effet biaisées car ce sont des vitesses effectives le long du trajet de l'onde que l'on récupère : ce que l'on qualifiera de vitesse **intégrale**. En pratique, on aimerait pouvoir quantifier la vitesse **locale** dans le milieu comme représenté schématiquement sur la Figure 4.9 (a), (b), et (c).

Pour cela une première approche consiste à dériver le temps de propagation. Nous allons prendre le cas simple où l'on considère en moyenne que le front d'onde direct parallèle à l'axe z est celui qui atteint chaque pixel en premier. Alors, le temps de propagation pour arriver au point (X,Z) s'écrit :

$$T(X,Z) = \frac{Z}{c(X,Z)} \tag{4.16}$$

Où c(X,Z) est la vitesse moyenne le long du chemin, c'est à dire celle estimée dans la section précédente.

La connaissance de la vitesse locale s'écrit, elle, au niveau infinitésimal. On la note c_{locale} et elle est constante, au premier ordre, entre un point Z, et le point d'ordonnée $Z + dZ$, d'où :

$$T(X,Z) = \frac{Z}{c_{locale}(X,Z)} \quad \text{et} \quad T(X,Z+dZ) = \frac{Z+dZ}{c_{locale}(X,Z)} \tag{4.17}$$

On a alors :

$$T(X,Z+dZ) - T(X,Z) = dT = \frac{dZ}{c_{locale}(X,Z)} \tag{4.18}$$

Donc si l'on définit $T(X, Z)$ comme le temps de propagation du front d'onde normal à la barrette, on a la relation directe :

$$\frac{dT}{dZ} = \frac{1}{c_{locale}(X, Z)} \tag{4.19}$$

Nous avons utilisé cette relation, pour calculer le gradient du temps de propagation et obtenir une première estimation de la vitesse du son locale. La Figure 4.11 rassemble ces résultats sur nos trois dispositions testées. Pour le speckle (a), comme on pouvait s'y attendre on retrouve une carte relativement homogène autour de 1540 m/s. On remarque que les variations, bien que faibles, semblent renforcées : l'écart type entre les pixels augmente effectivement de 0.4 m/s pour atteindre 1.7 m/s. Dans le cas de la superposition des couches, on observe aussi que les différences de vitesses sont renforcées. On parvient à distinguer les quatre couches. En particulier celles à 1550 m/s sont assez nettes. Bien qu'elle reste complexe à résoudre, la troisième couche se distingue des deux autres, et cela montre que le SVD Beamformer réussit là où le beamforming classique échoue. Enfin, sur le morceau de magret (c), une couche de vitesse plus faible aux alentours de 1507 m/s apparaît en haut de l'image : c'est la couche superficielle de gras, qui se confond petit à petit avec le muscle qui lui a une vitesse autour de 1561 m/s. Les valeurs obtenues sont cohérentes avec la structure imagée au B-mode. Dans les deux dernières configurations, on note que les bords de l'image présentent des valeurs disparates. Ces pixels pâtissent effectivement d'une taille de plus en plus réduite du patch, et du fait que géométriquement ils ne se trouvent plus en son centre.

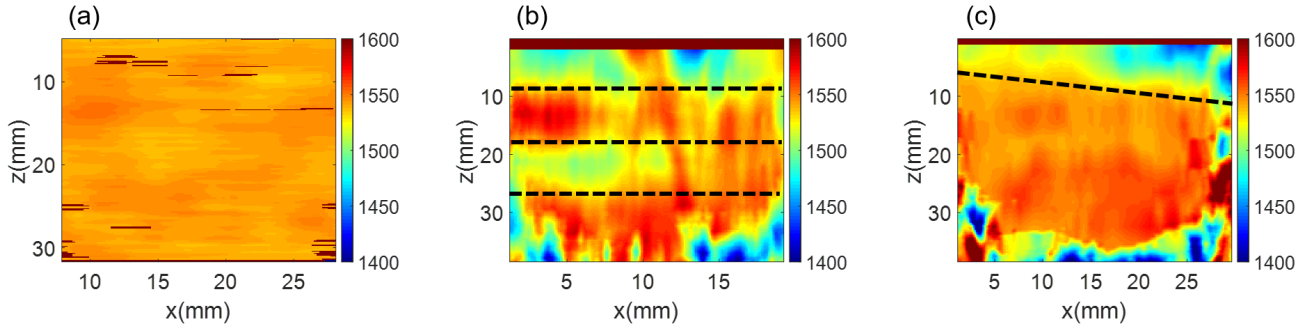

FIGURE 4.11 – Résultats de la cartographie de vitesse locale par pixel : **(a)** Speckle homogène (théorie 1540 m/s) **(b)** Couches alternées 1510/1550 m/s. **(c)** Magret de canard (gras ∽ 1500 m/s, muscle ∽ 1550 m/s.)

Pour conclure cette partie, nous avons démontré que le retournement temporel du bruit de speckle permettait une quantification ultrasonore de la vitesse du son moyenne en un point de l'image, même aberrée mais à un coût de calcul non négligeable. Cela est intrinsèquement lié au caractère itératif du processus, associé à la nécessité de re-beamformer à chaque vitesse. Nous avons ensuite présenté l'utilisation du SVD Beamformer qui permet la même opération en temps quasi réel, et donc offre de nouvelles perspectives pour une utilisation clinique de cet outil. Nous avons même été plus loin en

proposant une cartographie par pixel de la vitesse du son qui s'est avérée très performante sur les données expérimentales. Afin de revenir à une grandeur plus représentative de la structure du milieu, nous avons souhaité en déduire une estimation locale. La première approche proposée a répondu à ce point, mais constitue une forte approximation. En effet, lors de la propagation des 100 ondes planes transmises, il n'y a aucune raison que le front d'onde direct soit majoritaire, il faut donc avoir une modélisation plus rigoureuse du déphasage temporel pour procéder à l'inversion et en déduire la vitesse. Nous allons ainsi, dans la partie suivante, mettre en place une méthode intégrale de quantification locale de la vitesse du son.

4.3 Inversion globale et quantitative en échographie ultrarapide

4.3.1 Approche intégrale du déphasage des ondes planes

Considérons le cas de la barrette linéaire décrite précédemment (192 éléments, fréquence centrale 6.25 MHz, pas spatial = $\lambda/2$), transmettant N_θ ondes planes dans le milieu. Dans un premier temps, nous ferons l'hypothèse de l'absence de réfraction des ondes planes lors de la propagation. Alors, on pourra librement intégrer le long du trajet en supposant la vitesse constante [52], [78], [79]. On définit la lenteur en tout point de l'image comme :

$$\sigma(x,z) = \frac{1}{c(x,z)} - \frac{1}{c_0} \tag{4.20}$$

Où c_0 est la vitesse de référence pour la transmission des ondes planes, et la définition des angles θ.

La phase locale de l'écho est la différence entre le temps d'arrivée dans le milieu réel à la vitesse c par rapport au milieu homogène à la vitesse c_0. Pour un angle de transmission θ, elle est décrite par le délai :

$$\tau(x,z,\theta) = \int_{\mathcal{L}} \frac{dl}{c(x,z)} - \frac{dl}{c_0} = \int_{\mathcal{L}} \sigma(x',z')dl \tag{4.21}$$

dl étant le chemin parcouru par l'onde transmise θ jusqu'au point (x',z') le long de la trajectoire $\mathcal{L}$.

Supposons l'angle $\theta > 0$. Sur la Figure 4.12, la longueur de $\mathcal{L}$ peut s'écrire $L = M_0M = (Z + X\tan\theta)\cos\theta = Z\cos\theta + X\sin\theta$. Dans l'équation 4.21, on souhaite intégrer le long du chemin $\mathcal{L}$ de l'onde, avec une distance infinitésimale dl. La longueur de dl est définie par la différence de marche entre deux points de la même trajectoire (a) :

$$\begin{aligned} dl &= dist(M_0, m+dm) - dist(M_0, m) && (4.22)\\ &= (z+dz)\cos\theta + (x+dx)\sin\theta - (x\sin\theta + z\cos\theta) && (4.23)\\ &= dx\sin\theta + dz\cos\theta && (4.24) \end{aligned}$$

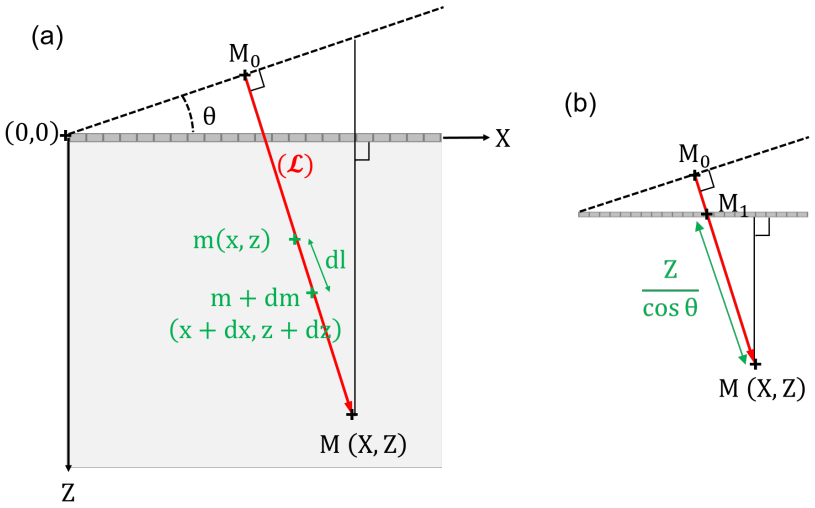

FIGURE 4.12 – Représentation géométrique des distances parcourues par l'onde plane θ : **(a)** Définition intégrale. **(b)** Définition globale en milieu homogène.

Par ailleurs, pour tout (x, z) le long du trajet $\mathcal{L}$, la figure (b) nous indique que :

$$x(M_1) = X - Z\tan\phi = x - z\tan\phi \tag{4.25}$$

Ce qui nous donne que tout point (x, z), de la trajectoire entre l'onde plane θ et le point (X, Z) vérifie :

$$x = X - Z\tan\theta + z\tan\theta \tag{4.26}$$

Etant donné que $(m + dm) \in \mathcal{L}$, on a également :

$$x + dx = X - Z\tan\theta + (z + dz)\tan\theta \tag{4.27}$$

On peut soustraire les équations 4.27 et 4.26, et cela résulte en la relation très simple : $dx = dz\tan\theta$.

Si l'on revient maintenant à dl, on a : $dl = dx\sin\theta + dz\cos\theta = dz(\sin\theta\tan\theta + \cos\theta)$.

L'utilisation des relations trigonométriques nous permet d'écrire cette relation sous la forme : $dl = \sqrt{1 + \tan^2\theta}dz$.

On peut enfin ré-écrire la définition du délai de déphasage de l'équation 4.21 comme une intégrale suivant z :

$$\boxed{\tau(x, z, \theta) = \sqrt{1 + \tan^2\theta}\int_{\mathcal{L}} \sigma(x', z')dz'} \tag{4.28}$$

Précisons que rigoureusement, l'intégrale le long de $\mathcal{L}$ se fait entre les points M_0 et $M(X, Z)$. En pratique, entre M_0 et M_1, l'onde ne s'est pas encore propagée dans le milieu

donc la vitesse est celle de départ, c'est à dire c_0. Donc par définition, la lenteur σ est nulle entre ces deux points, et l'intégrale selon $\mathcal{L}$ pourra être écrite comme une intégrale entre $z' = 0$ et $z' = Z$. Notons également, que, par symétrie, le problème donne le même résultat pour les angles négatifs.

4.3.2 Un problème inverse en Fourier spatial

Description harmonique du problème

Jaeger *et al.*, dans [54], ont proposé de lire l'intégrale 4.28 en définissant un opérateur linéaire M, tel que $\tau = M(\theta)\sigma$. τ et σ, sont les vecteurs contenant respectivement les valeurs des mesures de phase et de lenteur en tout point (x, z). Alors, on peut obtenir la distribution des lenteurs σ en inversant l'opérateur M. Par commodité, on se placera dans l'espace de Fourier spatial. Aussi, la transformée de Fourier spatiale 2D de σ peut s'écrire comme la superposition de ces composantes harmoniques. Nous l'écrirons :

$$\tilde{\sigma} = \sum_k \tilde{\sigma}_k \quad \text{où} \quad \tilde{\sigma}_k(x, z) \equiv \exp(ik_x x + ik_z z) \tag{4.29}$$

En réalité, il faudrait écrire $\tilde{\sigma}_k(x, z) = \sigma_0 N_x N_z \exp(ik_x x + ik_z z)$ mais nous omettrons le pré-facteur pour des raisons de clarté dans les calculs qui vont suivre.

On peut alors exprimer les composantes harmoniques du déphasage temporel de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
\tau(x, z, \theta)_k &= \sqrt{1 + \tan^2\theta} \int_0^z \exp(ik_x x' + ik_z z') dz' \\
&= \sqrt{1 + \tan^2\theta} \int_0^z \exp(ik_x x - ik_x z \tan\theta + ik_x z' \tan\theta + ik_z z') dz' \\
&= \sqrt{1 + \tan^2\theta} \exp(ik_x x - ik_x z \tan\theta) \int_0^z \exp(i(k_x \tan\theta + k_z) z') dz'
\end{aligned}$$

Donc, dans le cas général, le déphasage temporel lié à un défaut de vitesse du son s'exprime, au facteur d'amplitude près, suivant :

$$\boxed{\tau(x, z, \theta)_k = \sqrt{1 + \tan^2\theta} \exp(ik_x(x - z\tan\theta)) \frac{\exp(i(k_x \tan\theta + k_z)z) - 1}{i(k_x \tan\theta + k_z)}} \tag{4.30}$$

Notons que, dans le cas où $k_x = 0$ et $k_z = 0$, l'intégrande de l'équation 4.28 vaut 1, ce qui résulte en :

$$\tau(x, z, \theta)_{k=0} = z\sqrt{1 + \tan^2\theta} \tag{4.31}$$

Expression de la matrice M

En considérant l'équation linéaire $\tau = M\sigma$ dans l'espace direct, le fait que le produit devienne une convolution dans l'espace de Fourier, et le modèle proposé pour les composantes de σ, les éléments de la matrice M peuvent s'exprimer comme la transformée de Fourier 2D de τ_k :

$$M_{k,k'}(\theta) = \int_0^X dx \int_0^Z dz\ \tau(x,z,\theta)_k \exp(-ik'_x x - ik'_z z) \tag{4.32}$$

Cela donne :

$$\begin{aligned} M_{k,k'}(\theta) &= \frac{\sqrt{1+\tan^2\theta}}{i(k_x\tan\theta + k_z)} \int_0^X dx \int_0^Z dz\ \exp(ik_x(x - z\tan\theta))(\exp(i(k_x\tan\theta + k_z)z) - 1) \\ &\qquad \exp(-ik'_x x - ik'_z z) \\ &= \frac{\sqrt{1+\tan^2\theta}}{i(k_x\tan\theta + k_z)} \int_0^X \exp(i(k_x - k'_x)x)dx \int_0^Z dz\ \exp(-i(k_x\tan\theta + k'_z)z) \\ &\qquad (\exp(i(k_x\tan\theta + k_z)z) - 1) \end{aligned}$$

Et donc, les éléments de la matrice M s'écrivent dans le cas général :

$$\boxed{M_{k,k'}(\theta) = \frac{\sqrt{1+\tan^2\theta}}{i(k_x\tan\theta + k_z)} \frac{\exp(i(k_x - k'_x)X) - 1}{i(k_x - k'_x)} \left[\frac{\exp(i(k_z - k'_z)Z)}{i(k_z - k'_z)} + \frac{exp(-i(k_x\tan\theta + k'_z)Z) - 1}{i(k_x\tan\theta + k'_z)}\right]} \tag{4.33}$$

Cas particuliers

Il est très important de noter que, pour certaines valeurs des vecteurs spatiaux k et k', l'expression précédente diverge et plusieurs cas particuliers sont à prendre en compte pour ne pas que la résolution du problème inverse ne diverge elle aussi. En effet,

Si $k_x = 0, k_z = 0, k'_x = 0, k'_z = 0$, l'expression des éléments de M devient :

$$M_{k,k'}(\theta) = \frac{XZ^2\sqrt{1+\tan^2\theta}}{2} \tag{4.34}$$

Si $k_x = 0, k_z = 0, k'_x = 0, k'_z \neq 0$:

$$M_{k,k'}(\theta) = X\sqrt{1+\tan^2\theta}\left[\frac{Z\exp(-ik'_z Z)}{-ik'_z} - \frac{exp(-ik'_z Z) - 1}{(-ik'_z)^2}\right] \tag{4.35}$$

Si $k_x = 0, k_z = 0, k'_x \neq 0, k'_z = 0$:

$$M_{k,k'}(\theta) = \frac{Z^2}{2}\sqrt{1+\tan^2\theta}\ \frac{exp(-ik'_x X) - 1}{-ik'_x} \tag{4.36}$$

Si $k_x = 0, k_z = 0, k'_x \neq 0, k'_z \neq 0$:

$$M_{k,k'}(\theta) = \sqrt{1+\tan^2\theta}\,\frac{exp(-ik'_x X)-1}{-ik'_x}\left[\frac{Z\exp(-ik'_z Z)}{-ik'_z} - \frac{exp(-ik'_z Z)-1}{(-ik'_z)^2}\right] \tag{4.37}$$

Si $k_x = 0, k_z \neq 0, k'_x \neq 0, k'_z = 0$:

$$M_{k,k'}(\theta) = \frac{\sqrt{1+\tan^2\theta}}{ik_z}\frac{exp(-ik'_x X)-1}{-ik'_x}\left[\frac{exp(ik_z Z)-1}{ik_z} - Z\right] \tag{4.38}$$

Si $k_x = 0, k_z \neq 0, k'_x = 0, k'_z = 0$:

$$M_{k,k'}(\theta) = \frac{X\sqrt{1+\tan^2\theta}}{ik_z}\left[\frac{exp(ik_z Z)-1}{ik_z} - Z\right] \tag{4.39}$$

4.3.3 Méthode d'inversion

Maintenant que l'on connaît l'expression des termes de la matrice M, on va pouvoir envisager son inversion et la résolution du problème. En pratique, on mesure le déphasage $\Delta\tau$ d'une onde plane d'angle θ par rapport à un angle de référence θ_0. Le problème devient simplement :

$$\Delta\tau(\theta,\theta_0) = T(\theta,\theta_0)\,\sigma \qquad \text{avec} \qquad T(\theta,\theta_0) = M(\theta) - M(\theta_0) \tag{4.40}$$

Finalement, on dispose d'un ensemble d'équations matricielles : $\Delta\tau_\theta = T(\theta)\,\sigma$. On le met sous la forme d'un unique problème matriciel où le vecteur τ est de taille $(1, N_x N_z N_\theta)$ et la matrice T est de taille $(N_x N_z N_\theta, N_x N_z)$. T n'étant pas inversible, on dit que le problème inverse est mal posé (*ill-posed*) et l'on utilise une régularisation de Tikhonov qui exprime l'inverse sous la forme :

$$T^{-1} = ({}^t T^* T + \gamma^2 I)^{-1\,t} T^* \tag{4.41}$$

Où γ est le paramètre réel de régularisation, qui minimise l'expression $\|\tau - T\,\sigma\|^2 + \|\gamma\sigma\|$.

Plus on disposera d'angles de transmission θ, plus l'inversion sera robuste face au bruit, et meilleure sera la résolution spatiale de σ.

Le protocole complet de l'approche intégrale de cartographie de vitesse du son à partir du déphasage local des ondes planes, est décrit à la Figure 4.13. Dans un premier temps, il faut estimer la phase - ce que l'on est a priori capable de faire en temps réel avec le SVD Beamformer, entre les ondes planes. Après être passé dans la dimension de Fourier spatial, on peut estimer σ grâce à la matrice inverse de T. Après une transformée de Fourier inverse, on obtient la distribution de lenteurs $\sigma(x,z)$, de laquelle on déduit aisément la distribution de vitesses $c(x,z)$.

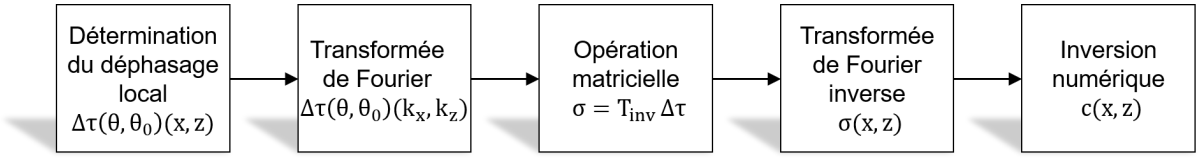

FIGURE 4.13 – Schéma-bloc des étapes nécessaires à la cartographie de la vitesse du son par l'approche intégrale.

4.3.4 Vérification sur des cas simples

Le problème direct

En premier lieu, nous avons souhaité vérifier, sur un cas le plus simple possible, la capacité de cette approche à déterminer les déphasages d'ondes planes liés à des défauts de vitesse du son. Pour ce faire, nous avons choisi un set de 100 angles transmis entre -18° et 18°, et une vitesse de beamforming de 1450 m/s. A l'aide de ces paramètres nous avons pu définir la matrice T en prenant pour angle de référence l'angle 0°. Nous avons ensuite introduit une distribution homogène de vitesse : $c(x,z) = 1540\,m.s^{-1}\ \forall(x,z)$. Le problème direct appliqué dans l'espace de Fourier ($\Delta\tau = T\ \sigma$) nous a permis de trouver les déphasages $\Delta\tau_{DIR}(x,z,\theta)$ correspondant à l'erreur commise sur la vitesse du son. Il se trouve que, comme le montre la Figure 4.12 , ces délais peuvent aussi être calculés géométriquement de manière très simple. En effet, pour un point de coordonnées (X,Z) les délais liés au déphasage induit par l'erreur dans la vitesse de propagation utilisée s'écrivent :

$$\tau_{GEO}(X,Z,\theta) = \frac{Z}{\cos\theta}\left(\frac{1}{c} - \frac{1}{c_0}\right) \tag{4.42}$$

Nous avons comparé les résultats obtenus par le problème direct et par ce calcul géométrique. Un échantillon est proposé sur la Figure 4.14 et l'on a observé, en complexe ou en réel, une concordance quasi parfaite en tout point de l'espace, et pour tous les angles. Cela confirme donc la capacité de l'équation matricielle, à retrouver les déphasages physiques des transmissions d'ondes planes en milieu homogène dans un milieu dont la vitesse diffère de celle utilisée pour le beamforming.

Le problème inverse théorique

Puisque l'on est en mesure de déterminer géométriquement les délais correspondant au déphasage des ondes planes en milieu homogène, on peut tout à fait tester à présent le problème inverse. Le déphasage $\Delta\tau$ théorique, entre des ondes planes se propageant à 1540m/s et des à 1450m/s (= vitesse de beamforming) est estimé géométriquement grâce à l'expression de l'équation 4.42. On lui soustrait le déphasage correspondant à l'angle de référence, 0° puis on réalise la transformée de Fourier spatiale 2D. Grâce à la matrice inverse T^{-1}, on procède au calcul des lenteurs σ dans l'espace des fréquences spatiales. Puis, la transformée de Fourier inverse conduit à la distribution spatiale des lenteurs, donc de la vitesse c des ultrasons dans le milieu. La Figure 4.15 présente la comparaison entre la carte utilisée pour le calcul des délais géométriques, variables d'entrée du problème, et

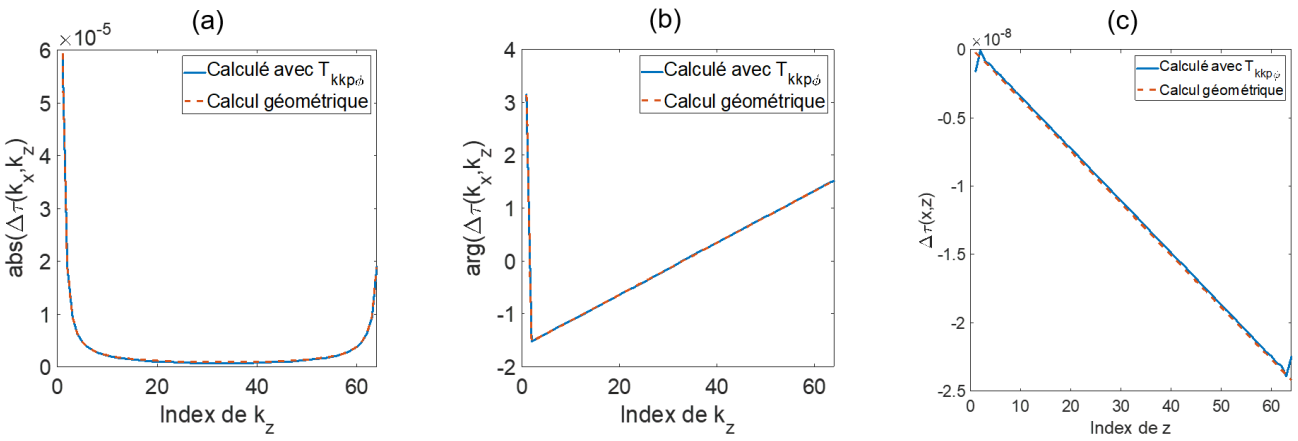

FIGURE 4.14 – Comparaison des délais de déphasage pour un milieu homogène beamformé à la mauvaise vitesse. **(a)** Résultat du problème direct en amplitude dans l'espace de Fourier ($k_x = 1, \theta = -15°$). **(b)** Résultat du problème direct en phase dans l'espace de Fourier ($k_x = 1, \theta = -15°$). **(c)** Résultat du problème direct dans l'espace (x,z).

la carte de vitesse du son obtenue en résolvant le problème inverse. Cette dernière donne une image extrêmement fidèle du milieu homogène ($r^2 = 99.8\%$). Cela démontre que la connaissance des délais, ici simulés numériquement, permet de retrouver avec précision la carte d'un milieu homogène.

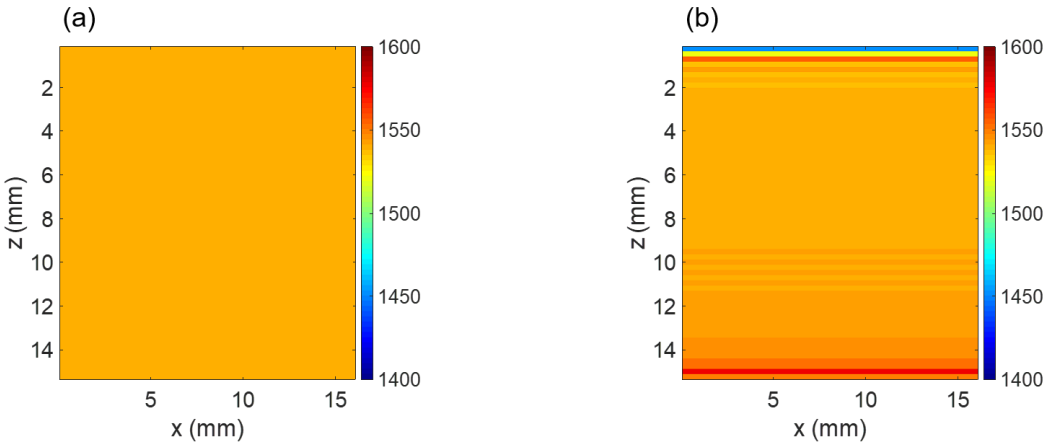

FIGURE 4.15 – **(a)** Carte homogène de vitesse du son à 1540 m/s utilisée pour la simulation géométrique des délais. **(b)** Résultat du problème inverse en milieu homogène à partir de délais simulés, pour une vitesse de beamforming $c_0 = 1450$ m/s.

En outre, la vérification sur des données simulées nous donne une occasion d'ajuster le paramètre de régularisation γ dans une gamme satisfaisante. Ici, au facteur d'amplitude des lenteurs près, on trouve que l'inversion reste valide entre $\gamma = 1e-5$ et $\gamma = 1e-3$. Le choix de ce paramètre dépendra fortement des conditions expérimentales testées. Un niveau de régularisation trop faible fait apparaître des artéfacts à haute fréquence. Et si, au contraire, la valeur de γ choisie est trop grande, on risque d'être confronté à une mauvaise inversion avec une perte progressive de la résolution et de forts artéfacts sur les

bords de l'image.

Stabilité de l'inversion

Enfin, la dernière vérification importante à opérer concerne la stabilité de l'inversion. En effet, au regard des deux résultats précédents, le problème d'une erreur homogène de vitesse du son est résolu dans sa version directe comme inverse avec précision. Donc la stabilité de l'inversion est garantie et c'est ce que confirme la Figure 4.16. Pour l'obtenir, nous avons défini une carte de vitesse de référence (a), pour une acquisition beamformée à $c_0 = 1450$ m/s. Nous avons déterminé les délais de déphasage correspondant à l'erreur homogène de vitesse du son. Et, les avons ré-introduit dans le problème inverse. Si σ_{ref} est la distribution de référence en lenteur, cela revient à regarder le résultat de $T^{-1}\,T\sigma_{ref}$; ce qui permet bien de quantifier la stabilité de l'inversion. Le résultat en milieu homogène est lui bien acquis.

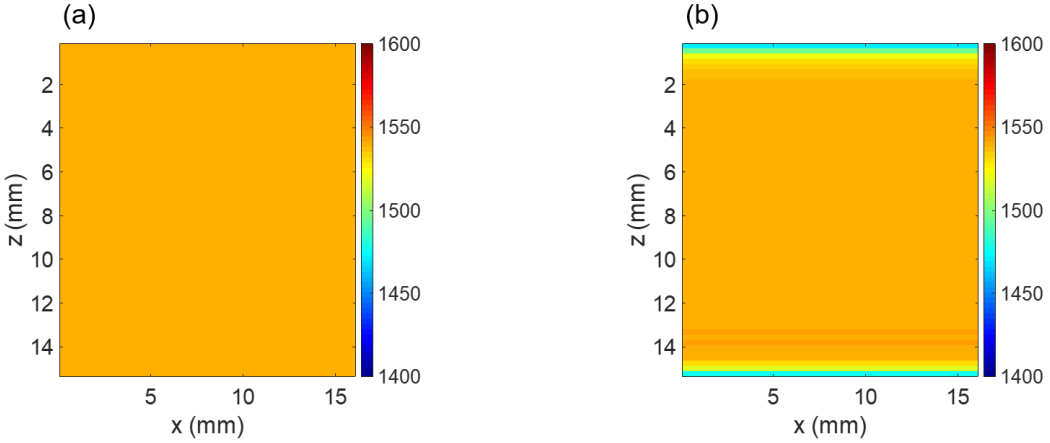

FIGURE 4.16 – **(a)** Carte homogène de vitesse du son à 1540 m/s utilisée pour simuler le milieu de propagation. **(b)** Résultat de l'enchainement des problèmes direct et inverse pour une vitesse de beamforming $c_0 = 1450$ m/s.

Si l'on considère à présent un milieu hétérogène - constitué d'une inclusion à 1540 m/s entourée d'un milieu à 1600m/s, il devient plus difficile de prédire géométriquement les déphasages attendus. Le problème direct en permet l'estimation. Et l'enchaînement avec le problème inverse permet de quantifier la stabilité de l'inversion sur un milieu hétérogène. On observe sur la Figure 4.17 une excellente correspondance entre le milieu simulé et le résultat de $T^{-1}\,T$. En effet, les valeurs moyennes obtenues sont exactement de 1540 m/s dans l'inclusion et de 1600 m/s autour, avec des écarts types inférieurs à 1 m/s. Ce résultat très satisfaisant semble encourageant pour l'application expérimentale à des milieux hétérogènes.

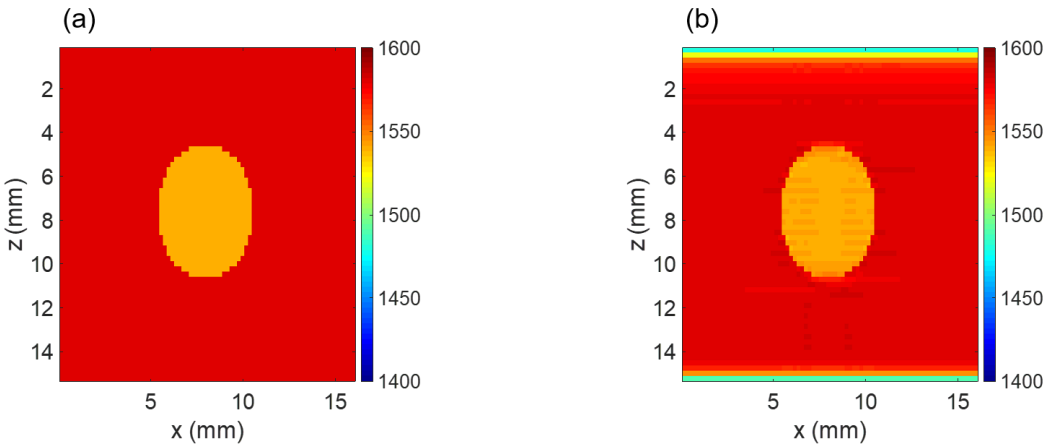

FIGURE 4.17 – **(a)** Carte de vitesse du son homogène à 1600 m/s avec inclusion circulaire à 1540 m/s, utilisée pour simuler le milieu de propagation. **(b)** Résultat de l'enchainement des problèmes direct et inverse pour une vitesse de beamforming $c_0 = 1450$ m/s.

4.3.5 Résultats expérimentaux préliminaires après SVD Beamforming

A présent, nous souhaitons tester le problème inverse sur des données expérimentales. Nous avons vu dans la partie précédente que le SVD Beamformer fournissait des données tenant compte des changements d'angles lors des changements de vitesse du son. L'hypothèse d'absence de réfraction (c'est à dire θ constant) effectuée au début du calcul intégral n'est donc plus exactement valide. Nous souhaitons utiliser en entrée les délais issus de la phase du premier vecteur propre de la SVD de R dont l'évolution est donnée par l'équation 4.15.

Si l'on tient compte de ce défaut, il faut adapter le calcul du déphasage temporel des ondes planes par :

$$\tau(x,z,\theta) = \int_{\mathcal{L}} \frac{dl'}{c(x,z)} - \frac{dl}{c_0} \quad \text{où} \quad dl' = \sqrt{1+\tan^2\theta'}dz' \quad \text{et} \quad dl = \sqrt{1+\tan^2\theta}dz \tag{4.43}$$

Et où les grandeurs indicées $'$ sont définies par $\frac{\tan\theta'}{c'} = \frac{\tan\theta}{c_0}$. Cela donne alors un déplacement infinitésimal dl' fonction de la lenteur :

$$dl' = \sqrt{1+\left(\frac{c'}{c_0}\tan\theta\right)^2}dz' = \sqrt{1+\left(\frac{\tan\theta}{1+\sigma c_0}\right)^2}dz' \tag{4.44}$$

En terme de délais, cela revient après quelques simplifications à :

$$\tau(x,z,\theta) = \int_{\mathcal{L}} \frac{dz}{c_0}\sqrt{1+\tan^2\theta}\left(\sqrt{\frac{(1+\sigma c_0)^2+\tan^2\theta}{1+\tan^2\theta}} - 1\right) \tag{4.45}$$

On pourrait essayer d'utiliser, à nouveau, le modèle harmonique de σ mais cela donnerait un résultat analytiquement difficile à intégrer. Un développement limité au premier ordre en σ permet de retrouver le résultat supposant l'absence de réfraction, mais non satisfaisant si l'on souhaite utiliser la phase obtenue dans le SVD Beamformer. En première approche, nous proposons d'adapter la méthode inverse de détermination de vitesse du son précédente en remplaçant le délai τ_{GEO} par le modèle τ_{SVD}, et en modulant les lignes de T (ou M), par une amplitude propre à chaque onde plane. Cette solution devrait compenser en partie la prise en compte du changement d'angle géométrique dans le calcul intégral.

La Figure 4.18 montre les résultats obtenus en appliquant la méthode intégrale inverse (décrite par le schéma 4.13) à une acquisition expérimentale d'ondes planes dans un fantôme de speckle (CIRS 054-GS). On retrouve une carte principalement homogène, comme en témoigne la variance représentée dans le diagramme (c) ; avec un écart-type inférieur à 0.5 m/s. La vitesse moyenne obtenue est de 1540 m/s ; ce qui confirme bien l'efficacité de l'approche intégrale pour une cartographie locale en milieu homogène. On note une divergence aux extrémités de l'image, certainement expliquée par un recouvrement de spectre lors de la transformée de Fourier inverse.

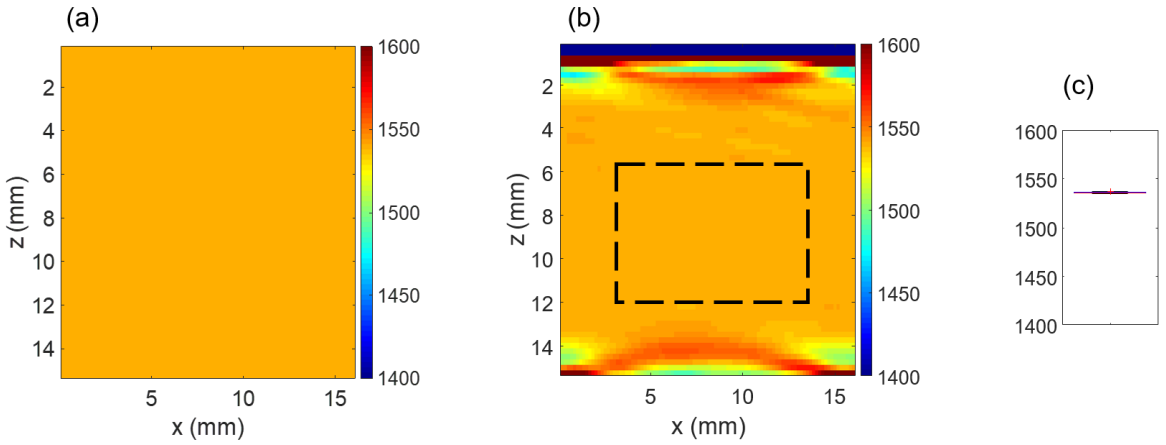

FIGURE 4.18 – **(a)** Carte homogène de vitesse du son à 1540 m/s : référence théorique du fantôme de speckle imagé. **(b)** Résultat expérimental de cartographie locale de la vitesse du son dans le fantôme CIRS homogène. **(c)** Boîte à moustaches représentant, dans la région en pointillé de l'image (b), la variance de l'estimation de vitesse du son.

Mais la méthode ne peut être validée de manière pertinente qu'en expérimentant sur des cas plus complexes. Nous proposons sur la Figure 4.19 de nous intéresser à une acquisition en milieu hétérogène : nous avons apposé verticalement trois bandes de gel de différentes vitesses. Comme dans la deuxième partie, nous avons synthétisé des fantômes artisanaux à base d'agar et de gélatine, dont nous avons fait varier les proportions pour influencer la vitesse du son. A l'aide d'un moule adapté nous avons fixé une bande plus rapide (1470m/s) entre deux bandes identiques plus lentes (1420 m/s). Les vitesses attendues ont été déterminées avec le temps de vol nécessaire pour traverser une profondeur fixée de gel.

Les résultats (b) montrent que notre approche permet effectivement de distinguer la différence de vitesse assez nettement dans la direction x, et de séparer les trois bandes physiques selon la vitesse de propagation. Si la structure semble correspondre au fantôme, les valeurs moyennes obtenues dans les zones correspondantes sont respectivement de 1441m/s au centre, et de 1387 m/s sur les bandes latérales. On retrouve un écart d'environ 50 m/s entre les zones, ce qui était attendu mais on observe un biais qui tend à minimiser la vitesse estimée dans chaque couche. Aussi, bien que la structure générale semble satisfaisante, il apparait dans la carte de vitesse une légère asymétrie qui n'est pas visible au Bmode. Il s'agit donc d'un défaut d'estimation locale, qui montre que notre approche n'est pas suffisamment robuste pour une telle configuration.

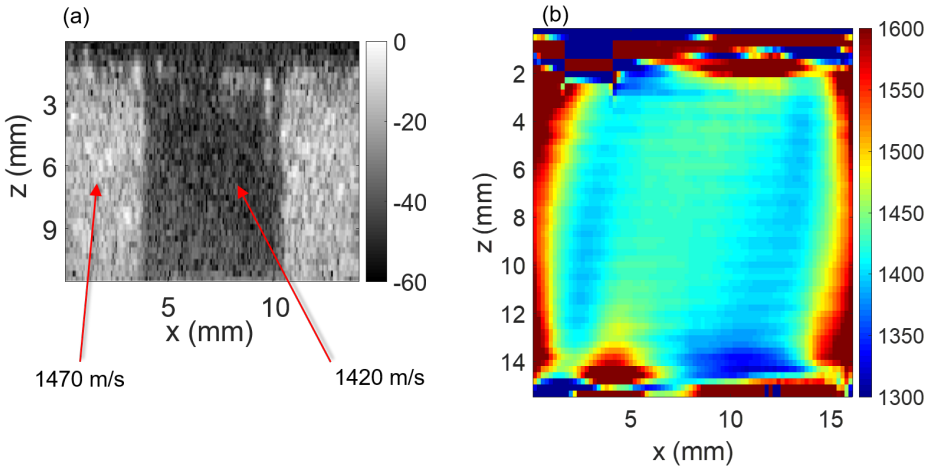

FIGURE 4.19 – **(a)** Image B-mode d'un fantôme de gels agar/gélatine alternés horizontalement, synthétisés avec des proportions variables modulant la vitesse du son. La bande centrale a une vitesse attendue de 1420 m/s, et les bandes latérales de 1470 m/s. **(b)** Résultat expérimental de cartographie locale de la vitesse du son (zoom) dans le morceau de magret.

A la Figure 4.20, nous reprenons notre expérience sur un échantillon de magret de canard. Bien que les valeurs obtenues dans la carte locale soient du bon ordre de grandeur, la technique semble échouer à distinguer clairement les deux zones en profondeur (gras vs muscle). En effet, si l'on compare avec le résultat du SVD Beamformer, même en dérivation "naïve" suivant z (Figure 4.11 (c)), on ne peut ici pas aussi bien distinguer une zone plus lente que l'autre.

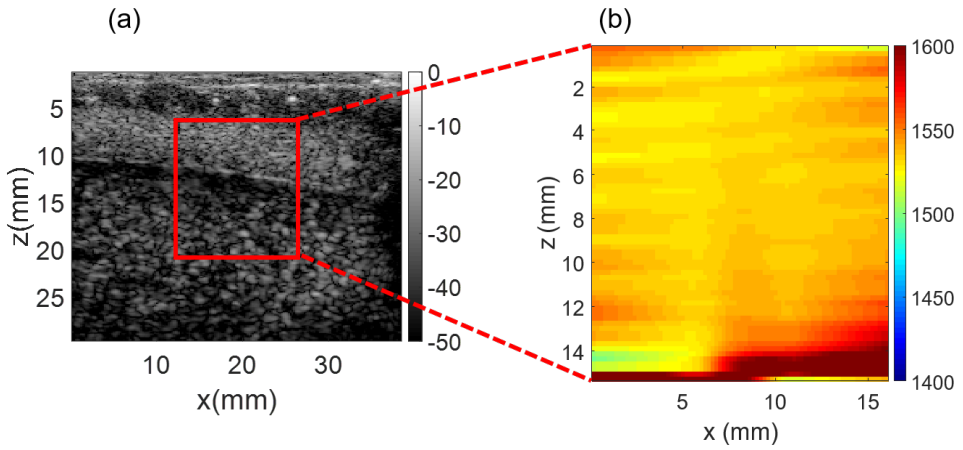

FIGURE 4.20 – **(a)** Image B-mode d'un morceau de magret de canard (gras + viande). L'encadré rouge montre la zone cartographiée. **(b)** Résultat expérimental de cartographie locale de la vitesse du son dans le morceau de magret.

Finalement, les résultats expérimentaux suggèrent une réussite de l'approche intégrale de cartographie locale en milieu homogène, une estimation correcte des ordres de grandeur et une distinction latérale efficace, de zones de vitesses différentes, mais reste à présenter des défauts de performance notables par rapport à l'estimation globale effectuée directement en sortie du SVD Beamformer. Il semble nécessaire d'approfondir l'intégration du déphasage temporel de l'équation 4.45 en tenant compte dans l'ensemble du calcul, de la réfraction des ondes lors de leur propagation à travers des couches de vitesses différentes. Ces développements et améliorations seront mis en place au cours des prochains mois pour tenter de fournir une cartographie intégrale et locale plus efficiente.

4.4 Diagnostic non-invasif de la Stéatose Hépatique Non-Alcoolique

4.4.1 Présentation du projet

Motivé par le besoin d'accéder à une analyse exhaustive des tissus hépatiques dans le suivi de la Stéatose Hépatique Non-Alcoolique (NASH) chez les patients diabétiques, un consortium de chercheurs, de médecins et d'entreprises du secteur s'est formé pour constituer le projet de Recherche Hospitalo-Universitaire d'Imagerie QUantitative de la NASH chez les patients Diabétiques : RHU QUID NASH. Lorsqu'elle est associée au diabète de type II, la NASH induit des pathologies hépatiques et cardiovasculaires très sévères, que les traitements médicamenteux visent plus à contrôler qu'à véritablement soigner. La médecins manquent aujourd'hui cruellement de connaissances sur les impacts et enjeux de l'avancée de la maladie, en particulier chez les patients diabétiques. En effet, la méthode standard de diagnostic est la biopsie, procédure mal acceptée chez les praticiens, parfois difficile à réaliser, mais pour laquelle aucune alternative n'existe. La remplacer par des bio-marqueurs non-invasifs permettrait non seulement un diagnostic évolutif de la NASH mais serait surtout un atout pour le développement et la recherche de traitements de cette

maladie de plus en plus répandue.

Le projet QUID NASH rassemble des techniques d'imagerie selon plusieurs modalités (échographie, IRM, microscopie ex-vivo), et des analyses statistiques à grande échelle pour évaluer la pertinence des bio-marqueurs trouvés. Le laboratoire est ainsi impliqué dans le groupe de travail s'intéressant aux nouvelles approches d'imagerie ultrasonore du foie. Une partie de cette tâche consiste à évaluer les changements de perfusion sanguine au niveau artériel, chez des patients atteints de la NASH, et constituera un projet de thèse indépendant (Sofiane Décombas-Deschamps). L'autre aspect important du projet attribué à notre équipe, plus prospectif, est la mise en place d'un bio-marqueur ultrasonore de la NASH, en clinique, par une estimation locale et fiable du taux de gras dans les tissus hépatiques. C'est ce second point que les travaux de thèse présentés dans ce manuscrit ont adressé.

L'enjeu de l'imagerie ultrasonore dans ce projet est double. Si bien sûr la quantification du taux de gras, via la vitesse du son, en est l'élément central, il faut souligner que les patients impliqués sont en surpoids généralement important ; ce qui les rend particulièrement difficiles à imager. Nous aurons donc la double nécessité de correction d'aberrations en échographie et de quantification de vitesse du son. L'essai clinique étant à ses débuts, nous décrirons ici les méthodes mises en place, adapterons notre approche du SVD Beamformer à l'imagerie du foie en ondes divergentes, et présenterons les premières estimations réalisées chez les patients.

4.4.2 Méthodes expérimentales

Comme nous l'avons souligné, les patients de la cohorte sont tous atteints de diabète de type II, et souffrent pour beaucoup de surpoids voire d'obésité. De manière pragmatique, cela signifie que les ultrasons doivent traverser une couche épaisse de gras, allant jusqu'à 6-7 cm dans certains cas, avant d'atteindre le foie [80]. Il faut donc opter pour une technique permettant d'imager les tissus en profondeur. C'est pourquoi nous avons choisi d'utiliser des émissions d'ondes ultrasonores divergentes avec un sonde courbe. Comme nous l'avions présenté au Chapitre 1, ce mode de transmission envoie des faisceaux correspondant à l'émission sphérique depuis une source virtuelle située en arrière de la barrette ultrasonore. Il présente l'avantage, comme les ondes planes, d'insonifier l'ensemble du milieu en même temps, et donc de permettre des cadences d'imagerie ultrarapides.

Nous avons utilisé pour ces expérimentations cliniques, un échographe de recherche programmable à 256 voies (Verasonics Research Systems) avec une barrette échographique courbe de 192 éléments, de fréquence centrale 3.91 MHz et de pas spatial λ (sonde GE C1-6D - General Electric Healthcare).

D'un point de vue pratique, les patients ne se présentant qu'une seule fois à l'échographie, nous avons implémenté trois types de séquences ultrasonores d'affilée, en prenant soin de prévoir en fin de séquence, la sauvegarde des signaux bruts (RF). Cela permet de réaliser toutes les opérations de post-traitement souhaitées, et de ne perdre aucune information sur l'acquisition. La sauvegarde pose toutefois certaines problématiques de

transfert de données qui peuvent être résolues avec des disques durs haute performance, à écriture rapide (type M2), et une mémoire RAM importante. Pour diminuer la quantité de données acquises, nous avons limité la profondeur initiale d'acquisition à quelques centimètres pour ne pas imager la couche superficielle de gras. Concernant la séquence, une imagerie B-mode en temps réel permet au médecin d'observer le foie et de se placer à la position opportune pour le mode choisi. Ensuite, notre programme propose trois options à lancer en un clic par le radiologue :

— La séquence de vitesse du son : des tirs ultrarapides de 101 ondes divergentes, émis à une cadence de 5 kHZ. Les sources sont distribuées sur une ligne horizontale, passant par le centre de courbure de la sonde. Quelques images sont acquises à 101 sources et les signaux RF sont sauvegardés.

— Une acquisition pour l'image Doppler : prévue pour une partie ultérieure du projet, cette séquence est constituée de 11 sources distribuées sur la même ligne que précédemment. La cadence d'imagerie est alors de 500 Hz, et on image sur plusieurs cycles cardiaques ($\backsim 10s$).

— Enfin, une acquisition de super-résolution ultrasonore a été implémentée : après avoir injecté des micro-bulles, on pratique une acquisition de type Doppler pendant une longue durée (quelques minutes) pour imager la perfusion des bulles dans les vaisseaux sanguins. Les micro-bulles créent de forts réflecteurs ponctuels, qui permettent d'imager les vaisseaux en super-résolution et d'y quantifier les vitesses.

Une fois cette séquence définie, et les mécanismes de transfert de données gérés, nous avons, comme pour les ondes planes, calibré les puissances acoustique et thermique générées par ces transmissions. Nous nous sommes assurés que les paramètres choisis pour la séquence restaient en dessous des normes limites de puissance (ISPTA < 720 mW/cm^2 et MI < 1.9), et que l'échauffement était faible ; ce, afin d'éviter tout risque de brûlure ou de destruction des tissus. L'ensemble {échographe programmable, séquences, sonde} a été soumis, et validé, par l'Agence Nationale de Santé et du Médicament pour permettre la translation vers le clinique.

Finalement, nous avons mis en place un enchainement de séquences ultrasonores, utilisable en clinique, dont les données seront investiguées pour extraire des bio-marqueurs non-invasifs de la NASH chez des patients diabétiques. En particulier, nous nous intéresserons dans la fin de ce chapitre aux données acquises pour l'estimation de vitesse du son, c'est à dire les transmissions de 101 ondes divergentes et leurs signaux rétro-diffusés.

4.4.3 Application du SVD Beamformer aux ondes divergentes

Nous avons ainsi traité les données patients à l'aide de l'approche du SVD Beamformer présentée dans le Chapitre 3, et décrite pour l'estimation de vitesse du son au début de ce chapitre. Le protocole est décrit à la Figure 4.21. Il consiste à acquérir une série d'ondes divergentes, et de compenser les signaux rétro-diffusés de leurs temps de trajet, pour former une image par source divergente, et constituer ainsi la matrice des

composantes ultrarapides R. Dans le plan (x, z), à l'aide de ces images B-mode, nous avons choisi une zone du foie vierge de gros vaisseaux ou de lésions marquées. Cette zone nous sert alors de patch sur lequel la Décomposition en Valeurs Singulières est réalisée. De manière analogue au cas des ondes planes, on récupère d'une part l'image spatiale corrigée, et d'autre part, le vecteur complexe d'estimation de l'aberration en fonction des sources. On peut alors utiliser une loi de régression, qui serait l'équivalent de l'équation 4.15 pour les ondes divergentes.

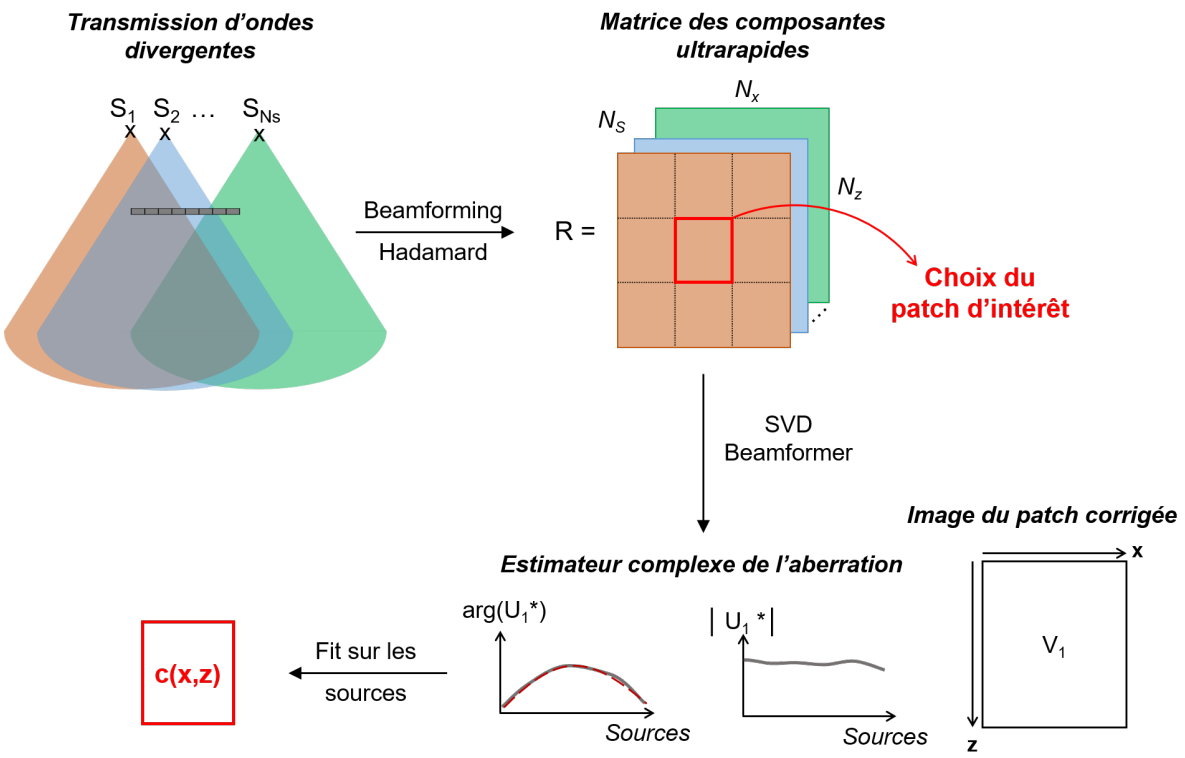

FIGURE 4.21 – Représentation schématique de l'estimation de vitesse du son en un patch avec le SVD Beamformer, adapté à la transmission des ondes divergentes.

Pour former l'image, et déterminer la fonction de fit, il faut exprimer le déphasage en fonction de la vitesse de beamforming, de la position des sources, et de la vitesse effective. Toutefois, il faut, comme précédemment, souligner que ce qui est fixé physiquement, c'est le délai temporel sphérique appliqué aux éléments. Si l'on beamforme à une vitesse c_0, pour une source S, le délai appliqué aux éléments à la transmission s'écrit :

$$\tau_s(X, Z, S) = \frac{\sqrt{(x_S - x_i)^2 + z_S^2}}{c_0} \tag{4.46}$$

Si la vitesse réelle du patch considéré est c', ce délai va être inchangé :

$$\tau_{s'}(X, Z, S') = \tau_s(X, Z, S) \tag{4.47}$$

Ce qui s'écrit également :

$$\frac{\sqrt{(x_{S'} - x_i)^2 + z_{S'}^2}}{c'} = \frac{\sqrt{(x_S - x_i)^2 + z_S^2}}{c_0} \tag{4.48}$$

Pour que cette égalité soit vérifiée, on voit bien que la position des sources doit être adaptée pour la vitesse c' par rapport à la vitesse c_0. Pour connaître la positions des sources équivalentes S' lorsque la vitesse est à c', il faut résoudre, pour chaque source, le système suivant :

$$\left\{(x_{S'} - x_i)^2 + z_{S'}^2 = \frac{c'^2}{c_0^2}((x_S - x_i)^2 + z_S^2)\right\}, \forall i = 1...N_e \tag{4.49}$$

Il s'agit d'un système de N_e (nombre d'éléments) équations quadratiques à deux inconnues $x_{S'}$, $z_{S'}$. Il est donc dit surcontraint, et ne possède en l'état pas de solution. Cela signifie qu'il n'existe pas une unique source équivalente, ou que le front d'onde géométrique n'est plus tout à fait sphérique. Pour la formation de l'image, nous supposerons que le front d'onde reste relativement sphérique mais que la position de la source divergente est modifiée. Afin de déterminer une position équivalente de la source, nous avons résolu numériquement l'ensemble des équations et choisi le barycentre des points trouvés. Nous avons également testé des méthodes de pseudo-inversion en posant le vecteur d'inconnue $y = \begin{bmatrix} (x_{S'} - x_i)^2 \\ z_{S'}^2 \end{bmatrix}$, et le problème comme une équation linéaire $Ay = b$, où A est une matrice de taille $(N_e, 2)$. Il se trouve qu'en utilisant la pseudo-inverse de Moore-Penrose($A^{-1} = ({}^tA^*A)^{-1}\,{}^tA^*$), les positions obtenues sont très proches des barycentres initialement proposés. Cette méthode de pseudo-inversion a donc été privilégiée pour déterminer la position des sources. Elle peut s'écrire :

$$\begin{bmatrix} (x_{S'} - x_i)^2 \\ z_{S'}^2 \end{bmatrix} = A^{-1} \begin{bmatrix} (x_S - x_i)^2 \\ z_S^2 \end{bmatrix} \tag{4.50}$$

Où la matrice A s'exprime comme :

$$A = \begin{bmatrix} \frac{c'^2}{c_0^2} & 1 \\ \vdots & \vdots \\ \frac{c'^2}{c_0^2} & 1 \end{bmatrix} \tag{4.51}$$

4.4.4 Résultats *in vivo* préliminaires

Finalement, nous avons expérimenté cette approche sur des données cliniques préliminaires, afin de fournir des premières indications de vitesse du son dans la cohorte. La Figure 4.22 montre les résultats obtenus chez cinq patients atteints de diabète de type II. Nous avons préalablement vérifié, sur un fantôme de calibration (ATS 551- 1450 m/s), la détermination de vitesse du son dans les nouvelles conditions d'acquisition (ondes divergentes, sonde courbe). L'image (a) de la Figure 4.22 montre que l'on obtient bien, avec une précision inférieure à 1m/s, la vitesse attendue par le fabricant. Sur chaque image de foie des patients, une zone de test est définie dans le speckle, hors des zones de gros vaisseaux, des couches graisseuses, et des lésions potentielles. Le SVD Beamformer est ensuite appliqué, et le résultat de phase obtenu, permet, en utilisant les amplitudes pour apodiser la régression, d'obtenir une première estimation de la vitesse du son dans la zone. L'équation 4.8 démontrée au début de ce chapitre permet alors d'accéder à une première quantification du taux de gras. Les examens complémentaires sont actuellement en cours, par IRM et biopsie, pour comparer les taux obtenus et évaluer la précision du SVD Beamformer dans la gradation de l'avancée de la NASH.

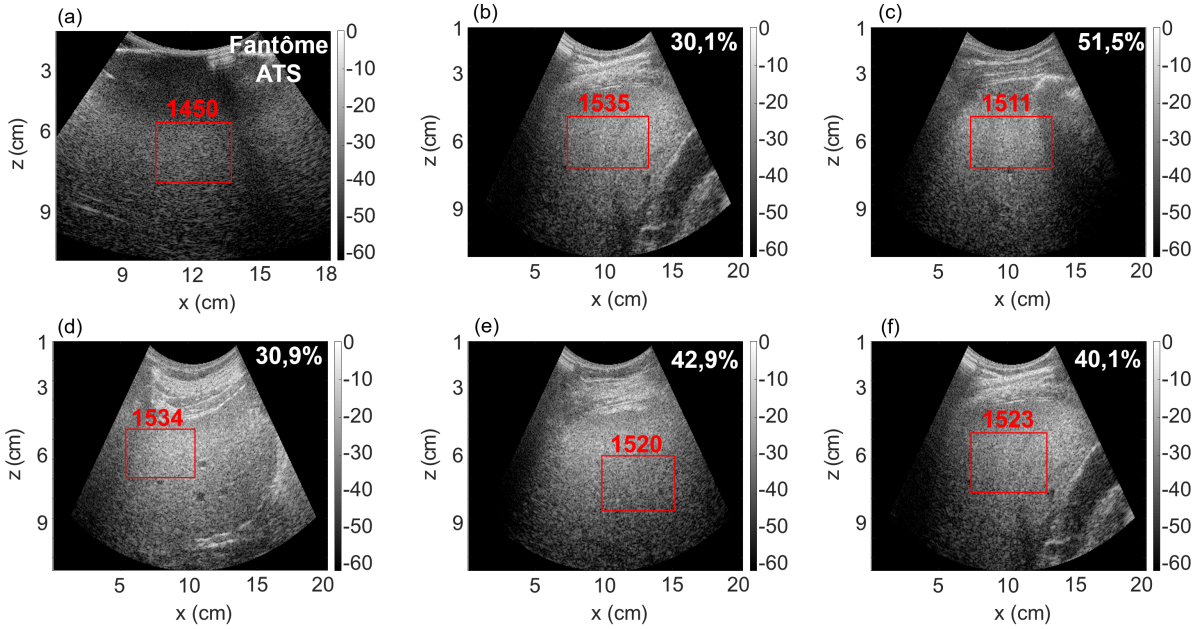

FIGURE 4.22 – Résultats préliminaires d'estimation de vitesse du son (en rouge en m/s) et de taux de gras (en blanc), : **(a)** Dans un fantôme de calibration ATS (1450 m/s). **(b)-(f)** Dans une zone isoplanétique (cadre rouge), dans le foie de patients atteints de diabète de type II et suspectés (ou avérés) de Stéatose Hépatique Non Alcoolique.

Cela nous donne ainsi des résultats préliminaires de notre nouvelle approche d'estimation de vitesse du son. Elle présente l'avantage majeur de pouvoir être implémentée directement sur des échographes, et une estimation en temps réel si l'on se contente d'un unique patch. Ensuite, il faudra adapter la méthode intégrale (partie 4.3) au calcul des positions des sources divergentes (Equation 4.50) afin de réaliser une cartographie locale.

Pour conclure ce chapitre, nous avons montré que la quantification de la vitesse du son était capitale en échographie à deux égards : pour la correction des images d'une part, et pour la quantification d'autre part. Nous avons dans un premier temps utilisé une méthode analytique de retournement du bruit de speckle, méthode efficace pour déterminer la vitesse **intégrale** mais coûteuse algorithmiquement. Nous avons ensuite présenté une approche temps réel d'imagerie de la vitesse du son grâce au SVD Beamformer, validée par des expériences *in vitro* et *ex vivo*. Puis, nous avons précisé cette estimation en raffinant notre méthode vers une estimation de la vitesse **locale** dans le milieu. Par une approche dérivative, puis intégrale, nous avons obtenu des premiers résultats prometteurs qui pourront être ajustés et renforcés par de futurs travaux. Enfin, nous avons démontré que l'application de notre méthode aux ondes divergentes était possible et permettait d'obtenir chez des patients, en temps réel, des premières quantifications de fraction massique de gras.

Chapitre 5

Applications *in vivo* de l'optimisation de cohérence angulaire

Sommaire

5.1 Imagerie B-mode 3D par tomographie 106

5.1.1 La tomographie pour l'imagerie ultrasonore 106

5.1.2 Acquisition de tomographie 3D 108

5.1.3 Approches simples de formation de volume 109

5.1.4 Formation de volume par optimisation de cohérence 116

5.1.5 Comparaison des techniques pour l'imagerie cérébrale 3D . . . 118

5.1.6 Perspectives 119

5.2 Imagerie Doppler ultrarapide et adaptative 122

5.2.1 Le principe du Doppler 122

5.2.2 La formation de l'image Doppler 123

5.2.3 Correction d'aberrations en imagerie Doppler 125

5.2.4 Une nouvelle approche : le Doppler "combiné" 127

Nous avons, au fil des chapitres précédents, démontré l'importance de la cohérence angulaire en imagerie ultrarapide, mis en place une méthode de correction d'image et d'estimation d'aberration, et montré que cette dernière permettait d'accéder à l'estimation quantitative de la vitesse du son globale, puis locale. Dans ce dernier chapitre, nous allons proposer d'utiliser les concepts fondamentaux que nous avons établis, pour les adapter à deux applications souffrant des déformations de front d'onde : la tomographie B-mode pour l'imagerie pré-clinique, et l'imagerie Doppler en clinique. Ces deux projets sont pour l'instant exploratoires, et les résultats présentés en constituent un état des lieux. Ils ouvriront toutefois la voie à des améliorations notables des techniques abordées.

5.1 Imagerie B-mode 3D par tomographie

Dans un premier temps, nous allons nous intéresser à l'imagerie de B-mode par tomographie. Les travaux présentés dans cette partie 1 ont été réalisés en étroite collaboration avec Mohamed Nouhoum, doctorant au sein du laboratoire, dans les phases d'acquisition et de recalage des signaux ultrasonores, indispensables avant tout traitement de données en lien avec la cohérence, puis avec Haleh Soleimanzad, post-doctorante au laboratoire, pour les liens entre images B-mode et structures anatomiques dans le cerveau du rat.

5.1.1 La tomographie pour l'imagerie ultrasonore

Avant d'envisager toute forme d'imagerie ultrasonore tri-dimensionnelle, il serait tout à fait légitime de se demander si les sondes matricielles ([81],[82], [83]), en plein essor dans la communauté ultrasonore, ne répondraient pas déjà à la problématique de B-mode volumique. Bien que très prometteuses, ces sondes connaissent à l'heure actuelle de réels défis techniques. En effet, leur géométrie limite intrinsèquement la taille des éléments et donc la fréquence d'imagerie et la sensibilité. A trop haute fréquence, des lobes de réseau secondaires apparaissent et affectent fortement la qualité de l'image. Si ces sondes sont déjà utilisées pour certaines applications ([84], [85], [86]), un compromis est aussi indispensable entre la cadence d'imagerie et le voltage transmis afin d'éviter un échauffement trop important. A ce titre, nous proposons d'utiliser plutôt une sonde linéaire haute résolution, et haute fréquence, dans une approche de tomographie pour tenter de réaliser un volume d'imagerie B-mode de haute qualité.

Principe

Par définition, la tomographie est une méthode d'imagerie qui consiste à reconstruire une image (de coupe ou 3D) à partir d'une série de mesures effectuées autour du milieu. Souvent, comme dans le cas du PET (Tomographie par Emission de Positrons), les capteurs de données tournent alors autour de l'objet imagé et c'est la superposition de ses projections qui donne l'image finale. C'est une approche particulièrement utilisée en géophysique : l'enregistrement des ondes sismiques en plusieurs localisations au sol permet de reconstruire une image tri-dimensionnelle de structures géologiques [87]. Nous proposons ici d'utiliser cette technique pour réaliser une image ultrasonore en trois dimensions

[88]. Nous l'appellerons *tomographie* par abus de langage, puisque nous n'aurons pas recours à un intégration le long des rayons dans notre approche.

En pré-clinique, ce type d'acquisitions a déjà été réalisé avec succès par des travaux antérieurs en imagerie Doppler 3D [89] et en imagerie 3D fonctionnelle de l'activation du système visuel chez le rat [90]. Permettant l'imagerie des vaisseaux sanguins en trois dimensions, les ultrasons ont montré qu'ils étaient un outil particulièrement intéressant pour l'étude fonctionnelle du cerveau. Leur intérêt pour l'imagerie structurelle (B-mode) a plus rarement étudié [91], [92]. En effet, le dispositif de rotation autour du patient rend la technique assez lourde expérimentalement [93]. Par ailleurs, la superposition des images acquises en différentes positions de la sonde n'a, à ce jour, pas été suffisamment explorée pour produire des images intéressantes ou exploitables des structures dans le cerveau. En raison des faibles variations des paramètres acoustiques (densité et de compressibilité des tissus), cette imagerie structurelle cérébrale par ultrasons nécessite effectivement, d'avoir accès à une qualité d'image échographique de très grande qualité. C'est la raison pour laquelle nous allons explorer la possibilité de tirer profit au maximum de la cohérence angulaire en tomographie ultrasonore pour aboutir à une imagerie B-mode de la structure des tissus en trois dimensions.

En première instance, le moyen le plus simple de réaliser un volume ultrasonore est d'imager en tomographie linéaire comme décrit sur la Figure 5.1. La sonde ultrasonore est fixée à un bâti, le milieu étant considéré immobile. La sonde est translatée suivant l'axe y, et une image du plan (x, z) est acquise à chaque position de la translation. On récupère alors une matrice d'images à trois dimensions (x, y, z) qui nous permet de disposer d'un premier volume.

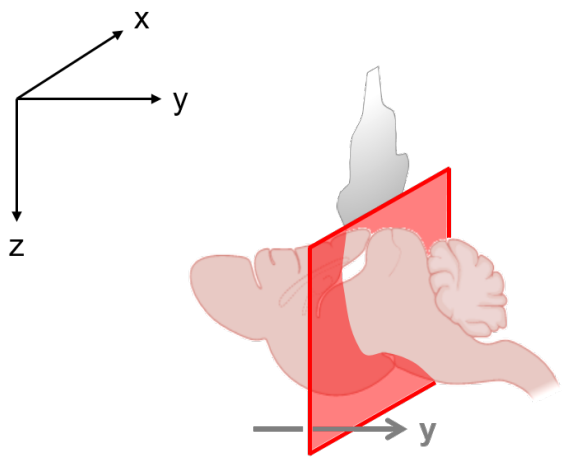

FIGURE 5.1 – Dispositif d'acquisition ultrasonore en tomographie linéaire, sur un cerveau de rat.

Méthodes expérimentales

Tous les résultats présentés par la suite ont été obtenus lors d'expérimentations animales *in vivo* sur des cerveaux de rats mâles Sprague-Dawley. L'étude a préalablement fait l'objet d'une autorisation du Comité d'Ethique pour l'Expérimentation Animale, et les animaux ont été pris en charge suivant la directive du Conseil des Communautés Européennes (2010/63/UE). Les rats ont été anesthésiés par un protocole d'injection péritonéale de kétamine (40 mg/kg) et de médétomidine (0.3 mg/kg), et maintenus sous anesthésie tout le long de l'expérimentation. Comme pour l'imagerie fonctionnelle du cerveau, et afin de s'affranchir des fortes aberrations et absorption introduites par l'os crânien, les animaux ont tous subi une crâniotomie. Après cette opération, une couche de gel échographique stérile est déposée directement sur le cerveau afin d'éviter un gonflement, pouvant être induit par la dépression liée au retrait du crâne. L'animal est ensuite placé sur un cadre de stéréotaxie maintenant sa tête fixée. Un système de surveillance de la température et du rythme cardiaque est utilisé pour surveiller ses constantes au cours de la manipulation.

Les séquences décrites ont été implémentées sur un échographe entièrement programmable (Verasonics Research Systems), pilotant une sonde à 128 éléments, de fréquence centrale 15.625 MHz, et de pas spatial 0.11 mm. La sonde a été fixée au bâti, et couplée à des moteurs de translation (direction y), et de rotation autour de l'axe (z). Une calibration des moteurs a été systématiquement réalisée avant le lancement de la tomographie. Le pas spatial utilisé en y est, sauf mention contraire, de 0.2 mm.

5.1.2 Acquisition de tomographie 3D

La tomographie linéaire décrite précédemment permet de constituer des volumes (x, y, z) d'images B-mode. C'est une première approche d'imagerie volumique mais nous verrons qu'elle pâtit d'un manque de résolution et de contraste. Dans une telle configuration, la fonction d'étalement (PSF) d'un voxel est effectivement très large du fait de la géométrie linéaire de la sonde. Jusqu'à présent, nous avions discuté la taille de la PSF dans le cas de l'imagerie bi-dimensionnelle, et avions montré que le principe de la formation d'image est de retrouver la PSF d'un réflecteur ponctuel unique situé au niveau de chaque pixel. En trois dimensions, on cherche aussi à reconstruire la PSF d'un voxel comme s'il s'agissait d'un réflecteur ponctuel isotrope. Alors, des acquisitions linéaires successives, telles que décrites par la Figure 5.1, créent nécessairement un réflecteur ponctuel particulièrement étalé, surtout dans la direction (y), dite direction "d'élévation". Pour compenser cet effet, on peut réaliser des acquisitions dans la direction orthogonale (translation suivant x) et moyenner les plans pour réduire l'étalement [89]. En pratique, afin de retrouver une résolution similaire dans tous les plans, nous choisissons d'aller plus loin en effectuant pour chaque position y, des rotations de la sonde avec un pas angulaire de 10° autour de l'axe (z). Cette méthode d'acquisition, initialement proposée par Demene *et al.* en Doppler, est décrite par la Figure 5.2.

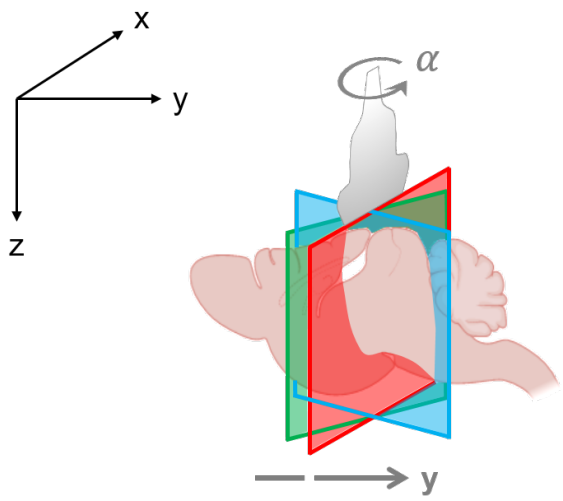

FIGURE 5.2 – Dispositif et géométrie de l'acquisition ultrasonore en tomographie tri-dimensionnelle, sur un cerveau de rat.

Pour chacune des positions y, et des rotations α, 51 ondes planes entre -18° et 18° sont transmises dans le milieu. Les données rétro-diffusées sont enregistrées et stockées sous la forme des signaux bruts : les signaux RadioFréquences RF. La durée totale d'un scan est d'une quinzaine de minutes. En fin de scan, on récupère une matrice de signaux de taille $(N_x, N_y, N_z, N_\alpha)$, qui pourront être intégralement exploités en post-traitement. Comme dans les parties précédentes, on les met sous leur forme complexe IQ. On réalise ensuite une déconvolution de Wiener, pour s'affranchir analytiquement de l'effet de la PSF sur les images [94], [95], [96]. Dans le cas de l'imagerie tomographique Doppler présentée par [89], les auteurs procédaient aux beamforming, filtrage et moyennage en temps réel et ne sauvegardaient que des images ; ce qui accélérait notablement le processus. Toutefois, disposer des signaux RF est une contrainte inévitable pour procéder aux optimisations de cohérence que nous allons proposer.

5.1.3 Approches simples de formation de volume

Les données obtenues lors de l'acquisition de la Figure 5.2 proviennent d'acquisitions ultrasonores 2D, et peuvent être à ce titre transformées en images selon les processus classiques de beamforming décrits au Chapitre 1.

La tomographie linéaire

Le formation d'image par somme cohérente d'ondes planes (*ultrafast compound*) permet d'obtenir une image (x, z) en chaque position (y). Le volume résultant est constitué d'images juxtaposées et on en présente neuf coupes possibles à la Figure 5.3. Le plan (x, z), (a),(d),(g) a théoriquement la meilleure résolution car il s'agit de l'image dans le plan de la sonde. Notons que le beamforming sera systématiquement réalisé à $dx = 0.11$ mm et $dz = \lambda/2 \backsimeq 0.05$ mm. La coupe (x, y) (b),(e),(h) présente une moins bonne résolution car le pas spatial en y est plus large (0.2 mm). On observe également une image floue dans le

plan (y, z), ce qui concorde avec le fait d'être orthogonal au plan.

Par souci de simplicité dans le manuscrit, nous utiliserons essentiellement des coupes dans ces trois plans $(xz), (yz), (xy)$ pour notre représentation des volumes B-mode formés. Pour ce faire, nous avons choisi, dans chaque plan, une coupe anatomique d'intérêt (coronale, sagittale et temporale encadrées en rouge dans la Fiugre 5.3). Les structures qui s'y trouvent nous permettront d'évaluer la qualité des images et les apports des différentes techniques présentées.

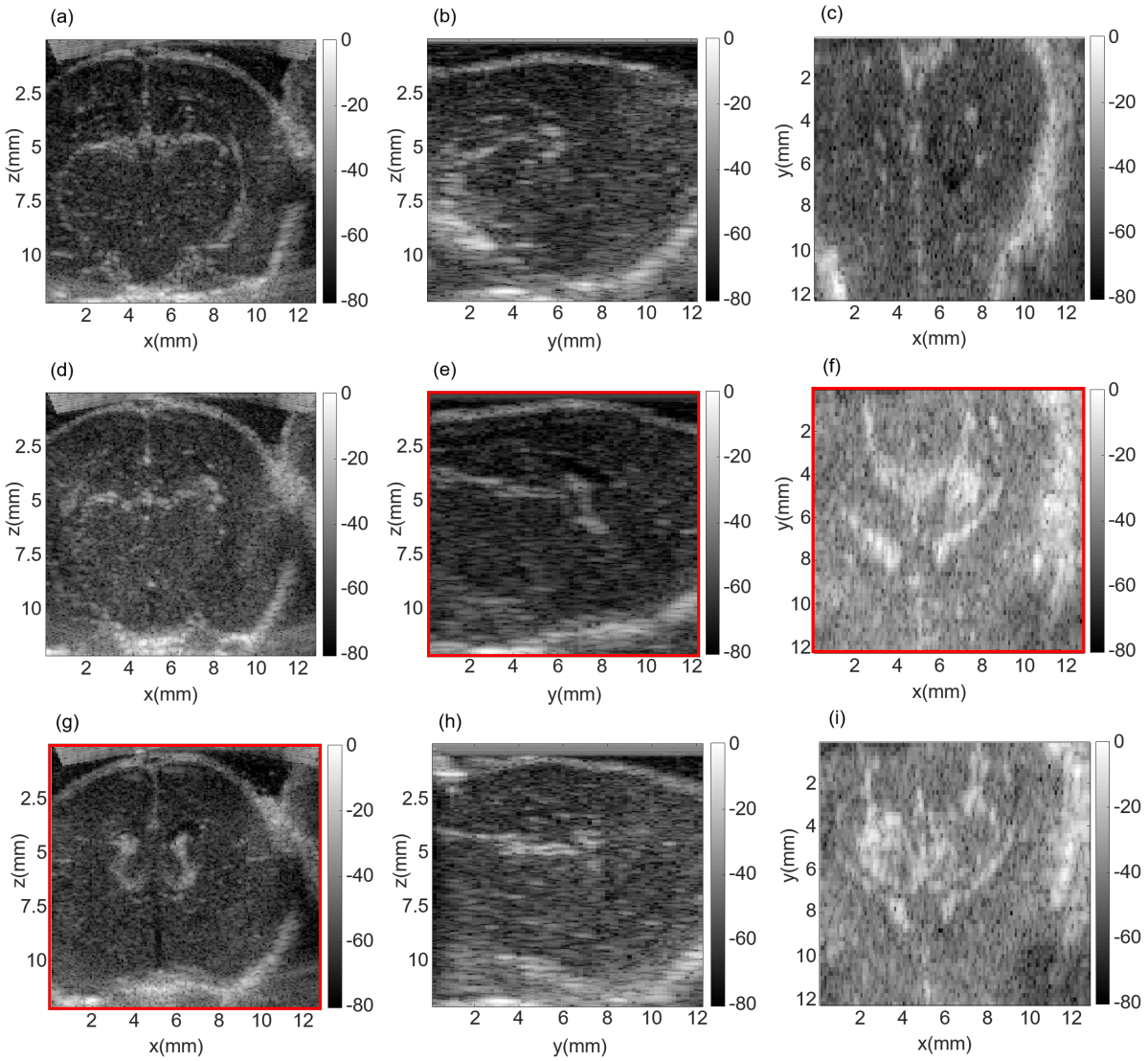

FIGURE 5.3 – Images B-mode, par combinaison d'ondes planes, d'une tomographie linéaire sur un cerveau de rat crâniotomé ; en coupe dans chaque plan. **(a),(d),(g)** Coupes coronales. **(b),(e),(h)** Coupes sagittales. **(c),(f),(i)** Coupes temporales. L'encadré rouge définit la coupe de référence choisie dans chaque plan.

L'éclairage du Chapitre 3 sur la correction d'images par SVD Beamformer nous invite à former les N_θ images de chaque plan, correspondant aux transmissions d'ondes planes angulées, et à construire la matrice des composantes ultrarapides R. On réalise ensuite

la Décomposition en Valeurs Singulières (SVD) de la matrice R pour obtenir une image de meilleure qualité par rapport à l'image par combinaison simple d'ondes planes ; les éventuels défauts d'aberration ou de vitesse de son ayant été compensés. C'est ce choix de formation d'image pour lequel nous opterons dans chaque plan où les ondes planes sont transmises. Il permet de maximiser la cohérence angulaire entre les émissions d'ondes planes θ. Il résulte en un volume (x, y, z) dont les projections dans chacun des plans sont présentées à la Figure 5.4. Dans le plan de la sonde, le contraste est amélioré (+ 2.4 dB), et quelques artefacts ont disparu. Hors du plan, l'image (b) montre que le ventricule - zone noire dans la partie supérieure de l'image - est plus étendu par rapport à son équivalent de la Figure 5.3. Le contraste n'a pas augmenté, mais le bruit est diminué et le ventricule semble ici bien mieux défini. Aussi, la Figure 5.4 (c) donne une impression de dilatation par rapport à la Figure 5.3 (c). En fait, on a pu voir sur la phase du premier vecteur propre de la matrice R que cet effet est dû à une correction de vitesse du son. Pour le beamforming classique, nous avons utilisé la vitesse de 1540 m/s, et il semble qu'ici la vitesse réelle soit plus proche de 1520 m/s. Cela explique l'effet de grossissement observé au niveau des structures.

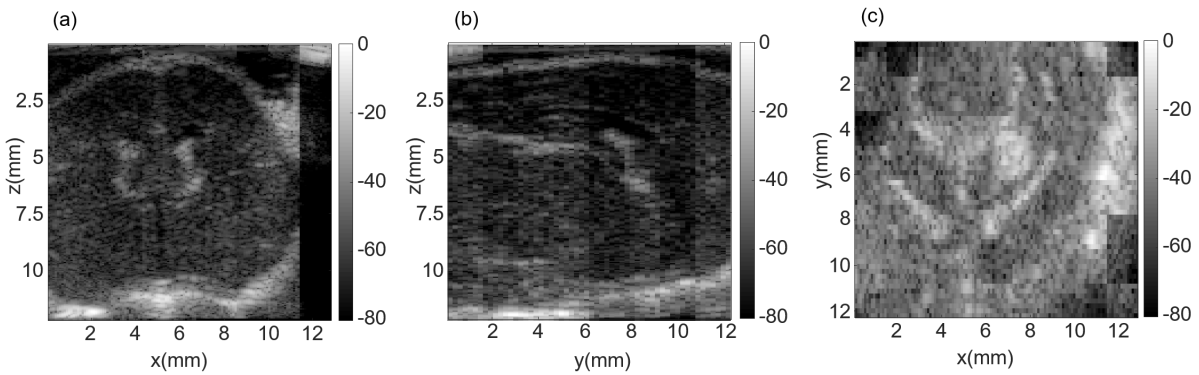

FIGURE 5.4 – Images B-mode, par SVD Beamformer, d'une tomographie linéaire sur un cerveau de rat crâniotomé ; en projection dans chaque plan. **(a)** Coupe coronale. **(b)** Coupe sagittale. **(c)** Coupe temporale.

Le processus de SVD Beamforming sera donc, pour la sommation des transmissions d'ondes planes, le préambule à toutes les opérations présentées dans la suite de cette partie et les images B-mode de la Figure 5.4 serviront de références pour comparer les estimateurs de la qualité de l'image. Nous utiliserons le contraste anéchoïque, défini par $\mathcal{C} = \frac{\mu_i}{\mu_o}$, où $\mu_i = \bar{s_i^2}$ et $\mu_o = \bar{s_o^2}$ sont les puissances moyennes respectivement dans (i) et en dehors (o) d'une inclusion anéchoïque. Lorsque cette estimation n'est pas possible parce que l'image nous contient pas d'inclusion anéchoïque, nous définirons le rapport signal sur bruit, entre la puissance émise par un fort réflecteur (paroi ou point brillant), et la puissance dans le bruit de speckle, comme critère de qualité.

La sommation cohérente

Nous avons vu précédemment que, pour avoir une fonction d'étalement spatiale la plus étroite possible, il était préférable de travailler sur des données de tomographie 3D

comme présentée à la Figure 5.2.

On récupère en ce cas autant de volumes qu'il y a d'orientations α de la sonde (Figure 5.5). Alors, l'approche la plus simple pour obtenir un unique volume semble de moyenner les images pour chaque voxel. On moyenne ainsi la PSF selon toutes les orientations de la sonde ; ce qui la rend a priori isotrope. Tous les signaux ayant été compensés de leurs temps de trajet lors du beamforming, les données résultantes de l'image, que nous noterons $IQ(x, y, z, \alpha)$ sont toutes en phase. Leur moyenne peut donc être qualifiée de **somme cohérente** :

$$IQ_{COH}(x, y, z) = \frac{1}{N_\alpha} \sum_\alpha IQ(x, y, z, \alpha) \tag{5.1}$$

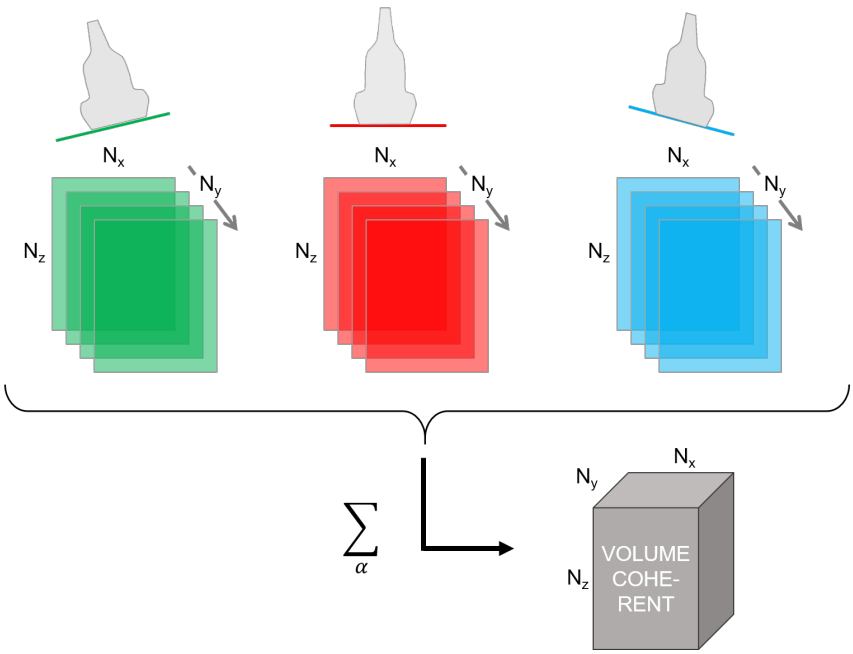

FIGURE 5.5 – Méthode d'acquisition des données tomographiques et de sommation cohérente

Les résultats obtenus sont présentés à la Figure 5.6. Cette approche affecte la qualité de l'image dans le plan (x, z) (a) par rapport aux Figures 5.3 et 5.4. La tâche focale idéale de cette coupe est celle de la focalisation dans le plan. Les données des figures (a) précédentes proviennent d'acquisitions dans ce même plan, et donc présentent, en particulier après SVD Beamforming, la meilleure focalisation possible. C'est à dire la tâche focale la plus petite. Si l'on moyenne ensuite avec des tâches focales hors plan, on introduit nécessairement des lobes plus larges dans la somme, et l'image devient effectivement moins bien résolue.

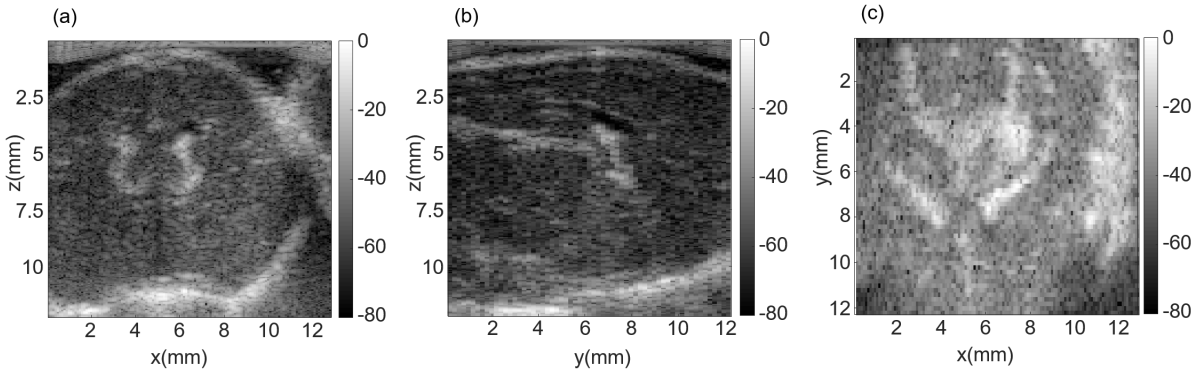

FIGURE 5.6 – Volume obtenu en sommant de manière cohérente les données tomographiques, suivant l'orientation de la sonde. Résultats sur un cerveau de rat crâniotomé ; en projection dans chaque plan. **(a)** Coupe coronale. **(b)** Coupe sagittale. **(c)** Coupe temporale.

Dans les deux autres plans (b) et (c), la moyenne des orientations de la PSF sera bénéfique car elle permet d'améliorer la qualité de la focalisation dans chaque plan. En effet, le bruit de speckle dans un voxel interfère de manière destructive entre les différentes orientations, alors que les signaux des réflecteurs sont cohérents et s'additionnent. C'est ainsi qu'on observe une amélioration du contraste par rapport à la tomographie linéaire étudiée plus tôt : respectivement + 3.9 dB dans le plan sagittal, et + 1.8 dB dans le plan coronal. Dans le plan sagittal, le rapport signal sur bruit augmente de 12% ; témoignant là de l'amélioration de résolution des structures grâce à la sommation cohérente.

La sommation incohérente

Une autre façon de sommer les signaux pour les moyenner, est d'additionner leurs modules complexes :

$$IQ_{INCOH}(x, y, z) = \sum_{\alpha} |IQ(x, y, z, \alpha)| \tag{5.2}$$

En pratique, cela revient à sommer les enveloppes des signaux IQ, et donc gommer les variations rapides du signal. En terme d'image, le speckle étant le résultat d'interférences entre diffuseurs incohérents, cela se traduit par un lissage marqué du grain de l'image et des contours des structures. Ceci peut donner un aspect global légèrement flou mais améliore généralement le contraste de l'image.

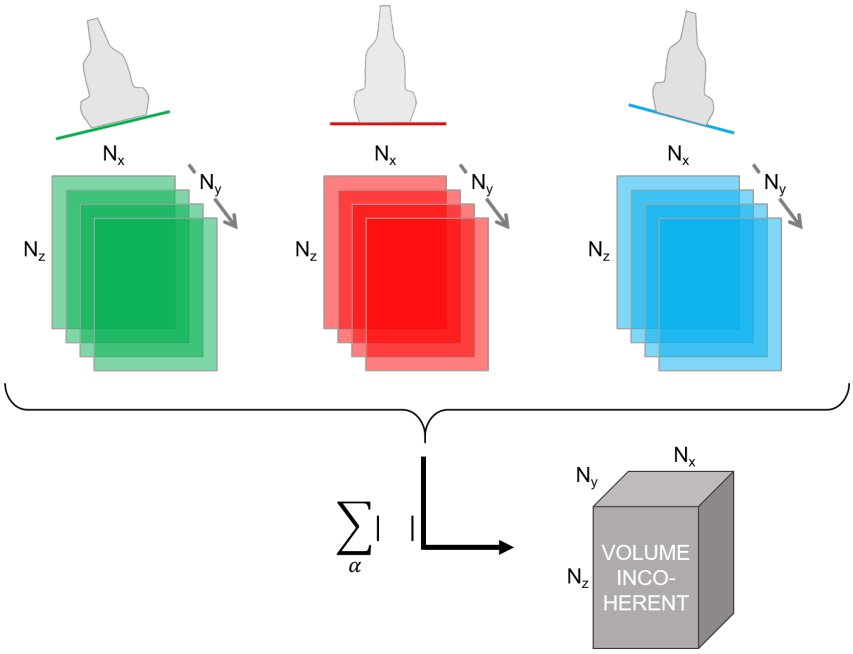

FIGURE 5.7 – Méthode d'acquisition des données tomographiques et de sommation incohérente

La Figure 5.8 montre dans notre configuration une amélioration considérable de l'image. En effet, bien qu'un flou semble introduit sur l'ensemble de l'image, les structures sont incontestablement mieux définies, et ce particulièrement dans le plan temporal (c). C'est une coupe d'autant plus intéressante que, contrairement aux deux autres, la sonde n'image jamais directement ce plan lors de l'acquisition. Il est le pur résultat de la reconstruction "tomographique" du volume 3D et c'est d'ailleurs pour cela que c'est lui qui est le plus touché par l'approche de sommation choisie. Son rapport signal sur bruit augmente d'ailleurs de 11%. Quantitativement, on mesure une amélioration de contraste de + 6.7 dB en coronal, +3.1 dB en sagittal.

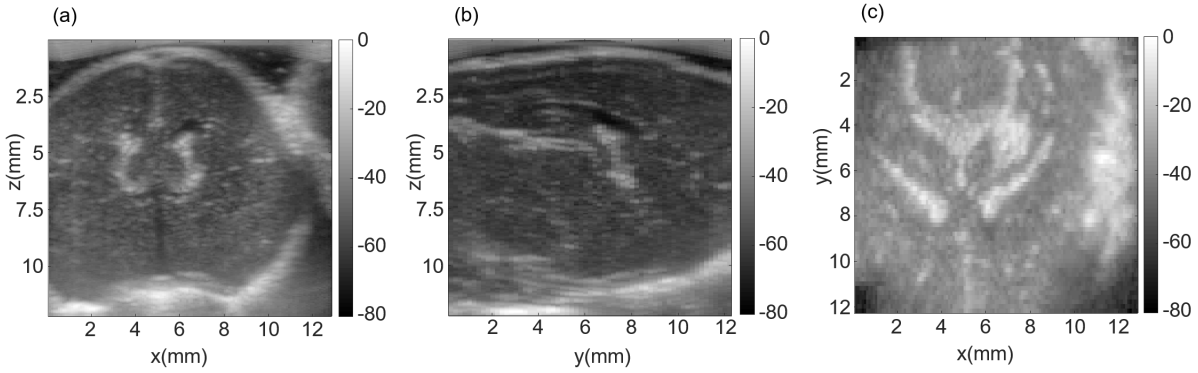

FIGURE 5.8 – Volume obtenu en sommant de manière incohérente les données tomographiques, suivant l'orientation de la sonde. Résultats sur un cerveau de rat crâniotomé ; en projection dans chaque plan. **(a)** Coupe coronale. **(b)** Coupe sagittale. **(c)** Coupe temporale.

La minimisation angulaire

Enfin, nous avons pensé à une autre approche très simple pour récupérer un unique volume de l'ensemble des acquisitions tomographiques : prendre, pour chaque voxel, l'amplitude minimale en fonction des orientations de la sonde en transmission.

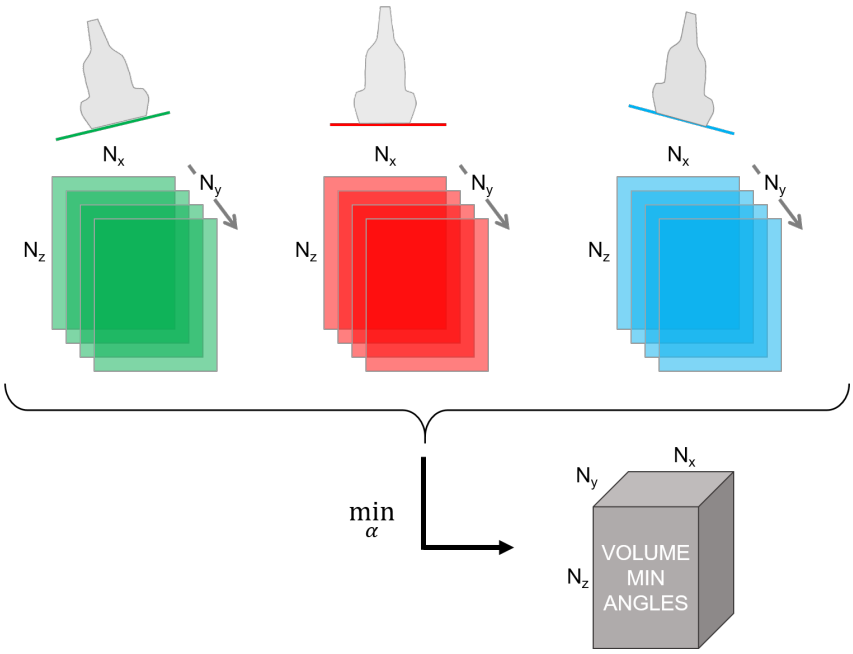

FIGURE 5.9 – Méthode d'acquisition des données tomographiques et de minimisation sur les orientations de la sonde

L'idée vient du fait que, lors de l'acquisition, la rotation de la sonde, induit une rotation des fonctions d'étalement de point. Si on choisit pour un voxel, l'amplitude minimale qu'il voit, alors on récupère normalement la PSF la plus fine : celle de meilleure résolution.

La Figure 5.10 montre les résultats obtenus dans les trois plans d'imagerie du cerveau de rat. Sur l'image B-mode coronale (a), on constate que le ventricule droit est mieux défini et plus large que précédemment. Les structures du plan temporal (c) sont elles, beaucoup plus réfléchissantes. Ces deux observations corroborent l'amélioration de la résolution par minimisation de la PSF. Bien que le contraste dans le plan coronal augmente fortement (+11.7dB), l'aspect général de l'image dans le plan sagittal ne s'en trouve pas tant amélioré (+2.6 dB). En effet, la figure (b) semble dégradée : le ventricule est moins bien défini, et les parois des structures se mêlent au bruit. D'ailleurs, dans la coupe temporale, le rapport signal sur bruit diminue même de 9%. Dans le speckle, la minimisation de l'amplitude renforce l'aspect désordonné du speckle car le signal rétrodiffusé par chaque réflecteur est comme optimisé individuellement. Le rendu au niveau de l'image est un affinement du grain de speckle, qui lui se retrouve plus contrasté (*bruit de speckle* plus marqué).

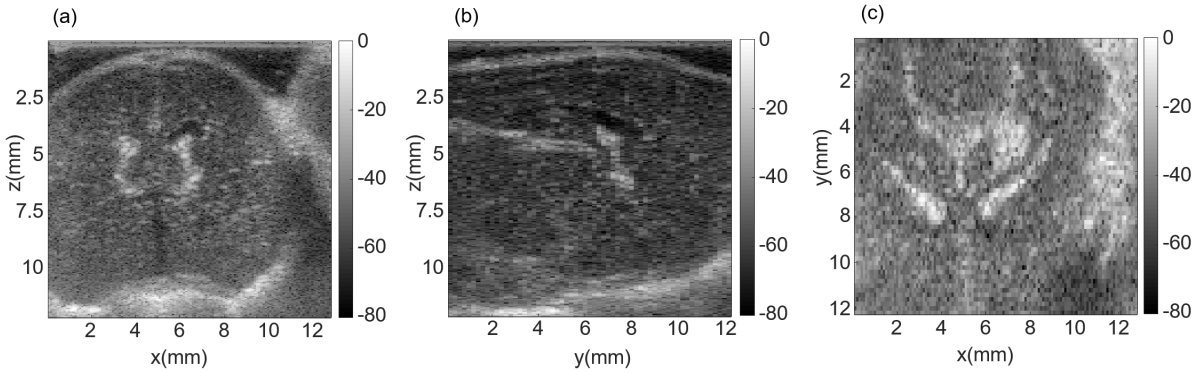

FIGURE 5.10 – Volume obtenu en prenant, en chaque voxel, le minimum angulaire de l'amplitude des signaux tomographiques. Résultats sur un cerveau de rat crâniotomé en projection dans chaque plan. **(a)** Coupe coronale. **(b)** Coupe sagittale. **(c)** Coupe temporale.

5.1.4 Formation de volume par optimisation de cohérence

Ici, nous allons proposer une optimisation de la cohérence angulaire entre les acquisitions de tomographie, en nous inspirant des travaux réalisés dans le Chapitre 3 sur le SVD Beamformer. Nous y avons démontré que la Décomposition en Valeurs Singulières de la matrice des composantes ultrarapides R permettait d'obtenir dans le premier vecteur propre spatial l'image corrigée, et dans le premier vecteur propre angulaire, la loi de correction d'aberration en phase et en amplitude. Cela s'explique par l'optimisation de la covariance angulaire entre les transmissions ultrarapides en chaque zone isoplanétique de l'image. Dans le début de cette partie, nous avons appliqué la technique du SVD Beamformer aux images acquises en chaque position y de la translation, et α de la rotation. Nous avons ainsi écarté la variable θ de l'angle de transmission des ondes planes.

En trois dimensions, on souhaiterait également, pour obtenir une fonction spatiale d'étalement isotrope, optimiser la covariance entre les tranmissions angulaires, maintenant liées à la rotation α de la sonde. Nous avons donc, comme décrit sur la Figure 5.4, défini une nouvelle matrice de Casorati contenant tous les voxels formés à chaque angle de rotation de la barrette échographique. Elle est de taille $(N_x N_y N_z, N_\alpha)$. Sa décomposition en valeurs singulières crée la séparation des variables spatiales et angulaire. Le filtrage du premier vecteur propre seul permet alors de récupérer le volume maximisant la covariance entre les positions angulaires de la sonde. Cette approche est une adaptation, en trois dimensions, du SVD Beamformer. On cherche à en exploiter la faculté de correction des éventuels défauts de propagation, et son effet de filtrage - qui ne conserve que les données les plus cohérentes issues des différentes transmissions. De même qu'en 2D, il est nécessaire de tenir compte de la consistance des aberrations et défauts au niveau spatial : on ne parle plus d'isoplanétisme mais d'isotropie. Nous avons ainsi défini, au sein du volume initial, des sous-volumes pour réaliser la SVD. L'axe de rotation étant l'axe (z), l'extension spatiale n'a pas à y être limitée et les "patchs" volumiques sont des sous-représentations du volume initial, réduit en x et y seulement.

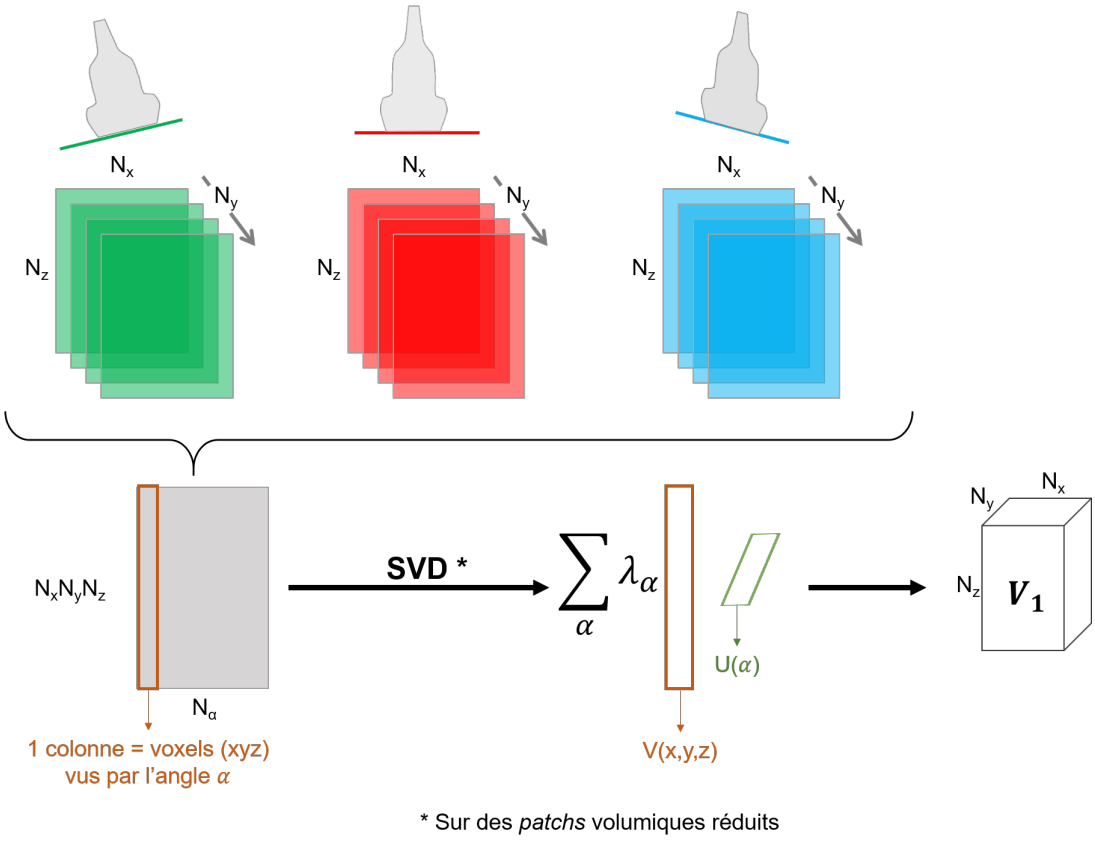

FIGURE 5.11 – Méthode d'acquisition des données tomographiques et optimisation de la covariance angulaire grâce à la Décomposition en Valeurs Singulières d'une nouvelle matrice

Les résultats de cette opération de correction sont présentés sous la forme des trois projections d'intérêt, à la Figure 5.12. L'extension spatiale choisie pour le patch volumique est de 8 mm en x, 5 mm en y, et 28 mm en z, mais ce choix demandera à être raffiné par des travaux ultérieurs. Par rapport aux images de tomographie linéaire de la Figure 5.4, on observe effectivement un effet de correction. Sur le plan coronal (a), le ventricule gauche semble se dessiner plus clairement et le contraste augmente remarquablement, de 12.1 dB. Dans le plan sagittal (b), l'amélioration de contraste est moins marquée (+3.2 dB), mais les contours du ventricule observé sont nettement renforcés. Sur cette image, des bandes verticales apparaissent. C'est un artefact de normalisation qui devra être compensé en effectuant une normalisation volumique globale au lieu de la faire individuellement dans chaque plan. Enfin, la coupe temporale montre elle aussi une amélioration du signal - le rapport signal sur bruit augmente de 36% - ainsi qu'une définition plus propre de la structure anatomique.

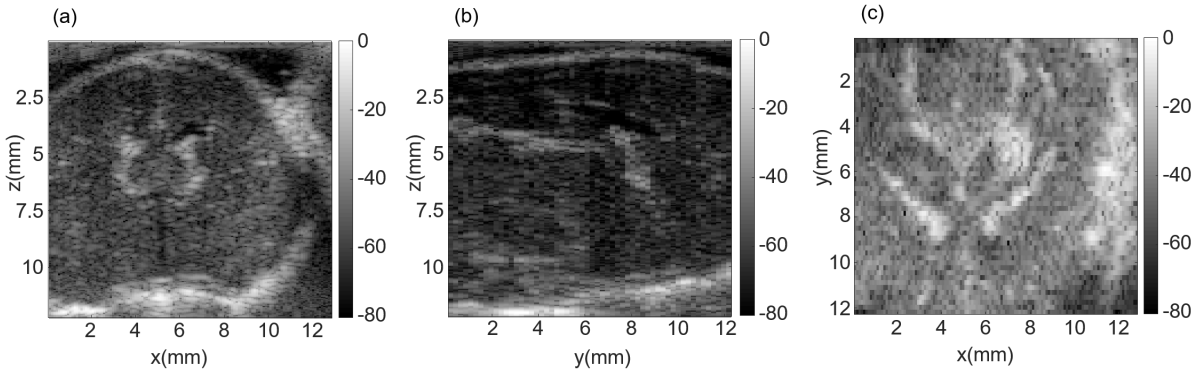

FIGURE 5.12 – Volume obtenu en optimisant, par SVD, la covariance entre les positions angulaires de la sonde lors des transmissions ultrasonores. Résultats sur un cerveau de rat crâniotomé en projection dans chaque plan. **(a)** Coupe coronale. **(b)** Coupe sagittale. **(c)** Coupe temporale.

Ainsi a-t-on proposé ici une nouvelle approche de formation cohérente de volume en tomographie 3D, utilisant la SVD pour maximiser la covariance entre les transmissions. Nous allons à présent la comparer aux autres méthodes de sommation vues précédemment, et expliquer les applications qu'elle peut avoir en imagerie 3D.

5.1.5 Comparaison des techniques pour l'imagerie cérébrale 3D

Finalement, nous avons vu que, pour reconstituer un volume B-mode, les deux techniques les plus efficaces semblaient être la somme incohérente ou l'optimisation de cohérence par SVD sur les transmissions angulaires. Nous proposons de regarder de plus près les résultats de ces deux techniques par rapport à la tomographie linéaire à la Figure 5.13. Nous rappelons que, dans les trois cas présentés, le SVD Beamformer avait préalablement été utilisé pour fournir l'image B-mode ultrarapide et combiner les ondes planes de manière optimale. Après cela, la variable d'onde plane θ n'entre plus en considération, et nous nommons "angle" la rotation α de la barrette échographique autour de l'axe (z). Nous avons choisi, pour cette ultime comparaison, de nous placer dans le plan coronal. En effet, c'est la coupe dans laquelle l'image (a) fournie par la tomographie linéaire est la meilleure, car la focalisation se fait directement dans le plan de la sonde. Ainsi, les méthodes de formation de volume, à partir de transmissions avec rotation de la sonde, devront au moins atteindre, et au mieux surpasser la qualité de l'image optimale B-mode dans le plan.

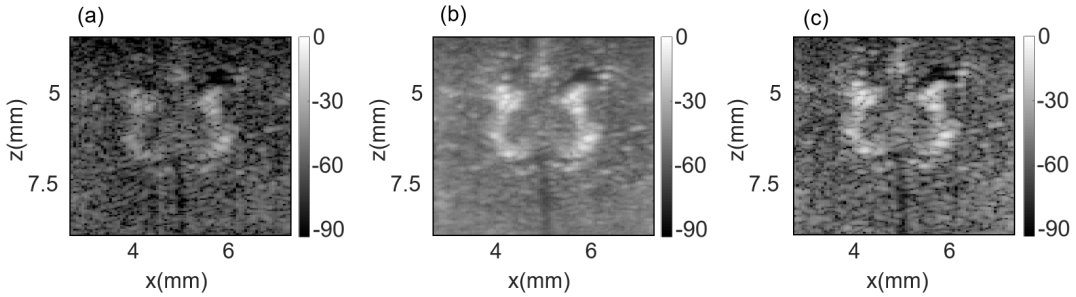

FIGURE 5.13 – Comparaison des images B-modes tomographiques dans le plan coronal : **(a)** En tomographie linéaire. **(b)** En somme incohérente des images angulaires. **(c)** Après optimisation de la covariance entre les positions angulaires de la sonde.

Le résultat de la somme incohérente des différentes acquisitions de rotation fournit une image (b) trouble, qui correspond au lissage du bruit de speckle. Les contours des structures sont effectivement renforcés. Et si l'on prête attention au ventricule droit, on peut distinguer assez nettement les parois d'un vaisseau : l'artère cérébrale antérieure. Celle-ci n'était pas évidente à localiser dans l'image du plan, et apparaît clairement ici. Plus que les quantifications de contraste ou de résolution, c'est ce genre de corrections, qui révèle les structures et intéresse les praticiens pour les applications cliniques. D'ailleurs, cette même artère est encore mieux définie sur l'image (c) obtenue après l'optimisation de cohérence entre les transmissions angulaires. On a donc présenté deux approches qui permettent de former des volumes où les détails anatomiques gagnent sensiblement en définition.

Dans le cadre de nos différentes tentatives, nous avons remarqué que l'approche d'optimisation des transmissions angulaires par SVD apportait une dimension corrective particulièrement intéressante. En effet, les résultats présentés ici ont préalablement subi un recalage géométrique très précis, au quart de pixel près. Si pour des raisons expérimentales, liées au matériel ou à l'animal, le recalage spatial n'était pas aussi efficace, nous avons observé que la SVD permettrait de compenser les fins écarts géométriques entre les voxels obtenus sous différentes rotations de la sonde ; pour des écarts inférieurs aux dimensions du voxel. Là où la sommation incohérente serait dégradée par le mouvement, la SVD s'en affranchirait, et y offrirait une solution intéressante dans le cas de petits déplacements.

5.1.6 Perspectives

Les approches proposées ici semblent assez prometteuses pour utiliser la tomographie ultrasonore dans la reconstruction de volumes 3D en imagerie B-mode. L'un des enjeux majeurs de ces travaux préliminaires, était d'être capable de mieux identifier les structures anatomiques. Nous avons vu que les corrections mises en avant, permettait de révéler des structures plus fines dans le cortex du rat. Nous avons utilisé un atlas cérébral (Waxholm Atlas of the Sprague Dawley Rat Brain) pour proposer une identification des trois coupes étudiées dans cette partie. En particulier, le résultat de la somme incohérente, mis en parallèle avec la répartition anatomique théorique nous a permis de nous localiser dans le cerveau (Figure 5.14). Si les ventricules sont une structure facile à reconnaître, nous

avons pu localiser précisément, grâce à l'identification du plexus choroïde, la position des plans de coupe dans le cerveau. La seule incertitude provient de la coupe coronale, où l'on ne retrouve pas anatomiquement, l'origine du fort signal provenant du plexus choroïde. Cela peut s'expliquer par une légère déviation de la sonde, qui fait que le plan coronal n'est pas tout à fait symétrique. En tout cas, ces localisations spatiales précises vont nous permettre d'envisager d'aller plus loin dans l'imagerie cérébrale B-mode par tomographie chez le rat. En effet, l'un des objectifs pour la suite, sera d'atteindre une résolution suffisante pour imager des zones difficilement accessibles telles que la substance noire. En effet, la localisation et l'imagerie de cette dernière constitue par exemple un défi majeur dans le diagnostic et la compréhension de la maladie d'Alzheimer.

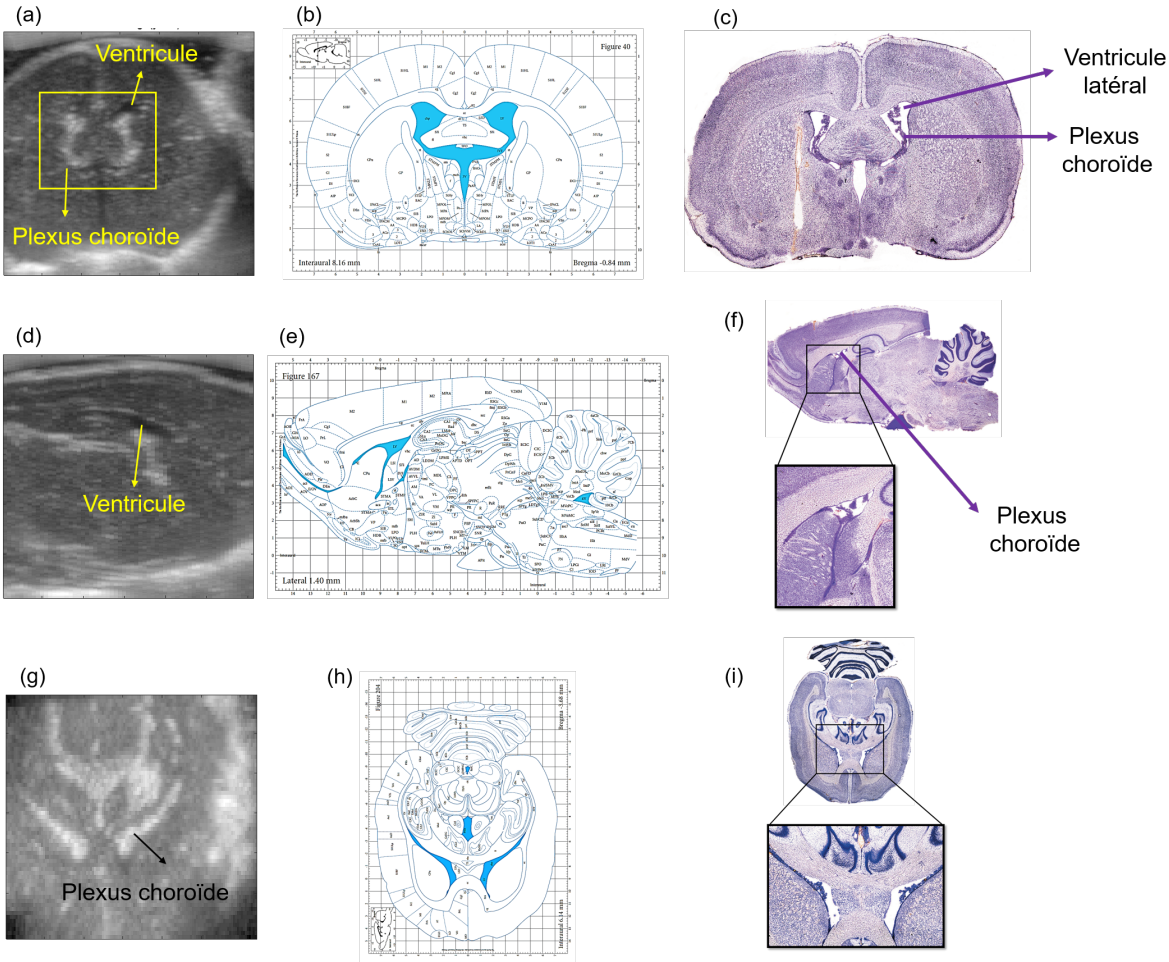

FIGURE 5.14 – Identification, dans chaque coupe d'intérêt, des structures anatomiques imagées par ultrasons. **(a),(d),(e)** Images B-mode des coupes coronale, sagittale, et temporale. **(b),(e),(h)** Coupes correspondantes dans l'atlas cérébral du rat (Waxholm Atlas of the Sprague Dawley Rat Brain). **(c),(f),(i)** Coupes histologiques correspondantes.

Aussi, pour donner une première idée des structures à identifier, nous avons réalisé, dans chaque plan, les images du flux sanguin. Elles sont comparées aux images B-mode sur la Figure 5.15. On observe que les vaisseaux extraits de l'imagerie Doppler correspondent à des zones de speckle dans l'image B-mode. A terme, on souhaitera superposer les structures anatomiques 3D observées au B-mode, au réseau vasculaire et ainsi fournir

une imagerie complète, à haute résolution et en trois dimensions, du cerveau du petit animal.

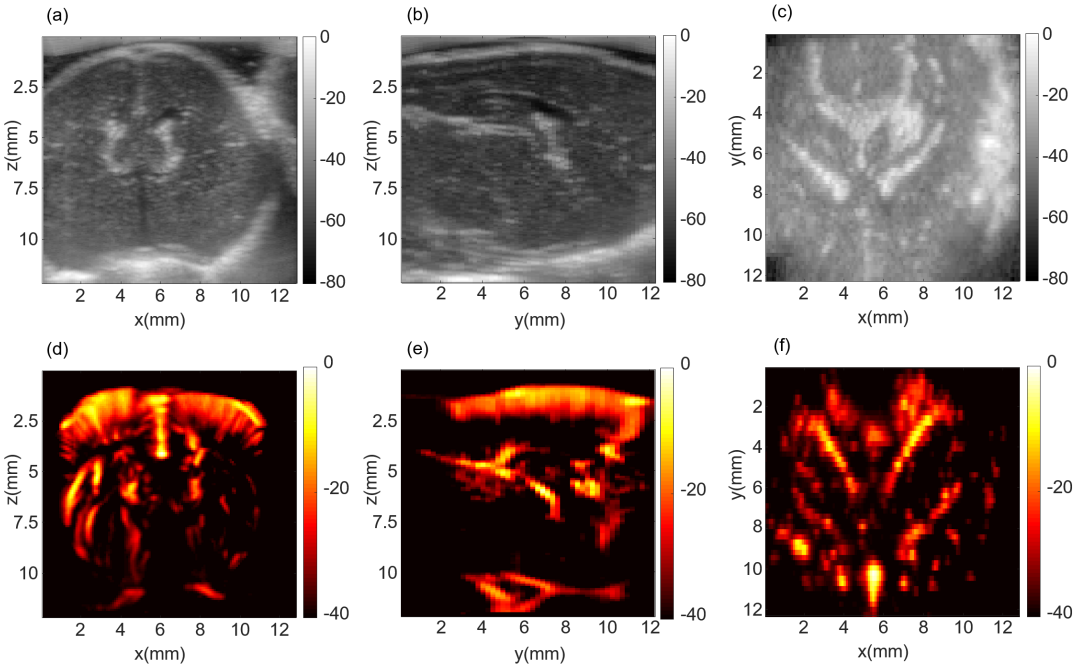

FIGURE 5.15 – Juxtaposition des images B-mode et des images de vascularisation (Doppler), en coupes dans le volume : **(a),(d)** Coronale. **(b),(e)** Sagittale. **(c),(f)** Temporale.

Enfin, nous avons analysé la nature des vecteurs propres secondaires ; ceux qui sont filtrés par l'approche proposée. En les ajoutant un à un, on remarque bien que l'on perd en qualité d'image, tant au niveau du contraste que de la résolution. Toutefois, nous avons noté que certaines structures apparaissaient pour des plages de valeurs propres données. Il existe donc, en ne conservant que le premier vecteur propre, un risque de supprimer certaines structures des images. Pour évaluer cela, nous avons regardé la matrice de corrélation des vecteurs propres. Nous avons remarqué que, parfois, plusieurs régimes de corrélation spatiale apparaissaient. Une explication possible serait que la SVD distingue, dans ses vecteurs singuliers spatiaux, les composantes isotropes dans les différentes orientations de la sonde. Pour vérifier cela, nous avons lancé des séries d'acquisitions sur des morceaux de viande assez fibreux. Malheureusement, leur structure était trop désordonnée pour répondre clairement. Il faudra donc envisager de réaliser des fantômes de fibres : en alignant par exemple des groupes de fils dans différentes directions angulaires, et en évaluant le résultat obtenu par la décomposition en vecteurs singuliers. Si l'hypothèse est vérifiée, alors la SVD suivant les orientations de la sonde pourrait permettre d'imager les fibres dans la substance blanche ; donc de réaliser ce qui est appelé une tractographie.

5.2 Imagerie Doppler ultrarapide et adaptative

Plusieurs fois évoquée au cours de ce manuscrit, l'imagerie Doppler constitue une modalité échographique particulièrement populaire en clinique. Nous allons dans cette dernière partie, proposer d'utiliser l'approche de correction d'aberrations décrite dans le manuscrit pour améliorer la qualité de cette technique, et les quantifications qui en découlent.

5.2.1 Le principe du Doppler

L'effet Doppler, du nom du mathématicien qui le découvrît [97], est défini par le fait qu'une onde monochromatique dont la source est en mouvement, subit un décalage en fréquence. Ce dernier peut s'exprimer en fonction de la direction de déplacement θ, la célérité des ultrasons c, et la vitesse de déplacement de la source V selon :

$$\Delta f = \frac{2V\cos\theta}{c} f_e \tag{5.3}$$

Où f_e est la fréquence d'échantillonnage du signal émis.

L'intérêt d'exploiter l'effet Doppler est de filtrer les fréquences pour n'étudier que le mouvement de sources dans une gamme de vitesses donnée [98]. Ainsi, dans les tissus, connaissant l'ordre de grandeur de la vitesse du flux sanguin, on peut filtrer seulement le signal qui en provient. Les globules rouges jouent alors le rôle des diffuseurs mobiles (Figure 5.16).

La modalité ultrasonore dite de Doppler continu (a), consiste à émettre, avec un transducteur unique, une onde monochromatique en continu. La mesure des variations fréquentielles permet d'accéder à la vitesse du sang dans les vaisseaux, sans pour autant renseigner sur la profondeur des diffuseurs. Pour pallier à cela, le Doppler dit pulsé (b) a été introduit. Des impulsions ultrasonores focalisées sont répétées en une position, et la différence de phase entre les signaux rétro-diffusés successifs va nous renseigner sur le mouvement, et en particulier la vitesse du flux sanguin [99], [100].

Nous allons, dans cette partie, nous intéresser à une application particulière du Doppler pulsé : le Doppler de puissance. Il repose sur l'intégration, dans une fenêtre temporelle, du signal sanguin reçu par un pixel : en chaque pixel, on image donc la puissance Doppler. On ne s'intéresse plus aux vitesses des sources, mais à l'intensité du signal qu'elles réfléchissent. Essentiellement, les images de vascularisation que nous présenterons reposent donc sur le filtrage fréquentiel des signaux et leur intégration temporelle.

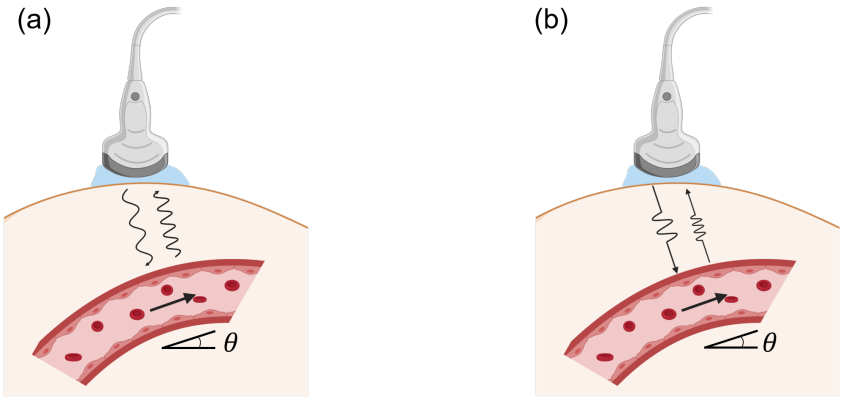

FIGURE 5.16 – Représentation de l'effet Doppler ultrasonore : le déplacement des hématies dans les vaisseaux induit un décalage en fréquence de l'onde ultrasonore. **(a)** Doppler ultrasonore continu. **(b)** Doppler ultrasonore pulsé. L'angle θ avec l'horizontale définit la direction de déplacement des diffuseurs.

5.2.2 La formation de l'image Doppler

Le filtrage des signaux rétro-diffusés, pour en extraire le signal sanguin, repose sur la décorrélation entre les mouvements des tissus, et ceux des diffuseurs du sang [101]. Initialement, c'est un filtrage haute fréquence qui était utilisé pour enlever les composantes de mouvement lent, et ne conserver que le signal provenant du sang. Nous le mettrons en place avec une méthode de décomposition spatio-temporelle par SVD, développée dans [102] et particulièrement adaptée au contexte de l'imagerie ultrarapide et au nombre élevé d'images temporelles qui en ressort. L'hypothèse fondamentale sur laquelle repose cette méthode est la variation de cohérence spatiale entre les signaux réfléchis par les tissus, et ceux réfléchis par le sang. Cette différenciation est réalisée par la Décomposition en Valeurs Singulières d'une matrice de Casorati S, contenant les pixels des images au cours du temps. S est donc de taille $(N_x N_z, N_t)$:

$$S = U \; \Delta \; {}^tV^* \tag{5.4}$$

La matrice U contient, dans ses colonnes, les vecteurs singuliers spatiaux. Et la matrice ${}^tV^*$ contient dans ses lignes, les vecteurs singuliers temporels. La matrice Δ est une matrice diagonale dont les éléments sont les valeurs singulières λ_i. Le principe de ce filtrage Doppler est de fixer une plage de valeurs singulières représentatives des signaux sanguins. Les autres valeurs singulières sont mises à zéro dans la diagonale de Δ résultant en une matrice $\tilde{\Delta}$. La matrice des signaux filtrés est reconstruite par :

$$\tilde{S} = U \; \tilde{\Delta} \; {}^tV^* \tag{5.5}$$

Les signaux étant discrets, l'intégration temporelle revient à sommer sur la dimension temporelle et l'intensité résultante définit le signal Doppler. L'ensemble de ces opérations, des images d'ondes planes à la formation du Doppler de puissance est décrit par la Figure 5.17.

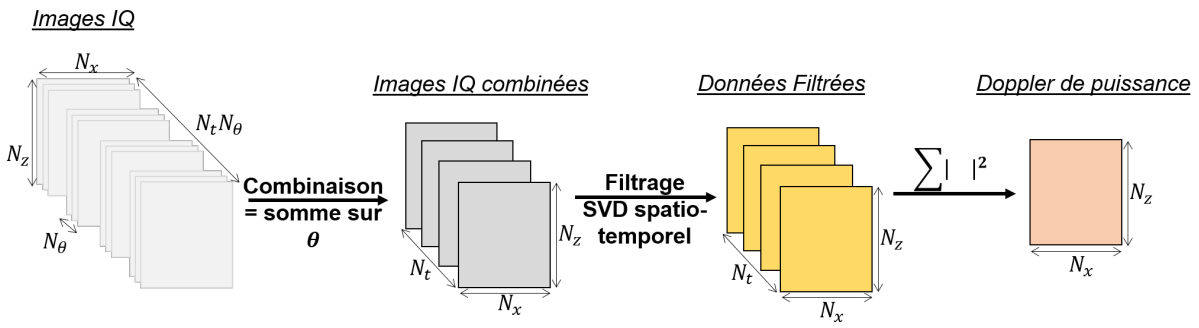

FIGURE 5.17 – Description de la formation de l'image Doppler de puissance à partir des images des N_θ ondes planes individuellement transmises. N_t séries d'ondes planes sont transmises, et N_x,N_z décrivent le nombre de pixels en x et z dans le milieu.

Afin de déterminer les seuils de coupure des valeurs singulières, on s'appuie sur la corrélation des vecteurs singuliers spatiaux [103]. En effet, si l'on suppose que les distributions spatiales du tissu et du sang sont différentes, ce qui est largement vérifié expérimentalement, alors les vecteurs spatiaux u_k corrèlent différemment selon qu'ils proviennent du tissu ou du sang. On définit la matrice de similarité spatiale comme la covariance des enveloppes des vecteurs singuliers spatiaux. Dans une situation idéale, elle montre des sous-espaces propres à chaque tissu sous la forme de carrés de corrélation. La définition des valeurs de coupures est alors claire. Bien souvent, la corrélation s'affaiblit beaucoup pour les valeurs propres plus faibles ; ce qui correspond à du signal bruité et peut aisément être filtré.

Nous appliquerons ici cette méthode classique à l'imagerie du foie d'un volontaire sain. 5 ondes planes, entre -18° et 18°, ont été transmises par une sonde linéaire de 192 éléments (SL10-2, SuperSonic Imagine) au moyen d'un échographe programmable (Verasonics Research Systems), à la cadence de 500 Hz entre chaque série d'ondes planes et ce, durant 2 secondes [21]. Les images ont été formées individuellement par le processus classique de "Délai-et-Somme", puis sommées sur les angles pour obtenir l'image ultrarapide de combinaison d'ondes planes. Nous avons ensuite formé la matrice S des composantes spatio-temporelles et réalisé sa SVD. La Figure 5.18 montre dans (a) sa matrice de similarité spatiale. Nous avons testé plusieurs valeurs de seuils et présentons ici le résultat le plus satisfaisant ; caractérisé par les vaisseaux les plus nombreux et plus forts en intensité, mais avec un niveau de bruit minimum. L'image Doppler de puissance est fournie en (b). Dans toute la suite de cette partie, les résultats B-mode décrits proviendront du choix optimal réalisé pour les seuils de corrélation des vecteurs spatiaux.

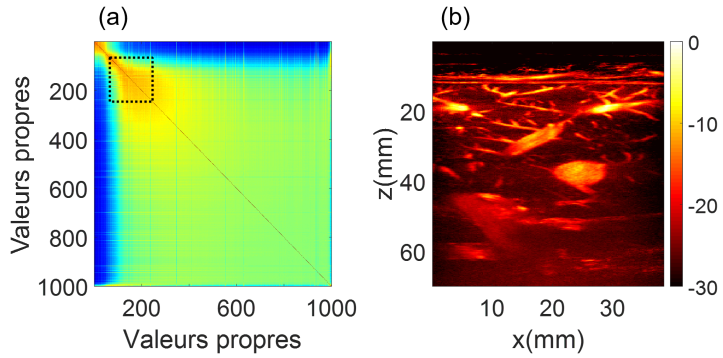

FIGURE 5.18 – Imagerie Doppler *in vivo* du foie : **(a)** Matrice de similarité spatiale- le cadre pointillé délimite la plage de valeurs propres filtrées. **(b)** Image de Doppler de puissance après filtrage SVD.

5.2.3 Correction d'aberrations en imagerie Doppler

Nous avons démontré, au Chapitre 3, que l'on pouvait corriger les aberrations en temps réel grâce au SVD Beamformer pour l'imagerie B-mode, dans la base des ondes planes. Des méthodes de correction des images Doppler existent déjà en base canonique [59], avec une efficacité limitée aux faibles aberrations devant la longueur d'onde, et à des durées prohibant l'adaptabilité en temps réel. L'intérêt d'avoir travaillé en ondes planes réside dans l'application de ces méthodes à l'imagerie ultrarapide, et en particulier à l'imagerie Doppler. Rappelons que l'acquisition considérée est inchangée : $N_\theta = 5$ ondes planes transmises N_t fois par une barrette linéaire. Chaque onde plane donne lieu à une image (N_x, N_z). Dès lors, deux cas de figures sont envisageables pour employer le SVD Beamformer :

— Soit, les N_θ images d'une série d'ondes planes sont corrigées par SVD Beamforming. Alors on récupère une image (x, z) à chaque temps t. Les N_t images vont ensuite être filtrées pour en extraire le signal Doppler. On sait que le SVD Beamformer optimise la cohérence entre les transmissions d'ondes planes, donc l'image qui en résulte est en phase par rapport à toutes les transmissions ultrarapides. Or cela implique que l'on a supprimé la composante fréquentielle liée aux mouvements du tissu, et du sang entre les angles. Donc l'opération de SVD pour le Doppler va échouer à séparer la corrélation spatiale en sous-espaces singuliers et on ne pourra alors plus filtrer simplement le signal sanguin.

— Soit, on inverse l'ordre des opérations de correction et de filtrage Doppler. Pour chaque onde plane θ, on filtre les N_t images afin d'en extraire le signal provenant du sang. On récupère alors N_θ signaux filtrés, qui sont, pour chaque angle, de taille (N_x, N_z, N_t). Ensuite, on réalise à chaque temps t, le SVD Beamforming entre les ondes planes. On obtient ainsi une matrice unique (N_x, N_z, N_t). Intégrée sur le temps, elle donne l'intensité du signal Doppler de puissance. C'est le processus décrit à la Figure 5.19.

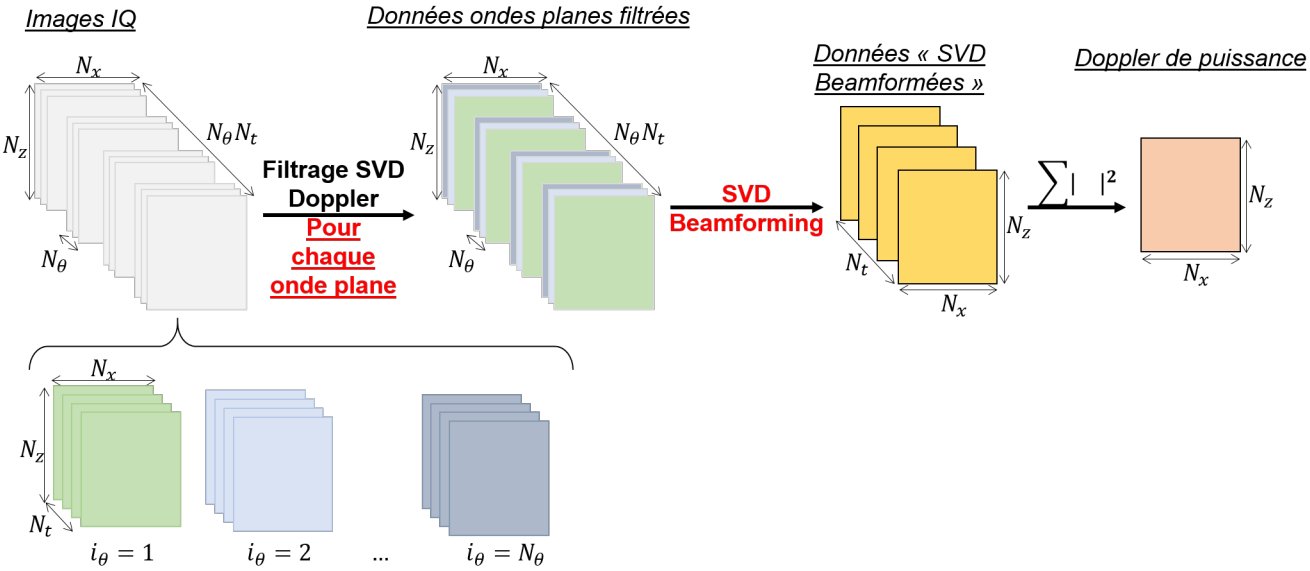

FIGURE 5.19 – Description de la formation de l'image Doppler de puissance corrigée par SVD Beamforming. N_t séries de N_θ ondes planes sont transmises, et N_x,N_z décrivent le nombre de pixels en x et z dans le milieu.

Nous choisirons donc cette deuxième voie pour étudier la correction des images Doppler grâce au SVD Beamformer. Nous quantifierons cela en comparant le contraste des vaisseaux dans l'image. La démarche adoptée implique un filtrage SVD pour le Doppler propre à chaque angle θ de transmission. La Figure 5.20 montre dans (a) les résultats des matrices de similarité spatiale pour les différents angles émis, ainsi que la plage de valeurs propres conservées pour reconstruire le signal Doppler. On a fait le choix d'un seuillage individuel par onde plane, mais on peut aussi envisager de choisir un seuil commun à tous les tirs angulés. Ce point pourra être discuté et optimisé dans des travaux ultérieurs. L'approche décrite ici permet de former une image de Doppler de puissance intermédiaire, pour chacune des ondes planes transmises. Ces différentes images sont présentées en (b). Le SVD Beamformer de la matrice des données filtrées fournit, lui, une image Doppler globale (c). Si on la compare à l'image Doppler classique de la section précédente, on constate que l'on récupère un signal de flux plus fort dans les gros vaisseaux où le contraste augmente de 3.15dB. Dans les petits vaisseaux, l'amélioration est moins nette (1.38 dB), et surtout cette approche a le défaut de ne pas détecter certains petits vaisseaux - notamment à droite de l'image.

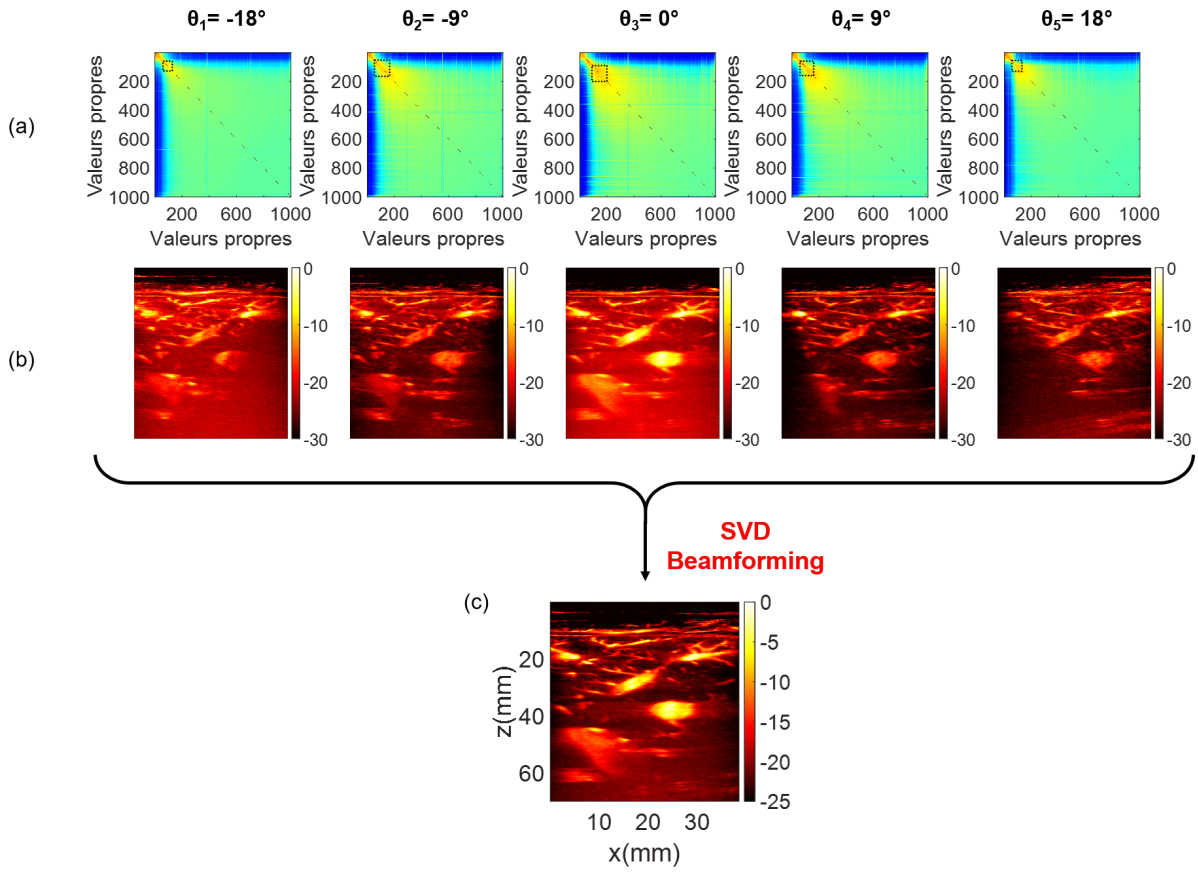

FIGURE 5.20 – Résultat de la correction des images Doppler par SVD Beamformer : **(a)** Matrices de similarité spatiale des vecteurs singuliers, pour chaque angle de transmission θ- le cadre pointillé délimite la plage de valeurs propres filtrées.. **(b)** Image Doppler de puissance intégrées individuellement pour chaque onde plane. **(c)** Image Doppler de puissance après SVD Beamforming des données temporelles filtrées.

5.2.4 Une nouvelle approche : le Doppler "combiné"

Finalement, on cherche d'une part à filtrer les composantes fréquentielles avec la SVD-Doppler, et d'autre part à maximiser la cohérence des ondes planes avec le SVD-Beamformer. Cela peut se résumer à l'utilisation de la SVD pour extraire les signaux de plus forte similarité spatiale et angulaire. Exprimé comme ceci, nous avons donc souhaité essayer d'inclure ces deux effets dans une unique opération de SVD.

Au lieu d'effectuer le filtrage Doppler et la correction d'image en deux temps, nous proposons, à partir des données acquises, de former une unique matrice des images selon tous les angles, et à tous les temps. Elle serait donc de taille $(N_x N_z, N_\theta N_t)$. Sa décomposition en valeurs singulières fournit une composante spatio-angulaire qui traduit les effets de corrélation en fonction simultanément des angles et du temps. La matrice de similarité spatiale, dans laquelle les valeurs singulières sont classées par ordre décroissant sans hiérarchie entre les variables temps et angles, permet de définir des plages de corrélation spatiale. Celles-ci sont utilisées pour filtrer les valeurs singulières correspondant au flux sanguin. L'intégration du signal filtré fournit alors une image Doppler de puissance (Figure 5.21).

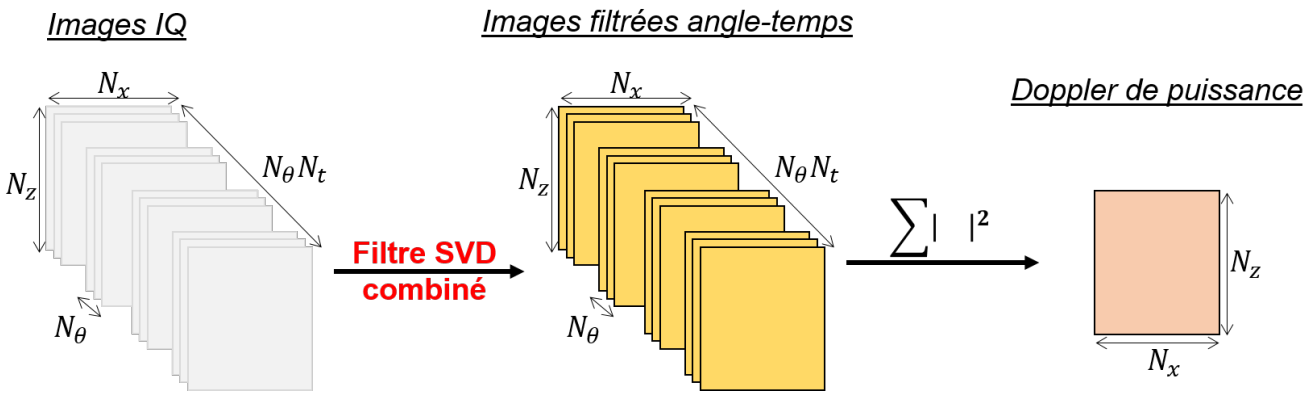

FIGURE 5.21 – Description de la formation de l'image Doppler de puissance "combinée". N_t séries de N_θ ondes planes sont transmises, et N_x,N_z décrivent le nombre de pixels en x et z dans le milieu.

Sur la Figure 5.22, on voit que l'on peut identifier des carrés de corrélation spatiale dans la matrice (a). Ainsi, après avoir choisi des valeurs de seuil optimales, on obtient une image Doppler (b) dont le contraste des plus gros vaisseaux augmente de 3.66 dB par rapport à l'image ultrarapide classique ; ce qui est satisfaisant, mais équivalent au SVD Beamformer. L'amélioration est plus marquée au niveau des petits vaisseaux (+4.43 dB) et contrairement à l'approche précédente, on en détecte davantage qu'avec le filtrage Doppler SVD classique. Cette approche permet donc d'augmenter la qualité de l'image Doppler de puissance en présence de couches d'aberrations (ici muscle+ gras sur les 5 premiers mm de l'image).

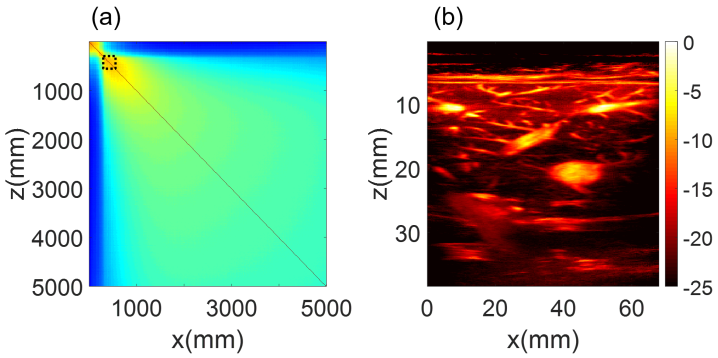

FIGURE 5.22 – Résultat *in vivo* de l'approche Doppler "combinée" : **(a)** Matrice de similarité spatiale $(N_\theta N_t, N_\theta N_t)$ - le cadre pointillé délimite la plage de valeurs propres filtrées. **(b)** Image de Doppler de puissance après filtrage SVD "combiné" temps-angle.

En conclusion de cette partie, nous avons comparé trois méthodes de formation de l'image Doppler de puissance sur volontaire sain. La première, l'image Doppler ultrarapide classique, nous a servi de référence. Dans les deux suivantes, nous avons tenté de tirer profit de la richesse des informations contenues dans les transmissions individuelles d'ondes planes. La Figure 5.23 rassemble les trois résultats. Il apparaît que l'image par Doppler "combiné" permet de récupérer le plus de signal sanguin dans les petits, comme dans les grands vaisseaux alors que la correction par SVD Beamformer semble privilégier les plus gros vaisseaux. Cette comparaison des images nous montre aussi une variabilité du niveau de bruit. Dans l'imagerie Doppler classique, le bruit de fond semble uniformément réparti dans l'image, alors que pour le SVD Beamformer, il se concentre en champ lointain, là où il y a moins de vaisseaux. Dans le cas du Doppler combiné, le bruit de fond a été fortement réduit par rapport au cas classique, mais il augmente légèrement en champ proche, juste derrière la couche aberrations.

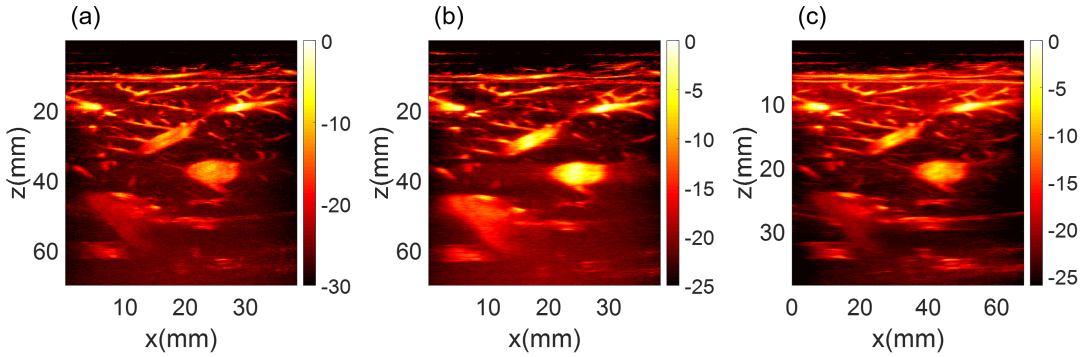

FIGURE 5.23 – Comparaison des images Doppler de puissance sur le foie d'un volontaire sain avec différentes approches : **(a)** Image Doppler ultrarapide classique. **(b)** Image Doppler corrigée par SVD Beamformer. **(c)** Image Doppler "combinée" temps-angles.

Ces observations ouvrent la voie à une imagerie Doppler adaptative, qui exploiterait les données aussi riches qu'inédites, contenues dans les transmissions ultrarapides d'ondes planes, pour réaliser des cartographies vasculaires de bonne résolution en milieu aberré.

Conclusion

Au cours de ce manuscrit, nous avons mis en place un formalisme matriciel pour décrire le problème inverse de l'imagerie ultrasonore ultrarapide. Dès lors, nous avons choisi de poursuivre notre approche dans la base des ondes planes, au lieu de la base canonique classique. Nous avons démontré, au moyen de simulations numériques et de modèles réalistes de milieux diffusants, que ce changement de base n'affectait pas la détermination des aberrations typiques en échographie clinique.

Ensuite, en construisant la matrice R des composantes ultrarapides, nous avons établi que corriger les aberrations revenait à optimiser la covariance angulaire entre les images individuelles d'ondes planes. Grâce à la décomposition en valeurs singulières de R, nous avons proposé une méthode simple d'imagerie adaptative. En plus de donner, pour la première fois en temps réel, l'image corrigée et la loi d'aberration, en amplitude et en phase, elle offre une interprétation physique à l'opération mathématique de SVD dans le contexte de l'imagerie ultrasonore ultrarapide. *In vitro*, puis *in vivo* dans le foie ou en transcrânien préclinique, nous avons pu observer expérimentalement les effets remarquables de cette technique de correction.

La connaissance de l'aberration de phase, avec cette nouvelle approche, nous a permis d'envisager la quantification de vitesse du son. Cette dernière s'est révélée être un bio-marqueur inédit et précieux du taux de graisse, en particulier dans le diagnostic de la stéatose du foie. Si la description canonique de la cohérence des signaux rétro-diffusés a proposé une estimation efficace, nous avons montré que la cohérence angulaire, dans le SVD Beamformer, fournissait une estimation aussi précise, mais quasi instantanée, de la vitesse du son dans le milieu. Nous avons vérifié expérimentalement ces estimations, et avons appréhendé les limites du modèle intégral proposé ; qui devra effectivement tenir compte de la réfraction des ondes planes pour cartographier précisément les variations spatiales de vitesse. Cliniquement, une cartographie locale précise ouvre la voie à l'imagerie du taux de gras dans le cerveau, par exemple très pertinent pour la quantification des défauts de myélinisation du système nerveux.

Pour finir, nous avons exploré deux applications potentielles de l'optimisation de cohérence angulaire. En imagerie pré-clinique, la tomographie B-mode 3D bénéficie d'une amélioration de contraste notable grâce aux techniques mises en place, permettant l'identification de structures anatomiques. On peut alors envisager de poursuivre ces travaux, en améliorant suffisamment la qualité du B-mode pour imager des zones difficiles d'accès telles que la substance noire. En imagerie clinique des flux sanguins (Doppler), nous avons décrit une nouvelle méthode de filtrage offrant la possibilité de corriger en temps réel les images vasculaires acquises à une cadence ultrarapide. Associé à la correction

d'aberrations, cela pourra permettre d'améliorer considérablement la qualité des images de Doppler cérébral à travers le crâne.

Bibliographie

[1] Léon Brillouin and Nicholas Chako. Wave Propagation and Group Velocity. *Physics Today*, 14(2) :62–64, 1961.

[2] Paul Langevin. Les vibrations ultrasonores et leurs applications. Technical report, ESPCI, 1929.

[3] Ian Donald. DAVID M. MAKOW Division of Applied Physics,. *Ultrasonics*, 1(June) :1955, 1955.

[4] Ian Donald and Usama Abdulla. Ultrasonics in obstetrics and gynecology. *Obstetrical and Gynecological Survey*, 23(2) :138–141, 1968.

[5] Jacques Curie and Pierre Curie. Phénomènes électriques des cristaux hémièdres à faces inclinées. *Bulletin de Minéralogie*, 1882.

[6] Masao Saito and Takehisa Hayashi. An approach to inverse scattering problems. *Bioelectromagnetics*, 3(1) :73–80, 1982.

[7] Claire Prada and Mathias Fink. Eigenmodes of the time reversal operator : A solution to selective focusing in multiple-target media. *Wave Motion*, 20(2) :151–163, 1994.

[8] Gabriel Montaldo, Mickael Tanter, and Mathias Fink. Real time inverse filter focusing by iterative time reversal. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 115(2) :2446–2446, 2004.

[9] Mickaël Tanter, Jean-Louis Thomas, and Mathias Fink. Focusing and steering through absorbing and aberrating layers : Application to ultrasonic propagation through the skull. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 103(5) :2403–2410, 1998.

[10] Mickaël Tanter, Jean-Louis Thomas, and Mathias Fink. Time reversal and the inverse filter. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 108(1) :223–234, 2002.

[11] M. Tanter, J.-F. Aubry, J. Gerber, J.-L. Thomas, and M. Fink. Optimal focusing by spatio-temporal inverse filter. I. Basic principles. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 110(1) :37–47, 2002.

[12] J.-F. Aubry, M. Tanter, J. Gerber, J.-L. Thomas, and M. Fink. Optimal focusing by spatio-temporal inverse filter. II. Experiments. Application to focusing through absorbing and reverberating media. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 110(1) :48–58, 2002.

[13] C. Bruneel, R. Torguet, K. M. Rouvaen, E. Bridoux, and B. Nongaillard. Ultrafast echotomographic system using optical processing of ultrasonic signals. *Applied Physics Letters*, 30(8) :371–373, 1977.

[14] O T von Ramm, S W Smith, and H R Pavy. High-speed ultrasound volumetric imaging system. II. Parallel processing and image display. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 38(2) :109–15, 1991.

[15] Stephen W. Smith, Henry G. Pavy, and Olaf T. von Ramm. High-Speed Ultrasound Volumetric Imaging System—Part I : Transducer Design and Beam Steering. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 38(2) :100–108, 1991.

[16] Jian Yu Lu. 2D and 3D High Frame Rate Imaging with Limited Diffraction Beams. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 44(4) :839–856, 1997.

[17] Mickaël Tanter, Jeremy Bercoff, Laurent Sandrin, and Mathias Fink. Ultrafast Compound Imaging for 2-D Motion Vector Estimation : Application to Transient Elastography. *IEEE Trans Ultrason Ferroelectr Freq Control.*, 49(10) :1363–1374, 2002.

[18] Svetoslav Ivanov Nikolov and Jørgen Arendt Jensen. In-vivo synthetic aperture flow imaging in medical ultrasound. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 50(7) :848–856, 2003.

[19] Gabriel Montaldo, Mickael Tanter, Jeremy Bercoff, Nicolas Benech, and Mathias Fink. Coherent Plane Wave Compounding for Very High Frame Rate Ultrasonography and Transient Elastography. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 56(3) :489–506, 2009.

[20] Mickael Tanter and Mathias Fink. Ultrafast Imaging in Biomedical Ultrasound. *IEEE Trans Ultrason Ferroelectr Freq Control.*, 61(1) :10, 2014.

[21] Jeremy Bercoff, Gabriel Montaldo, Thanasis Loupas, David Savery, Fabien Mézière, Mathias Fink, and Mickael Tanter. Ultrafast compound doppler imaging : Providing full blood flow characterization. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 58(1) :134–147, 2011.

[22] Gregg E Trahey and Stephen W Smith. Properties of acoustical speckle in the presence of phase aberration part I : first order statistics. *Ultrasonic imaging*, 10(1) :12–28, 1988.

[23] S. W. Smith, G. E. Trahey, and O. T. von Ramm. Phased array ultrasound imaging through planar tissue layers. *Ultrasound in Medicine and Biology*, 12(3) :229–243, 1986.

[24] S. W. Flax and M. O'Donnell. Phase-Aberration Correction Using Signals From Point Reflectors and Diffuse Scatterers : Basic Principles. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 35(6) :758–767, 1988.

[25] M. O'Donnell and S. W. Flax. Phase-Aberration Correction Using Signals From Point Reflectors and Diffuse Scatterers : Measurements. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 35(6) :768–774, 1988.

[26] L Nock, G E Trahey, and S W Smith. Phase aberration correction in medical ultrasound using speckle brightness as a quality factor. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 85(5) :1819–33, 1989.

[27] Marion Imbault, Alex Faccinetto, Bruno-Félix Osmanski, Antoine Tissier, Thomas Deffieux, Jean-Luc Gennisson, Valérie Vilgrain, and Mickaël Tanter. Robust sound

speed estimation for ultrasound-based hepatic steatosis assessment. *Physics in Medicine and Biology*, 62(9) :3582–3598, 2017.

[28] I. DONALD and T. G. BROWN. Demonstration of tissue interfaces within the body by ultrasonic echo sounding. *The British journal of radiology*, 34 :539–546, 1961.

[29] D. R. Foster, M. Arditi, F. S. Foster, M. S. Patterson, and J. W. Hunt. Computer simulations of speckle in B-scan images. *Ultrasonic Imaging*, 5(4) :308–330, 1983.

[30] J. F. Cardoso and M. Fink. Diffraction Correction in Pulse-Echo Attenuation Measurements. *Ultrasonics Symposium Proceedings*, 2 :841–846, 1983.

[31] Raoul Mallart and Mathias Fink. The van Cittert–Zernike theorem in pulse echo measurements. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 90(5) :2718–2727, 1991.

[32] Arnaud Derode and Mathias Fink. Spatial Coherence of Ultrasonic Speckle in Composites. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 40(6) :666–675, 1993.

[33] Van cittert. Die wahrscheinliche Schwingungsverteilung. *Physica*, 1(1-6) :201–210, 1934.

[34] F. Zernike. The concept of degree of coherence and its application to optical problems. *Physica*, 1(8) :785–795, 1938.

[35] John G. Abbott and F. L. Thurstone. Acoustic Speckle : Theory and Experimental Analysis. *Ultrasonic Imaging*, 1(4) :303–324, 1979.

[36] J. W. Goodman. Some fundamental properties of speckle*. *Journal of the Optical Society of America*, 66(11) :1145, 1976.

[37] Christoph B. Burckhardt. Speckle in Ultrasound B-Mode Scans. *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*, 25(1) :1–6, 1978.

[38] Darwin T. Kuan, Alexander A. Sawchuk, Timothy C. Strand, and Pierre Chavel. Adaptive Restoration of Images with Speckle. *IEEE Transactions on Acoustics, Speech, and Signal Processing*, 35(3) :373–383, 1987.

[39] Udomchai Techavipoo, Quan Chen, Tomy Varghese, James A. Zagzebski, and Ernest L. Madsen. Noise reduction using spatial-angular compounding for elastography. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 51(5) :510–520, 2004.

[40] Peter C. Tay, Scott T. Acton, and John A. Hossack. Ultrasound despeckling using an adaptive window stochastic approach. *Proceedings - International Conference on Image Processing, ICIP*, 1 :2549–2552, 2006.

[41] W.A. Verhoef B.J. Oosterveld, J.M. Thijssen. Texture of B-mode echograms : 3D-simulations and experiments of the effects of diffraction and scatterer density. *Ultrasonic imaging*, 160(7) :142–160, 1985.

[42] Jørgen Arendt Jensen. A model for the propagation and scattering of ultrasound in tissue. *Journal of the Acoustical Society of America*, 89(1) :182–190, 1991.

[43] Jørgen Arendt Jensen. Field : A Program for Simulating Ultrasound Systems. *Medical & Biological Engineering & Computing, pp. 351-353, Volume 34, Supplement 1, Part 1, 1996*, 34(1,1) :351–353, 1996.

[44] Bradley E. Treeby and B. T. Cox. k-Wave : MATLAB toolbox for the simulation and reconstruction of photoacoustic wave fields. *Journal of Biomedical Optics*, 15(2) :021314, 2010.

[45] Bradley E. Treeby, Jiri Jaros, Alistair P. Rendell, and B. T. Cox. Modeling nonlinear ultrasound propagation in heterogeneous media with power law absorption using a k -space pseudospectral method . *The Journal of the Acoustical Society of America*, 131(6) :4324–4336, 2012.

[46] Bradley E. Treeby. Modeling nonlinear wave propagation on nonuniform grids using a mapped k-space pseudospectral method. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 60(10) :2208–2213, 2013.

[47] Christian Dorme and Mathias A. Fink. Ultrasonic beam steering through inhomogeneous layers with a time reversal mirror. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 43(1) :167–175, 1996.

[48] Mathias Fink, Gabriel Montaldo, and Mickael Tanter. Time-Reversal Acoustics in Biomedical Engineering. *Annual Review of Biomedical Engineering*, 5(1) :465–497, 2003.

[49] Jean-Luc Robert and Mathias Fink. Green's function estimation in speckle using the decomposition of the time reversal operator : Application to aberration correction in medical imaging. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 123(2) :866–877, 2008.

[50] Gabriel Montaldo, Mickael Tanter, and Mathias Fink. Time reversal of speckle noise. *Physical Review Letters*, 106(5) :1–4, 2011.

[51] Bruno Felix Osmanski, Gabriel Montaldo, Mickael Tanter, and Mathias Fink. Aberration correction by time reversal of moving speckle noise. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 59(7) :1575–1583, 2012.

[52] Michael Jaeger, Elise Robinson, H. Günhan Akarçay, and Martin Frenz. Full correction for spatially distributed speed-of-sound in echo ultrasound based on measuring aberration delays via transmit beam steering. *Physics in Medicine and Biology*, 60(11) :4497–4515, 2015.

[53] Nikunj Khetan, Timothy Weber, and Jerome Mertz. Speed-of-sound imaging by differential phase contrast with angular compounding. *arxiv*, 1(2007.03156) :1–9, 2020.

[54] Michael Jaeger, Gerrit Held, Sara Peeters, Stefan Preisser, Michael Grünig, and Martin Frenz. Computed Ultrasound Tomography in Echo Mode for Imaging Speed of Sound Using Pulse-Echo Sonography : Proof of Principle. *Ultrasound in Medicine and Biology*, 41(1) :235–250, 2015.

[55] Mickaël Tanter, Jean-Louis Thomas, and Mathias Fink. Focusing and steering through absorbing and aberrating layers : Application to ultrasonic propagation through the skull. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 103(5) :2403–2410, 1998.

[56] Jérôme Gâteau, Laurent Marsac, Mathieu Pernot, Jean Francois Aubry, Mickaël Tanter, and Mathias Fink. Transcranial ultrasonic therapy based on time reversal of acoustically induced cavitation bubble signature. *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, 57(1) :134–144, 2010.

[57] Muyinatu A. Lediju, Gregg E. Trahey, Brett C. Byram, and Jeremy J. Dahl. Short-lag spatial coherence of backscattered echoes : Imaging characteristics. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 58(7) :1377–1388, 2011.

[58] Jeremy Dahl. Coherence beamforming and its applications to the difficult-to-image patient. *IEEE International Ultrasonics Symposium, IUS*, 2017.

[59] Nadeem Riaz, Suzanne L Wolden, Daphna Y Gelblum, and J Eric. Coherent Flow Power Doppler (CFPD) : Flow Detection using Spatial Coherence Beamforming. *IEEE Trans Ultrason Ferroelectr Freq Control.*, 118(24) :6072–6078, 2016.

[60] Alexandre Aubry and Arnaud Derode. Singular value distribution of the propagation matrix in random scattering media. *Waves in Random and Complex Media*, 20(3) :333–363, 2010.

[61] You Leo Li and Jeremy J. Dahl. Angular coherence in ultrasound imaging : Theory and applications. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 141(3) :1582–1594, 2017.

[62] Nghia Q. Nguyen and Richard W. Prager. A Spatial Coherence Approach to Minimum Variance Beamforming for Plane-Wave Compounding. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 65(4) :522–534, 2018.

[63] Francois Vignon, Jun Seob Shin, Sheng Wen Huang, and Jean Luc Robert. Adaptive ultrasound clutter rejection through spatial eigenvector filtering. *IEEE International Ultrasonics Symposium, IUS*, 1(Table 1) :31–34, 2017.

[64] Wei Guo, Yuanyuan Wang, and Jinhua Yu. A sibelobe suppressing beamformer for coherent plane wave compounding. *Applied Sciences (Switzerland)*, 6(11), 2016.

[65] F Chassat. Theoretical evaluation of the isoplanatic patch of an adaptive optics system working through the atmospheric turbulence. *Journal of Optics*, 20(1) :13–23, 1989.

[66] Jonas Jensen, Matthias Bo Stuart, and Jorgen Arendt Jensen. Optimized Plane Wave Imaging for Fast and High-Quality Ultrasound Imaging. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 63(11) :1922–1934, 2016.

[67] Gianmarco F. Pinton, Gregg E. Trahey, and Jeremy J. Dahl. Erratum : Sources of image degradation in fundamental and harmonic ultrasound imaging : A nonlinear, full-wave, simulation study (IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control). *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 58(6) :1272–1283, 2011.

[68] Muyinatu A. Lediju, Michael J. Pihl, Jeremy J. Dahl, and Gregg E. Trahey. Quantitative assessment of the magnitude, impact and spatial extent of ultrasonic clutter. *Ultrasonic Imaging*, 30(3) :151–168, 2008.

[69] K. M.U. Tervola, M. A. Gummer, J. W. Erdman, and W. D. O'Brien. Ultrasonic attenuation and velocity properties in rat liver as a function of fat concentration : A study at 100 MHz using a scanning laser acoustic microscope. *Journal of the Acoustical Society of America*, 77(1) :307–313, 1985.

[70] William D. O'Brien, John W. Erdman, and Tammy B. Hebner. Ultrasonic propagation properties (@100 MHz) in excessively fatty rat liver. *Journal of the Acoustical Society of America*, 83(3) :1159–1166, 1988.

[71] Marion Imbault, Marco Dioguardi Burgio, Alex Faccinetto, Maxime Ronot, Hanna Bendjador, Thomas Deffieux, Emma Ollivier Triquet, Pierre Emmanuel Rautou, Laurent Castera, Jean Luc Gennisson, Valérie Vilgrain, and Mickael Tanter. Ultrasonic fat fraction quantification using in vivo adaptive sound speed estimation. *Physics in Medicine and Biology*, 63(21), 2018.

[72] Luciana C. Cabrelli, Felipe W. Grillo, Diego R.T. Sampaio, Antonio A.O. Carneiro, and Theo Z. Pavan. Acoustic and Elastic Properties of Glycerol in Oil-Based Gel Phantoms. *Ultrasound in Medicine and Biology*, 43(9) :2086–2094, 2017.

[73] Anneloes E. Bohte, Jochem R. Van Werven, Shandra Bipat, and Jaap Stoker. The diagnostic accuracy of US, CT, MRI and 1H-MRS for the evaluation of hepatic steatosis compared with liver biopsy : A meta-analysis. *European Radiology*, 21(1) :87–97, 2011.

[74] Thomas Deffieux, Jean Luc Gennisson, Laurence Bousquet, Marion Corouge, Simona Cosconea, Dalila Amroun, Simona Tripon, Benoit Terris, Vincent Mallet, Philippe Sogni, Mickael Tanter, and Stanislas Pol. Investigating liver stiffness and viscosity for fibrosis, steatosis and activity staging using shear wave elastography. *Journal of Hepatology*, 62(2) :317–324, 2015.

[75] Ilkay S. Idilman, Hatice Aniktar, Ramazan Idilman, Gokhan Kabacam, Berna Savas, Atilla Elhan, Azim Celik, Kadir Bahar, and Musturay Karcaaltincaba. Hepatic steatosis : Quantification by proton density fat fraction with MR imaging versus liver biopsy. *Radiology*, 267(3) :767–775, 2013.

[76] Srinivasan Dasarathy, Jaividhya Dasarathy, Amer Khiyami, Rajesh Joseph, Rocio Lopez, and Arthur J. McCullough. Validity of real time ultrasound in the diagnosis of hepatic steatosis : A prospective study. *Journal of Hepatology*, 51(6) :1061–1067, 2009.

[77] Hanna Bendjador, Thomas Deffieux, and Mickael Tanter. The SVD Beamformer : Physical Principles and Application to Ultrafast Adaptive Ultrasound. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, X(X) :10.1109/tmi.2020.2986830, 2020.

[78] Marko Jakovljevic, Scott Hsieh, Rehman Ali, Gustavo Chau Loo Kung, Dongwoon Hyun, and Jeremy J. Dahl. Local speed of sound estimation in tissue using pulse-echo ultrasound : Model-based approach. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 144(1) :254–266, 2018.

[79] Patrick Stähli, Maju Kuriakose, Martin Frenz, and Michael Jaeger. Forward model for quantitative pulse-echo speed-of-sound imaging. *arxiv*, 1(1902.10639v2) :1–22, 2019.

[80] Richard Rau, Dieter Schweizer, Valery Vishnevskiy, and Orcun Goksel. Speed-of-Sound Imaging using Diverging Waves. *arxiv*, 1(1910.05935v1) :1–12, 2019.

[81] S Smith, G E Trahey, and O T von Ramm. Two-dimensional arrays for medical ultrasound. *Ultrasonic Imaging*, 14(3) :213–233, 1992.

[82] Stephen W Smith, Warren Lee, Edward D Light, Jesse T Yen, Patrick Wolf, and Salim Idriss. Two Dimensional Arrays for 3-D Ultrasound Imaging 2002 IEEE ULTRASONICS SYMPOSIUM-1546. *Methods*, 00(c) :1545–1553, 2002.

[83] R. W. Prager, U. Z. Ijaz, A. H. Gee, and G. M. Treece. Three-dimensional ultrasound imaging. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part H : Journal of Engineering in Medicine*, 224(2) :193–223, 2010.

[84] Thomas R. Nelson and Dolores H. Pretorius. Three-dimensional ultrasound imaging. *Ultrasound in Medicine and Biology*, 24(9) :1243–1270, 1998.

[85] J Provost, C Papadacci, C Demene, J-L Gennisson, M Tanter, and M Pernot. 3-D Ultrafast Doppler Imaging Applied to the Noninvasive and Quantitative Imaging of Blood Vessels in Vivo Europe PMC Funders Group. *IEEE Trans Ultrason Ferroelectr Freq Control*, 62(8) :1467–1472, 2015.

[86] Emmanuel Roux, François Varray, Lorena Petrusca, Christian Cachard, Piero Tortoli, and Hervé Liebgott. Experimental 3-D Ultrasound Imaging with 2-D Sparse Arrays using Focused and Diverging Waves. *Scientific Reports*, 8(1) :1–12, 2018.

[87] Q. Liu and Y. J. Gu. Seismic imaging : From classical to adjoint tomography. *Tectonophysics*, 566-567 :31–66, 2012.

[88] F. Natterer and F. Wubbeling. A propagation-backpropagation method for ultrasound tomography. *Inverse Problems*, 11(6) :1225–1232, 1995.

[89] Charlie Demené, Elodie Tiran, Lim Anna Sieu, Antoine Bergel, Jean Luc Gennisson, Mathieu Pernot, Thomas Deffieux, Ivan Cohen, and Mickael Tanter. 4D microvascular imaging based on ultrafast Doppler tomography. *NeuroImage*, 127(1) :472–483, 2016.

[90] Marc Gesnik, Kevin Blaize, Thomas Deffieux, Jean Luc Gennisson, José Alain Sahel, Mathias Fink, Serge Picaud, and Mickaël Tanter. 3D functional ultrasound imaging of the cerebral visual system in rodents. *NeuroImage*, 149(October 2016) :267–274, 2017.

[91] James F. Greenleaf and Robert C. Bahn. Clinical Imaging with Transmissive Ultrasonic Computerized Tomography. *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, BME-28(2) :177–185, 1981.

[92] M. T. Nguyen, U. Faust, H. Bressmer, and P. Kugel. Ultrasound tomography system using transmission and reflection mode with electronic scanning. *Proceedings of the Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society, EMBS*, 5 :2142–2143, 1992.

[93] Horst Steiner, Alf Staudach, Dietmar Spitzer, and Heinz Schaffer. Diagnostic techniques : Three-dimensional ultrasound in obstetrics and gynaecology : Technique, possibilities and limitations. *Human Reproduction*, 9(9) :1773–1778, 1994.

[94] Eckart E. Hundt and Elmar A. Trautenberg. Digital Processing of Ultrasonic Data by Deconvolution. *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*, 27(5) :249–252, 1980.

[95] D.E. Robinson and M. Wing. Lateral Deconvolution of Ultrasonic Beams. *Ultrasonic imaging*, 6 :1–12, 1984.

[96] Arendt Jensen, Jan Mathorne, Torben Gravesen, and Bjarne Stage. Deconvolution of in-vivo ultrasound B-mode images. *Ultrasonic imaging*, 15 :122–133, 1993.

[97] Christian Doppler. *Ueber das farbige Licht der Doppelsterne und einiger anderer*. Digitale Bibliothek der deutschsprachigen Wikisource, 1903.

[98] Dean L. Franklin, William Schlegel, and Robert F. Rushmer. Blood Flow Measured by Doppler Frequency Shift of Back-Scattered Ultrasound. *Science*, 134(564-565), 1961.

[99] F.D. Fielder and R. F. Baker. Diagnostic applications of Doppler ultrasound. *Ultrasonics for Industry*, 7(1) :36–38, 1968.

[100] Y. Takeda. Velocity profile measurement by ultrasound Doppler shift method. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 7(4) :313–318, 1986.

[101] Steinar Bjærum, Hans Torp, and Kjell Kristoffersen. Clutter filter design for ultrasound color flow imaging. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 49(2) :204–216, 2002.

[102] Charlie Demené, Thomas Deffieux, Mathieu Pernot, Bruno Félix Osmanski, Valérie Biran, Jean Luc Gennisson, Lim Anna Sieu, Antoine Bergel, Stéphanie Franqui, Jean Michel Correas, Ivan Cohen, Olivier Baud, and Mickael Tanter. Spatiotemporal Clutter Filtering of Ultrafast Ultrasound Data Highly Increases Doppler and fUltrasound Sensitivity. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, 34(11) :2271–2285, 2015.

[103] Jerome Baranger, Bastien Arnal, Fabienne Perren, Olivier Baud, Mickael Tanter, and Charlie Demene. Adaptive Spatiotemporal SVD Clutter Filtering for Ultrafast Doppler Imaging Using Similarity of Spatial Singular Vectors. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, 37(7) :1574–1586, 2018.

Publications dans des revues internationales à comité de lecture

Hanna Bendjador, Thomas Deffieux, Mickaël Tanter
"The SVD Beamformer : Physical Principles and Application to Ultrafast Adaptive Ultrasound"
IEEE Transactions on Medical Imaging, doi : 10.1109/TMI.2020.2986830. 2020.

Marion Imbault, Marco Dioguardi Burgio, Alex Faccinetto, Maxime Ronot, Hanna Bendjador, Thomas Deffieux, Emma Ollivier Triquet, Pierre-Emmanuel Rautou, Laurent Castera, Jean-Luc Gennisson, Valérie Vilgrain, Mickael Tanter
"Ultrasonic fat fraction quantification using in vivo adaptive sound speed estimation"
Physics in Medicine & Biology, Volume 63, Number 21. 2018.

Communications en conférences internationales

IEEE International Ultrasonics Symposium 2020, Las Vegas, USA
"SVD beamforming for ultrafast aberration correction and real-time speed-of-sound quantification" (Présentation orale)
Hanna Bendjador, Thomas Deffieux, Mickaël Tanter

IEEE International Ultrasonics Symposium 2020, Las Vegas, USA
"Ultrafast Doppler imaging combined with adaptive spatiotemporal SVD filtering allows to assess complex liver blood flows dow to 5mm/s in healthy volunteers" (Poster)
Sofiane Décombas-Deschamps, Hanna Bendjador, Thomas Deffieux, Mickaël Tanter

IEEE International Ultrasonics Symposium 2019, Glasgow, Scotland
"Ultrafast adaptive beamformer based on angular coherence of plane wave compounding" (Présentation orale)
Hanna Bendjador, Thomas Deffieux, Mickaël Tanter

Hot Topics in Imaging Technology – TOPIM TECH Xania, Crete
"Ultrafast adaptive ultrasound and plane wave coherence" (Poster)
Hanna Bendjador, Thomas Deffieux, Mickaël Tanter

IEEE International Ultrasonics Symposium 2018, Kobe, Japan
"Synthetic adapative refocusing of ultrafast plane waves through aberrating media" (Présentation

orale)
Hanna Bendjador, Justine Robin, Thomas Deffieux, Mickaël Tanter

IEEE International Ultrasonics Symposium 2018, Kobe, Japan
"In vivo Adaptive focusing for clinical Transcranial Ultrafast Ultrasound Imaging by Time Reversal of Moving Speckle Noise" (Présentation orale)
Justine Robin, Charlie Demené, Hanna Bendjador, Fabienne Perren, Mathieu Pernot, Mickaël Tanter

Participations à des workshops internationaux

Imaging in Wave Physics : Multi-Wave and Large Sensor Networks Wave Physics School 2019, Cargèse, France

Séminaire Invité

Boston University Photonics Center - Groupe du Pr Jérôme Mertz, Décembre 2019. Boston, USA
"Aberration correction in ultrafast ultrasound imaging"
Hanna Bendjador

Récompenses

Winner of IEEE IUS 2020 Best Student Paper Award
Institue of Electrical and Electronics Engineers, Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control Society.

Lauréate du Prix Jeunes Talents France 2020
Programme Pour les Femmes et la Science, Fondation L'Oréal.

RÉSUMÉ

L'imagerie échographique repose sur la transmission de signaux ultrasonores à travers les tissus biologiques et l'analyse des échos rétro-diffusés. Donnant accès à des phénomènes physiologiques au-delà de 10 000 images par seconde, l'échographie ultrarapide a permis le développement de techniques inédites telles que l'imagerie de l'élasticité des organes ou la quantification ultrasensible des flux sanguins. Le front d'onde acoustique, lors de sa propagation à travers des milieux complexes ou hétérogènes peut toutefois subir de fortes déformations ; affectant tant la qualité de l'image, que les informations quantitatives sur le milieu. Corriger de telles aberrations est l'enjeu majeur des travaux de recherche effectués au cours de cette thèse. En étudiant les propriétés statistiques des interférences entre les diffuseurs, un formalisme mathématique a été développé pour optimiser la cohérence angulaire des signaux rétro-diffusés. Ainsi parvient- on, pour la première fois en temps réel, à corriger les images et quantifier localement la vitesse du son. Cette dernière constitue un bio-marqueur inédit dans les exemples de la stéatose hépatique, et possiblement de la séparation des substances blanche et grise du cerveau. La méthode de correction de phase proposée va également être un apport intéressant aux corrections de mouvement dans le cas de la tomographie 3D et de l'imagerie vasculaire, offrant de nouvelles perspectives à l'imagerie ultrasonore.

MOTS CLÉS

Imagerie ultrasonore ultrarapide. Correction d'aberrations. Vitesse du son. Problèmes inverses. Imagerie adaptative.

ABSTRACT

Echography relies on the transmission of ultrasound signals through biological tissues, and the processing of backscattered echoes. The rise of ultrafast ultrasound imaging gave access to physiological events faster than 10 000 frames per second. It allowed therefore the development of high-end techniques such as organs elasticity imaging or sensitive quantification of blood flows. During its propagation through complex or heterogeneous media, the acoustic wavefront may still suffer strong distorsions; hindering both the image quality and the ensuing quantitative assessments. Correcting such aberrations is the ultimate goal of the research work conducted during this PhD. By studying statistical properties of interferences between scatterers, a matrix formalism has been developed to optimise the angular coherence of backscattered echoes. Importantly, we succeeded for the first time, in correcting images and quantifying locally the speed of sound at ultrafast frame rates. Sound speed was proven to be a unique biomarker in the example of hepatic steatosis, and possibly separation of brain white and black matter. The phase correction method will be an interesting contribution to motion correction in the case of 3D tomography and vascular imaging, offering thus new horizons to ultrasound imaging.

KEYWORDS

Ultrafast ultrasound imaging. Aberration correction. Speed of sound. Inverse problems. Adaptive imaging