

**THESE de DOCTORAT de L'UNIVERSITE PARIS 7 – DENIS
DIDEROT**

UFR de Physique

Année 2002

N° attribué à la bibliothèque :

Spécialité :

Champs, Particules, Matière

présentée par

Jean-François Aubry

Pour obtenir le grade de Docteur de l'Université Paris 7.

**Focalisation ultrasonore adaptative :
application à l'imagerie et à la
thérapie du cerveau**

Sous la direction de Mathias Fink.

soutenue le 18 mars 2002 devant le jury composé de :

Yves Charon

Georges Charpak

Mathias Fink

Line Garnerio

Pascal Laugier

Rapporteur

Frédéric Patat

Rapporteur

Jacques Souquet

Mickaël Tanter

Jean-Louis Thomas

1. Introduction.....	4
1.1. Principe de fonctionnement d'un échographe.....	4
1.1.1. Principe.....	4
1.1.2. Focalisation.....	5
1.2. Effet du crâne sur un front d'onde.....	8
1.3. Etat de l'art.....	11
1.3.1. Méthodes de corrections d'aberrations de phase et limitations.....	11
1.3.2. Evolution de l'imagerie et de la thérapie ultrasonore du cerveau.....	12
1.4. Enjeux et objectifs de la thèse.....	13
2. Un nouvel outil de focalisation en milieu hétérogène : le filtre inverse spatio-temporel.....	16
2.1. Le principe de la cavité à retournement temporel.....	17
2.2. Les limites du retournement temporel.....	18
2.2.1. La focalisation en milieu dissipatif.....	19
2.2.2. Des transducteurs imparfaits.....	20
2.2.3. Une surface de contrôle limitée.....	20
2.2.4. Conclusion.....	21
2.3. Le principe du filtre inverse spatio-temporel.....	21
2.3.1. Introduction.....	21
2.3.2. L'opérateur de propagation $\{h_{mj}\}(t)$	22
2.3.3. Approche monochromatique : le filtre inverse spatial.....	23
2.3.3.1. La matrice inverse de propagation monochromatique : H^{-1}	23
1.1.1.2. Prédiction du résultat de la focalisation.....	25
1.1.1.3. Comparaison Filtre Inverse / Retournement Temporel.....	26
1.1.4. Le filtre inverse spatial en milieu homogène.....	28
1.1.4.1. Décomposition en ondes planes.....	29
1.1.4.2. Coupure des fréquences spatiales due à l'ouverture limitée des réseaux.....	30
1.1.5. Approche large bande : le filtre inverse spatio-temporel.....	32
1.1.5.1. Dispositif de focalisation dans l'eau.....	32
1.1.1.2. La distribution des valeurs singulières spatio-temporelles.....	33
1.1.1.3. Le processus complet d'inversion spatio-temporelle.....	34
1.1.6. Comparaison des différentes techniques de focalisation dans l'eau.....	36
1.1.6.1. Simulations.....	36
1.1.6.2. Expériences.....	38
1.4. Conclusion.....	39
3. Comparaison expérimentale des différentes techniques de focalisation dans des milieux modèles.....	41
3.1. Focalisation dans des milieux hétérogènes non absorbants.....	41
3.1.1. Focalisation à travers une plaque : annulation des échos de plaques.....	41
3.1.1.1. Dispositif expérimental.....	41
3.1.1.2. Résultats des focalisations par loi cylindrique et retournement temporel.....	43
3.1.1.3. Focalisation par filtre inverse spatio-temporel.....	45
3.1.1.4. Optimisation de la focalisation par utilisation des ondes transverses.....	48
3.1.1.5. Applications.....	51
3.1.1.6. Bilan.....	51
3.1.2. Focalisation à travers un milieu réverbérant.....	52
3.1.2.1. Dispositif expérimental.....	52
3.1.2.2. Résultats expérimentaux.....	53
3.1.2.3. Focalisation simultanée.....	56
3.2. Focalisation dans des milieux hétérogènes absorbants.....	59
3.2.1. Dispositif expérimental : focalisation à travers de l'uréol®.....	59
3.2.2. Résultats expérimentaux.....	60
3.2.3. Perspectives.....	61

4. Vers un système d'imagerie échographique du cerveau	62
4.1. <i>L'imagerie du cerveau aujourd'hui</i>	62
4.1.1. L'échographie.....	62
4.1.2. L'exploration du cerveau aujourd'hui : images anatomiques et fonctionnelles.....	63
4.1.2.1. Imagerie anatomique.....	63
4.1.2.2. Imagerie fonctionnelle.....	64
4.1.2.3. Conclusion	66
4.2. <i>Optimisation de la focalisation en émission à travers un demi-crâne</i>	67
4.2.1. Dispositif expérimental.....	67
4.2.2. Il existe une solution à la focalisation ultrasonore intracrânienne.....	67
4.3. <i>Comparaison des différentes techniques de focalisation.....</i>	71
4.3.1. Interférences au point focal.....	71
4.3.2. Sensibilité des différentes techniques	73
4.4. <i>Extension à la focalisation émission-réception</i>	74
4.4.1. Focalisation en émission versus focalisation en réception	74
4.4.2. Processus complet de focalisation en émission-réception	76
4.4.3. L'échographie : une image de réflectivité.....	77
4.5. <i>Imagerie de fils derrière un demi-crâne</i>	80
4.6. <i>Images de modèles de structures biologiques.</i>	83
4.6.1. Image d'une tumeur solide.....	83
4.6.2. Image d'un kyste hydrique.....	84
4.7. <i>De la façon de réaliser une focalisation non invasive</i>	86
4.7.1. Principe.....	86
4.7.2. Décalage de la focale en profondeur	87
4.7.3. Influence relative des deux parois crâniennes	89
4.7.4. Extraction des propriétés d'une seule paroi crânienne à partir les données globales	91
4.8. <i>Conclusion</i>	94
5. Hyperthermie du cerveau : prototype de puissance et protocole non invasif.....	96
5.1. <i>Etat de l'art.....</i>	96
5.2. <i>Protocole non invasif basé sur des images rayons X.....</i>	97
5.2.1. Modélisation des propriétés acoustiques d'un crâne.	97
5.2.1.1. Masse volumique	99
5.2.1.2. Vitesse Acoustique.....	99
5.2.1.3. Absorption	100
5.2.2. Focalisation non invasive à travers un crâne humain	100
5.3. <i>Réalisation d'un prototype d'hyperthermie</i>	105
5.3.1. Spécifications	105
5.3.2. Tests des transducteurs de présérie	105
5.3.3. Descriptif de la sonde	106
5.3.4. Disposition des transducteurs	108
5.3.4.1. Réseaux étudiés.....	108
5.3.4.2. Calcul du champ diffracté.....	109
5.3.4.3. Focalisation au point focal géométrique	110
5.3.4.4. Angulation	112
5.3.4.5. Etude du champ proche.....	116
5.3.4.6. Conclusion	118
5.3.5. Réalisation du prototype.....	118
5.3.5.1. Fabrication de la coupole semi aléatoire	118
5.3.5.2. Assemblage du prototype.....	118
5.4. <i>Conclusion</i>	119
6. Conclusion générale.....	121

1. Introduction

Economique et absolument sans danger pour le patient, l'échographie est actuellement le mode d'imagerie médicale le plus utilisé au monde. Dans les pays industrialisés, les parents font désormais connaissance avec leur enfant bien avant l'accouchement, par échographe interposé. Comment ne pas s'attendrir devant ces fœtus tétant leur pouce, confortablement installés dans l'utérus [Figure 1.1] ?



Figure 1.1. Visage de fœtus (site internet de Phillips Medical)

Pourtant, si les images des tissus mous de l'abdomen (foie, reins, fœtus..) sont très répandues, les images échographiques de cerveau sont plus rares. Elles sont en fait de pauvre qualité chez l'adulte : comme nous allons le voir, la boîte crânienne déforme trop les ondes ultrasonores pour permettre à un échographe standard de former une image correcte du cerveau.

Après avoir brièvement introduit le principe de fonctionnement d'un échographe standard, nous montrerons l'effet induit par le crâne sur une onde ultrasonore. Nous rappellerons alors les différents travaux de recherche qui ont porté sur l'étude, dans un but médical, de la focalisation d'ondes ultrasonores à travers des milieux aberrateurs, comme la graisse ou la boîte crânienne. Enfin, nous détaillerons précisément les enjeux et objectifs de cette thèse : nous avons principalement cherché à développer d'une part un système d'imagerie échographique haute-résolution du cerveau et d'autre part un prototype dédié au traitement ultrasonore des tumeurs cérébrales.

1.1. Principe de fonctionnement d'un échographe

1.1.1. Principe.

L'échographie est une image de la réflectivité ultrasonore du milieu. La Figure 1.2 résume le principe de construction d'une image de deux organes (en gris) situés dans des tissus homogènes (bleu clair). Une sonde est appliquée sur la peau et émet une série de faisceaux ultrasonores afin d'imager le milieu. A chaque faisceau ultrasonore est associé un axe de tir (ligne noire). Une impulsion brève se propage dans les tissus et se réfléchit sur chaque interface rencontrée. Les signaux rétrodiffusés sont enregistrés par la sonde et après amplification, détection et filtrage, un signal «enveloppe » peut être

tracé en fonction du temps, sous la forme d'une échographie A. Dans la plupart des cas, ce signal résulte de la superposition de deux contributions bien distinctes. D'une part, des signaux brefs relativement intenses correspondent aux différentes interfaces rencontrées. Le temps d'arrivée de chaque signal correspond au temps mis par l'onde pour effectuer un aller-retour entre la sonde et l'interface considérée. S'ajoute d'autre part un signal dont la structure s'apparente à un bruit aléatoire, « le speckle », qui résulte de l'interférence entre tous les échos diffusés par les structures microscopiques des tissus (cellules).

Les signaux de l'échographie A sont ensuite représentés en niveaux de gris en fonction du temps (c'est à dire en fonction de la profondeur) ce qui constitue une échographie B. L'image finale est simplement la juxtaposition de l'ensemble des lignes de tir.

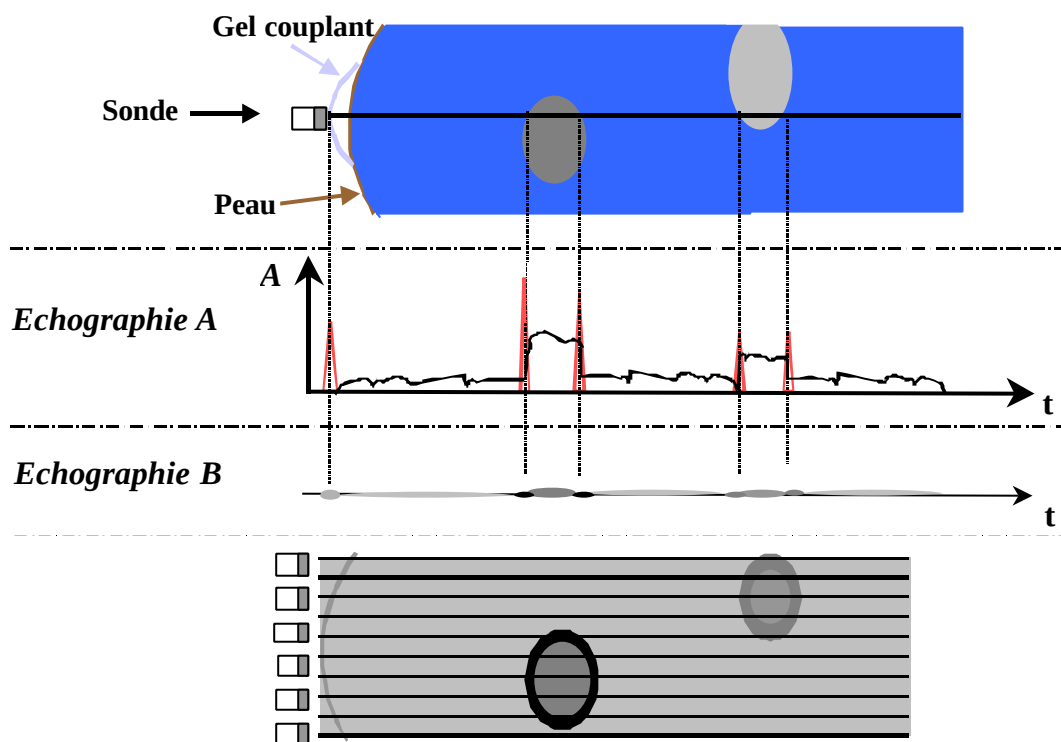


Figure 1.2. Principe de construction d'une image échographique.

1.1.2. Focalisation

Afin d'obtenir une image de bonne qualité, il faut balayer le milieu à explorer par un faisceau ultrasonore très fin pour obtenir une bonne résolution latérale. Il faut d'autre part, pour obtenir une bonne résolution axiale, utiliser des signaux brefs qui permettent en échographie de séparer des cibles proches. Une sonde échographique est généralement constituée d'un réseau linéaire de transducteurs piézo-électriques qui peuvent émettre indépendamment des impulsions ultrasonores. Pour réaliser une focalisation de l'énergie ultrasonore en émission, il suffit, comme le montre la Figure 1.3a) d'appliquer aux transducteurs un jeu de retards appropriés afin de corriger les temps de parcours pour que toutes les impulsions arrivent ensemble au point visé. En milieu homogène cette loi de focalisation

est cylindrique car les signaux d'émission se répartissent selon un arc de cercle dans le plan de la sonde. En fait, en raison des limites physiques de la diffraction, on ne concentre pas les ultrasons en un seul point : la pression acoustique émise par la sonde se répartit sur une zone dont l'étendue est parfaitement déterminée par la géométrie de la sonde (son ouverture D) et la profondeur F à laquelle on focalise. Si on s'intéresse à la zone de focalisation à -6dB , elle a typiquement la forme d'un cigare de largeur $\lambda F/D$ et de profondeur $7\lambda(F/D)^2$.

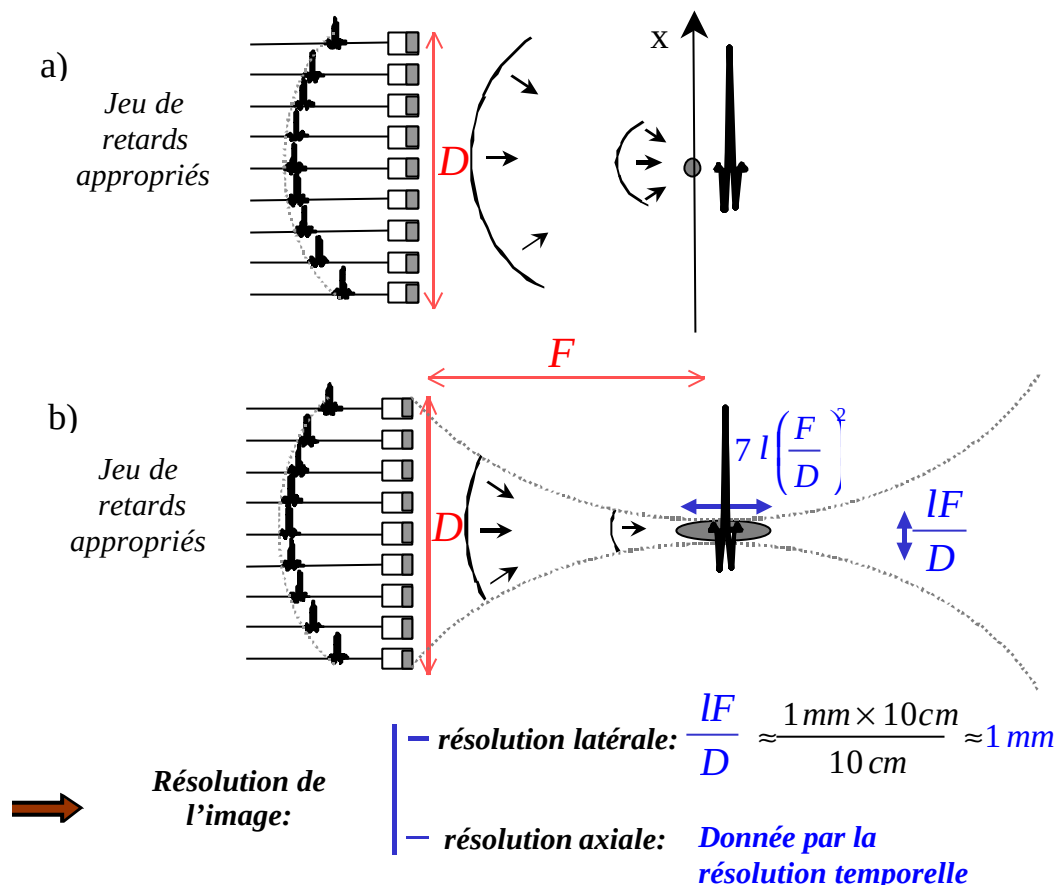


Figure 1.3. Focalisation dans un milieu homogène.

La largeur $\lambda F/D$ du cigare correspond à la résolution latérale à -6dB de l'image. Avec des valeurs typiquement rencontrées en échographie (fréquence de l'ordre du mégahertz correspondant à une longueur d'onde dans l'eau d'environ 1mm , et $F \approx D \approx 10\text{cm}$), on obtient une résolution de l'ordre du millimètre [Figure 1.3]. La résolution axiale est quant à elle donnée par la largeur temporelle du pic de pression obtenu au point visé. Etudions plus précisément la focalisation latérale : si l'on déplace dans le plan focal un hydrophone le long de l'axe x indiqué sur la Figure 1.4a), et que l'on mesure la pression correspondante en chaque position, on obtient la courbe de la Figure 1.4b). La résolution à -6dB de l'image est donnée par la largeur à mi hauteur de la courbe de pression ($\lambda F/D$). On peut également visualiser sur cette courbe un autre paramètre très important pour prévoir la qualité de l'image : il s'agit du niveau des lobes secondaires, qui est ici d'environ -30dB .

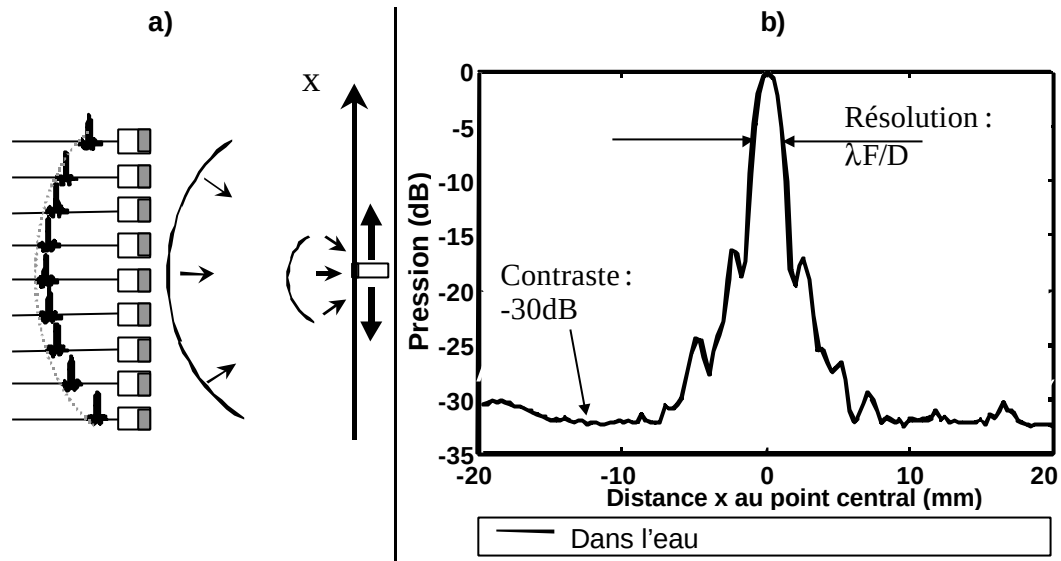


Figure 1.4. Focalisation latérale d'un échographe dans un milieu homogène parfait : l'eau : a) Rappel du dispositif de focalisation et b) Diagramme de pression en dB le long de l'axe x.

Notons que dans un échographe, la focalisation se fait à la fois en émission (ce que nous avons vu) et en réception. L'ensemble des échos captés par les éléments de la barrette est alors traité pour simuler l'effet d'une lentille en réception : ceci est décrit sur la Figure 1.5. Les signaux reçus par la barrette sont remis en phase en les décalant temporellement. Ces délais compensent des temps de trajets : ils ont les mêmes valeurs absolues que lors de la focalisation en émission. Dans la phase d'émission, tous les signaux interfèrent au foyer. Ici, les signaux interfèrent électroniquement par sommation des signaux. Cette sommation donne le résultat final de la focalisation en réception.

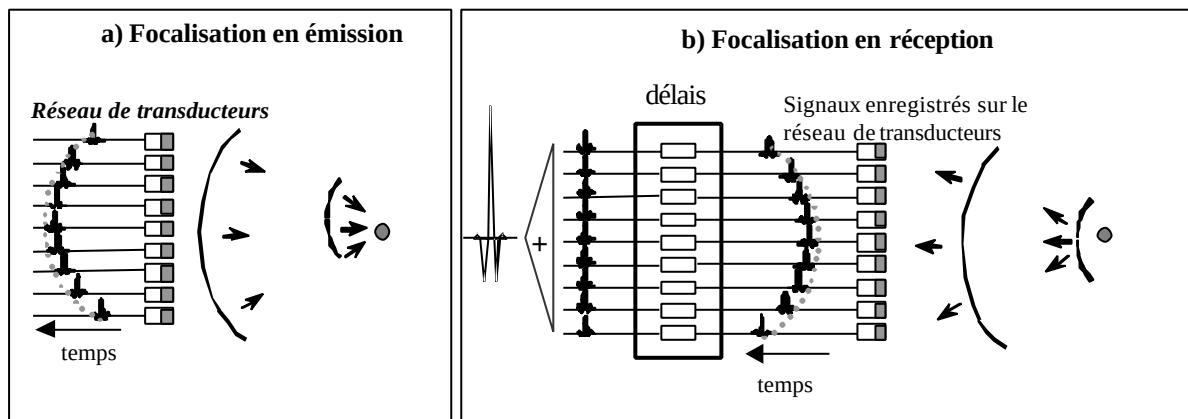


Figure 1.5. Focalisation en émission - Focalisation en réception

Les deux types de focalisation sont associés et appliqués en chaque point de l'image. Cependant, il faut bien se souvenir qu'une telle focalisation n'est valable que dans un milieu homogène. En effet, seuls les retards géométriques sont corrigés, et l'on suppose que l'onde sphérique générée en sortie de la sonde se propage vers le point visé sans se déformer. En fait, l'hypothèse de base de tout échographe est que l'absorption par les tissus est uniforme et que la vitesse est constante : elle est fixée à 1540m.s^{-1} . Pour certains organes, ces approximations sont bien vérifiées. En particulier,

l'application reine de l'échographie est l'obstétrique : pour imager un fœtus, il suffit de traverser le liquide amniotique, très homogène, et une mince couche de peau, en général bien tendue ! La Figure 1.6, qui présente l'image d'un rein droit de nouveau-né, montre la qualité des images de tissus mous.



Figure 1.6. Rein droit de nouveau-né (site internet de Philips Medical)

En réalité, la vitesse acoustique varie d'un tissu à l'autre, comme le montre le Tableau 1.1. En particulier, l'image échographique se dégrade fortement dès qu'une couche de graisse trop importante doit être traversée, bien que l'écart de vitesse paraisse *a priori* relativement faible.

Muscle	$c_0 = 1600 \text{ m.s}^{-1}$
Graisse	$c_0 = 1440 \text{ m.s}^{-1}$
Sang	$c_0 = 1540 \text{ m.s}^{-1}$
Os	$c_0 = 3000 \text{ m.s}^{-1}$

Tableau 1.1. Vitesse acoustique dans différents tissus.

En fait, plus dramatique encore que la graisse est la présence d'un os, dont la vitesse acoustique est très différente des tissus mous. Exposons plus en détails les effets d'un crâne humain sur un front d'onde.

1.2. Effet du crâne sur un front d'onde

Afin d'étudier l'influence d'un crâne sur un front d'onde, étudions l'expérience détaillée sur la Figure 1.7 : un demi-crâne humain est placé entre une barrette échographique et un hydrophone. L'ensemble est immergé dans l'eau pour limiter toute réflexion parasite.

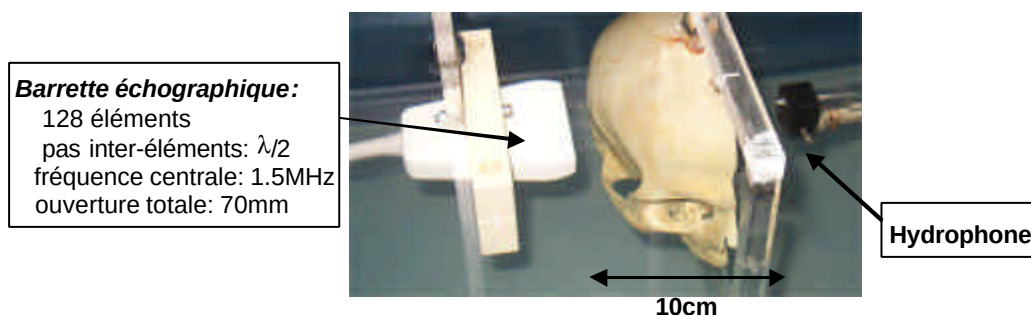


Figure 1.7. Dispositif expérimental.

Une impulsion est émise par l'hydrophone de la Figure 1.7. La pression de l'onde correspondante est mesurée à l'aide de la barrette échographique. Une première mesure est effectuée sans le crâne, dans l'eau. Une onde sphérique se propage donc jusqu'à la barrette sans se déformer. Comme décrit dans la Figure 1.5b), des retards sont appliqués pour remettre les signaux en phase, première étape d'une focalisation en réception. La Figure 1.8a) donne en fonction du temps et en niveaux de couleur la pression correspondante pour chaque élément de la barrette. Tous les signaux arrivent en même temps et l'amplitude est relativement constante le long de l'axe x , avec une modulation lente due à l'apodisation des transducteurs.

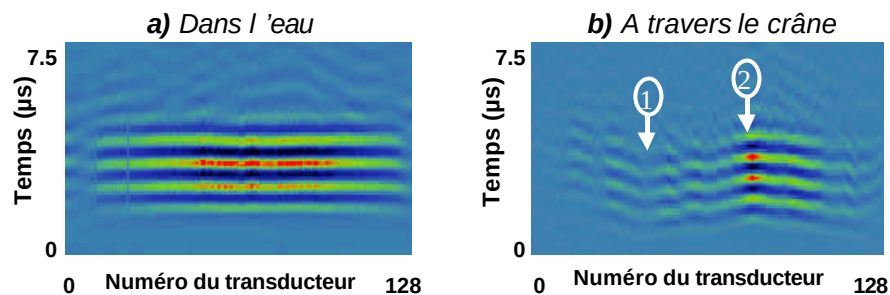


Figure 1.8. Onde plane enregistrée au cours du temps sur les 128 éléments de la barrette : (a) après propagation dans l'eau et (b) après traversée du crâne.

En comparaison, l'effet aberrateur du crâne est clairement visible sur la Figure 1.8b) : après traversée du crâne, les signaux ne sont plus remis en phase. Le front d'onde apparaît déformé car le crâne a induit des aberrations de phase : l'épaisseur de l'os et la vitesse acoustique fluctuent d'une zone du crâne à une autre. De plus, la répartition en amplitude est très irrégulière : certaines zones du crâne ont profondément absorbé l'onde (repère 1 sur la Figure 1.8b), tandis que d'autres se sont montrées peu absorbantes (repère 2). Ces effets s'expliquent directement par la structure même du crâne, visible sur les coupes présentées sur la Figure 1.9. Le crâne est principalement constitué de trois couches : une zone poreuse, appelée diploé, est confinée entre deux couches denses, les parois interne et externe. Les parties denses sont caractérisées par une vitesse acoustique importante et une absorption faible. La diploé, dans laquelle la vitesse est plus faible, est extrêmement absorbante. La variation d'épaisseur de ces trois couches le long du crâne engendre les effets observés sur le front d'onde.

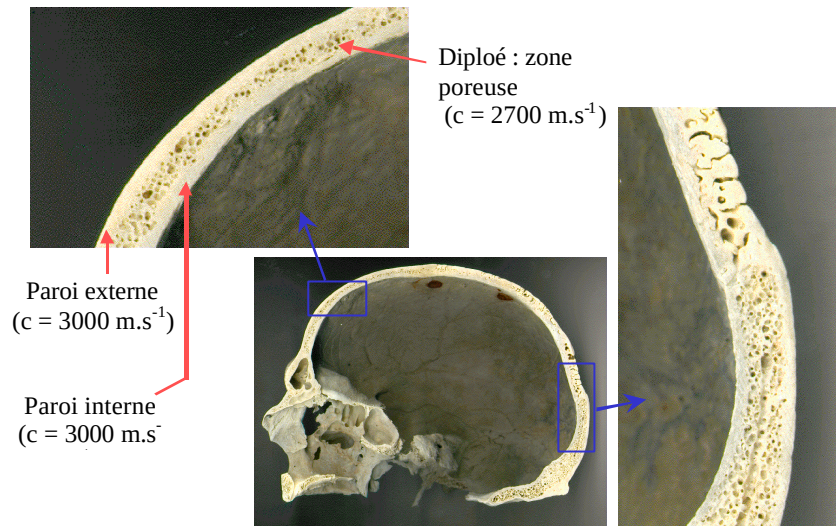


Figure 1.9. Structure du crâne.

Les deux effets conjugués d'absorption et de déphasage dégradent fortement la focalisation d'un échographe standard. Nous allons en particulier étudier leurs répercussions sur la résolution latérale. L'expérience de focalisation présentée précédemment sur la Figure 1.4 est maintenant reproduite, à travers le crâne, sur la Figure 1.10a).

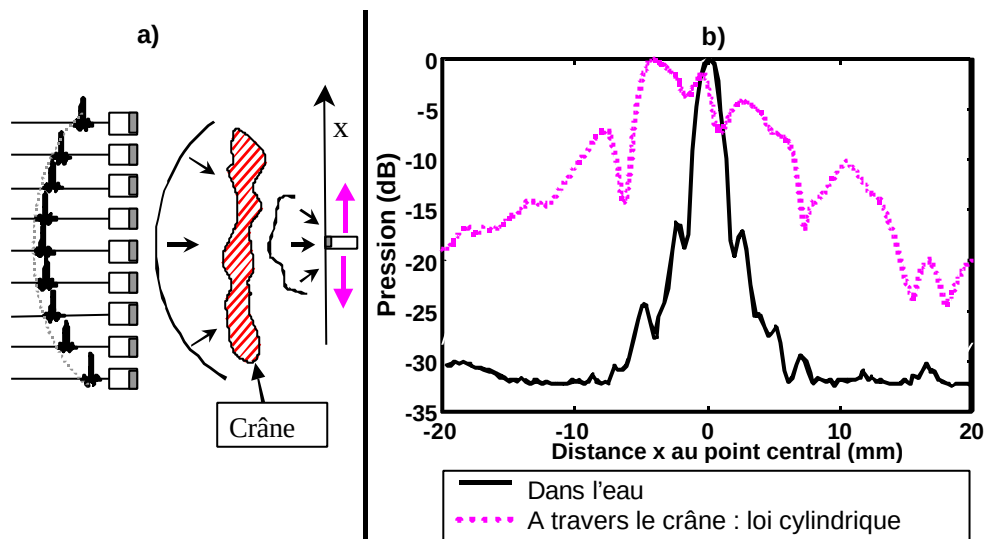


Figure 1.10. Focalisation latérale d'un échographe à travers un crâne : a) Rappel du dispositif de focalisation et b) Diagramme de pression en dB le long de l'axe x.

A nouveau, l'hydrophone mesure la pression le long de l'axe x. L'effet de défocalisation, mis en évidence par la courbe en pointillés, est dramatique. Tout d'abord, le maximum de pression ne correspond pas au point visé. Ensuite, la largeur à mi-hauteur, correspondant à la résolution à -6dB , est maintenant de l'ordre du cm, contre le mm dans un milieu homogène. Enfin, le contraste atteint à peine 20dB . Cela explique pourquoi l'échographie du cerveau donne actuellement des résultats très médiocres. De nombreux travaux scientifiques ont pourtant été consacrés à l'étude et la correction des

phénomènes d'aberrations dans le corps humain, induits en particulier par le crâne ou la présence de graisse dans l'abdomen.

1.3. Etat de l'art

On distingue deux types d'aberrateurs : d'une part les tissus mous, comme l'abdomen ou le sein, qui induisent principalement des aberrations de phase, et d'autre part le crâne qui induit non seulement des aberrations de phase, mais également d'importantes aberrations d'amplitude par absorption. Nous exposerons dans un premier temps les différentes méthodes de correction de phase, puis nous décrirons les différentes recherches ayant porté spécifiquement sur le crâne, tant en imagerie qu'en thérapie.

1.3.1. Méthodes de corrections d'aberrations de phase et limitations.

Comme nous l'avons vu, contrairement à l'hypothèse de base des échographes standards, la vitesse acoustique et l'absorption varient d'un tissu à l'autre, induisant des aberrations de phase et d'amplitude. Leur influence sur la performance des systèmes d'imagerie ou de thérapie médicales a pour la première fois été prédite par Thurstone et McKinney en 1966^[1.1]. De nombreuses recherches ont été menées au cours des trente dernières années afin de corriger ces aberrations dans des buts d'imagerie ou de thérapie ultrasonores. En particulier, O'Donnell et Flax ont montré *in vivo* que les performances des systèmes ultrasonores étaient fortement dégradées d'un patient normal à un patient obèse^[1.2]. Ils ont alors proposé de modéliser les aberrations introduites par le milieu comme un écran fin collé contre le réseau de transducteurs et introduisant des décalages temporels différents sur chaque transducteur.

De nombreuses méthodes ont alors été proposées pour calculer les déphasages à appliquer sur chacun des transducteurs du réseau pour corriger l'influence de cet écran fin. Karaman *et al* proposèrent en 1994 une méthode basée sur des corrélations entre les signaux reçus par des transducteurs voisins^[1.3]. De leur côté, Trahey et Smith utilisèrent une méthode basée sur l'optimisation de contraste du speckle ultrasonore^[1.4].

S'intéressant dans le même temps à la focalisation à travers la paroi abdominale, Liu et Waag choisirent de modéliser les aberrations du milieu comme un écran fin situé à une distance finie du réseau de transducteurs^[1.5]. Après traversée d'un tel écran, supposé n'introduire que des décalages temporels, un front d'onde voit son amplitude et sa forme se modifier au cours de la propagation jusqu'au réseau de transducteurs. La méthode de correction proposée s'appuyait alors sur la présence dans le milieu d'une source acoustique pour connaître l'éloignement ainsi que la loi de retard de cet écran fin.

Dès 1989, le laboratoire Ondes et Acoustique a montré pourquoi l'application d'une simple loi de retards sur l'ouverture du réseau ne suffisait pas, dans tous les cas, à corriger les aberrations du milieu^{[1.6],[1.7],[1.8]}. En effet, cette technique de correction de phase reste purement monochromatique et

ne prend donc pas en compte les modifications de la forme du signal lors de sa propagation à travers un milieu hétérogène. M. Fink *et al* proposèrent alors une technique capable de prendre en compte cette modification de la forme du signal. Connue sous le nom de focalisation par retournement temporel, elle est l'analogue, pour des signaux large-bande, de la technique de conjugaison de phase des signaux monochromatiques bien connue en optique. Cette technique de focalisation par retournement temporel permet d'obtenir en milieu hétérogène non dissipatif la même qualité de focalisation qu'en milieu homogène. Dans de nombreux cas, elle permet donc une correction totale des aberrations, mais nécessite cependant la présence à la focale désirée d'une source ou d'un réflecteur acoustique, sur lequel le système apprend à faire le point. Cette source ou ce réflecteur acoustique envoie ou renvoie une onde ultrasonore, qui après propagation à travers les hétérogénéités du milieu, est reçue, numérisée et enregistrée par chacun des transducteurs d'un réseau (*miroir à retournement temporel*). Ces signaux sont ensuite retournés temporellement puis réémis par chaque transducteur du réseau. Grâce à l'invariance par renversement du temps de l'équation d'onde en milieu hétérogène non dissipatif, nous savons que ce front d'onde émis par le miroir refocalise alors de manière optimale sur la source ou le réflecteur initial. Le retournement temporel ne peut cependant pas être appliqué directement au crâne car nous avons vu que ce dernier constituait un milieu dissipatif.

1.3.2. Evolution de l'imagerie et de la thérapie ultrasonore du cerveau

Dès 1951, T. F. Hueter envisagea de détecter par ultrasons des tumeurs cancéreuses intracrâniennes^[1.9]. Malheureusement, la boîte crânienne a constitué un obstacle trop important et le projet n'a pu aboutir. Les aberrations introduites par les hétérogénéités de vitesse acoustique dans le crâne furent mises en évidence expérimentalement par White *et al* en 1967. Ils montrèrent de plus qu'une importante absorption du son dans la paroi osseuse amplifiait très fortement cette dégradation^[1.10]. Ces travaux furent complétés par d'autres expériences réalisées par Fry et Eggleton en 1974^[1.11]. Un an plus tard, D. J. Philips et S. W. Smith proposèrent une technique de compensation de phase afin d'améliorer la qualité des images échocéphalographiques^{[1.12],[1.13]}. En 1986, Fry mis au point un système à ultrasons focalisés destiné à l'ablation des tumeurs situées en profondeur dans le cerveau^[1.14]. Afin de contourner le problème des distorsions induites par la paroi du crâne, la solution envisagée était radicale : la trépanation. En 1994, Hynynen étudia les temps d'exposition nécessaires lors d'un traitement par ultrasons focalisés. Cette étude fut réalisée sur 160 lapins trépanés^[1.15]. Il conclut que la destruction des tumeurs en profondeur dans le cerveau était réalisable sans causer d'effets mécaniques indésirables si les paramètres d'exposition étaient toutefois convenablement choisis. La possibilité d'éviter la trépanation lors d'un traitement thérapeutique en corrigeant les aberrations du crâne semblait alors écartée. Pour les mêmes raisons, l'imagerie ultrasonore du cerveau restait jusqu'à ce jour de qualité médiocre^[1.16]. En 1996, J.-L. Thomas et Mathias Fink montrèrent que la focalisation à travers le crâne pourrait être fortement améliorée en compensant la dissipation ultrasonore introduite par la paroi osseuse^[1.17] : la technique de retournement temporel était alors

complétée d'une compensation d'amplitude. M. Tanter a développé au cours de sa thèse^[1.18] une nouvelle technique, appelée filtre inverse spatial, permettant d'optimiser la focalisation en régime monochromatique, à la fréquence centrale du transducteur. Fonctionnant en régime monochromatique, cette dernière technique, particulièrement efficace en hyperthermie, ne pouvait pas être utilisée en l'état dans un but d'imagerie.

1.4. Enjeux et objectifs de la thèse

Le travail de thèse s'est progressivement orienté vers deux applications majeures : l'imagerie échographique du cerveau et la thérapie ultrasonore des tumeurs du cerveau.

Avant toute chose, une question se posait : est-il possible d'étendre au domaine temporel la technique de filtrage inverse spatial développée par M. Tanter durant sa thèse ? Une telle extension permettrait d'optimiser la focalisation à chaque fréquence, améliorant de ce fait l'efficacité de la méthode. De plus l'extension au domaine temporel est indispensable en vue de réaliser des images échographiques du cerveau : dans ce cas, la résolution axiale est directement liée, nous l'avons vu, à la brièveté des signaux temporels, ce qui suppose d'utiliser une large bande passante. Nous avons donc cherché à appliquer cette méthode à toutes les fréquences contenues dans la bande passante de nos transducteurs et avons recombinaison l'ensemble pour construire un filtre inverse spatio-temporel. Le chapitre 2 détaille ainsi tout d'abord le filtre inverse spatial puis les bases théoriques de son extension temporelle. Une étude détaillée du retournement temporel et de ses limites montre tout l'intérêt de développer de telles techniques capables de corriger les effets de perte d'énergie dans le milieu.

Afin de mettre en évidence les potentialités de cette nouvelle méthode de focalisation, et la comparer aux méthodes classiques de retournement temporel et de focalisation cylindrique, nous avons étudié dans le chapitre 3 plusieurs milieux modèles caractéristiques des différents milieux rencontrés en acoustique ultrasonore : milieux réfléchissants, réverbérants, puis absorbants. L'étude de milieux réverbérants mettra à jour de nombreuses applications potentielles dans le domaine du contrôle non destructif et dans l'imagerie d'écoulements à l'intérieur de structures complexes. Un modèle réduit expérimental d'environnement urbain, multidiffuseur, montrera des applications intéressantes en télécommunications. Enfin, l'étude d'un milieu purement absorbant ouvrira la voie à l'étude d'un aberrateur plus complexe : le crâne humain. Le chapitre 4 sera dédié à la focalisation intracrânienne. Nous montrerons qu'il est théoriquement possible de réaliser chez l'adulte des images cérébrales échographiques haute résolution.

Le dernier chapitre est consacré à l'étude du traitement des tumeurs cérébrales par hyperthermie ultrasonore. Nous avons développé un protocole non invasif de traitement des tumeurs basé sur des simulations numériques. Ces simulations reposent sur des images de la boîte crânienne par scanner X haute résolution. Afin de pouvoir à terme mettre en œuvre ce protocole non invasif, nous avons étudié et réalisé un prototype d'hyperthermie dédié au traitement des tumeurs cérébrales.

Chronologiquement, le filtre inverse a été développé en vue d'améliorer la focalisation à travers un aberrateur bien particulier : le crâne. En fait, la technique développée s'est montrée extrêmement efficace, dépassant nos espérances. Il s'agit d'une technique très générale, qui peut être utilisée dans tous les domaines de la physique des ondes ayant accès aux signaux temporels. Les champs d'application sont extrêmement vastes. Certains ont été explorés dans les chapitres 3 et 4 de cette thèse, d'autres pourraient l'être un jour. Citons l'imagerie médicale, les télécommunications, l'acoustique audible, l'acoustique sous-marine, ou encore les milieux multidiffuseurs.

Bibliographie

[1.1] F.L. Thurstone et W. M. McKinney. 'Resolution enhancement in scanning of tissue'. Ultrasonics Vol 4., pp 25-27, 1966.

[1.2] M. O'Donnell et S. W. Flax. 'Phase aberration measurements in medical ultrasound : Human studies'. Ultrasonic Imaging, Vol. 10, n° 1, pp 1-11, 1988.

[1.3] M. Karaman, A. Atalar, H. Köymen et M. O'Donnell. 'A phase aberrations correction method for ultrasound imaging'. IEEE Trans. Ultrason. Ferroel. Freq. Control 40, 4, pp 275-281, 1993.

[1.4] L. Nock, G. E. Trahey et S. W. Smith. 'Phase aberration correction in medical ultrasound using speckle brightness as a quality factor'. J. Acoust. Soc. Am, Vol. 85, 5, pp 1819-1833, 1989.

[1.5] D.-L. Liu et R. C. Waag. 'Correction of ultrasonic wavefront distortion using backpropagation and a reference waveform method for time-shift compensation'. J. Acoust. Soc. Am., 96, pp 649-660, 1994.

[1.6] M. Fink. 'Time reversal of ultrasonic fields- Part I : Basic Principles'. IEEE Trans. Ultrason. Ferroel. Freq. Control 39, pp 555-567, 1992.

[1.7] F. Wu, M. Fink, R. Mallart, J.-L. Thomas, N. Chakroun, D. Cassereau et C. Prada. 'Optimal focusing through aberrating media : A comparison between time reversal mirror and time delay correction technique' Proc. IEEE 1991 Ultrason. Symp. 2, 1195-1199, 1991.

[1.8] F. Wu, J.-L. Thomas et M. Fink. 'Time reversal of ultrasonic fields- Part II : Experimental results'. IEEE Trans. Ultrason. Ferroel. Freq. Control 39, pp 567-578, 1992.

[1.9] T. F. Hueter. 'The detection of intracranial tumors by use of ultrasound'. Q. Prog. Rep., Acoustics laboratory, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA, pp 23-24, Jan.- Mar. 1951.

[1.10] D. N. White et al. 'The deformation of ultrasonic field in passage across the living and cadaver head'. Med. Biol. Engng., Vol 7, pp 607-618, 1969.

[1.11] F. J. Fry , R. C. Eggleton et R. F. Heimbürger. 'Transkull visualization of brain using ultrasound : an experimental model study'. Ultrasound in Medicine, pp 97-101, Excerpta Medica, Amsterdam, 1974.

[1.12] D. J. Philips , S. W. Smith, O. T. Von Ramm et F. L. Thurstone, 'A phase compensation technique for B-Mode echoencephalography'. Ultrasound in Medicine, Vol. 1, pp 345-404 (Plenum, New York, 1975).

- [1.13] S. W. Smith, E. B. Miller, O. T. Von Ramm et F. L. Thurstone, 'Signal processing techniques for improving B-Mode echoencephalography'. *Ultrasound in Medicine*, Vol. 1, pp 345-404 (Plenum, New York, 1975).
- [1.14] F. J. Fry, N. T. Sanghi *et al.* 'A focused ultrasound system for tissue volume ablation in deep seated brain sites'. *Proceedings of IEEE 1986 Ultrasonics Symposium*, Vol. 2, pp 1001-1004, 1986.
- [1.15] N. I. Vykhodtseva, K. Hynynen et C. Damianou. 'Pulse duration and peak intensity during focused ultrasound surgery : Theoretical and experimental effects in brain rabbits in vivo'. *Ultrasound in Med. and Biol.*, Vol. 20, 9, pp 987-1000, 1994.
- [1.16] J. Ylitalo et J. Koivukangas. 'Ultrasonic echo tomography through skullbone'. *Ultrasonics Symposium*, 1989, pp 1019-1022.
- [1.17] J.-L. Thomas et M. Fink, 'Ultrasonic beam focusing through tissue inhomogeneities with a time reversal mirror: Application to transskull therapy', *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., Freq. Contr.*, Vol. 43, N° 6, pp. 1122-1129, 1996.
- [1.18] M. Tanter 'Application du retournement temporel à l'hyperthermie ultrasonore du cerveau', Thèse de doctorat de l'Université Paris 7, 1999.

2. Un nouvel outil de focalisation en milieu hétérogène : le filtre inverse spatio-temporel

Le retournement temporel constitue indéniablement une méthode élégante de focalisation en milieux hétérogènes non dissipatif. Dans de tels milieux, l'équation d'onde est en effet rigoureusement invariante par renversement du temps : si $p(\vec{r}, t)$ est solution de l'équation d'onde, alors, $p(\vec{r}, -t)$ l'est également. Cela signifie que l'on dispose d'un moyen astucieux de focaliser en tout point du milieu considéré. Afin de mesurer expérimentalement $p(\vec{r}, t)$, il suffit d'émettre une impulsion par une source active placée au point cible : après propagation dans le milieu, le champ acoustique $p(\vec{r}, t)$ est enregistré par un réseau de transducteurs tapissant une surface couvrant un angle solide de 4π autour du point cible. Les signaux enregistrés sont retournés temporellement pour donner $p(\vec{r}, -t)$, c'est à dire que les signaux les plus rapides, qui sont arrivés en premier, seront émis en dernier tandis que les signaux les plus lents seront émis en premier, de sorte que tous arriveront en même temps en un point précis (le point cible), comme si le film de l'expérience était rejoué à l'envers : les plus rapides y rattraperont les plus lents.

Le retournement temporel est affecté par tout forme de dissipation d'énergie. Or trois types de pertes d'énergie peuvent exister expérimentalement. Tout d'abord, pour des raisons pratiques, il est difficile d'enregistrer le champ acoustique sur une surface couvrant un angle solide de 4π . L'ouverture limitée du réseau sera donc une limitation intrinsèque. Ensuite, les transducteurs ne sont pas parfaits et leur bande passante limitée constitue une cause de perte d'énergie, non compensée par le retournement temporel. Enfin, le milieu lui-même peut être dissipatif, comme nous l'avons vu dans le premier chapitre dans le cas du crâne. Nous avons cherché à développer une méthode de focalisation permettant de focaliser de façon optimale dans tous les types de milieux, même dissipatifs.

Dans un premier temps, nous étudierons en détails le principe physique et les limitations du retournement temporel. Nous verrons en particulier qu'il réalise en milieu non dissipatif un filtre inverse de la propagation, c'est-à-dire qu'il permet d'atteindre la focalisation optimale : la répartition de la pression sur le point visé et les points qui l'entourent est extrêmement piquée sur le point visé. Si le milieu est dissipatif, le retournement temporel maximise seulement la pression envoyée sur le point focal : il constitue ce que l'on appelle un filtre adapté^{[2.1],[2.2]}. Cette propriété reste vraie que le milieu soit dissipatif ou non.

On peut alors se demander s'il est possible, dans un milieu dissipatif, d'atteindre une focalisation optimale, c'est-à-dire d'obtenir un filtre inverse de la propagation. Nous avons dans ce but développé une nouvelle technique de focalisation appelée filtre inverse spatio-temporel. Cette technique repose sur la connaissance de toutes les fonctions de Green associées à un ensemble de points entourant le point focal. Le retournement temporel corrige quant à lui les aberrations de phase

par la seule connaissance de la fonction de Green associée au point focal. Le filtre inverse spatio-temporel permet de compenser toutes les sources de dissipation qui dégradent la focalisation par retournement temporel. Cette technique est valable pour tout milieu de propagation linéaire, invariant par translation dans le temps et vérifiant la réciprocité spatiale, ce qui sera le cas de tous les milieux étudiés dans cette thèse. Il s'agit d'un filtre inverse car il permet d'obtenir une qualité focalisation optimale pour tout milieu de propagation linéaire et invariant par translation dans le temps : le champ acoustique est optimisé dans toute la zone entourant le point focal.

Enfin, nous achèverons ce chapitre relativement théorique par la comparaison des deux techniques de focalisation adaptative (retournement temporel et filtre inverse) appliquées à un milieu parfaitement homogène, l'eau, qui nous permettra de mieux comprendre ce qui les différencie.

2.1. Le principe de la cavité à retournement temporel

Le principe de la cavité à retournement temporel a été rigoureusement formulé par D. Cassereau et M. Fink^[2,3]. L'idée forte de leur formulation est que la seule connaissance du champ acoustique sur une surface fermée suffit à focaliser en tout point du volume l'intérieur, ce qui repose tout simplement sur le principe d'Huygens.

La focalisation par retournement temporel trouve ses racines dans l'équation d'onde linéaire en milieu hétérogène non dissipatif (Eq. 2.1):

$$r_0(\vec{r}) \nabla \cdot \left(\frac{1}{r_0(\vec{r})} \nabla p(\vec{r}, t) \right) = \frac{1}{c_0(\vec{r})^2} \frac{\partial^2 p(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad \text{Eq. 2.1}$$

Où $p(\vec{r}, t)$ désigne la surpression acoustique, $c_0(\vec{r})$ et $r_0(\vec{r})$ correspondant aux distributions spatiales de vitesse du son et de masse volumique du milieu au repos.

Puisque seules interviennent des dérivées secondes par rapport au temps l'équation d'onde est intrinsèquement invariante par renversement du temps. Concrètement, si $p(\vec{r}, t)$ est solution de l'Eq. 2.1, alors, $p(\vec{r}, -t)$ l'est également. Les deux étapes du principe d'une expérience de retournement temporel en découlent immédiatement. Il faut dans un premier temps avoir accès à $p(\vec{r}, t)$: il s'agit de la phase de réception présentée sur la Figure 2.1, durant laquelle le champ acoustique émis par la source acoustique placée au point cible est enregistré par le réseau de transducteurs répartis sur la surface de contrôle. Nous rappelons ici que cette surface doit en théorie couvrir 4π stéradians. Dans un second temps, $p(\vec{r}, -t)$ est émis : le réseau de transducteurs ré-émet le retourné temporel du champ précédemment enregistré. Conformément à l'invariance de l'équation d'onde par renversement du temps, $p(\vec{r}, -t)$ correspond à un champ acoustique convergeant vers la source, comme si le film du trajet aller était rejoué à l'envers [Figure 2.1, phase d'émission].

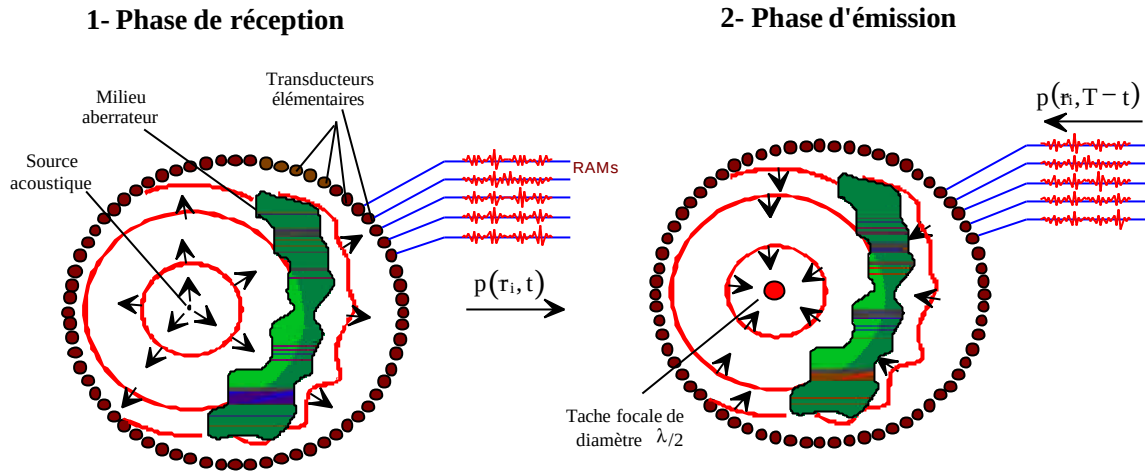


Figure 2.1. Concept de la cavité à retournement temporel.

2.2. Les limites du retournement temporel

Il s'agit ici de cerner les limites d'une technique de focalisation redoutablement efficace et rapide. En effet, un simple tour d'horizon des expériences de retournement temporel effectuées avec succès au laboratoire montre la robustesse de la technique, qu'il s'agisse des expériences de multidiffusion, d'acoustique sous-marine, d'hyperthermie, sans oublier l'impressionnant puit acoustique de Julien de Rosny^[2,6]. Cette technique n'est toutefois valable que dans des milieux vérifiant certaines propriétés bien précises.

Tout d'abord, afin de réaliser une expérience de retournement temporel, le milieu de propagation doit bien entendu être stationnaire (la phase de ré-émission, qui a lieu après la phase d'enregistrement, doit en effet se dérouler dans les mêmes conditions). Afin d'obtenir une focalisation optimale par retournement temporel, deux propriétés doivent de plus être vérifiées :

- 1) Il doit y avoir réciprocité spatiale entre les transducteurs (le champ de pression créé par le transducteur j sur le transducteur i est exactement le même que celui créé par le transducteur i sur le transducteur j). Rappelons que cette propriété est vérifiée dans tous les milieux, même dissipatifs, sauf dans les milieux en mouvement (par exemple dans l'étude d'écoulements).
- 2) L'énergie doit être conservée (sans cela, le signal émis par la source ne pourra pas être restitué parfaitement).

Notons que la réciprocité spatiale sera vérifiée dans tous les milieux étudiés dans ce manuscrit. Si de plus l'énergie est conservée, alors le retournement temporel permet d'obtenir une qualité de focalisation optimale : c'est ce que l'on appelle un filtre inverse. Toutefois, dans les milieux dissipatifs, le retournement temporel constitue toujours de façon remarquable un filtre adapté^[2,7] : il maximise toujours la pression au point focal. Ceci est résumé sur la Figure 2.2.

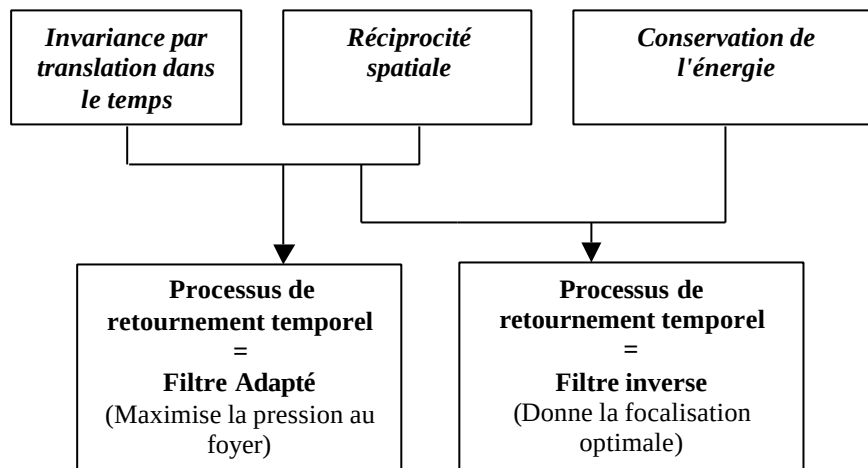


Figure 2.2. Propriétés du principe de focalisation par retournement temporel.

Le retournement temporel souffre donc de toute forme de dissipation d'énergie. Or, typiquement, dans une expérience de retournement temporel, les sources de dissipations ont trois origines principales :

- Le milieu peut tout simplement être absorbant (comme nous l'avons vu dans le cas du crâne au chapitre 1)
- La bande passante temporelle et spatiale des transducteurs est limitée : certaines fréquences temporelles sont atténuées et la directivité est limitée par la taille finie des éléments.
- Le champ acoustique n'est pas enregistré sur une surface fermée mais à l'aide d'un réseau de transducteurs de superficie parfois très limitée : une partie du champ rayonné par la source est définitivement perdue.

2.2.1. La focalisation en milieu dissipatif

Bien entendu, la pire des configurations pour une expérience de retournement temporel est le cas où le milieu de propagation lui-même est dissipatif (par exemple un crâne...). Tanter et al^[2.1] ont montré qu'il était nécessaire de coupler le retournement temporel, qui corrige naturellement les aberrations de phase, à une compensation d'amplitude pour tenter de corriger également les effets d'absorption. Une telle compensation permet d'obtenir une focalisation optimale dans le cas où le milieu absorbant est infiniment fin. Dans le cas général, l'absorption a lieu dans un volume. Ainsi, si cette compensation d'amplitude permet d'améliorer la qualité de la focalisation à travers le crâne, elle ne suffit pas à totalement corriger les distorsions.

2.2.2. Des transducteurs imparfaits

Le rendement des transducteurs dépend de la fréquence. Ainsi, les transducteurs ultrasonores constituent eux-mêmes une importante source d'atténuation. En particulier, dans une expérience de retournement temporel, après deux passages dans des transducteurs de bande passante limitée, le spectre du signal émis par la source, supposée idéale, a diminué. Cela impliquera un élargissement du signal temporel envoyé au point focal, c'est-à-dire une dégradation de la résolution temporelle qui correspond en échographie à une diminution de la résolution axiale. Ceci sera abordé en détail dans la dernière partie de ce chapitre.

D'autre part, la taille finie des éléments limite leur bande passante spatiale et l'apodisation qui en résulte apporte une modulation d'amplitude non compensée par le retournement temporel.

2.2.3. Une surface de contrôle limitée

Dans la pratique, il est difficile d'enregistrer le champ rayonné par la source cible sur une surface fermée, et l'on est limité par l'ouverture du réseau de transducteurs (Figure 2.3). Ainsi, toute une partie du front d'onde ne peut être enregistrée. L'énergie correspondante est définitivement perdue. A l'issue du trajet retour, la tache focale de l'onde ré-émise est *a priori* limitée par la transformée de Fourier de l'ouverture du réseau émetteur. Cette limite semble commune à toutes les techniques de focalisation (plus l'ouverture de la barrette émettrice est large, plus la tache focale est fine). Pourtant, dans des milieux réverbérants ou diffusant (chapitre 3), nous verrons que la technique de focalisation par filtre inverse peut tirer parti de la géométrie du milieu pour augmenter au maximum l'ouverture effective du réseau.

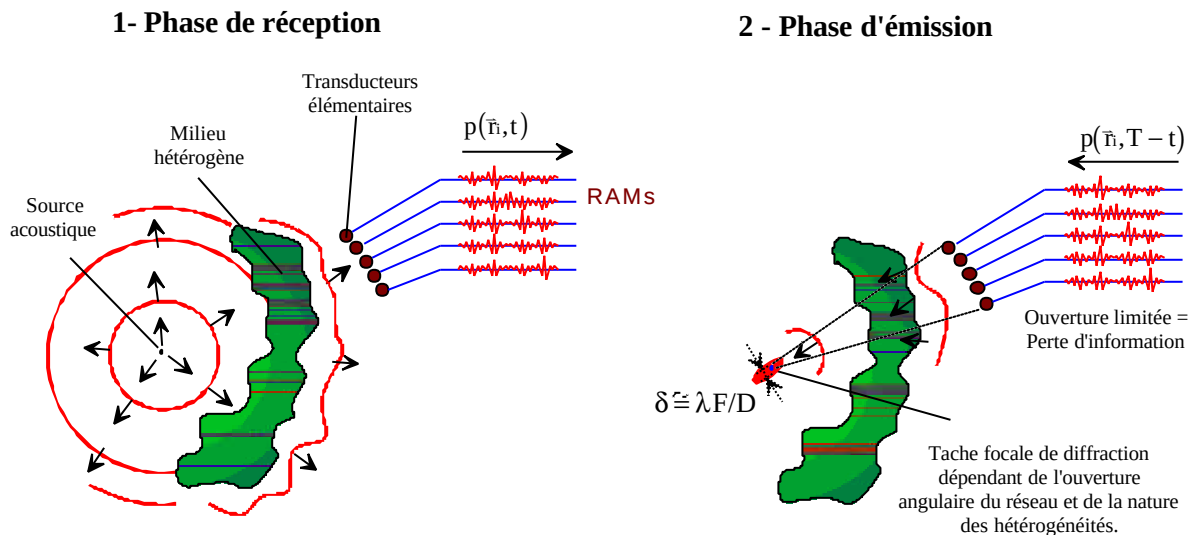


Figure 2.3. Principe de focalisation par retournement temporel sur une ouverture limitée.

2.2.4. Conclusion

Dans tous les milieux étudiés dans ce manuscrit, si l'énergie est conservée alors le retournement temporel assure une focalisation optimale : il constitue un véritable filtre inverse de la propagation. Par contre dans tout milieu à pertes, quelles qu'en soient les causes détaillées précédemment, le retournement temporel n'assure plus une focalisation optimale: il maximise seulement la valeur de la pression au point focal et constitue ainsi un filtre adapté spatio-temporel^{[2.1],[2.2],[2.7]}. Il est important de remarquer que cela n'impose aucune condition sur la répartition du champ au voisinage du point focal.

Nous avons donc cherché à développer une méthode permettant d'optimiser la focalisation dans tous les milieux, absorbants ou non : il s'agit du filtre inverse spatio-temporel.

2.3. Le principe du filtre inverse spatio-temporel

2.3.1. Introduction

Avec l'hypothèse de conservation de l'énergie, le retournement temporel exploite au mieux les informations provenant d'un point source actif placé au point focal. Le filtre inverse spatio-temporel exploite les informations provenant d'un ensemble de points sources disséminés autour du point focal. Le concept même de l'utilisation d'un ensemble de points de contrôle pour imposer des contraintes sur le champ acoustique existait déjà dans le domaine de l'acoustique des salles^{[2.8],[2.9]}, mais également dans le contrôle de l'hyperthermie ultrasonore^{[2.10],[2.11]}. Mickael Tanter avait dans sa thèse^[2.10] utilisé ce concept en développant un filtre inverse spatial. Nous cherchons ici à l'étendre au domaine temporel.

Le dispositif expérimental typique permettant la mise en œuvre du filtre inverse est présenté sur la Figure 2.4. Une barrette échographique linéaire de $N=128$ éléments sera systématiquement utilisée pour focaliser à travers divers milieux aberrateurs, à une distance focale F . Dans le plan focal, un ensemble de M points de contrôle permet de vérifier la répartition du champ acoustique. Notons que cette répartition pourrait être aléatoire, dans les trois dimensions de l'espace. Par souci de simplification, ces points de contrôle sont alignés parallèlement à la barrette.

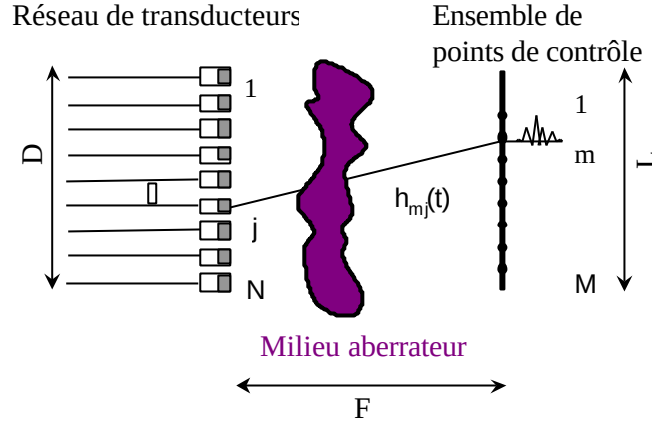


Figure 2.4 Dispositif expérimental typique, principe du filtre inverse

Dans un premier temps, nous nous limiterons à une approche monochromatique, correspondant au filtre inverse spatial^[1.18], ce qui nous permettra d'exposer clairement le processus d'inversion. Ensuite, nous détaillerons son extension multifréquentielle : le filtre inverse spatio-temporel. Enfin, cette étude théorique sera complétée par des simulations et des résultats expérimentaux obtenus dans un cas d'école : la focalisation dans l'eau. De façon surprenante, nous verrons que les résultats de trois techniques de focalisation (cylindrique, retournement temporel et filtre inverse) diffèrent singulièrement, même dans un milieu aussi simple. Cela nous permettra de comprendre comment le filtre inverse peut être mis en œuvre concrètement, et quelles sont ses forces.

2.3.2. L'opérateur de propagation $\{h_{mj}\}(t)$

Nous définissons ici l'opérateur linéaire reliant les éléments de la barrette à l'ensemble des points de contrôle [Figure 2.4]. Les entrées de cet opérateur sont les signaux émis par les éléments de la barrette (repérés par les indices $j \in [1, N]$) tandis que ses sorties correspondent aux signaux enregistrés par les points de contrôle (repérés par les indices $m \in [1, M]$). Pour chaque couple (m, j) , nous définissons la réponse impulsionnelle, $h_{mj}(t)$, correspondant au signal temporel enregistré par le point de contrôle m lorsqu'une impulsion de Dirac temporelle a été appliquée comme signal excitateur à l'élément j de la barrette. Cette réponse impulsionnelle inclut bien entendu les effets de propagation à travers le milieu étudié mais également les réponses acousto-électriques des émetteurs et des récepteurs.

Toute la chaîne étant supposée linéaire et invariante par translation dans le temps, les $M \times J$ réponses temporelles permettent de décrire toute opération d'émission-réception dans la configuration étudiée. En effet, si l'ensemble de la barrette émet un signal d'entrée quelconque, caractérisé par les différents signaux $e_j(t)$, $1 \leq j \leq J$, alors les signaux $f_m(t)$, $1 \leq m \leq M$, reçus dans le plan de contrôle sont donnés par :

$$f_m(t) = \sum_{j=1}^J h_{mj}(t) *_{\tau} e_j(t), \quad 1 \leq m \leq M \quad \text{Eq. 2.2}$$

Où $*$ est l'opérateur de convolution temporelle.

Ce qui donne après transformation de Fourier temporelle :

$$F_m(\omega) = \sum_{j=1}^J \mathbf{H}_{mj}(\omega) E_j(\omega), \quad 1 \leq m \leq M \quad \text{Eq. 2.3}$$

L'équation Eq. 2.3 peut alors s'écrire simplement sous forme matricielle :

$$\mathbf{F}(\omega) = \mathbf{H}(\omega) \mathbf{E}(\omega) \quad \text{Eq. 2.4}$$

Où $\mathbf{E}(\omega) = (E_j(\omega))_{1 \leq j \leq J}$ est le vecteur colonne dont chaque composante complexe comprend la phase et l'amplitude de la transformée de Fourier des signaux émis à la fréquence ω . De même, $\mathbf{F}(\omega) = (F_m(\omega))_{1 \leq m \leq M}$ est le vecteur colonne dont chaque composante complexe comprend la phase et l'amplitude de la transformée de Fourier des signaux reçus à la fréquence ω . Enfin, la matrice de transfert $\mathbf{H}(\omega) = \{H_{mj}(\omega)\}_{1 \leq m \leq M, 1 \leq j \leq J}$ décrit la propagation dans le milieu entre le réseau de transducteurs et l'ensemble des points de contrôle : pour cette raison, elle est appelée matrice de propagation monochromatique. La transformée de Fourier inverse de $\mathbf{H}(\omega)$ permet d'obtenir la matrice de propagation $\mathbf{H}(t)$.

Limitons-nous dans un premier temps à une approche monochromatique

2.3.3. Approche monochromatique : le filtre inverse spatial

2.3.3.1. La matrice inverse de propagation monochromatique : $\mathbf{H}^{-1}$

Revenons au cœur du problème : notre but est d'obtenir une bonne qualité de focalisation. Nous cherchons donc à déterminer le champ E à émettre qui permettrait d'obtenir le champ F désiré après propagation dans le milieu. La qualité de la focalisation désirée F est ainsi fixée par l'utilisateur. Il peut s'agir d'un Dirac spatial ou bien de la focalisation optimale obtenue dans un milieu homogène avec la même géométrie. F sera dans la suite appelé l'objectif.

Pour résoudre ce problème, il faut obtenir l'expression de E en fonction de F , ce qui découle de l'équation Eq. 2.4 par une inversion matricielle à une fréquence :

$$\mathbf{F} = \mathbf{H}\mathbf{E} \Leftrightarrow \mathbf{E} = \mathbf{H}^{-1}\mathbf{F} \quad \text{Eq. 2.5}$$

Comme dans la plupart des problèmes inverses, l'inversion de la matrice de propagation $\mathbf{H}$ est mal conditionnée ^[2.13] : $\mathbf{H}$ n'étant pas connue de façon exacte, toute source d'erreur dans $\mathbf{H}$, même faible, explose dans le calcul de $\mathbf{H}^{-1}$. Pour cette raison, l'inversion de $\mathbf{H}$ fait l'objet d'une

régularisation avant inversion. Nous avons choisi d'effectuer cette régularisation en nous basant sur une décomposition de la matrice $\mathbf{H}$ en valeurs singulières.

La technique de décomposition en valeur singulière repose sur le théorème d'algèbre linéaire suivant : toute matrice $\mathbf{A}$ de dimension $(M \times J)$ peut être écrite comme le produit d'une matrice de dimension $(M \times J)$ orthogonale unitaire $\mathbf{U}$, d'une matrice $\mathbf{D}$ diagonale de dimension $(M \times M)$ dont tous les éléments sont positifs ou nuls (les valeurs singulières), et de la transposée d'une matrice $M \times M$ orthogonale unitaire $\mathbf{V}$. Dans le cas de la matrice $\mathbf{H}$, ce théorème peut être clairement résumé par sa décomposition en valeurs singulières :

$$\mathbf{H} = \mathbf{U} \mathbf{D}^T \mathbf{V}^* = \mathbf{U} \begin{bmatrix} l_1 & 0 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ 0 & \ddots & 0 & & & \vdots \\ \vdots & 0 & l_i & & & \vdots \\ \vdots & & & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & & & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & \dots & \dots & \dots & l_J \end{bmatrix}^T \mathbf{V}^* \quad \text{Eq. 2.6}$$

Où l'on rappelle que :

- $\dim(\mathbf{H}) = M \times J$.
- $\mathbf{U}$ est une matrice $M \times J$ unitaire ($\mathbf{U}^t \mathbf{U}^* = \mathbf{I}$).
- $\mathbf{V}$ est une matrice $J \times J$ unitaire ($\mathbf{V}^t \mathbf{V}^* = \mathbf{I}$).
- $\mathbf{D}$ est une matrice $J \times J$ diagonale. Les éléments diagonaux (l_i) de $\mathbf{D}$ sont rangés par ordre décroissants.

L'inverse de $\mathbf{H}$ est alors directement reliée à l'inverse de $\mathbf{D}$ par :

$$\mathbf{H}^{-1} = \mathbf{V} \mathbf{D}^{-1} {}^t\mathbf{U}^* = \mathbf{V} \begin{bmatrix} \frac{1}{l_1} & 0 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ 0 & \ddots & 0 & & & \vdots \\ \vdots & 0 & \frac{1}{l_i} & & & \vdots \\ \vdots & & & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & & & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & \dots & \dots & \dots & \frac{1}{l_J} \end{bmatrix} {}^t\mathbf{U}^* \quad \text{Eq. 2.7}$$

Certaines valeurs singulières, correspondant par exemple à du bruit électronique lors de l'acquisition expérimentale de $\mathbf{H}$, ont une valeur très faible. Leur poids devient prédominant dans $\mathbf{H}^{-1}$ ainsi calculée (Eq. 2.7). La régularisation consiste alors à inverser la matrice sans inverser le bruit

contenu dans $\mathbf{H}$. Le rangement décroissant des valeurs singulières dans $\mathbf{D}$ permet alors de n'inverser que les N premières valeurs correspondant aux signaux physiques. La figure nous permet de visualiser les différentes valeurs singulières rangées par ordre décroissant. Ce résultat a été obtenu pour un milieu très simple : l'eau (ce qui correspond au dispositif décrit sur la Figure 2.4, sans le milieu aberrateur).

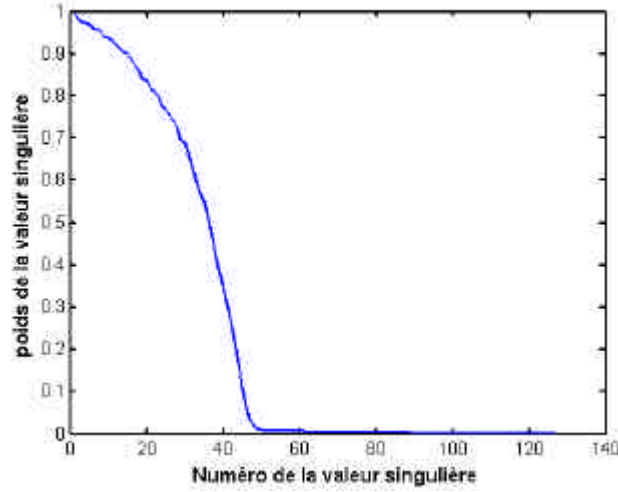


Figure 2.5 : Distribution des valeurs singulières dans l'eau classées par ordre décroissant

Nous pouvons observer clairement sur la Figure 2.5 une césure entre des valeurs significatives et des valeurs de poids très faible, typiquement après la cinquantième valeur. Ainsi, une première évaluation donne un nombre N de valeurs significatives compris entre 40 et 50. Nous verrons plus tard comment déterminer précisément N , point clef de l'inversion. Les inverses des valeurs propres suivantes sont annulées, ce qui donne une matrice inverse approchée $\hat{\mathbf{H}}^{-1}$, moins sensible au bruit :

$$\hat{\mathbf{H}}^{-1} = \mathbf{V} \hat{\mathbf{D}}^{-1} \mathbf{t}_{\mathbf{U}}^* = \mathbf{V} \begin{bmatrix} \frac{1}{l_1} & 0 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ 0 & \ddots & 0 & & & \vdots \\ \vdots & 0 & \frac{1}{l_N} & & & \vdots \\ \vdots & & & 0 & & \vdots \\ \vdots & & & & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & \dots & \dots & \dots & 0 \end{bmatrix} \mathbf{t}_{\mathbf{U}}^* \quad \text{Eq. 2.8}$$

Par conséquent, dès que la matrice $\mathbf{H}$ a été acquise expérimentalement, nous pouvons calculer $\hat{\mathbf{H}}^{-1}$. Après avoir choisi un objectif F , les signaux à émettre sont déduit grâce à l'équation Eq. 2.5.

2.3.3.2. Prédiction du résultat de la focalisation

Soit $\mathbf{F}_0$ l'objectif choisi. Le vecteur d'émission correspondant E_0 est alors donné par :

$$E_0 = \hat{\mathbf{H}}^{-1} F_0 \quad \text{Eq. 2.9}$$

Il est alors possible de prévoir quel diagramme de focalisation F_{obt} sera obtenu sur les points de contrôle après propagation dans le milieu. En effet, nous avons vu que les propriétés de propagation entre le réseau émetteur et les points de contrôle étaient contenues dans $\mathbf{H}$. On obtient alors F_{obt} :

$$F_{obt} = \mathbf{H}E_0 = \mathbf{H}\hat{\mathbf{H}}^{-1}F_0 = \mathbf{U} \begin{bmatrix} 1 & 0 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ 0 & \ddots & 0 & & & \vdots \\ \vdots & 0 & 1 & & & \vdots \\ \vdots & & & 0 & & \vdots \\ \vdots & & & & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & \dots & \dots & \dots & 0 \end{bmatrix} \mathbf{U}^* F_0 \quad \text{Eq. 2.10}$$

La focalisation obtenue F_{obt} correspond donc à la projection de l'objectif F_0 sur le sous espace propre des vecteurs singuliers non nuls de la matrice régularisée $\hat{\mathbf{H}}$. La décomposition en valeurs singulières assure en fait que la focalisation obtenue F_{obt} approche au mieux l'objectif F_0 au sens des moindres carrés^[2,16]. Ainsi, aussitôt après l'acquisition de la matrice de propagation $\mathbf{H}$, nous pouvons calculer le vecteur d'émission E_0 destiné à produire la focalisation désirée F_0 , et nous sommes en mesure de prédire si l'objectif sera atteint en déterminant numériquement la focalisation obtenue F_{obt} . Cela est clairement vérifié sur la Figure 2.6, représentant dans le cas de la focalisation dans l'eau, l'objectif choisi F_0 (un Dirac spatial), la focalisation obtenue prédite par l'Eq. 2.10, F_{obt} et le résultat expérimental F_{exp} . Nous voyons que le résultat obtenu est toujours bien physique, c'est-à-dire ici limité par les lois de la diffraction. Une focalisation réellement ponctuelle est physiquement impossible.

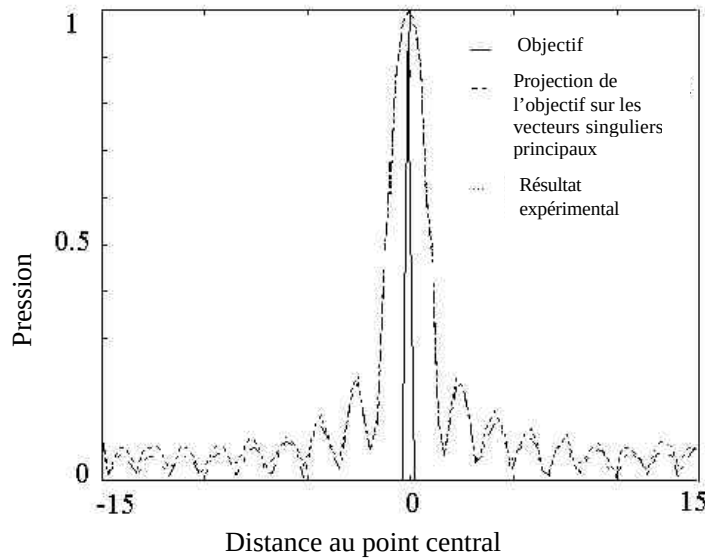


Figure 2.6 : Objectif F_0 (Dirac Spatial, trait plein), prévision du résultat de la focalisation F_{obt} (tirets), et résultat de la focalisation F_{exp} (tirets-points)

2.3.3.3. Comparaison Filtre Inverse / Retournement Temporel

Le raisonnement précédent permet également de prédire le résultat de la focalisation par retournement temporel. A la différence d'une technique de filtrage inverse, une opération de

focalisation par retournement temporel ne nécessite pas l'acquisition de la totalité de la matrice de propagation $\mathbf{H}$. Dans le cas de la focalisation par retournement temporel, on utilise comme vecteur d'émission la version retournée temporellement de l'ensemble des signaux mesurés par le réseau quand le point de contrôle m_0 se comporte comme une source acoustique.

Grâce à la relation de réciprocité spatiale, on sait que $h_{mj}(t)$ est aussi le signal mesuré par le $j^{\text{ème}}$ transducteur du réseau (travaillant cette fois en mode réception) quand une impulsion de Dirac temporelle est appliquée à une source acoustique située au $m^{\text{ème}}$ point de contrôle. Ainsi, la réciprocité spatiale implique que ${}^t\mathbf{H}$, la matrice transposée de $\mathbf{H}$, correspond à la matrice de propagation cette fois-ci du plan de contrôle vers le réseau de transducteurs.

Lors de la première étape d'une expérience de renversement du temps, un des points de contrôle agit comme une source acoustique. Considérons que cette source est placée à la position du point de contrôle m_0 dans le plan image. Cette source crée une distribution spatiale du champ dans ce plan image définie par le vecteur colonne $F_{m0} = {}^t[0, \dots, 0, 1, 0, \dots, 0]$. Le champ E_0 reçu par le réseau après propagation du champ F_{m0} du plan de contrôle jusqu'aux transducteurs est donné par :

$$E_0 = {}^t\mathbf{H} F_{m0} \quad \text{Eq. 2.11}$$

où ${}^t\mathbf{H}(\mathbf{w}) = (h_{jm}(\mathbf{w}))_{1 \leq j \leq J, 1 \leq m \leq M}$ est la matrice de transfert reliant les points de contrôle aux éléments du réseau.

Il faut maintenant réaliser l'opération de retournement temporel. Dans le domaine de Fourier, à une fréquence donnée, cette opération correspond simplement à une conjugaison complexe. Le champ ré-émis par retournement temporel est donc :

$$E_{RT} = (E_0)^* = ({}^t\mathbf{H} F_{m0})^* \quad \text{Eq. 2.12}$$

Après ré-émission du champ E_{RT} sur le réseau, la focalisation obtenue dans le plan image est :

$$F_{RT} = \mathbf{H} ({}^t\mathbf{H} F_{m0})^* = \mathbf{H} {}^t\mathbf{H}^* F_{m0} \quad \text{Eq. 2.13}$$

En effet, $F_{m0} = {}^t[0, \dots, 0, 1, 0, \dots, 0]$ est réel.

Cette expression peut être réécrite en utilisant la décomposition en valeurs singulières :

$$F_{RT} = \mathbf{H} {}^t\mathbf{H}^* F_{m0} = \mathbf{U} \mathbf{D}^t \mathbf{D}^* {}^t\mathbf{U}^* F_{m0} = \mathbf{U} \begin{bmatrix} l_1^2 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & 0 & l_M^2 \end{bmatrix} {}^t\mathbf{U}^* F_{m0} \quad \text{Eq. 2.14}$$

Nous pouvons maintenant comparer les résultats des divers types de focalisation. Rappelons que pour les obtenir nous avons eu besoin des hypothèses suivantes : linéarité et invariance par translation dans le temps (pour pouvoir utiliser le formalisme matriciel, et réciprocité spatiale (pour écrire le bilan matriciel du retournement temporel). Les deux focalisations donnent alors respectivement :

$$F_{inv} = \mathbf{U} \begin{bmatrix} 1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \ddots & & \\ & & 1 & \ddots \\ \vdots & & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & 0 & 0 \end{bmatrix} {}^t \mathbf{U}^* F_{m0}$$

$$F_{RT} = \mathbf{U} \begin{bmatrix} I_1^2 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & 0 & I_M^2 \end{bmatrix} {}^t \mathbf{U}^* F_{m0}$$

Eq. 2.15

Les deux focalisations ne sont donc équivalentes que lorsque toutes les valeurs singulières ont le même poids. En fait, cela ne peut se produire que si la perte d'énergie est uniforme sur toutes les fréquences et toutes les valeurs singulières. C'est en particulier le cas lorsque l'énergie est conservée.

Il est à noter que la focalisation obtenue par filtrage inverse dépend fortement du seuil de coupure choisi lors de la régularisation : pour s'approcher de la focalisation optimum, il convient de maximiser la dimension du sous espace propre des vecteurs singuliers non nuls. Autrement dit, il convient de supprimer les vecteurs singuliers de bruit tout en conservant précieusement les signaux physiques. C'est ce que nous allons maintenant voir en simplifiant encore le problème : nous allons nous intéresser à la focalisation en milieu homogène, riche en interprétations.

2.3.4. Le filtre inverse spatial en milieu homogène

D'un point de vue matriciel, la distribution de valeurs singulières divise l'espace en deux sous-espaces. D'un côté, les valeurs singulières très faibles correspondant au bruit. Ces valeurs singulières n'ont pas de signification particulière pour $\mathbf{H}$, par contre puisque leur valeur est forcée à zéro dans la matrice régularisée $\hat{\mathbf{H}}$, elles correspondent exactement au noyau de $\hat{\mathbf{H}}$. De l'autre, les valeurs singulières plus fortes caractérisent l'image de $\mathbf{H}$ (et de $\hat{\mathbf{H}}$), dont la dimension N est appelée rang de $\mathbf{H}$. Le rang de $\mathbf{H}$ correspond au nombre de vecteurs singuliers indépendants de $\mathbf{H}$ de valeurs singulières significatives. Nous allons voir que lorsque le milieu est homogène, la valeur du rang peut être estimée de façon théorique en utilisant la décomposition en ondes planes du champ. Le rang N peut en effet être vu comme le nombre de composantes indépendantes du spectre angulaire, qui peuvent être créées par le réseau dans le plan de contrôle. Cela signifie que dans le cas particulier d'un milieu homogène, le fameux seuil de coupure en dessous duquel les signaux sont supprimés sera parfaitement connu.

2.3.4.1. Décomposition en ondes planes

Nous nous intéressons ici tout particulièrement à la géométrie bidimensionnelle étudiée dans notre configuration expérimentale : il s'agit de la propagation de champs de pression entre deux plans de référence ($z=0$) et ($z=z_0$), comme cela est rappelé sur la Figure 2.7.

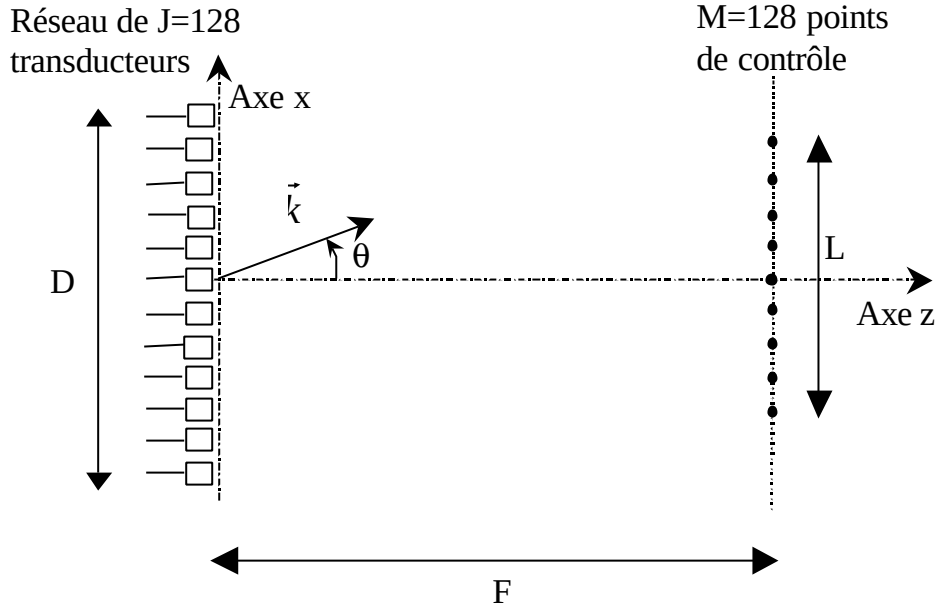


Figure 2.7. Configuration expérimentale.

Nous savons qu'en milieu homogène, les ondes planes sont solutions de l'équation d'onde à condition de vérifier la relation de dispersion. Leur expression générale est donc donnée par :

$$A(x, z, t) = A_0 e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} = A_0 e^{j(\omega t - k_x x - k_z z)} \quad \text{Avec } k^2 = k_x^2 + k_z^2 = \omega^2 / c^2 \quad \text{Eq. 2.16}$$

Il est également possible de réécrire cette expression en faisant apparaître les fréquences spatiales suivant x et z , respectivement f_x et f_z , définies par :

$$f_x = \frac{k_x}{2p} = \frac{k \sin q}{2p}; \quad f_z = \frac{k_z}{2p} = \frac{k \cos q}{2p} \quad \text{Eq. 2.17}$$

Ces fréquences spatiales sont à l'espace ce que la fréquence $f=1/T$ est au temps. Cela conduit à l'expression générale d'une onde plane monochromatique :

$$A(x, z, t) = A_0 e^{j(\omega t - 2p(f_x x + f_z z))} \quad \text{Avec } f_x^2 + f_z^2 = \frac{\omega^2}{(2pc)^2} = \frac{1}{l^2} \quad \text{Eq. 2.18}$$

Lorsque z_0 est suffisamment grand pour pouvoir négliger les vecteurs propres évanescents, on peut montrer^[1.18] que tout champ ondulatoire observé sur le plan ($z=z_0$) pourra s'écrire sous la forme d'une décomposition sur la base des ondes planes propagatives. En raison de son ouverture limitée, le

réseau de transducteurs n'est pas capable d'émettre des ondes planes parfaites mais les champs émis pourront être décomposés en ondes planes de spectre angulaire défini. Intéressons-nous plus précisément aux conséquences des limitations d'ouverture.

2.3.4.2. Coupure des fréquences spatiales due à l'ouverture limitée des réseaux

Dans le problème que nous traitons ici, la propagation est étudiée entre un réseau de transducteurs dans le plan d'entrée ($z=0$) et un réseau de points de contrôle dans le plan de sortie ($z=z_0$). On s'attend à ce que, du fait de l'ouverture limitée des deux réseaux, les fréquences spatiales selon x soient limitées. Ainsi, en un point de contrôle, les composantes du spectre angulaire du champ émis par le réseau constituent un éventail d'ondes planes incluses à l'intérieur d'un cône reliant le point de contrôle à l'ouverture du réseau [Figure 2.8].

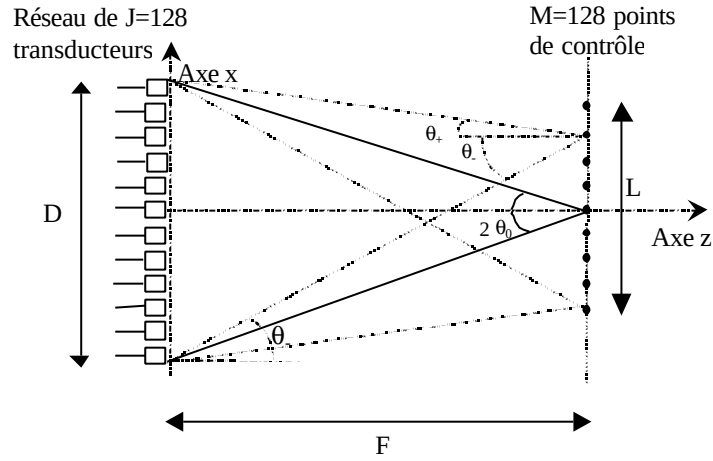


Figure 2.8. Cônes délimitant les ondes planes.

Pour un point de contrôle donné, le cône contenant ces ondes planes est limité entre deux angles θ_- et θ_+ [Figure 2.8]. La fréquence spatiale de l'onde plane arrivant avec une incidence θ étant égale par définition à $\sin\theta/\lambda$ [Eq. 2.17], la largeur de bande B des fréquences spatiales qui peuvent être créées par le réseau en ce point de contrôle est donc égale à :

$$B = f_+ - f_- = \frac{\sin q_+ - \sin q_-}{l} \quad \text{Eq. 2.19}$$

Cette largeur de bande B varie pour chaque point du plan de contrôle. La plus grande largeur de bande B_{max} est atteinte pour le point de contrôle central^[1.18]. Dans ce cas, B_{max} est égal à :

$$B_{max} = f_0 - (-f_0) = 2 \frac{\sin q_0}{l} = 2 \frac{\sin \left(\tan^{-1} \frac{D}{2F} \right)}{l} \quad \text{Eq. 2.20}$$

où q_0 correspond au demi-angle du cône défini en Figure 2.8.

Puisque le spectre angulaire reçu dans le plan de contrôle est limité, il suffit d'un nombre N de mesures limité pour complètement le caractériser. Ce nombre N correspond précisément au nombre de valeurs singulières significatives. Déterminons-le.

Le théorème d'échantillonnage de Shannon nous apprend que l'échantillonnage spatial d_x suffisant pour décrire totalement un signal est égal à l'inverse de la bande passante. Comme nous venons de le voir, cette bande passante varie sur l'ouverture du plan de contrôle entre deux valeurs B_{min} et B_{max} . Ainsi, le pas d'échantillonnage spatial d_x nécessaire pour définir totalement le champ varie et devient maximal localement autour du point particulier m_0 (point central) dans le plan de contrôle :

$$d_x^{max} = \frac{1}{B_{max}} = \frac{l}{2 \sin\left(\tan^{-1} \frac{D}{2F}\right)} \quad \text{Eq. 2.21}$$

On peut remarquer que d_x^{max} n'est d'ailleurs rien d'autre que la dimension de la tache focale qui serait obtenue par un réseau d'ouverture D . De même l'échantillonnage spatial suffisant pour définir totalement le champ atteint une valeur minimale localement aux points de contrôle extrêmes du plan image :

$$d_x^{min} = \frac{1}{B_{min}} = \frac{l}{\sin\left(\tan^{-1} \frac{D-L}{2F}\right) + \sin\left(\tan^{-1} \frac{D+L}{2F}\right)} \quad \text{Eq. 2.22}$$

Ainsi, une estimation du nombre N de degrés de liberté spatiaux nécessaires pour définir le champ reçu dans le plan de contrôle correspondra au rapport entre l'ouverture L du plan de contrôle et la résolution δ_x suffisante pour échantillonner la distribution spatiale du champ dans le plan de contrôle. Ce nombre N est donc compris entre deux valeurs limites^{[2.14],[2.15]} :

$$\frac{L}{d_x^{min}} \leq N \leq \frac{L}{d_x^{max}} \quad \text{Eq. 2.23}$$

Pour les configurations habituellement utilisées, où $L \approx D$, on peut faire l'hypothèse que $d_x^{min} \approx d_x^{max}$ et donc N a une valeur égale à:

$$N = 2 \frac{L}{l} \sin\left(\tan^{-1} \frac{D}{2F}\right) \quad \text{Eq. 2.24}$$

De plus, en champ lointain, lorsque $D/2F \ll 1$, on obtient $d_x^{min} = d_x^{max}$ et N vérifie alors la relation simple :

$$N \approx \frac{DL}{lF} \quad \text{Eq. 2.25}$$

Dans ce cas, une interprétation physique simple de ce nombre N peut être donnée : ce dernier correspond alors au sens du critère de Rayleigh au **nombre de taches focales indépendantes pouvant être créées par le réseau sur l'ouverture L du plan de contrôle**. En effet, $\lambda F/D$ correspond à la résolution latérale à -6dB obtenue avec notre géométrie.

Nous vérifierons la validité de ces formulations de N dans la dernière partie de ce chapitre, lors de la comparaison expérimentale des différentes techniques de focalisation dans l'eau.

Maintenant que le processus d'inversion est bien compris, et que le seuil de coupure a de plus été théoriquement calculé dans un cas simple, il nous reste à étendre la technique à une approche large bande en combinant tout simplement ce même processus à plusieurs fréquences.

2.3.5. Approche large bande : le filtre inverse spatio-temporel

Les résultats précédents ne concernaient qu'une composante monochromatique de l'opérateur de propagation. Ils peuvent être étendus à une étude large bande : dans ce cas, l'opérateur de propagation $\{h_{mj}\}(t)$, enregistré avec un pas temporel fini δT , peut être décrit dans le domaine de Fourier par un ensemble de matrices de propagation $\mathbf{H}(\omega), 0 \leq \omega \leq 2\pi/(\delta T)$. L'inversion doit alors être effectuée à chaque fréquence. Nous verrons dans un premier temps comment les valeurs singulières se répartissent à chaque fréquence, en étudiant leur distribution spatio-temporelle. Puis nous aborderons le processus complet d'inversion spatio-temporelle.

2.3.5.1. Dispositif de focalisation dans l'eau

Pour une meilleure représentation des choses, nous illustrerons systématiquement nos propos par l'application au cas d'une focalisation dans l'eau. La géométrie exacte est précisée en Figure 2.9.

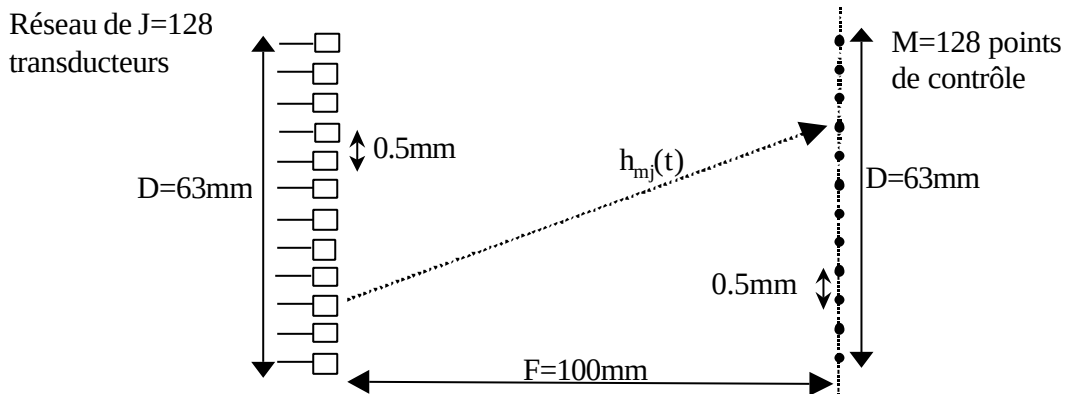


Figure 2.9. Configuration des expériences et des simulations dans l'eau.

La configuration choisie est parfaitement symétrique : 128 points de contrôle sont répartis avec un pas de 0,5mm sur une ligne de contrôle de longueur D , tout comme les 128 émetteurs, répartis avec le même pas sur une longueur D . Tous les transducteurs fonctionnent à une fréquence centrale de 1,5MHz avec une bande passante d'environ 70%. Ils ont une largeur de 0,5mm. Il convient de préciser que le pas choisi (0,5mm) correspond à la moitié de la longueur d'onde à la fréquence centrale ($\lambda/2$).

L'opérateur de propagation $\{h_{mj}\}(t)$ a alors été acquis de deux façons : d'une part expérimentalement, d'autre part par simulation. L'acquisition expérimentale s'est effectuée comme précisé en début de chapitre : le signal enregistré sur le point de contrôle m lorsqu'une impulsion a été émise par le transducteur j donne la composante $h_{mj}(t)$. L'ensemble des couples (m,j) constitue l'opérateur de propagation. Concernant la simulation, nous avons dans un premier temps reconstitué la réponse acousto-électrique de nos transducteurs. Cette réponse, représentée sur la Figure 2.10, correspond au signal ultrasonore généré par le transducteur lorsqu'il est excité par un Dirac temporel.

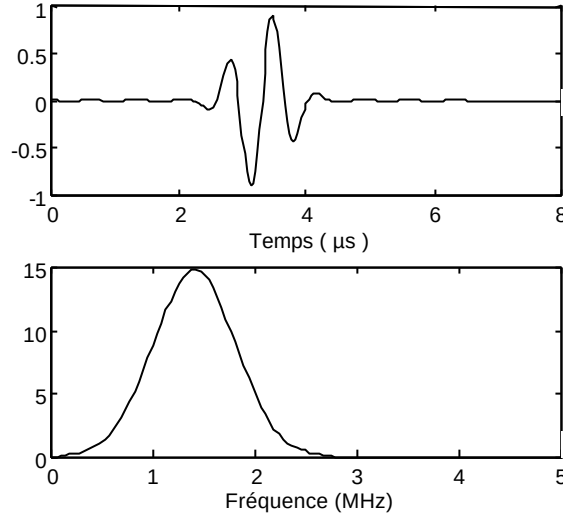


Figure 2.10 : Réponse acousto-électrique simulée $r(t)$ des transducteurs, ainsi que la valeur absolue de sa transformée de Fourier.

Nous avons également tenu compte de la directivité des éléments $D(q)=\text{sinc}(dq/l)$ modélisant les effets de la taille finie d des éléments dans le champ diffracté selon l'incidence q . La matrice de propagation est alors définie par les réponses impulsionnelles entre couples émetteurs/récepteurs :

$$\forall \{m, j\} \in [1, M] \times [1, J], \quad h_{mj}(t) = D(\cos^{-1} \frac{F}{d_{mj}}) \frac{r(t - d_{mj}/c)}{d_{mj}} \quad \text{Eq. 2.26}$$

Où d_{mj} est la distance entre le $m^{\text{ième}}$ point de contrôle et le $j^{\text{ième}}$ émetteur, et $r(t)$ la réponse acousto-électrique simulée..

Nous disposons ainsi de deux opérateurs de propagation dans l'eau, l'un acquis expérimentalement, l'autre simulé.

2.3.5.2. La distribution des valeurs singulières spatio-temporelles

La transformée de Fourier de l'opérateur de propagation nous donne un ensemble de matrices de propagation $\mathbf{H}(\omega_k)$, ω_k couvrant toute la bande passante des transducteurs. Les pulsations sont discrétisées par le calcul numérique des transformées de Fourier. Nous décomposons alors chaque composante $\mathbf{H}(\omega_k)$ en valeurs singulières :

$$\mathbf{H}(\mathbf{w}_k) = \mathbf{U}(\mathbf{w}_k) \mathbf{D}(\mathbf{w}_k)^T \mathbf{V}(\mathbf{w}_k)^* = \mathbf{U}(\mathbf{w}_k) \begin{bmatrix} l_1(\mathbf{w}_k) & 0 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ 0 & \ddots & 0 & & & \vdots \\ \vdots & 0 & l_i(\mathbf{w}_k) & & & \vdots \\ \vdots & & & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & & & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & \dots & \dots & \dots & l_J(\mathbf{w}_k) \end{bmatrix}^T \mathbf{V}(\mathbf{w}_k)^* \quad \text{Eq. 2.27}$$

L'ensemble des valeurs singulières $\lambda_i(\omega_k)$ peut être représenté par une surface 2D. La distribution est représentée sur la Figure 2.11 : à chaque pulsation ω_k , les valeurs singulières sont classées par ordre décroissant, dans les cas expérimental et théorique. Pour alléger la rédaction, nous omettrons désormais l'indice k .

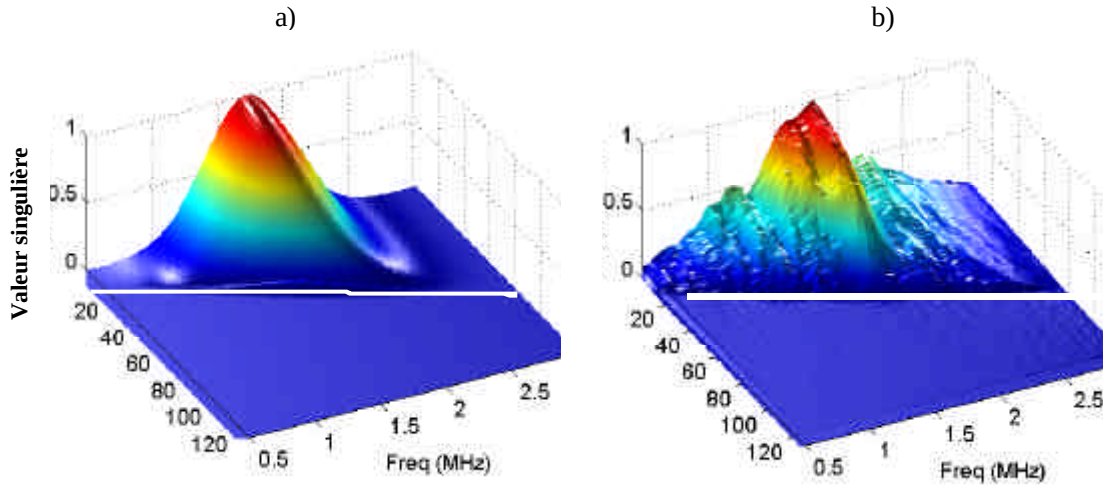


Figure 2.11. Distribution des valeurs singulières de l'opérateur de propagation $\{h_{mj}\}(t)$ simulé (a) et acquis expérimentalement (b)

Il s'agit maintenant de déterminer à chaque pulsation le nombre de vecteurs singuliers $N(\omega)$ à conserver dans le processus d'inversion. Or nous avons calculé ce nombre dans le cas monochromatique (Eq. 2.24). On peut réécrire ce nombre en fonction de la fréquence en remplaçant la longueur d'onde λ par c_0/f , où c_0 est la vitesse de l'onde dans le milieu supposée indépendante de la fréquence dans la bande passante étudiée ($c_0=1500\text{m.s}^{-1}$ dans notre cas) :

$$N(f) = 2 \frac{L}{c_0} f \sin\left(\tan^{-1} \frac{D}{2F}\right) \quad \text{Eq. 2.28}$$

Ainsi, le nombre N de degrés de liberté de chaque matrice de propagation monochromatique dépend linéairement de la fréquence. Cette droite a été tracée en blanc sur la Figure 2.11 : la concordance entre théorie et expérience est très bonne.

2.3.5.3. Le processus complet d'inversion spatio-temporelle

Le processus de régularisation peut maintenant être appliqué à l'ensemble des matrices monochromatiques en ne conservant que les valeurs singulières significatives. Cela permet de calculer

les matrices pseudo-inverse $\hat{\mathbf{H}}^{-1}(\omega)$ à chaque pulsation. Il suffit alors de choisir un objectif spatio-temporel $\{f_m(t)\}$ dans le plan de contrôle correspondant aux m signaux temporels que l'on voudrait obtenir sur les m points de contrôle dans une fenêtre temporelle donnée ($t \in [0, T]$). Cet ensemble de signaux temporels est représenté dans le domaine de Fourier par un ensemble de vecteur $F(\omega)$. Chacun de ces vecteurs comporte m composantes complexes, contenant les informations de phase et d'amplitude.

Comme expliqué en section 2.3.3.1, le vecteur d'émission optimal $E(\omega)$ peut alors être calculé à chaque fréquence selon l'équation :

$$E(\omega) = \hat{\mathbf{H}}^{-1}(\omega) F(\omega) \quad \text{Eq. 2.29}$$

Enfin, l'ensemble de signaux temporels $\{e_j(t)\}$ optimaux à émettre avec le réseau de transducteurs est obtenu par transformée de Fourier inverse :

$$\forall j \in [1, J], \quad e_j(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega} E_j(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad \text{Eq. 2.30}$$

On peut écrire l'expression complète donnant les vecteurs d'émission :

$$e_j(t) = \int_{\omega} \sum_{m=1, M} \hat{\mathbf{H}}_{jm}^{-1} F_m(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad \text{Eq. 2.31}$$

La Figure 2.12 résume l'ensemble du processus de filtrage inverse spatio-temporel.

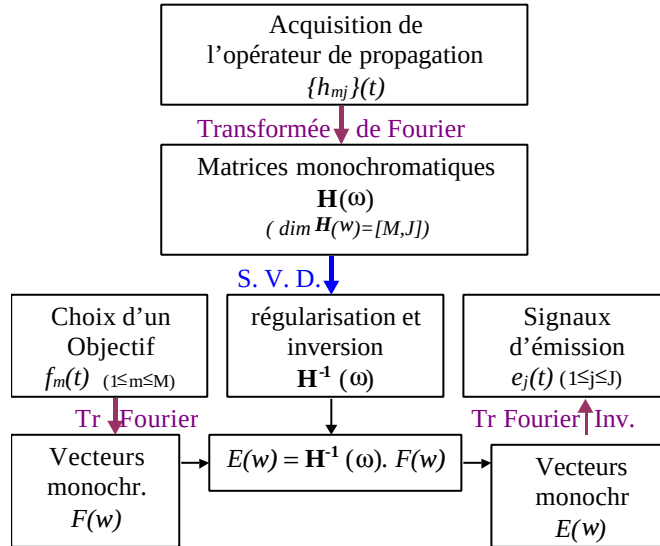


Figure 2.12 : Résumé du filtre inverse spatio-temporel

Pour résumer, il faut dans un premier temps acquérir l'opérateur de propagation $\{h_{mj}(t)\}$. Sa transformée de Fourier nous donne un ensemble de matrices monochromatiques $\mathbf{H}(\omega)$. Chacune de ces matrices est alors régularisée et inversée. De façon à obtenir une focalisation optimale, il faut alors choisir dans un troisième temps un objectif $\{f_m(t)\}$ correspondant aux signaux que nous voudrions recevoir dans le plan de contrôle. Le choix le plus simple, mais le plus contraignant, correspond à un

Dirac spatio-temporel, qui consiste à créer un Dirac temporel à l'instant $t=t_0$ en une seule position $m=m_0$:

$$\forall m \quad 1 \leq m \leq M, \quad f_m(t) = d_m(t - t_0) = d(m - m_0) d(t - t_0) \quad 0 \leq t \leq T \quad \text{Eq. 2.32}$$

Le choix de l'objectif est en fait très vaste et dépend de l'application envisagée. Nous en verrons plusieurs exemples très différents dans les chapitres expérimentaux suivants. Il n'a de limite que l'imagination de l'expérimentateur.

L'ensemble des vecteurs d'émission monochromatiques est alors calculé par l'Eq. 2.31. Une transformée de Fourier inverse nous donne finalement les signaux temporels $\{e_j(t)\}$ optimaux à émettre avec le réseau de transducteurs. La focalisation obtenue correspondra alors précisément à la projection de l'objectif sur le sous-espace des vecteurs singuliers principaux.

Le processus ainsi résumé est très simple, mais dépend fortement d'une part de la régularisation qui précède l'inversion et d'autre part bien sûr du choix de l'objectif. Si ces deux opérations sont correctement effectuées, les résultats de la focalisation obtenue par filtre inverse spatio-temporel peuvent être très intéressants comparés à ceux obtenus par des techniques plus 'classiques' de lois cylindriques ou de retournement temporel. Nous allons d'ailleurs immédiatement effectuer la comparaison de ces trois techniques dans le milieu le plus simple qui soit : l'eau.

2.3.6. Comparaison des différentes techniques de focalisation dans l'eau

2.3.6.1. Simulations

Nous allons dans cette partie appliquer le processus de filtrage inverse à l'opérateur de propagation simulé dans le cas d'un milieu homogène (l'eau). Les simulations sont celles décrites dans le paragraphe précédent. L'objectif $\{f_m(t)\}$ a été fixé à un Dirac spatio-temporel sur le point de contrôle central, comme décrit par l'équation Eq. 2.32 avec $m_0=64$. L'ensemble des signaux d'émission a alors été calculé et le résultat de la focalisation obtenue est présenté sur la Figure 2.13 (a) : le signal temporel reçu en chaque point de contrôle est tracé en niveau de gris avec une échelle logarithmique et la position des points de contrôle est directement convertie en mm.

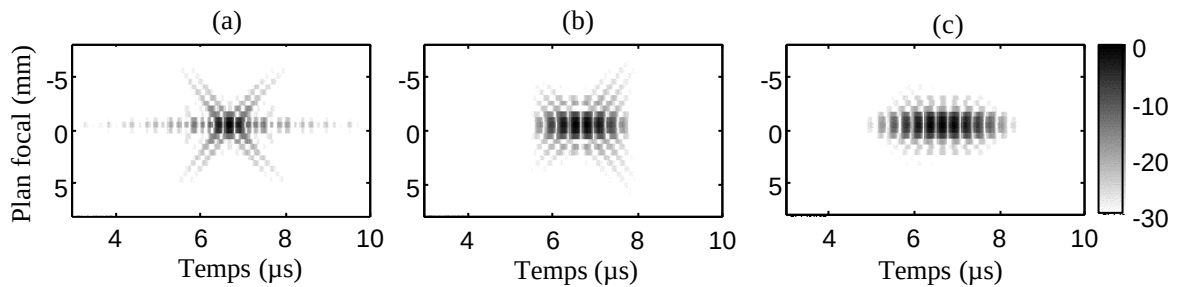


Figure 2.13. Résultats des simulations. Taches focales en niveaux de gris à l'échelle logarithmique obtenue (a) par filtre inverse, (b) par focalisation cylindrique et (c) par retournement temporel.

La qualité de la focalisation est comparée à celle obtenue en utilisant une focalisation cylindrique consistant à l'émission d'une impulsion de Dirac temporelle avec une loi de retard cylindrique sur chaque transducteur (Figure 2.13 (b)). Enfin, toujours dans la même géométrie décrite Figure 2.9, une expérience de retournement temporel est simulée : Le point de contrôle central est excité par une impulsion de Dirac. Le signal émis est alors propagé numériquement jusqu'au réseau de transducteurs, où le champ est retourné temporellement puis ré-émis. Le résultat de la focalisation est donné sur la Figure 2.13 (c).

Comparons tout d'abord le filtre inverse et la loi cylindrique. Le filtre inverse minimise à chaque fréquence la différence entre l'objectif fixé et la focalisation^[2.16]. Ainsi, le choix d'un Dirac spatial pour objectif augmente la résolution latérale au détriment éventuel du contraste latéral. On observe bien sur la Figure 2.13 que la meilleure résolution latérale est obtenue avec le filtre inverse. Ceci est obtenu au niveau de l'émission grâce à une légère anti-apodisation afin de compenser partiellement la directivité des éléments du bord. Par contre un examen attentif des niveaux de lobe secondaires montre qu'ils sont légèrement meilleurs (d'environ 2dB) pour la loi cylindrique. Le même phénomène apparaît dans le domaine temporel : l'utilisation d'un Dirac temporel favorise un élargissement de la bande passante (donc la résolution axiale), au détriment du contraste axial. Ceci est parfaitement visible sur la Figure 2.13. Pour mieux comprendre le phénomène, nous avons tracé Figure 2.14 les spectres de Fourier du signal émis par le transducteur central (a) et du signal reçu au foyer (b) pour les trois techniques de focalisation.

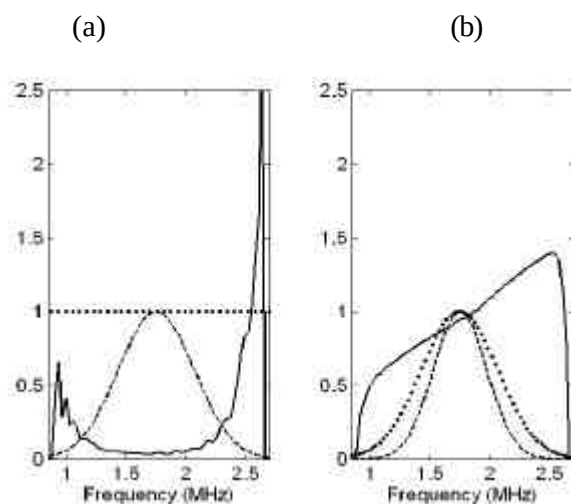


Figure 2.14. Spectre de Fourier du signal émis par le transducteur central (a) et du signal reçu au foyer (b) pour les trois techniques de focalisation : filtre inverse (trait plein), loi cylindrique (pointillés) et retournement temporel (tirets)

Concernant la loi de focalisation classique, un Dirac temporel est appliqué à chaque transducteur, de sorte que la transformée de Fourier est constante, normalisée à 1. Le filtre inverse propose quant à lui un signal d'émission totalement différent : il cherche à compenser la bande passante des transducteurs, de façon à obtenir un spectre de Fourier relativement plat dans le plan focal. Il est clair [Figure 2.14 (b)] que le spectre obtenu dans le plan focal (trait plein) est plus large

que celui obtenu par loi cylindrique (pointillés). Le spectre obtenu au point focal par filtre inverse n'est pas plan : les hautes fréquences sont avantagées, ce qui favorise en fait non seulement la résolution temporelle mais également la résolution latérale. Bien entendu, l'amélioration de la résolution axiale (et de la résolution en général) a un coût : la pression maximale reçue au foyer en pâtit. En effet, puisque les transducteurs sont utilisés en régime forcé, le rapport entre l'énergie reçue au foyer et celle émise par le réseau de transducteurs diminue.

Comparons maintenant ces deux techniques au retournement temporel, dont le résultat de la focalisation est présenté sur la Figure 2.13 (c). Les résolutions latérales et axiales sont visiblement dégradées par rapport aux deux autres techniques. En effet, le front d'onde émis est le retourné temporel d'un front d'onde ayant déjà subi une propagation dans le milieu. Ainsi, le spectre de Fourier des signaux d'émission correspond à la réponse en fréquence des transducteurs, comme cela peut se vérifier sur la Figure 2.14 (a) sur la courbe en tirets. Ce signal est alors filtré une deuxième fois par les transducteurs et le spectre du signal reçu au point focal est très fin [Figure 2.14 (b), courbe en tirets]. Cela explique la perte de résolution axiale. Concernant la perte de résolution latérale, le front d'onde arrivant sur le réseau de transducteurs est légèrement apodisé par la directivité des éléments. Après retournement temporel et ré-émission, cette apodisation du front d'onde diminue la résolution latérale. Cependant, ce qui est interprété ici comme une faiblesse du retournement temporel peut être vu à l'inverse comme une force : nous voyons en effet immédiatement que le retournement temporel limite toute perte d'énergie : aucune énergie n'est dépensée inutilement en dehors de la bande passante des transducteurs et leur directivité n'est pas compensée. Cela confirme tout simplement ce que nous évoquions en début de chapitre : le retournement temporel maximise le rapport entre l'énergie reçue au foyer et celle émise par le réseau de transducteurs. En d'autres termes, le retournement temporel est un filtre adapté, qui optimise la sensibilité de la focalisation.

2.3.6.2. Expériences

Nous avons parallèlement reproduit cette configuration expérimentalement, acquis l'opérateur de propagation, et réalisé trois opérations de focalisation avec les trois mêmes techniques. Les résultats sont présentés sur la Figure 2.15.

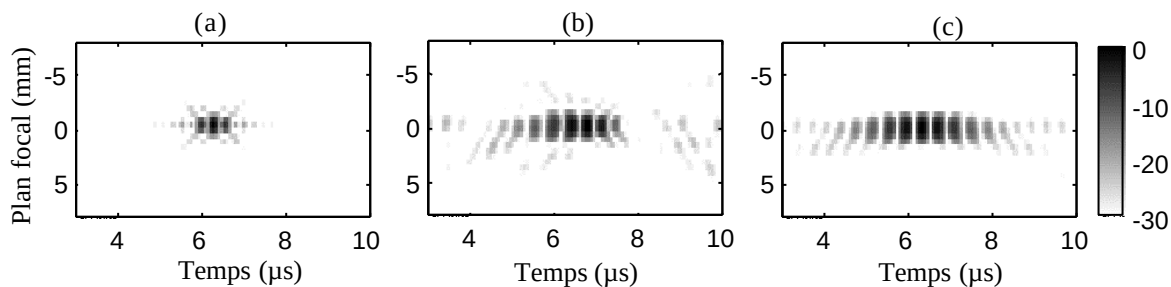


Figure 2.15. Résultats des expériences. Taches focales en niveaux de gris à l'échelle logarithmique obtenue (a) par filtre inverse, (b) par focalisation cylindrique et (c) par retournement temporel.

Nous retrouvons les mêmes résultats : le filtre inverse spatio-temporel présente une meilleure résolution que les deux autres techniques, mais le contraste est légèrement moins bon. Toutefois, nous pouvons remarquer que dans le cas expérimental, la focalisation par filtre inverse est significativement de meilleure qualité que les deux autres. En effet, en simulation, tous les transducteurs étaient supposés identiques. Or dans la configuration expérimentale, les éléments du réseau de transducteurs n'ont pas les mêmes caractéristiques en termes de sensibilité, de réponse impulsionnelle ou de directivité. Ces disparités temporelles et spatiales sont prises en compte et compensées par le filtre inverse. Mais si l'effet est impressionnant en qualité de focalisation, il ne faut pas oublier que la pression reçue au foyer par filtrage inverse est plus faible. Nous avons réalisé une étude quantitative au paragraphe 4.3.2 dans le cadre de la focalisation à travers un crâne humain.

2.4. Conclusion

Nous avons introduit une nouvelle technique de focalisation, le filtre inverse spatio-temporel, basée sur la connaissance de l'opérateur de propagation reliant un réseau de transducteur à un ensemble de points de contrôle. Cette technique permet d'obtenir de façon optimale une répartition de champ voulue sur les points de contrôle. Cette répartition est appelée objectif et le filtre inverse cherche à l'approcher au mieux au sens des moindres carrés^[2,16]. Comme nous l'avons vu dans le cas très simple d'un milieu homogène, avec un choix extrême d'objectif (un Dirac spatio-temporel), il est possible d'améliorer significativement la qualité de la focalisation par rapport aux techniques plus classiques de loi cylindrique ou de retournement temporel. Bien entendu, cette technique est plus spécifiquement adaptée aux milieux inhomogènes plus complexes. Ceci fera l'objet des deux chapitres suivants.

Bibliographie

- [2.1] M. Tanter, J.L. Thomas et M. Fink, 'Focusing and steering through absorbing and aberrating layers : Application to ultrasonic propagation through the skull', *J. Acoust. Soc. Am.* 103 (5), pp 2403-2410, 1998
- [2.2] J.-L. Thomas, 'Etude des miroirs à retournement temporel. Application à la focalisation des ondes ultrasonores et à la lithotritie', Thèse de doctorat de l'Université Paris 6, 1994.
- [2.3] D. Cassereau et M.Fink. 'Time reversal of ultrasonic fields. Part III: Theory of the closed time-reversal cavity'. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr.* **39**, pp 579-593, 1992.
- [2.4] Stockes, *Trans. Cambridge Phil Soc.* **8**, 287 (1845).
- [2.5] A. Derode, A. Tourin et M. Fink, 'Time reversal in multiply scattering media', *Ultrasonics*, 36 443-447 (1998)

- [2.6] J. de Rosny et M. Fink, 'Overcoming the diffraction limit in wave physics using a time-reversal mirror and a novel acoustic sink', à paraître.
- [2.7] M. Tanter, J.-L. Thomas and M. Fink. 'Time reversal and the inverse filter', J. Acoustic. Soc. Amer., Vol 108(1), pp 223-234, July 2000.
- [2.8] V. Martin, 'Active control of moving sound source radiation - numerical modelling in the space-frequency and space-time domains', Journal of Sound and Vibration, no. 228 (3), pp. 477-509.
- [2.9] Kahana, Nelson, Kirkeby, Hamada. 'A multiple microphone recording technique for the generation of virtual acoustic images', J. Acoustic. Soc. Amer., Vol 105(3), pp1503-1516, 1999
- [2.10] R. Seip, P. VanBaren, and E. Ebbini, 'Dynamic focusing in ultrasound hyperthermia using implantable hydrophone arrays', IEEE Trans. Ultra-son. Ferroelectr. Freq. Control 41(5), 706-713 (1994).
- [2.11] E. S. Ebbini and C. Cain 'Multiple-Focus Ultrasound phased-array pattern synthesis: Optimal driving signal distribution for hyperthermia', IEEE Trans. Ultra-son. Ferroelectr. Freq. Control 36(5), 540-548 (1989).
- [2.12] M. Tanter 'Application du retournement temporel à l'hyperthermie ultrasonore du cerveau', Thèse de doctorat de l'Université Paris 7, 1999.
- [2.13] D. Gabor, in Proceedings of the symposium on Astronomical optics, Z. Kopal ed., Holland, Amsterdam 1956, p 17.
- [2.14] M. Tanter, J.-L. Thomas, M. Fink. 'Time reversal and the inverse filter'. J. Acoustic. Soc. Amer., Vol 108(1), pp223-234, 2000.
- [2.15] M. Tanter, J.-L. Thomas, M. Fink. 'Comparison between time reversal focusing in absorbing medium and inverse filtering' IEEE Ultrasonics Symposium proceedings, Toronto, CANADA, Octobre 1997, p.1741-1745, Vol 2.
- [2.16] W. Press, B. Flannery, S. Teukolsky et W. Vetterling, 'Numerical Recipes in C', Cambridge University Press, ISBN 0-521-35465-X, 1988.

3. Comparaison expérimentale des différentes techniques de focalisation dans des milieux modèles

Nous avons pu constater dans le chapitre précédent que le filtre inverse spatio-temporel permet d'obtenir une excellente qualité de focalisation dans le plus simple des milieux homogènes (l'eau) comparativement aux techniques 'classiques' de focalisation cylindrique ou de retournement temporel. Il permet en effet de corriger en partie les défauts des transducteurs.

Il est maintenant intéressant de tester la robustesse de cette nouvelle méthode de focalisation à travers des milieux plus complexes. Nous nous sommes attachés à étudier des milieux modèles représentatifs de la plupart des milieux à travers lesquels la communauté des ultrasons tente de focaliser : milieux hétérogènes absorbants ou non, réverbérants ou non^[3.1].

Nous étudierons dans un premier temps des milieux non absorbants. Les effets de réflexion et de réfraction seront abordés dans le cadre de la focalisation à travers une plaque. Ensuite la réverbération et l'hyperfocalisation seront étudiées dans le cadre de la focalisation en milieu urbain : une géométrie urbaine a en effet été modélisée par un assemblage de blocs de métal.

Dans un second temps, nous étudierons la focalisation à travers un milieu purement absorbant, constitué d'un bloc inhomogène d'uréol®. L'uréol® présente la caractéristique d'être absorbant tout en possédant une masse volumique et une vitesse du son très proches de celles de l'eau, ce qui limite tout phénomène de réflexion et de réfraction.

Dans chaque cas, les résultats obtenus par filtrage inverse seront comparés aux focalisations cylindriques et par retournement temporel. Nous verrons que dans chaque cas, le filtre inverse spatio-temporel permet d'obtenir les meilleures qualités de focalisation. Les perspectives ouvertes par la technique de filtrage inverse sont ainsi extrêmement vastes.

3.1. Focalisation dans des milieux hétérogènes non absorbants

3.1.1. Focalisation à travers une plaque : annulation des échos de plaques

Lorsque l'on focalise à travers une plaque, le front d'onde principal est suivi de fronts d'ondes secondaires, dus aux réflexions internes dans la plaque, ce qui dégrade la qualité de la focalisation. Nous proposons ici d'utiliser la technique de filtrage inverse pour atteindre la qualité de focalisation optimale tout en supprimant les échos de plaques.

3.1.1.1. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental global reste celui décrit au chapitre 2. Par contre, une plaque de métal (du titane) de 25mm d'épaisseur est désormais introduite entre le réseau de 128 transducteurs et les 128 points de contrôle (cf Figure 3.1).

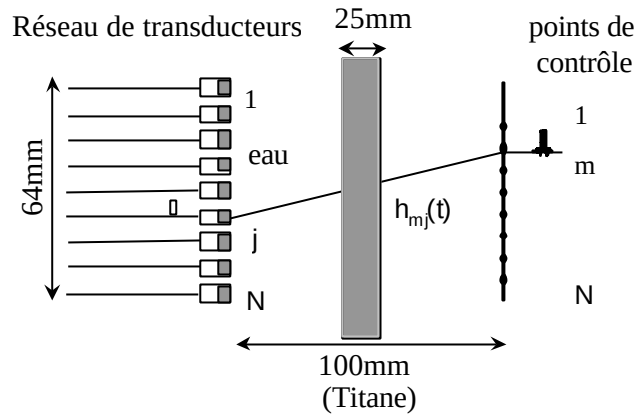


Figure 3.1 Dispositif expérimental

L'influence de la plaque est clairement mise en évidence en émettant une impulsion au point de contrôle central (en position $N/2$) et en enregistrant le front d'onde sur le réseau de transducteurs. Cela correspond précisément à la première étape d'une expérience de retournement temporel. Le front d'onde correspondant est représenté sur la Figure 3.2.

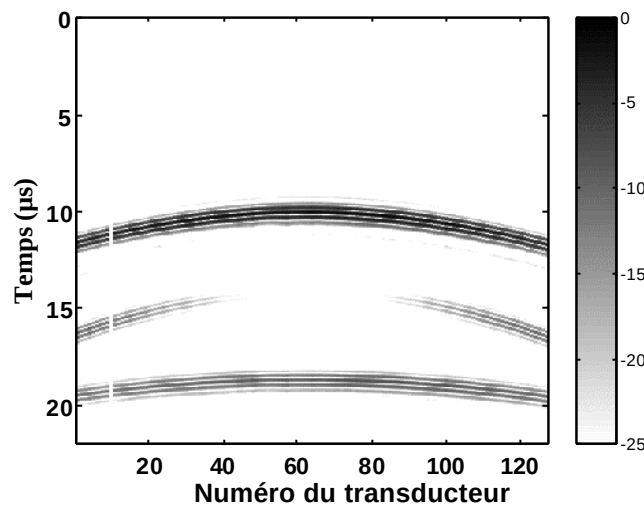


Figure 3.2 Front d'onde reçu sur le réseau de transducteurs à travers la plaque de titane. L'amplitude y est représentée en échelle logarithmique. L'axe horizontal correspond au numéro du transducteur, l'axe vertical à l'évolution temporelle

Rappelons que si seules des ondes de compression longitudinales peuvent se propager dans l'eau, des ondes longitudinales (ondes L, vitesse $v_L=6,1\text{mm}.\mu\text{s}^{-1}$) et transverses (ondes T, vitesse $v_T=3,1\text{mm}.\mu\text{s}^{-1}$) peuvent se propager dans le titane. Une onde de compression incidente L dans l'eau donne toujours naissance à une onde L dans le métal, mais elle ne peut donner naissance à une onde T que si elle peut générer une contrainte transverse c'est-à-dire si elle n'arrive pas en incidence normale. Plus précisément, l'amplitude de l'onde transverse est proportionnelle au sinus de l'angle d'incidence ($\sin\theta$)^[3.2]. Cela est illustré sur la Figure 3.3.

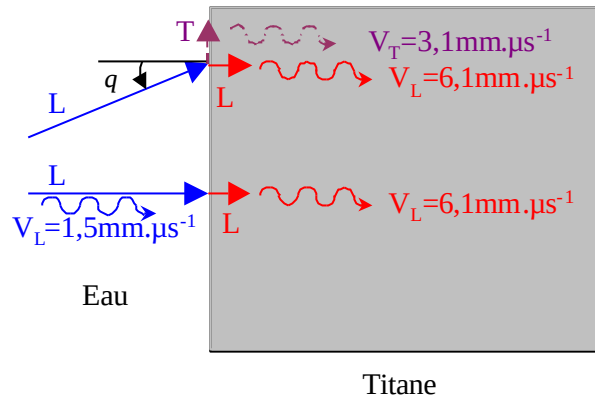


Figure 3.3 Génération d'ondes T et L à une interface liquide-solide

Revenons à la Figure 3.2 : il apparaît un premier front d'onde, à l'instant $11\mu\text{s}$, appelé front d'onde principal, et correspondant à la transmission directe de l'onde L. Deux ondes symétriques arrivent ensuite à $15\mu\text{s}$, correspondant cette fois à la transmission directe des ondes T. En effet, pour les grands angles d'incidence, le front d'onde incident a donné naissance sur la première interface à des ondes T. Après propagation dans la plaque, ces ondes ont été transmises par la seconde interface et ont rayonné des ondes L dans l'eau qui se sont propagées jusqu'au réseau de transducteurs. Puisque la vitesse des ondes T est deux fois plus faible dans le titane que celle des ondes L, ces fronts arrivent $4\mu\text{s}$ plus tard. Enfin, un troisième front d'onde arrive à $19\mu\text{s}$ ($8\mu\text{s}$ après le front d'onde direct), dû à la double réflexion de l'onde L du front d'onde principal sur chacune des interfaces. On vérifie qu'une onde L met bien $8\mu\text{s}$ pour parcourir $2 \times 25\text{mm}$.

Cette analyse de l'effet de la présence d'une plaque en métal dans le milieu va nous permettre de comprendre la dégradation de la focalisation obtenue par des techniques classiques.

3.1.1.2. Résultats des focalisations par loi cylindrique et retournement temporel.

Les résultats des focalisations par loi cylindrique et retournement temporel sont respectivement présentés sur les Figure 3.4 a) et b). Comme attendu, la focalisation par loi cylindrique comprend une tache focale ($11\mu\text{s}$), suivie d'un large front d'onde réfléchi arrivant $8\mu\text{s}$ plus tard. Ce second front d'onde correspond à la double réflexion sur les deux interfaces. La partie des signaux convertie en onde T existe bien mais sa contribution ne perturbe pas la focalisation de façon significative.

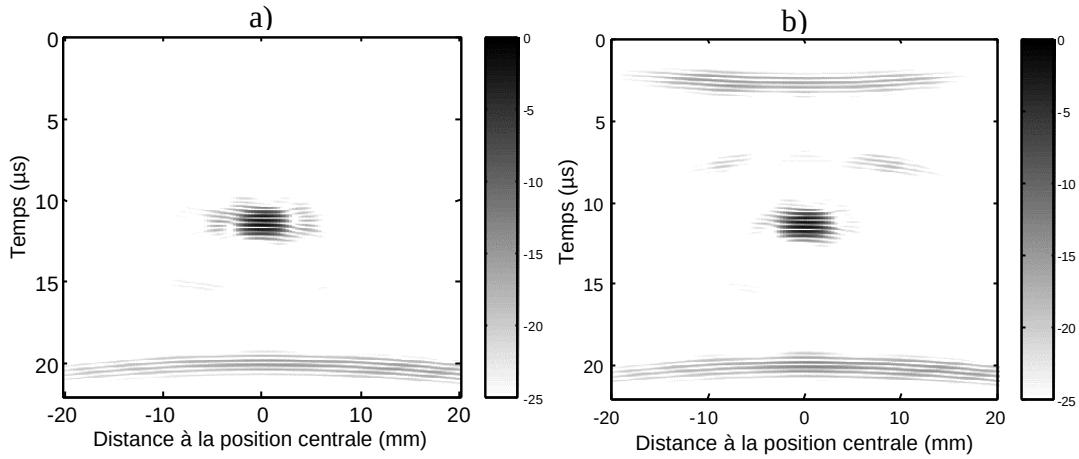


Figure 3.4 (a) B scan dans le plan focal obtenu en focalisant avec une loi cylindrique. L'amplitude des signaux enregistrés sur chacun des 128 points de contrôle est représentée en dB et codée en niveau de gris en fonction du temps. Les positions des points de contrôle ont été converties en distances. (b) B scan dans le plan focal obtenu en focalisant par retournement temporel.

Etudions maintenant le résultat d'une expérience de retournement temporel menée à partir du réseau de transducteurs. Dans un premier temps, les signaux provenant du point cible (le point de contrôle central) sont enregistrés par le réseau de transducteurs. Il s'agit précisément des signaux présentés sur la Figure 3.2. Ces signaux sont ensuite retournés temporellement et ré-émis par le réseau. Le résultat dans le plan focal de cette ré-émission, présenté en Figure 3.4, est malheureusement loin d'être satisfaisant : l'effet de la plaque a été doublé ! La focalisation principale est maintenant prise en étau entre deux fronts d'ondes symétriques. En effet, si l'on néglige les conversions en onde T dans la Figure 3.2, le front d'onde ré-émis sera principalement constitué de deux fronts successifs. Le front d'onde réfléchi, qui arrivait à $19\mu\text{s}$, est maintenant émis en premier. D'une part, sa transmission directe va donner naissance au premier large front dans le plan focal ; d'autre part, une fraction de ce front d'onde va subir une double réflexion et arriver $8\mu\text{s}$ plus tard, c'est à dire exactement au même moment que la tache focale principale ($12\mu\text{s}$ sur la Figure 3.4) En fait, en raison de sa faible amplitude, l'effet de cette double réflexion est négligeable. Ensuite, l'émission du front d'onde principal donnera d'une part naissance à la tache focale principale par transmission directe et d'autre part au second large front par double réflexion. On obtient au foyer l'autocorrélation de la réponse impulsionnelle, donc un pic principal et deux pics secondaires.

Nous retrouvons ici l'une des limites du retournement temporel : notre réseau de transducteurs, qui constitue notre miroir à retournement temporel ne couvre pas un angle solide de 4π stéradians, ce n'est donc pas une cavité à retournement temporel : une telle cavité permettrait de compenser toute la réverbération induite par la plaque. En particulier, lorsque le point de contrôle central émet l'impulsion, nous n'enregistrons pas les signaux réfléchis par la plaque et qui repartent vers les points de contrôle : une part non négligeable de l'énergie est ainsi perdue. Le retournement temporel est capable de supprimer les échos de plaque, mais il faudrait pour cela que le miroir à retournement temporel couvre les deux côtés de la plaque de titane : le dispositif expérimental devrait

alors comprendre au moins deux barrettes échographiques de part et d'autre de la plaque. Une question se pose alors : est-il possible d'éliminer ces échos parasites en se limitant à l'utilisation du seul réseau d'émetteur utilisé dans notre dispositif expérimental ?

3.1.1.3. Focalisation par filtre inverse spatio-temporel

Dans un premier temps, la matrice de propagation $\mathbf{H}$ introduite au chapitre 2 a été acquise de la façon suivante : chaque transducteur j du réseau de transducteur émet successivement un chirp (signal dont la fréquence varie linéairement au cours du temps), enregistré en chaque point de contrôle m . L'utilisation d'un chirp est préférée à l'émission d'une simple impulsion afin d'améliorer le rapport signal/bruit sur les fréquences éloignées de la fréquence centrale des transducteurs. La déconvolution du signal enregistré par le signal appliqué aux transducteurs donne la réponse impulsionnelle $h_{mj}(t)$. L'ensemble des signaux $\{h_{mj}\}(t)$ constitue la matrice $N \times N$, $\mathbf{H}(t)$. La transformée de Fourier de chaque élément de la matrice donne finalement $\mathbf{H}(w)$. L'inversion de la matrice $\mathbf{H}(w)$ a été effectuée par décomposition en valeurs singulières, permettant d'obtenir la matrice inverse régularisée $\hat{\mathbf{H}}^{-1}(w)$. La distribution des valeurs singulières, ainsi que le seuil de coupure choisi (-28dB) est représenté sur la Figure 3.5b). Elle peut être comparée à la même distribution acquise expérimentalement avec la même géométrie mais dans un milieu de référence : l'eau.

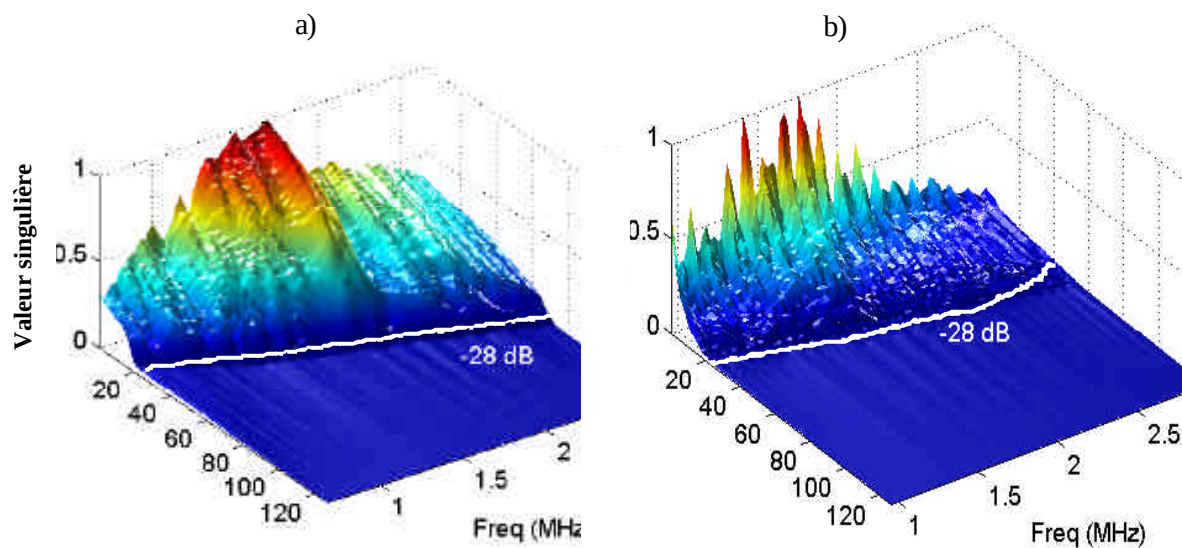


Figure 3.5 Distribution spatio-fréquentielle des valeurs singulières de la matrice de propagation $H(t)$ acquise (a) dans l'eau (b) à travers la plaque de titane

Nous constatons qu'à travers la plaque, le nombre global de valeurs singulières physique a légèrement diminué par rapport à l'eau. Nous verrons en effet qu'en raison du phénomène de réfraction, les ondes planes de grande incidence ne peuvent être synthétisées dans le plan de contrôle : le nombre de degrés de liberté diminue. De plus, des pics apparaissent clairement à des fréquences régulièrement espacées : il s'agit des modes résonnants dans la plaque.

Toutes les valeurs singulières dont l'amplitude est inférieure à -28dB par rapport à la valeur singulière la plus forte sont considérées comme étant du bruit et ne sont pas prises en compte lors de l'inversion.

Après avoir calculé $\hat{H}^{-1}(\omega)$ à toutes les fréquences, nous avons vu qu'il suffisait de choisir un objectif $F(t)$ pour obtenir le vecteur d'émission $E(t)$. Puisque nous désirons éliminer les échos de plaque, nous avons choisit comme objectif $F(t)$ de prendre le Bscan obtenu par retournement temporel (cf Figure 3.4b)), dans lequel nous avons tout simplement 'gommé' les réflexions parasites. L'objectif est ainsi présenté sur la Figure 3.6 a). Chaque ligne du vecteur $F(t)$ contient les signaux temporels désirés en chaque point de contrôle du plan focal. Pour chaque pulsation ω , nous obtenons donc aisément le vecteur $F(\omega)$ dont chaque ligne contient la transformée de Fourier des signaux temporels désirés en chaque point de contrôle du plan focal. Conformément à l'étude du chapitre 2, par filtre inverse, l'ensemble des signaux $\{e_j(t)\}$ à émettre sur la barrette est donné par :

$$e_j(t) = \frac{1}{2p} \int_{\omega} \sum_{m=1..N} \hat{H}_{jm}^{-1} F_m(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad \text{Eq. 3.1}$$

Le vecteur $\{e_j(t)\}$ a alors été émis par le réseau de transducteurs. Comme le montre la Figure 3.6 b), le Bscan obtenu est proche de l'objectif : les échos de plaques ont été totalement éliminés.

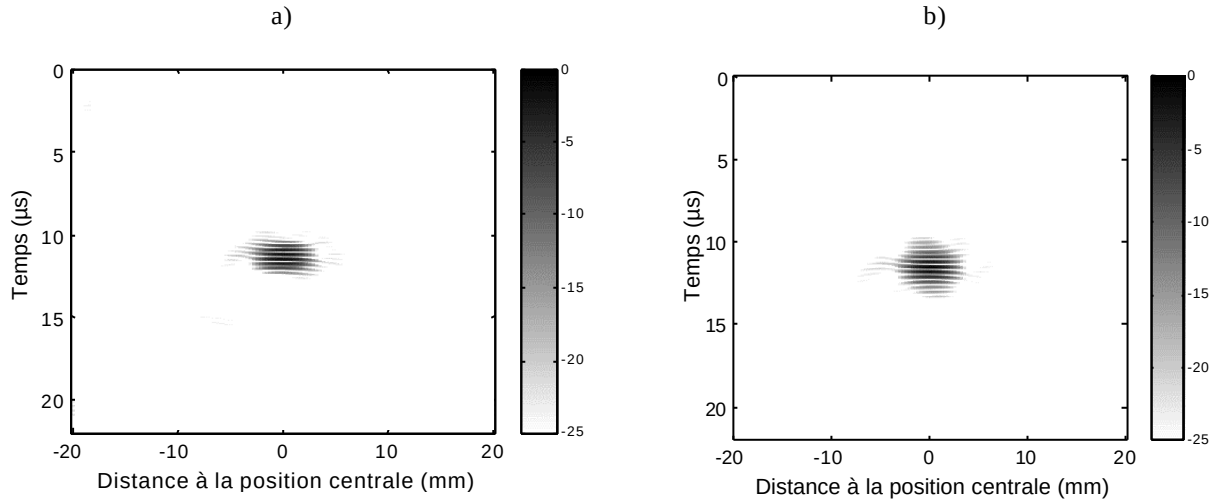


Figure 3.6 (a) Objectif $F(t)$ fixé pour le filtre inverse spatio-temporel. L'amplitude des signaux sur chacun des 128 points de contrôle est représentée en échelle logarithmique en niveau de gris en fonction du temps. Les positions des points de contrôle ont été converties en distances. (b) B scan dans le plan focal obtenu en focalisant par filtre inverse spatio temporel.

Il reste maintenant à comprendre comment une telle qualité de focalisation a pu être obtenue. Il est alors des plus instructif de regarder la forme du front d'onde $\{e_j(t)\}$ émis par le réseau de transducteurs. Celui-ci est représenté sur la Figure 3.7.

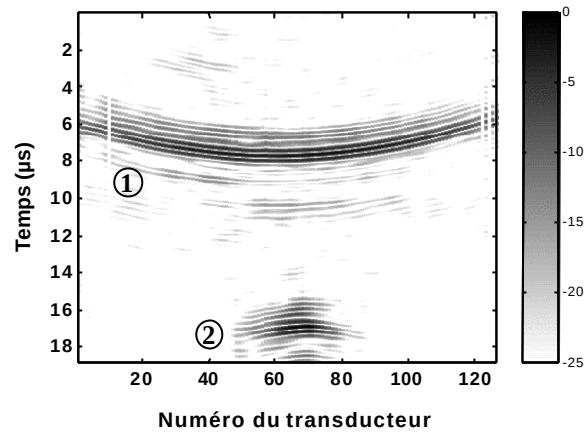


Figure 3.7 Vecteur d'émission calculé par filtre inverse spatio-temporel. L'amplitude des signaux sur chacun des 128 émetteurs est représentée en échelle logarithmique en niveau de gris en fonction du temps.

Le vecteur d'émission est principalement constitué de deux fronts successifs. Un front principal est émis à l'instant $t=8\mu s$. La composante directement transmise à travers la plaque donnera la tache focale visible sur le B scan de la Figure 3.7b). La composante de ce même front réfléchi par la deuxième interface va alors précisément interférer destructivement avec le second fond d'onde ($16\mu s$ sur la Figure 3.7). La Figure 3.8 représente plus clairement cette annulation de façon synthétique : les deux parties du front d'onde principal ① qui se sont séparées à la deuxième interface sont représentées en traits pleins rouges, tandis que le front d'onde ② émis en second est représenté en traits pointillés bleus. On comprend que ce front ② pourra annuler la partie réfléchi du front principal à son arrivée sur la première interface, empêchant alors la partie réfléchi de subir une seconde réflexion pour repartir en direction de la cible et dégrader la focalisation.

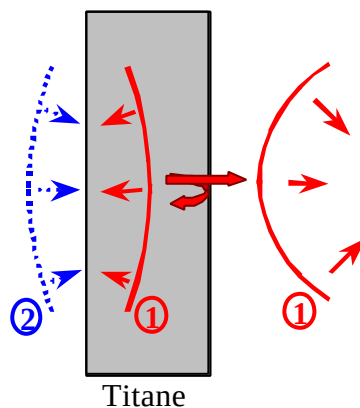


Figure 3.8 Représentation synthétique de l'annulation de l'écho de plaque par filtrage inverse

Cela n'a rien de magique, il est désormais clair qu'il est possible d'annuler les échos de plaque en émettant le bon front d'onde à partir d'un réseau de transducteur situé d'un coté de la plaque. La solution proposée par le filtre inverse est très logique et était d'ailleurs parfaitement prévisible. C'est d'ailleurs la raison pour laquelle cette expérience a été mise en place. Mais nous avons tenté d'aller plus loin : la focalisation obtenue est-elle réellement optimale ou est-il possible de l'améliorer encore ?

Nous allons voir qu'il existe une meilleure solution que le filtre inverse peut mettre à jour, parfaitement logique, mais beaucoup moins intuitive.

3.1.1.4. Optimisation de la focalisation par utilisation des ondes transverses

Les échos de plaque ont bien été éliminés. Mais la largeur à mi-hauteur reste importante comparativement au rapport (distance focale F)/(ouverture D de la barrette) : la résolution latérale est en effet donnée par la largeur à mi-hauteur de la tache focale, qui vaut en milieu homogène $\lambda F/D$, où avec nos notations habituelles λ désigne la longueur d'onde, F la distance focale et D l'ouverture du réseau. Avec notre configuration expérimentale, la largeur à mi-hauteur serait en milieu homogène égale à 1,5mm. Or une mesure sur la Figure 3.6 (b) nous donne une largeur à mi-hauteur de 4mm. En fait, puisque la vitesse acoustique est plus importante dans le titane que dans l'eau, les fronts d'ondes sont réfractés par les deux interfaces parallèles en suivant les lois de Snell-Descartes, ce qui diminue l'ouverture apparente de la barrette, comme on peut le voir sur la Figure 3.9. Les ondes transverses, dont la vitesse est plus proche de l'eau que les ondes longitudinales, sont moins réfractées.

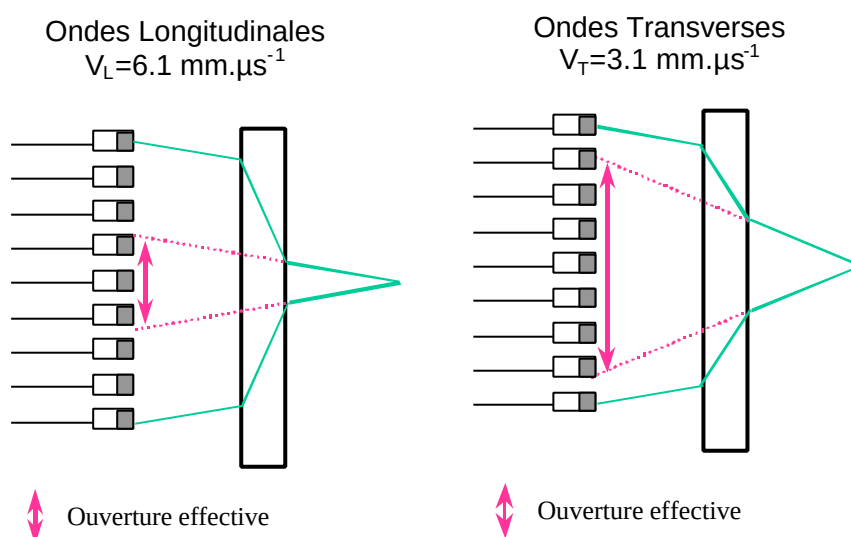


Figure 3.9 Diminution de l'ouverture apparente de la barrette

Il est intuitivement plus difficile que précédemment de prévoir s'il existe un moyen de corriger cela. Si l'on a foi dans le filtre inverse spatio-temporel (et dans son seuil de coupure lors de l'inversion), il est possible d'imposer comme objectif un Dirac spatio-temporel et de voir comment cet objectif peut être approché au mieux.

La Figure 3.10 présente d'une part l'objectif (a) et la focalisation correspondante (b) mesurée expérimentalement après émission du nouveau vecteur d'émission calculé. Bien entendu, il a été impossible de réaliser un Dirac spatio-temporel au foyer. Nous restons toujours limité par la bande passante finie des transducteurs que l'on ne pourra jamais totalement corriger et par les lois de la diffraction. Néanmoins, la focalisation obtenue est indéniablement plus fine que précédemment. Pour

s'en convaincre, il suffit de comparer cette dernière avec celles que nous avons précédemment obtenues : le rappel de la focalisation cylindrique est donné à titre de comparaison Figure 3.11 a), celle obtenue par filtre inverse avec l'objectif moins contraignant basé sur le retournement temporel est donnée Figure 3.11 b). La page suivante nous donne donc une vision synthétique du chemin parcouru.

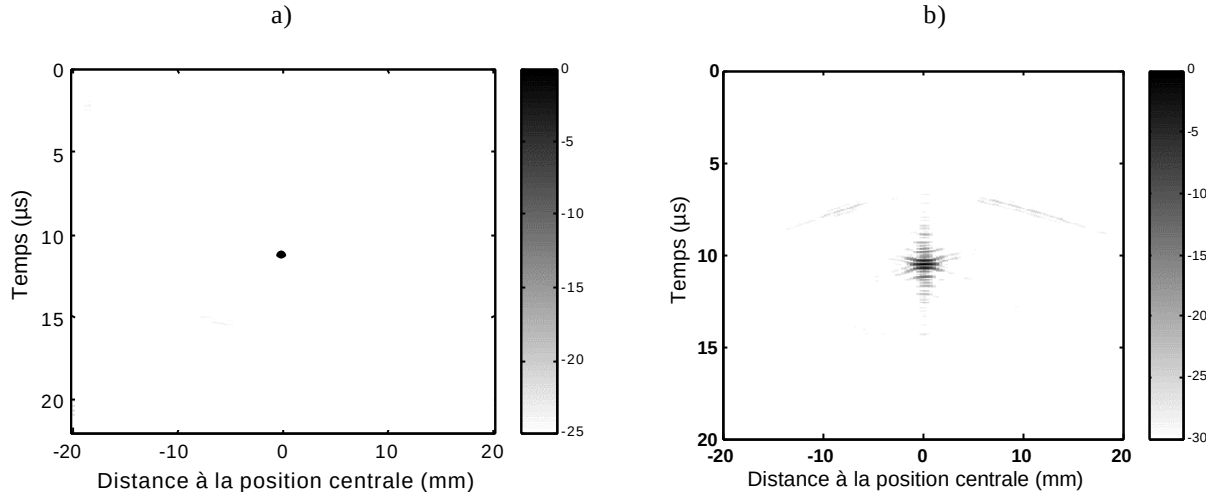


Figure 3.10 (a) Objectif $F(t)$ fixé pour le filtre inverse spatio-temporel. L'amplitude des signaux sur chacun des 128 points de contrôle est représentée en échelle logarithmique en niveau de gris en fonction du temps. Les positions des points de contrôle ont été converties en distances. (b) B scan dans le plan focal obtenu en focalisant par filtre inverse spatio temporel.

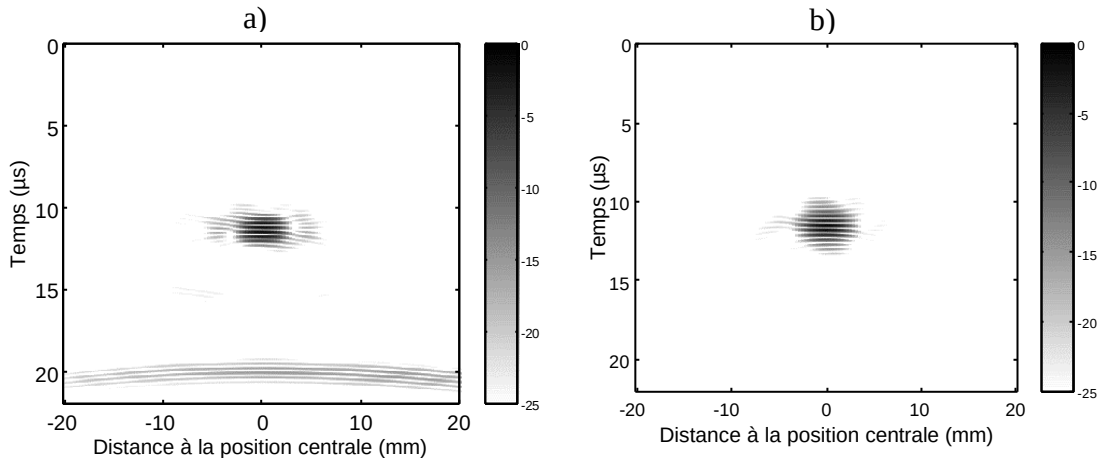


Figure 3.11 (a) B scan dans le plan focal obtenu en focalisant avec une loi cylindrique. L'amplitude des signaux enregistrés sur chacun des 128 points de contrôle est représentée en échelle logarithmique en niveau de gris en fonction du temps. Les positions des points de contrôle ont été converties en distances. (b) B scan dans le plan focal obtenu en focalisant par filtre inverse sur le gabarit basé sur le retournement temporel.

Il nous reste maintenant à expliquer comment une telle focalisation a pu être obtenue. Le mieux est d'observer directement le vecteur d'émission calculé par filtre inverse : la Figure 3.12 le met en parallèle avec la focalisation obtenue. Pour mieux comprendre l'effet parfois très subtil des différents fronts d'ondes, la focalisation est présentée avec une dynamique plus importante que précédemment [0 -30dB] au lieu de [0 -25dB]. Par rapport au vecteur d'émission obtenu au

paragraphe précédent avec un objectif moins contraignant, un front d'onde apparaît en tête, à l'instant $t=3\mu\text{s}$.

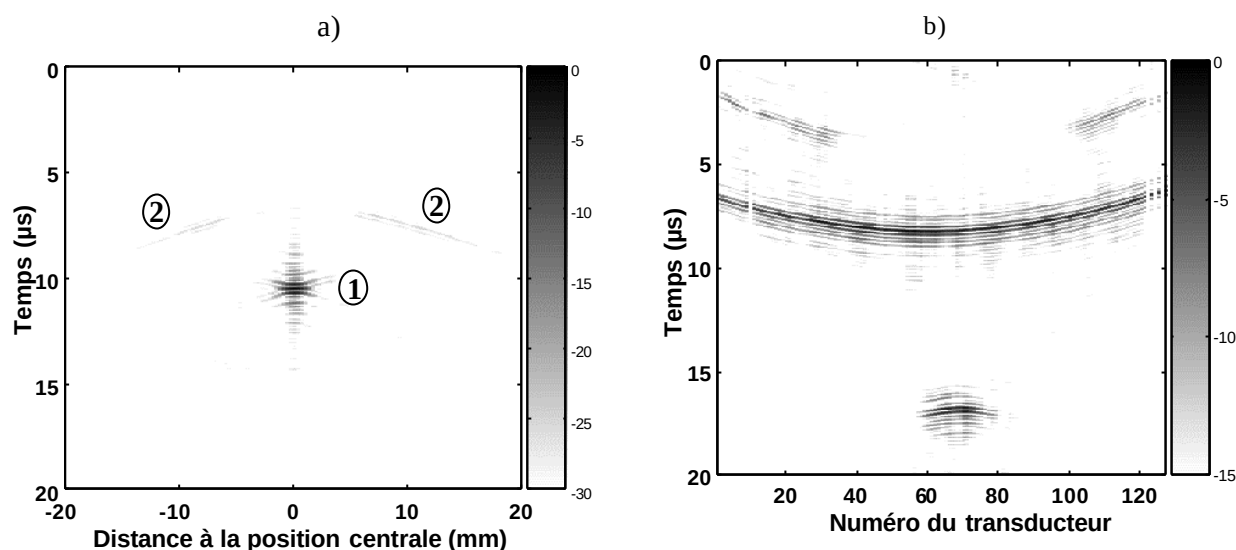


Figure 3.12 Focalisation en utilisant les ondes transverses : B-scan obtenu dans le plan focal (a) et vecteur d'émission (b).

Ce front d'onde supplémentaire est responsable de l'amélioration de la résolution obtenue. Nous constatons que ce front d'onde n'est pas continu mais comporte deux demi-fronts symétriques émis par les transducteurs des bords du réseau. Ainsi, ces fronts semblent favoriser les ondes transverses dans la plaque. Cela est loin d'être surprenant : nous cherchons en effet à augmenter l'ouverture effective de la barrette. Nous avons vu que cette ouverture était restreinte par le phénomène de réfraction. Or les ondes transverses, dont la vitesse est plus proche de celle de l'eau, sont moins réfractées [cf Figure 3.9]. Il serait donc utile de les favoriser. Pour la même raison (vitesse plus faible), leur émission doit se faire avant le front d'onde principal pour que la composante transverse correspondant à ce front d'onde arrive en même temps au foyer que la composante longitudinale du front d'onde principal.

Ce qui de prime abord peut paraître choquant dans la solution envisagée, c'est que la composante longitudinale du front d'onde supplémentaire arrivera désespérément la première, avant la tache focale principale sans aucune possibilité d'être éliminée par interférences destructrices. En fait, si la composante transverse de ce champ focalise bien au point central, la composante longitudinale, réfractée différemment se répartit quant à elle relativement uniformément dans tout le plan de contrôle avec une amplitude extrêmement faible (30dB sous la tache focale) : il s'agit de la légère traînée visible au temps $t=7\mu\text{s}$ sur la Figure 3.12 (a) et repérée par le chiffre 2. Elle arrive effectivement avant la tache focale principale repérée par le chiffre 1.

3.1.1.5. Applications

Le filtre inverse permet donc d'obtenir une bonne qualité de focalisation derrière des milieux échogènes. Ces milieux peuvent bien entendu être des plaques, mais également des tubes, des canalisations, des vis ou des pièces plus complexes. Cela signifie que cette technique pourrait avoir des applications prometteuses en contrôle non destructif^[3.3] : après une phase d'apprentissage, il serait ainsi possible de contrôler précisément des volumes insérés dans des géométries complexes sans avoir à démonter l'ensemble. Le protocole proposé en deux étapes est schématisé sur la Figure 3.13.

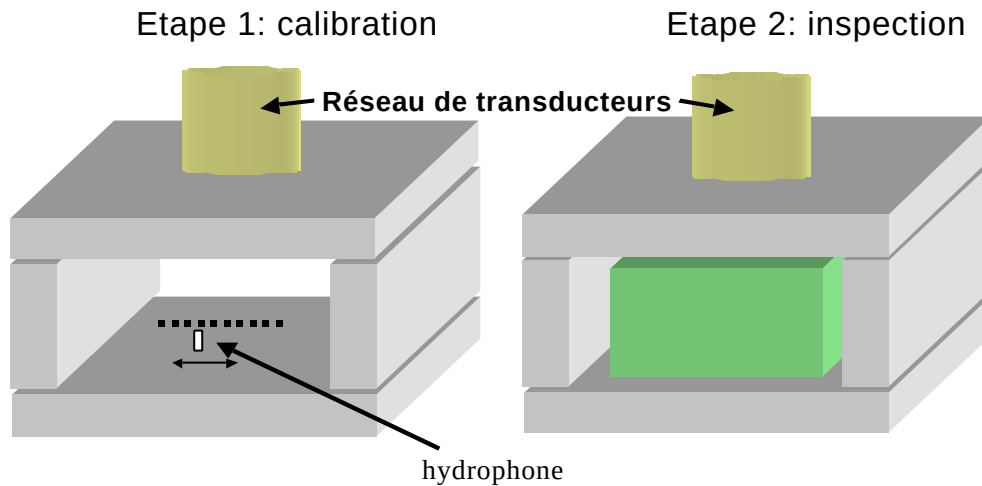


Figure 3.13. Protocole de contrôle non destructif par filtrage inverse

Imaginons que nous voulions inspecter la pièce verte. Dans une première étape, nous proposons d'extraire la pièce à inspecter et de disposer des sources dans le volume laissé libre afin d'acquérir la matrice H permettant d'apprendre à focaliser à travers l'environnement gris. Après cette phase de calibration, il est alors possible d'inspecter à la chaîne les pièces vertes sans les démonter de leur structure. Cela permettrait des contrôles plus réguliers de pièces de réacteurs, par exemple, ou encore d'imager des écoulements dans des tubes situés dans des environnements complexes.

3.1.1.6. Bilan

Nous avons donc pu totalement éliminer les échos de plaques, ce qui était l'objectif premier de cette expérience. Nous avons de plus réussi à forcer la résolution latérale jusqu'à un optimum. Ceci peut être clairement visualisé sur la Figure 3.14, qui rappelle d'une part la focalisation axiale (a) obtenue par filtre inverse (traits pleins) et par retournement temporel (pointillés) et d'autre part la focalisation latérale (b) obtenue de même avec les deux méthodes. Notons que la résolution passe de 4mm pour le retournement temporel à 2,4mm pour le filtre inverse. Le filtre inverse ne parvient donc pas à atteindre la résolution attendue avec la même géométrie en milieu homogène (1,5mm). Ceci n'est pas surprenant dans le milieu considéré (une plaque) mais dans d'autres milieux, même d'apparence plus complexes, le filtre inverse peut atteindre la même qualité que dans un milieu

homogène, voir même la dépasser, en tirant parti de la géométrie du milieu aberrateur. C'est ce que nous allons maintenant voir dans les milieux réverbérants.

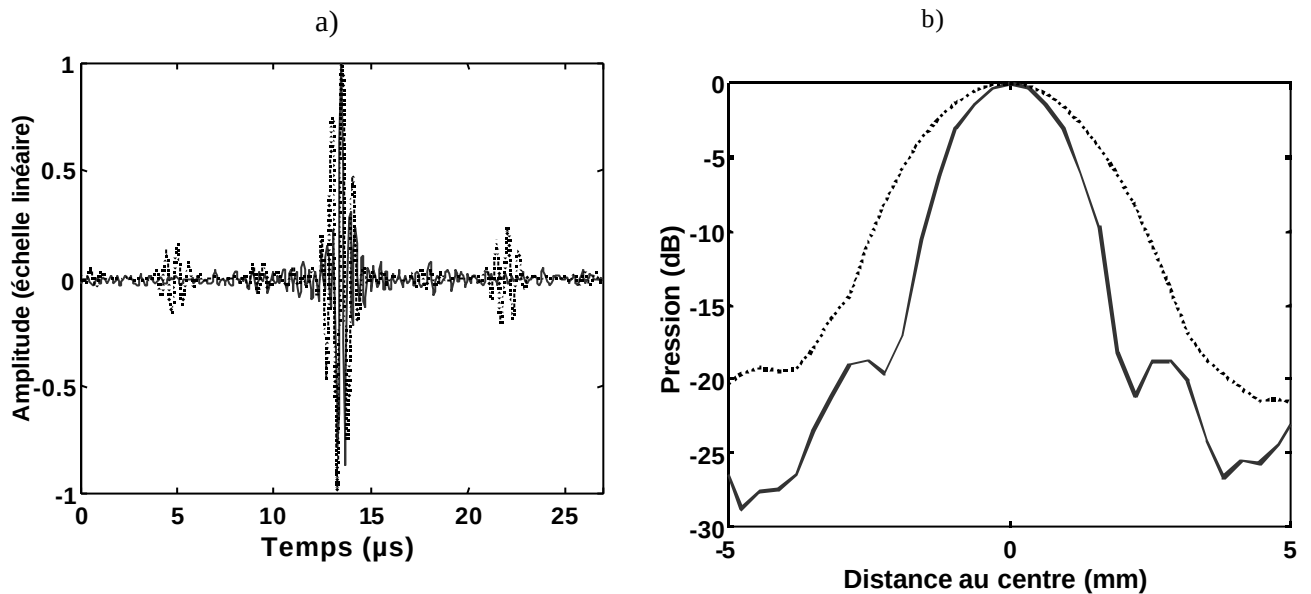


Figure 3.14 Focalisation axiale(a) et latérale (b) obtenue par retournement temporel (pointillés) et filtre inverse avec pour gabarit un Dirac spatio-temporel (trait plein)

3.1.2. Focalisation à travers un milieu réverbérant

Le second milieu modèle que nous nous sommes proposé d'étudier se situe dans la continuité directe des échos de plaque : il s'agit d'un milieu réverbérant. Par sa géométrie, il constitue un candidat intéressant pour le filtre inverse car il va augmenter le nombre de degrés de liberté de notre système, c'est-à-dire augmenter le nombre de valeurs singulières significatives, et par conséquent augmenter la quantité d'information pouvant être transportée par l'onde : nous verrons l'application que cela peut avoir dans les télécommunications. Charge à nous de faire bon usage de ces valeurs supplémentaires.

3.1.2.1. Dispositif expérimental

Nous avons choisi de modéliser un environnement fortement réverbérant en plaçant des blocs de métal avec un fort coefficient de réflexion entre le réseau de transducteur et les points de contrôle [Figure 3.15].

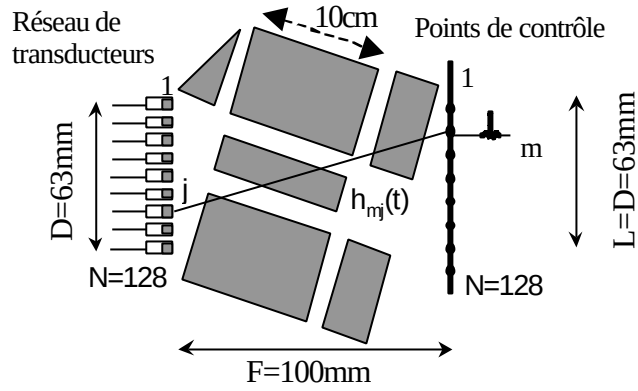


Figure 3.15. Dispositif expérimental : des blocs de métal réflecteurs modélisent une ville.

La géométrie retenue ne tient pas du hasard : elle modélise un environnement urbain. Nous verrons en effet que le filtre inverse pourrait avoir d'intéressantes applications dans les télécommunications. Les fréquences utilisées en télécommunications sont de l'ordre du GHz, soit une longueur d'onde de 30cm. Nos transducteurs fonctionnent à 1,5MHz, soit une longueur d'onde de 1mm. Le facteur d'échelle de notre expérience est donc de 300. Afin de représenter des immeubles de 30m, nous avons donc disposé des blocs de métal de 10cm de long. Pour l'heure, ce milieu ne sera pour nous qu'un milieu réverbérant particulier.

3.1.2.2. Résultats expérimentaux

Comme précédemment, l'opérateur de propagation a été acquis expérimentalement et inversé, d'une part dans notre milieu réverbérant et d'autre part dans l'eau, c'est-à-dire avec la même géométrie mais en ayant enlevé les blocs de métal. Les deux distributions de valeurs singulières sont présentées sur la Figure 3.16.

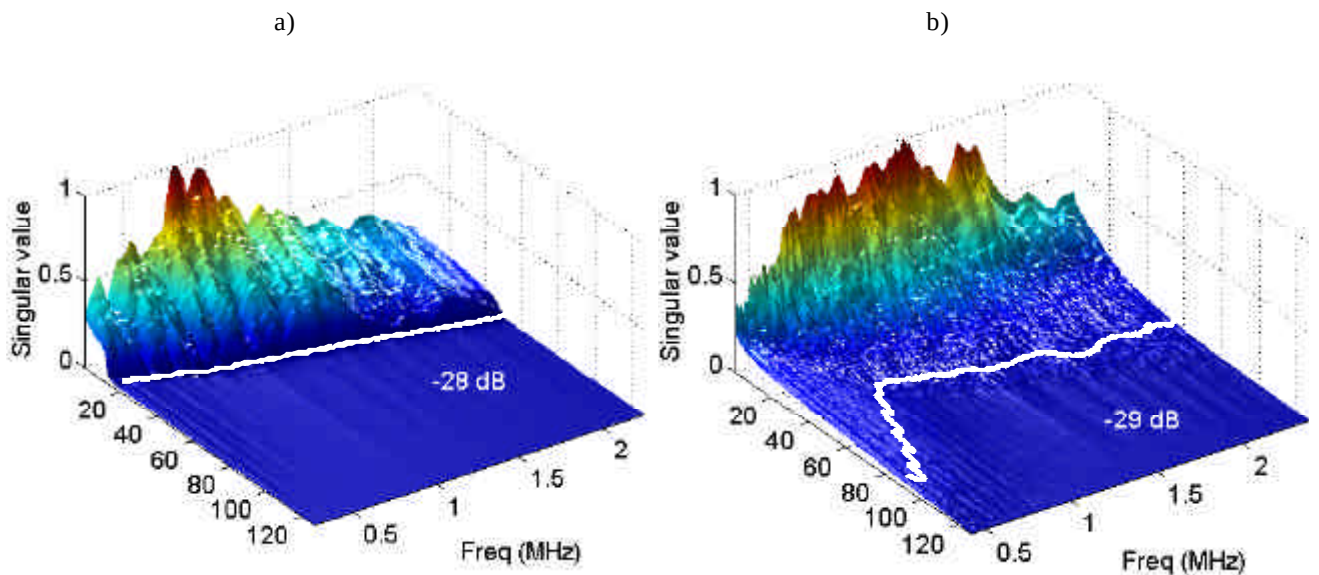


Figure 3.16. Distribution spatio-fréquentielle des valeurs singulières de l'opérateur de propagation $\{h_m(t)\}$ acquis (a) dans l'eau et (b) à travers le milieu réverbérant.

Les deux distributions de valeurs singulières diffèrent notablement. Alors qu'en moyenne environ 20 valeurs singulières émergent à chaque fréquence, il en émerge près de 40 dans le milieu réverbérant. En effet, si l'on se reporte à l'interprétation du rang de la matrice en terme d'ondes planes effectuée dans le chapitre 2, on observe que grâce aux différentes réflexions, des fréquences spatiales plus élevées peuvent être créées, ce qui augmente le rang de la matrice (*i.e.* le nombre de valeurs singulières significatives). Ces valeurs singulières supplémentaires ont un poids très faible mais ne peuvent en aucun cas être considérées comme du bruit. Le seuil de coupure est ici simplement plus délicat à fixer. Ce seuil, représenté par la ligne blanche sur la Figure 3.16 (b), a été fixé à -29dB. Cela fixe l'inversion de la matrice. Il reste alors à fixer un objectif. Nous avons simplement choisi un Dirac spatio-temporel situé sur le point de contrôle central. Il suffit alors de poursuivre le processus de filtrage inverse jusqu'à son terme pour obtenir le vecteur d'émission $\{e(t)\}$ représenté sur la Figure 3.17.

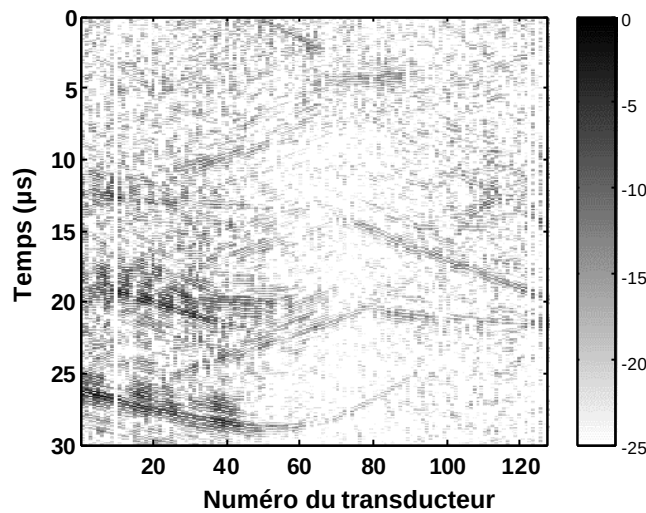


Figure 3.17. Vecteur d'émission $\{e(t)\}$ calculé par le filtre inverse. Le filtre inverse tire avantage de toutes les réflexions dans le milieu.

Nous voyons sur la Figure 3.17 que le filtre inverse tire avantage des multiples réflexions dans le milieu, de sorte que de nombreux fronts d'ondes sont émis successivement de sorte à interférer constructivement sur le point visé après propagation et réflexions dans le milieu.

Nous avons émis ce vecteur $\{e(t)\}$ avec le réseau de transducteurs et avons essayé de comparer le résultat de la focalisation avec deux autres techniques de focalisation. Les résultats sont regroupés sur la Figure 3.18.

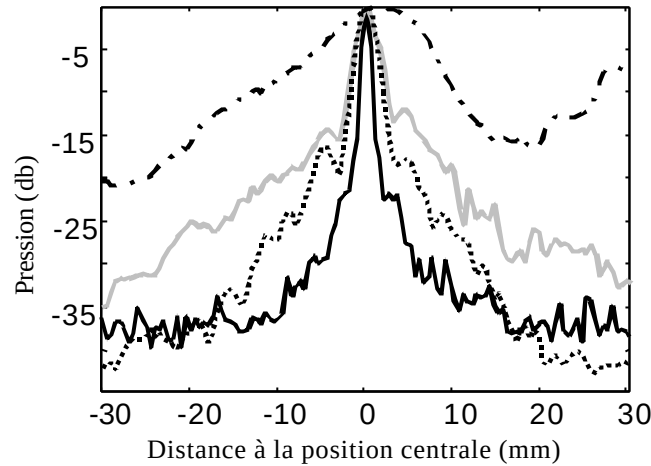


Figure 3.18. Focalisation latérale obtenue à travers le milieu multidiffuseur en utilisant une loi de focalisation cylindrique (tirets-points), le retournement temporel (ligne grise), le filtre inverse (trait plein), comparé à la focalisation de référence obtenue dans l'eau pure (pointillés).

La focalisation obtenue dans l'eau pure, c'est-à-dire avec la même configuration mais sans les blocs de métal, nous sert de référence [en pointillées sur la Figure 3.18]. Utiliser une loi cylindrique (tirets-points) n'est assurément pas une solution envisageable pour focaliser dans un tel milieu : la focalisation est à peine perceptible. Le retournement temporel (courbe grise) donne quant à lui une solution satisfaisante, très proche de la référence. En fait, le retournement temporel corrige parfaitement les multiples temps de trajets engendrés par les différentes réflexions. Mais il ne faut pas oublier que chaque réflexion n'est pas sans perte : de l'énergie est rayonnée par les bords de notre 'ville', et comme dans le cas de la plaque, une importante fraction de l'énergie est réfléchie vers le réseau émetteur.

Le filtre inverse peut quant à lui en tenir compte et la focalisation qu'il permet de réaliser (traits pleins) est meilleure que la focalisation dans l'eau : nous observons ici une intéressante hyper-résolution. Un tel phénomène avait déjà été mis en évidence expérimentalement et expliqué par Derode *et al*^[3.4] lors de l'étude du retournement temporel dans des milieux multi-diffuseurs. Ceci a d'ailleurs fait l'objet d'un travail théorique récent, toujours dans le cadre du retournement temporel, par Blomgren *et al*^[3.5]. Il est intéressant de remarquer que dans notre géométrie particulière, aucune hyper-résolution n'est mise en évidence par retournement temporel, alors que le filtre inverse y parvient. En fait, pour pouvoir observer de l'hyper-résolution dans un milieu réverbérant, il faut que le nombre de vecteurs singuliers significatifs augmente par rapport à un milieu homogène. Pour que cette hyper-résolution soit visible dans une expérience de retournement temporel, il faut qu'à chaque fréquence la décroissance des valeurs singulières ne soit pas trop forte (cf Figure 3.16). Par contre le filtre inverse compense cette décroissance et peut donc recréer l'hyper-résolution. Ceci pourrait donner lieu à une intéressante étude plus détaillée, hors du cadre de cette thèse.

3.1.2.3. Focalisation simultanée

Cette étude en ‘environnement urbain’ pourrait avoir des applications intéressantes en télécommunications. Nous avons ainsi cherché à savoir quelle était la quantité maximale d’information transmissible du réseau émetteur aux points de contrôle. Ces points de contrôle pourraient par exemple être des appartements recevant internet, ou bien des téléphones portables. La quantité maximale d’information est reliée au nombre de degrés de liberté global de l’opérateur de propagation. Nous en avons déjà donné l’expression pour un milieu homogène à une fréquence donnée :

$$N(f) = \frac{2L}{c_0} f \sin\left(\tan^{-1} \frac{D}{2F}\right) \quad \text{Eq. 3.2}$$

Où nous avons conservé nos notations usuelles : D est l’ouverture du réseau émetteur, L l’ouverture du plan de contrôle, F la distance focale, f la fréquence et c_0 la vitesse à la fréquence centrale. Nous allons chercher à calculer le nombre total de degrés de liberté N de l’opérateur de propagation en milieu homogène. Puisque temps et espace sont indépendants, le nombre global de degrés de liberté correspond à une sommation sur toutes les fréquences avec un pas fréquentiel ΔF fixé par la durée ΔT des signaux ($\Delta F = 1/\Delta T$) :

$$N = \frac{1}{\Delta F} \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} N(f) df = \Delta T \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} N(f) df \quad \text{Eq. 3.3}$$

Où $f_{\min}$ et $f_{\max}$ définissent la bande passante des transducteurs. Le résultat de l’intégration donne :

$$N = \frac{L\Delta T}{c_0} \sin\left(\tan^{-1} \frac{D}{2F}\right) (f_{\max} - f_{\min})(f_{\max} + f_{\min}) \quad \text{Eq. 3.4}$$

En introduisant la bande passante des transducteurs $B_f = (f_{\max} - f_{\min})$ et leur fréquence centrale $f_c = (f_{\max} + f_{\min})/2$, on obtient :

$$N = \frac{2Lf_c}{c_0} B_f \Delta T \sin\left(\tan^{-1} \frac{D}{2F}\right) \quad \text{Eq. 3.5}$$

Cette dernière formule correspond précisément au produit du nombre de degrés de liberté temporel ($B_f \times \Delta T$) par le nombre de degrés de liberté spatial à la fréquence centrale. Ce nombre N correspond au nombre de signaux spatialement et temporellement indépendants qui peuvent être créés par le réseau émetteur dans le plan de contrôle dans une fenêtre temporelle ΔT . Dans l’approximation de Fraunhofer, ce nombre s’écrit plus simplement :

$$N = \frac{L \Delta T B_f}{d} \quad \text{Eq. 3.6}$$

Où $\delta = \lambda F/D$ correspond à la taille d'une tache focale. Ceci est une extension du résultat établi au chapitre 2, où nous avons établi que $N(f)$ était égal au nombre de taches focales indépendante (de taille δ) que le réseau pouvait physiquement créer dans l'ouverture de contrôle L . Ici, il faut le multiplier par le nombre de réponses impulsionnelles (de longueur égale à $1/B_f$) indépendantes qui peuvent être générées pendant ΔT .

Dans le cas de la focalisation en milieu multidiffuseur, le nombre de taches focales est en fait augmenté par le phénomène d'hyperfocalisation, de sorte que l'équation Eq. 3.6 constitue le nombre minimum de degrés de liberté. La formulation la plus générale du nombre de degrés de liberté est le nombre de valeurs singulières significatives prises en compte dans la distribution spatio-fréquentielle présentée sur la Figure 3.16.

Afin de tester la validité de ces formules, nous avons choisi d'utiliser des gabarits plus évolués qu'un simple Dirac spatio-temporel comme c'était le cas au paragraphe précédent. Pour vérifier que l'information peut se répartir aussi bien en temps qu'en espace, nous avons choisi de focaliser sur un point central, puis peu de temps après sur deux points, puis quatre, puis huit. Tout cela doit être réalisé en un seul tir. Le gabarit correspondant est donné sur la Figure 3.19 (a), accompagné en (b) de la focalisation expérimentalement mesurée sur le plan de contrôle. A nouveau, des impulsions de Dirac n'ont pu être obtenues mais on peut nettement distinguer aux endroits visés des signaux temporels brefs très peu étendus spatialement.

Il est intéressant d'observer que ceci a été obtenu en un seul tir. Le vecteur d'émission calculé par filtre inverse est donné en Figure 3.20 : il présente un enchevêtrement complexe de fronts d'ondes qui pourrait s'apparenter à du bruit, mais qui donne bien naissance après propagation dans le milieu à la focalisation pyramidale de la Figure 3.19 (b).

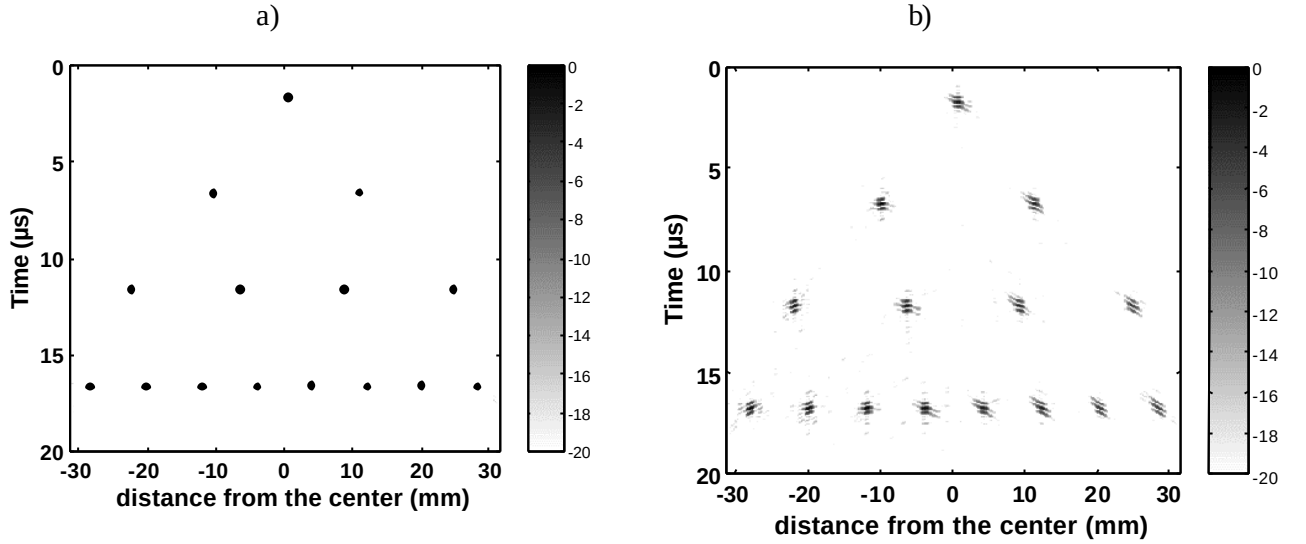


Figure 3.19. (a) Objectif $\{f(t)\}$ et (b) Focalisation obtenue expérimentalement à travers la 'ville'.

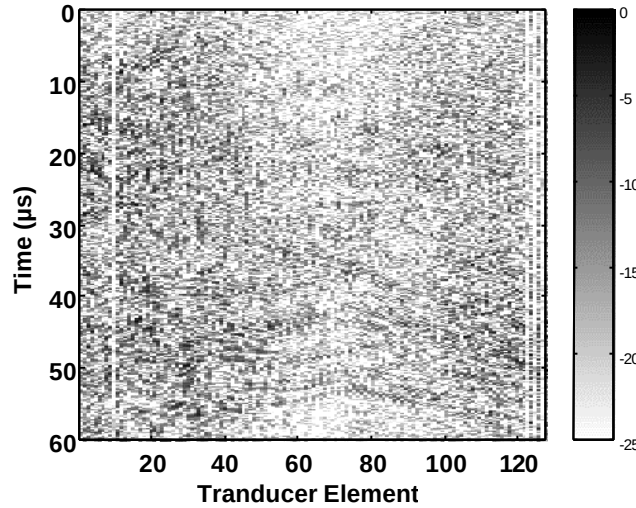


Figure 3.20. Vecteur d'émission $\{e(t)\}$ calculé par filtre inverse. La superposition complexe de fronts d'ondes correspond à une focalisation simultanée en plusieurs points.

Nous pouvons donc simultanément focaliser en plusieurs localisations spatiales (deux, quatre, huit, ou plus...). Cela signifie par exemple au niveau des flux d'information que des postes téléphoniques ne doivent pas nécessairement se partager la bande passante : il suffit qu'ils soient distants de quelques longueurs d'ondes (taille typique d'une tache focale). On pourrait donc envisager de consacrer l'ensemble de la bande passante à un immeuble, une habitation ou un portable, ce qui à l'aube de l'internet haut-débit et à l'approche de la saturation des réseaux de portables serait non négligeable. Nous sommes cependant ici loin de l'application, loin de l'étude des 'antennes intelligentes' électromagnétiques qui pourraient éventuellement réaliser ce type d'expérience en environnement urbain à des fréquences de l'ordre du GHz. Il s'agit ici uniquement d'une expérience préliminaire intéressante sur le plan physique puisqu'elle met à jour une hyper-résolution et qu'elle met en évidence un nouveau partage de l'information aisément réalisable par filtrage inverse.

Le filtre inverse a donc tenu ses promesses dans les milieux diffuseurs non absorbants. Pour tester sa robustesse dans l'ensemble des milieux modèles rencontrés en ultrasons, il nous reste à étudier les milieux absorbants.

3.2. Focalisation dans des milieux hétérogènes absorbants

Les milieux hétérogènes absorbants sont fréquents en acoustique ultrasonore, particulièrement dans les applications médicales puisque les tissus biologiques sont légèrement absorbants, spécialement aux fréquences utilisées en échographie. Les os (cage thoracique et crâne) sont très absorbants et induisent d'importantes dégradations dans la focalisation. En effet, les parties du front d'onde émis qui ont subi des absorptions différentes ne peuvent plus parfaitement interférer constructivement. Puisque l'absorption brise l'invariance par renversement du temps, comme nous l'avons vu au chapitre 2, la focalisation par retournement temporel est également dégradée. Mais le filtre inverse, quant à lui, peut compenser l'absorption si nécessaire : si la matrice de propagation $\mathbf{H}$ se comporte comme un atténuateur, la matrice inverse $\mathbf{H}^{-1}$ agira comme un amplificateur. Nous nous intéresserons ici à un milieu facile à contrôler : un bloc inhomogène d'uréol®.

3.2.1. Dispositif expérimental : focalisation à travers de l'uréol®

L'uréol® est un polymère dont les propriétés acoustiques sont très proches de celle de l'eau (même vitesse de propagation et même masse volumique, donc même impédance), à ceci près qu'il est fortement absorbant ($2,5\text{dB.cm}^{-1}$ à $1,5\text{MHz}$). Un épais bloc d'Uréol (5cm) est placé entre le réseau de transducteurs et les points de contrôle, comme présenté sur la Figure 3.21.

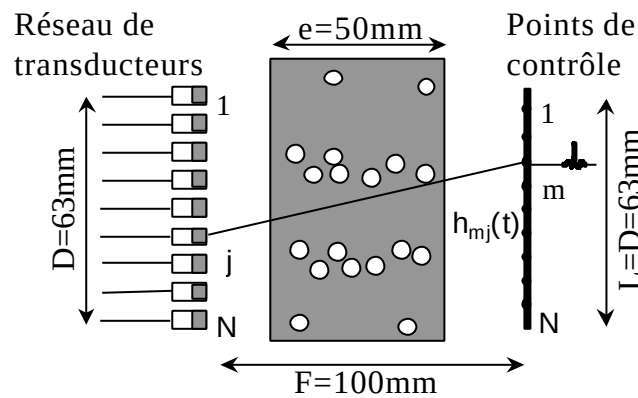


Figure 3.21. Dispositif expérimental comprenant le bloc d'uréol® inhomogène.

L'échantillon d'uréol® est percé de façon semi aléatoire afin d'avoir une absorption variable. L'expérience est, de façon habituelle, immergée dans l'eau, de sorte que chaque trou, rempli d'eau, est non absorbant. Globalement, la plaque d'uréol® est fortement absorbante au centre et aux extrémités. Notons que puisque l'impédance de l'uréol® est très proche de celle de l'eau, il n'existe aucune

réflexion. De plus aucune réfraction n'est observée puisque la vitesse est la même dans les deux milieux : nous étudions ici un milieu purement absorbant.

3.2.2. Résultats expérimentaux

De façon habituelle maintenant, nous avons acquis l'opérateur de propagation $\{h_{mj}(t)\}$, et avons décomposé en valeurs singulières les différentes matrices fréquentielles $\mathbf{H}(\omega)$. La distribution spatio-fréquentielle des valeurs singulières est présentée sur la Figure 3.22.(b). Elle est comparée à celle obtenue dans l'eau, après avoir enlevé le bloc absorbant [Figure 3.22.(a)].

L'effet de l'absorption est clairement visible : à chaque fréquence, la distribution de valeurs singulières décroît beaucoup plus rapidement dans le milieu absorbant (b). Le nombre global de valeurs singulières sortant du bruit est comparable mais leur poids chute plus brutalement : à une fréquence donnée, alors que seules les deux ou trois premières valeurs singulières ont un poids significatif à travers l'ureol®(b), dans l'eau (a), toutes les valeurs significatives ont approximativement le même poids.

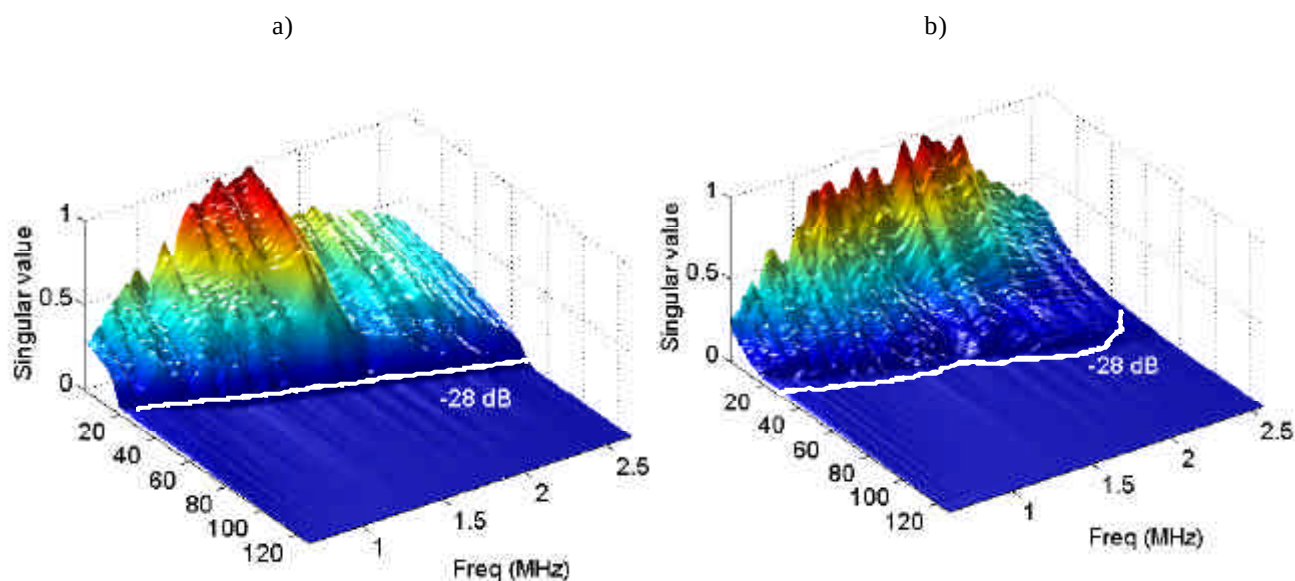


Figure 3.22. Distribution spatio-fréquentielle des valeurs singulières obtenue (a) dans l'eau et (b) à travers l'ureol®

Le seuil de coupure a été fixé à -28dB . Un Dirac spatio-temporel centré au milieu du réseau de contrôle a été choisi. Le vecteur d'émission a alors pu être calculé, puis émis par le réseau de transducteurs. Afin de vérifier la qualité de la focalisation, l'amplitude de pression a été mesurée sur les points de contrôle. Le diagramme de directivité obtenu a été tracé en trait plein sur la Figure 3.23. Il est comparé sur la même figure au diagramme obtenu en utilisant une loi cylindrique.

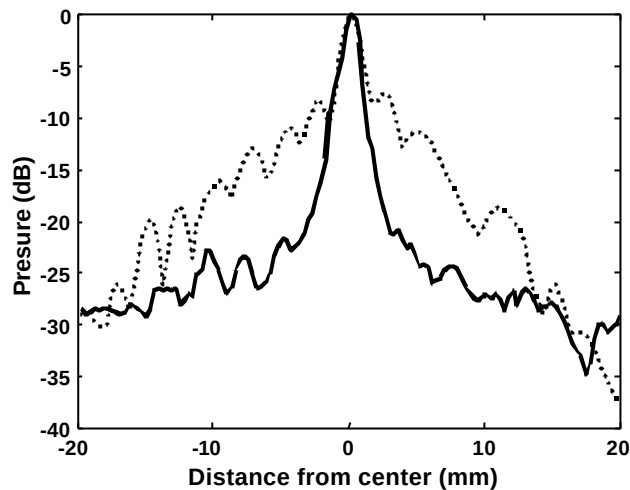


Figure 3.23. Diagramme de directivité obtenu à travers l'ureol® par filtre inverse (trait plein) et par loi cylindrique (pointillés).

En utilisant une loi cylindrique, le niveau des lobes secondaires est très élevé. Le filtre inverse permet quant à lui de compenser les effets d'absorption et d'abaisser de façon significative le niveau des lobes secondaires.

3.2.3. Perspectives

La capacité du filtre inverse à corriger des effets d'absorption (dans l'ureol®) et de réfraction (échos de plaques) nous permet d'envisager des applications prometteuses en imagerie médicale. Puisque l'acquisition et l'inversion de l'opérateur de propagation prend quelque temps, l'idéal est de tenter de corriger un aberrateur qui ne bouge pas. Le crâne humain constitue un candidat idéal : il s'agit d'une plaque fortement absorbante et réfléchissante immobile par rapport à l'organe qu'il contient : le cerveau. L'étude d'un crâne humain constitue le sujet du chapitre suivant.

Bibliographie

- [3.1] J.-F. Aubry, M. Tanter, J. Gerber, J.-L. Thomas et M. Fink. 'Optimal focusing by spatio temporal inverse filter. Part II : Experiments. Application to focusing through absorbing and reverberating media', J. Acoust. Soc. of Am., Vol. 101, pp 48-58, July 2001.
- [3.2] D. Royer et E. Dieulesain, 'Ondes élastiques dans les solides', Tome 1, Paris : Masson, 1996.
- [3.3] J.-F. Aubry, M. Tanter, J. Gerber, J.-L. Thomas, M. Fink, 'New technique for flaws detection behind plates and tubes: suppression of intra-plate echoes by spatio temporal inverse filter', Proceedings of the International Congress of Acoustics, Rome , Septembre 2001. A paraître.
- [3.4] A. Derode, P. Roux, M. Fink, 'Robust acoustic time reversal with high-order multiple scattering', Physical Review Letters 75 (23), pp 4206-4209, 1995.
- [3.5] P. Blomgren, G. Papanicolaou, H. Zhao, 'Super-resolution in time reversal acoustics', J. Acoust. Soc. Amer., vol., 2000.

4. Vers un système d'imagerie échographique du cerveau

4.1. L'imagerie du cerveau aujourd'hui

4.1.1. L'échographie

La découverte de l'utilisation des ondes ultrasonores en imagerie médicale avait suscité au début des années 50 l'espoir de disposer enfin d'une méthode permettant d'imager le cerveau humain. Malheureusement, la boîte crânienne a constitué un obstacle trop important et les recherches se sont tournées, avec succès, vers l'imagerie des tissus mous (abdomen, fœtus...). Comme nous l'avons vu dans le chapitre introductif, le crâne constitue en effet un milieu fortement aberrant pour les ultrasons : à la traversée d'un crâne, un faisceau ultrasonore est considérablement déformé, ce qui limite toute tentative de focalisation intracrânienne. Seules les images de cerveaux de nouveau-nés, réalisées à travers la fenêtre naturelle de la fontanelle, sont de bonne qualité : elles permettent de vérifier la symétrie des hémisphères et de visualiser par écho-Doppler les écoulements sanguins. La Figure 4.1(a) montre une coupe sagittale d'un cerveau de nouveau-né obtenue en passant par la fontanelle. Les structures du cerveau sont clairement visibles, en particulier le corps calleux, pointé par la flèche blanche. Sur la Figure 4.1(b), on peut observer précisément l'irrigation du cerveau observé en mode Doppler énergie.

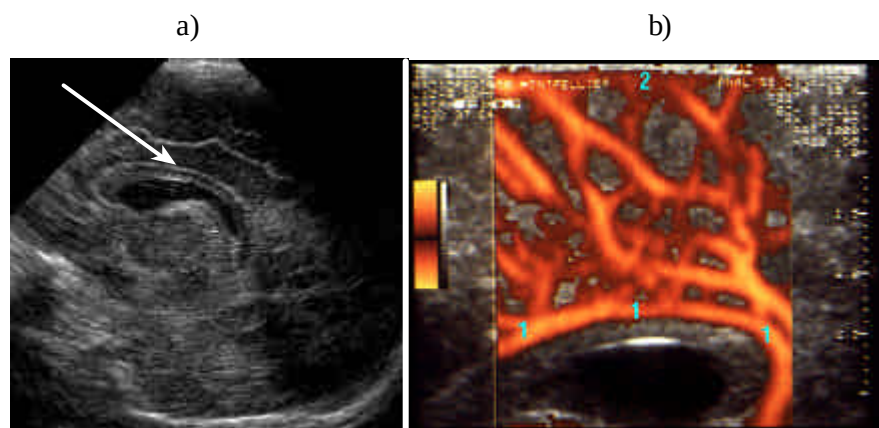


Figure 4.1. (a) Coupe sagittale échographique d'un cerveau de nouveau né. Le corps calleux apparaît en noir (flèche blanche)(Docteur K. Chaumoitre, service d'imagerie médicale, CHU nord, marseille) (b) visualisation de l'ensemble de l'artère péricalleuse (1) et du sinus longitudinal supérieur (2). (Docteur A. Couture, Montpellier)

Chez l'adulte, des images limitées au lobe frontal sont obtenues à travers la tempe. Mais la résolution reste limitée par la faible ouverture autorisée par la tempe. De plus, si la déformation des faisceaux ultrasonores induite par la tempe est plus faible que dans des zones plus épaisses du crâne, elle reste cependant suffisante pour dégrader fortement les images. Ainsi, l'imagerie échographique du cerveau est actuellement d'une qualité trop médiocre pour apporter un complément significatif aux techniques d'Imagerie par Résonance Magnétique, de Scanner X ou de scintigraphie.

4.1.2. L'exploration du cerveau aujourd'hui : images anatomiques et fonctionnelles

Afin de mieux cerner l'apport que pourrait constituer la mise au point d'un système d'imagerie échographique du cerveau, il convient de faire un rapide tour d'horizon des techniques d'imagerie du cerveau actuellement utilisées. On distingue deux types d'imagerie : anatomique et fonctionnelle.

4.1.2.1. Imagerie anatomique

a) L'Imagerie par Résonance Magnétique Nucléaire (IRM)

L'Imagerie par Résonance Magnétique Nucléaire (IRM) repose sur les propriétés magnétiques de la matière. En deux mots, une image anatomique, comme celle présentée sur la Figure 4.2a), représente en niveau de gris le temps de retour à l'équilibre du spin des protons. En effet les spins, préalablement alignés par un champ magnétique intense, sont mis hors équilibre. L'appareil d'IRM évalue alors en chaque point de l'image le temps mis pour revenir à l'équilibre. Puisque ce temps varie en fonction du tissu dans lequel se trouvent les protons (eau, matière blanche, matière grise, graisse, muscle...), il constitue la signature du pixel imagé.

Il s'agit de la technique reine d'imagerie du cerveau : elle permet typiquement d'obtenir en une seconde des images 3D de la tête avec une résolution d'environ 1mm^3 [4.1]. De plus, elle offre un contraste excellent et inégalé, comme l'illustre la coupe sagittale de tête présentée sur la Figure 4.2 (a). Une image anatomique 3D, en niveaux de gris, du cerveau est donnée sur la Figure 4.2(b), sur laquelle a été superposée en niveau de couleur l'activité du cerveau correspondant à un mouvement de la main droite. Notons que s'il faut une seconde pour acquérir une image 3D de la tête, il faut également environ une seconde pour acquérir une simple coupe, en raison des séquences d'acquisition utilisées. L'IRM reste cependant très onéreuse, le prix d'achat variant de 15 à 20 MF pour des dépenses d'entretien non négligeables.



Figure 4.2. (a) Coupe sagittale d'une tête par IRM (Prof. Cabanis in Imagerie du corps humain, PCEM1) et (b) IRM fonctionnelle : activation de la main droite (D. le Bihan, SHFJ, Orsay).

b) La radiographie et le scanner X

La radiographie réalise une image en transmission des tissus. Un faisceau homogène de rayons X est plus ou moins atténué en fonction de la densité des tissus traversés. Dans une radiographie classique, les parties absorbées du faisceau, qui ont traversé des tissus denses, n'impriment pas le film radiographique et le laissent transparent, tandis que les parties non absorbées noircissent le film. Le scanner X, reconstitution 3D de données radiographiques, a connu des progrès considérables ces dernières décennies. Il permet typiquement d'obtenir en une demi-seconde une coupe de tête avec une résolution de l'ordre du mm^2 . L'injection de produit de contraste permet de visualiser avec une grande précision la vascularisation d'une région anatomique, comme le montre la Figure 4.3(a). Cela ne donne néanmoins pas accès au débit sanguin et ne permet donc pas d'obtenir d'images fonctionnelles. Comme tout examen radiologique, le scanner X implique une certaine irradiation au patient, ce qui en interdit l'usage chez l'enfant et en limite l'utilisation répétée chez l'adulte. Toutefois, l'utilisation de chambres proportionnelles multifils, inventées par G. Charpak, pourrait dans un avenir proche permettre de diminuer les doses nécessaires^[4.1]. Le coût d'un appareil varie entre 5 et 8MF. Des développements récents permettent de superposer des images IRM et radiologique afin d'imager toutes les structures du cerveau [Figure 4.3(b)]. Les autres types d'imagerie présentent peu d'intérêt en imagerie anatomique et seront détaillés en imagerie fonctionnelle.

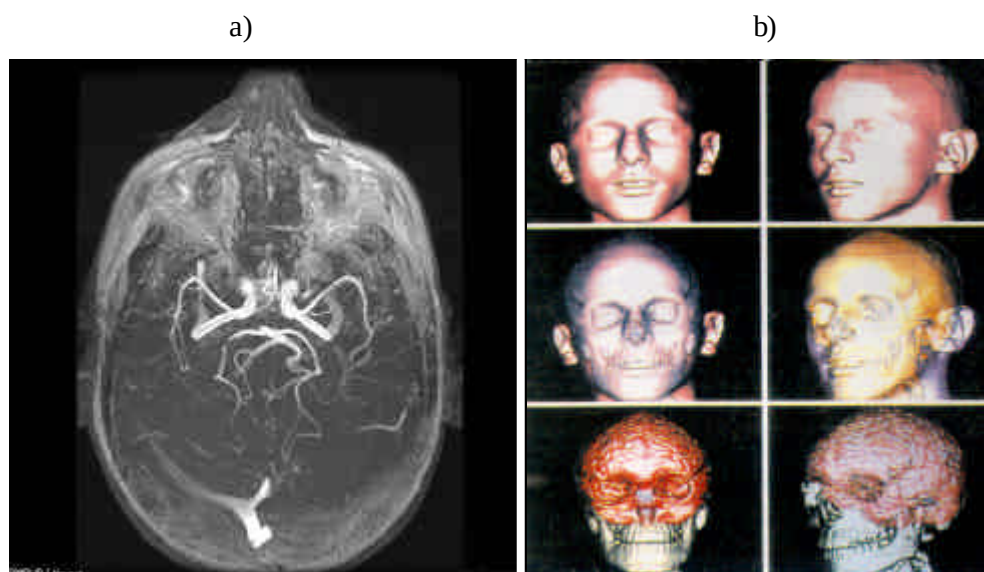


Figure 4.3. (a) Angiographie radiographique. L'agent de contraste injecté dans le sang apparaît en blanc. (J.Harmak, BMRI). (b) Superposition d'images IRM du cerveau et de scanner X pour les os (Prof. Cabanis in Imagerie du corps humain, PCEM1).

4.1.2.2. Imagerie fonctionnelle

a) L'Imagerie par Résonance Magnétique fonctionnelle

A nouveau, l'Imagerie par Résonance Magnétique s'impose comme une référence sous l'appellation d'IRMf (f pour fonctionnelle). La résolution d'une IRMf dernière génération est supérieure à 1mm^3 (plus exactement $1.5 \times 1.5 \times 4\text{mm}^3$ ^[4.3]). Tout comme en imagerie anatomique, le

temps d'acquisition d'une coupe ou d'un volume d'une tête est le même : environ 1s. Un exemple est donné sur Figure 4.2(b), où l'activité du cerveau correspondant à un mouvement de la main droite a été représentée en niveau de couleur. Elle a été superposée à une image anatomique. L'imagerie fonctionnelle du cerveau par IRM repose sur la propriété suivante : lorsqu'une zone du cerveau est activée, le débit sanguin dans les capillaires augmente (typiquement de 10 à 40%). Parce que les mesures de débit sont effectuées de façon indirecte, le signal IRM correspondant n'augmente que de 1 à 5%, ce qui rend la mesure relativement délicate. Il existe principalement trois autres systèmes d'imagerie fonctionnelle du cerveau : la magnétoencéphalographie (MEG), l'électroencéphalographie (EEG) et la scintigraphie.

b) la magnétoencéphalographie (MEG) et l'électroencéphalographie (EEG)

La MEG et l'EEG localisent respectivement les sources de champs magnétiques et électriques dues aux activations neuronales dans le cerveau. Ces techniques sont totalement inoffensives et permettent d'obtenir une imagerie temps réel (elles permettent d'atteindre une résolution temporelle inégalée de l'ordre de la milliseconde), mais la résolution spatiale de ces appareils reste faible : de l'ordre du centimètre pour l'EEG et jusqu'à un millimètre pour la MEG^[4.4], mais seulement pour les sillons corticaux en périphérie de la tête : la résolution se détériore rapidement dans les parties plus profondes du cerveau.

On préférera donc l'EEG pour les parties profondes et la MEG pour les parties périphériques. Ces deux techniques sont fondamentalement complémentaires. Le principal inconvénient de ces techniques est qu'elles ne permettent pas d'obtenir d'images anatomiques. Les images finales sont donc superposées à des images IRM pour une meilleure lisibilité. La Figure 4.4 montre un exemple d'imagerie des zones cérébrales responsables du mouvement des doigts. Les informations de localisation issues de la topographie brute du champ magnétique (a) sont projetées sur une coupe IRM (b) : le petit doigt apparaît en rose, le majeur en violet, l'index en vert et le pouce en jaune.

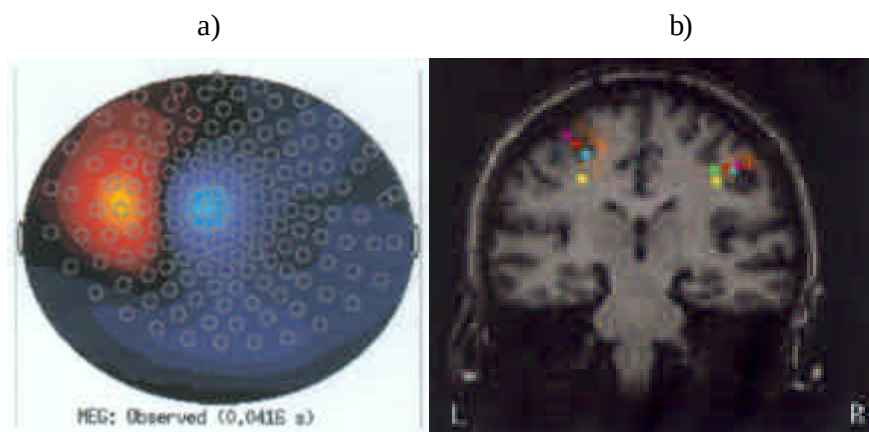


Figure 4.4. Imagerie des zones cérébrales responsables du mouvement des doigts. (a) topographie du champ magnétique brut, (b) projection sur une coupe IRM (un point par doigt : petit doigt en rose, majeur en violet, index en vert et pouce en jaune) (L. Garnero, 'Les bases physiques et physiologiques de la Magnétoencéphalographie et de l'Electroencéphalographie', Ecole pratique MEG/EEG, juin 2001.)

c) La scintigraphie

Pour effectuer une scintigraphie, un traceur radioactif se fixant préférentiellement sur un organe ou un tissu pathologique (une tumeur) est injecté au patient. L'organe ou la tumeur est alors imagé en détectant la radioactivité issue de la désintégration progressive du traceur. Il s'agit d'une méthode particulièrement efficace pour détecter des tumeurs. La scintigraphie permet d'obtenir une résolution de l'ordre de 5 mm^[4.2]. Une minute est nécessaire pour imager une tête. Elle permet d'obtenir des images anatomiques ou fonctionnelles. La Figure 4.5 présente une application particulière à la détection d'une tumeur cérébrale : la tumeur est mise en évidence par un traceur radioactif. L'image correspondante est superposée (a) à une image scintigraphique de la tête réalisée avec un autre traceur ou (b) à une image IRM.

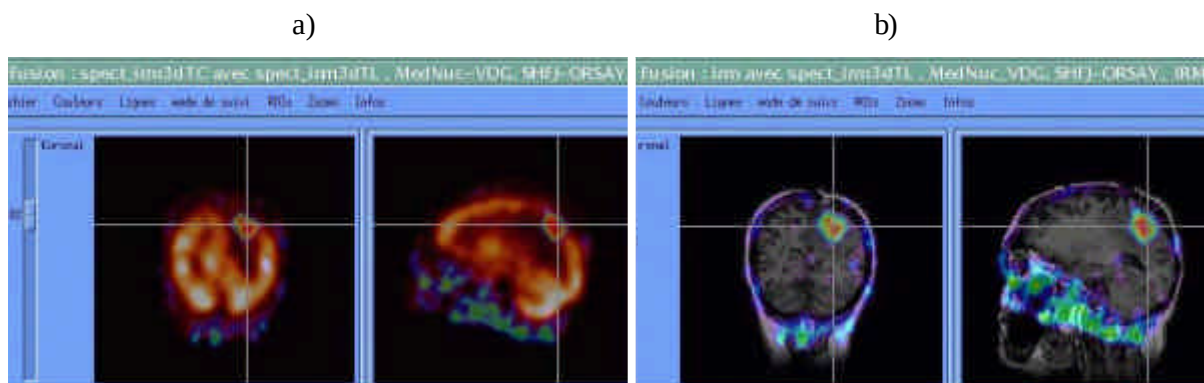


Figure 4.5. L'image scintigraphique d'une tumeur superposée (a) à une image scintigraphique de la tête réalisée avec un autre traceur et (b) à une image IRM. (site internet du SHFJ, Orsay)

Il ne faut toutefois pas oublier que tout examen scintigraphique nécessite l'injection d'un traceur radioactif, ce qui implique une irradiation inévitable du sujet^[4.2]. Bien que de plus en plus faible en raison de la sensibilité toujours croissante des détecteurs, cette irradiation reste non négligeable.

4.1.2.3. Conclusion

Le Tableau 4.1. récapitule les caractéristiques des différentes méthodes d'imagerie de l'encéphale.

	Résolution de l'image	Coût d'achat	Coût de maintenance	Innocuité	Imagerie fonctionnelle	Invention
Scanner	1mm	5 MF	Faible	Non	Non	1972
IRM	1mm	20 MF	Fort	Oui	Oui	1980
Scintigraphie	5mm	5 à 20 MF	Fort	Non	Oui	1960
EEG	1cm	1MF	Faible	Oui	Oui, mais pas anatomique	1929 (premier EEG)
MEG	1mm (périphérie) à 1cm	10MF	Fort	Oui	Oui, mais pas anatomique	1970
Ultrasons	1mm (nouveau né)	1 MF	Faible	Oui	Pas encore...	1982 (doppler transcranien)

Tableau 4.1. Tableau récapitulatif des différents types d'imagerie de l'encéphale.

En imagerie anatomique, un échographe haute résolution du cerveau serait complémentaire des appareils d'IRM et des scanners X pour un coût bien moindre. Pour environ un million de francs, il serait possible de réaliser des images du cerveau temps réel avec une résolution typique d'un millimètre. De plus, la possibilité d'imager les écoulements sanguins par effet Doppler aurait deux applications principales : d'une part le suivi, voire la prévention, des accidents vasculaires cérébraux (AVC), d'autre part l'imagerie fonctionnelle du cerveau. En effet, lorsqu'une zone du cerveau est activée, le débit sanguin augmente de façon non négligeable (10 à 40%). Cela implique une augmentation du signal Doppler dans les mêmes proportions : il devrait donc être possible d'obtenir des images fonctionnelles temps réel avec une résolution d'un millimètre, ce qui allie les avantages de l'EEG, du MEG, et de l'IRM. Par contre, le contraste serait moins bon que pour une IRM, et les images seraient dans un premier temps limitées à des coupes.

Une imagerie échographique du cerveau serait donc un complément intéressant aux autres techniques. Il nous reste maintenant à montrer qu'il est effectivement possible de focaliser avec une bonne résolution un faisceau ultrasonore à travers une boîte crânienne.

4.2. Optimisation de la focalisation en émission à travers un demi-crâne

4.2.1. Dispositif expérimental

Un demi-crâne humain est intercalé entre le réseau de transducteurs et l'ensemble de points de contrôle. L'expérience est totalement immergée dans l'eau. La Figure 4.6 en donne une vue synthétique.

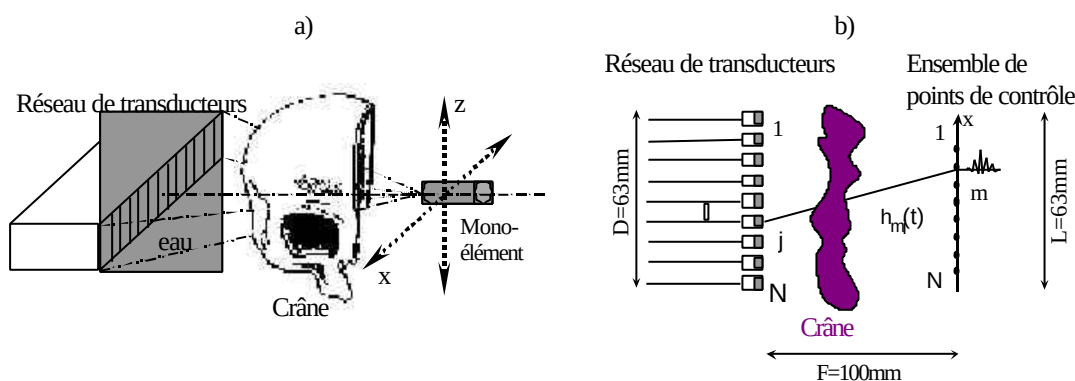


Figure 4.6 Dispositif expérimental typique, (a) vue 3D de l'expérience (b) schématisation : vue de dessus.

4.2.2. Il existe une solution à la focalisation ultrasonore intracrânienne

Fidèles à notre protocole, nous avons dans un premier temps acquis l'opérateur de propagation $\{h_{mj}(t)\}$, et avons décomposé en valeurs singulières les différentes matrices fréquentielles $\mathbf{H}(\omega)$. La distribution spatio-fréquentielle des valeurs singulières est présentée sur la Figure 4.7 (b). Elle est comparée à celle obtenue dans l'eau, après avoir enlevé le bloc absorbant [Figure 4.7(a)]. L'effet du

crâne se retrouve dans cette distribution : comme dans le cas de l'ureol® étudié au chapitre précédent, à chaque fréquence, la chute des valeurs singulières est bien plus brutale que dans le cas de l'eau. De plus, au-delà de 2MHz, les signaux sont très fortement absorbés, comme observé par Fry et al^[4.5] : il existe un véritable effet de coupure dû au fait que la partie poreuse absorbante du crâne (la diploé) possède des structures sphériques de l'ordre du millimètre correspondant dans l'os à une fréquence d'environ 2 à 3MHz.

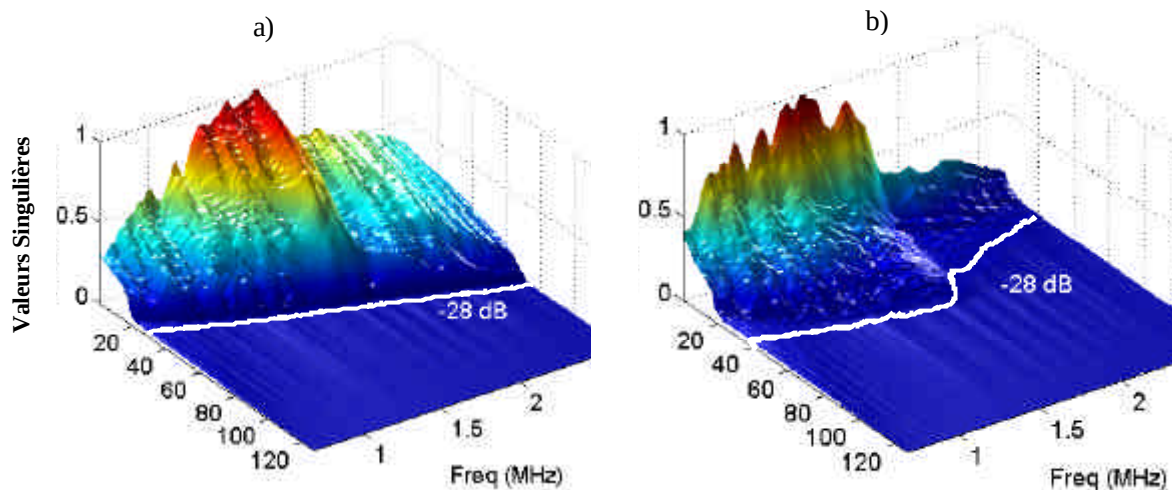


Figure 4.7. Distribution spatio-fréquentielle des valeurs singulières obtenue (a) dans l'eau et (b) à travers le demi-crâne.

Le seuil de coupure a ici été fixé à -28dB . Il reste alors à définir un objectif. Notre but est de montrer qu'il est possible de réaliser des images échographiques du cerveau avec la même qualité qu'en échographie classique des tissus mous. Nous avons donc tout d'abord cherché à évaluer le type de focalisation que nous pouvons obtenir dans l'eau : avant introduction du crâne, nous avons effectué une focalisation dans l'eau au centre du plan de contrôle à l'aide d'une loi cylindrique, présentée sur la Figure 4.9(a). Le résultat de la focalisation est présenté sur la Figure 4.8 : en chaque position de l'hydrophone de long de l'axe x , le signal temporel reçu est enregistré. Ce Bscan a précisément été choisis comme objectif $\{f(t)\}$: il est en effet inutile de chercher à faire mieux puisqu'il correspond à la focalisation optimale réalisable par un échographe standard fonctionnant à cette fréquence centrale.

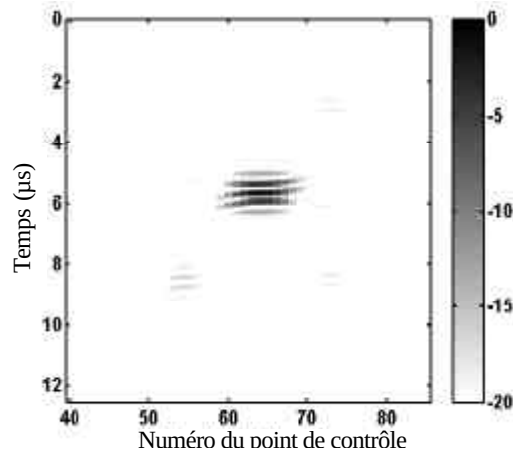


Figure 4.8. Bscan obtenu dans le plan de contrôle par focalisation dans l'eau = objectif $\{f(t)\}$ choisit pour le filtre inverse.

Le vecteur d'émission correspondant à l'objectif choisi a alors été calculé. Il est présenté en niveau de gris avec une échelle logarithmique sur la Figure 4.9(b) en parallèle avec la loi cylindrique (a) utilisée par les échographes standards. Alors que le même signal est émis sur toutes les voies d'un échographe standard, la solution proposée par le filtre inverse impose d'émettre un signal temporel complexe différent sur chacune des voies, ce qui souligne l'intérêt de disposer d'une électronique d'émission-réception composée de voies indépendantes totalement programmables, telle que celle dont nous disposons au laboratoire.

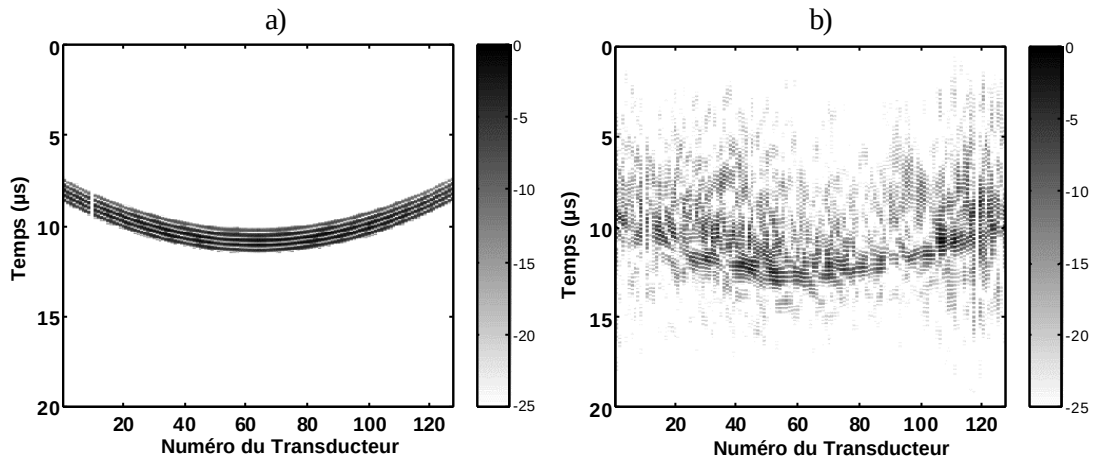


Figure 4.9. Vecteur d'émission en échelle logarithmique correspondant (a) à une focalisation cylindrique utilisée par un échographe standard et (b) calculé par filtre inverse.

Bien entendu, il reste à émettre le front d'onde calculé par filtre inverse et à vérifier si l'objectif a pu être atteint. Les résultats des différentes techniques de focalisation sont regroupés sur la Figure 4.10.

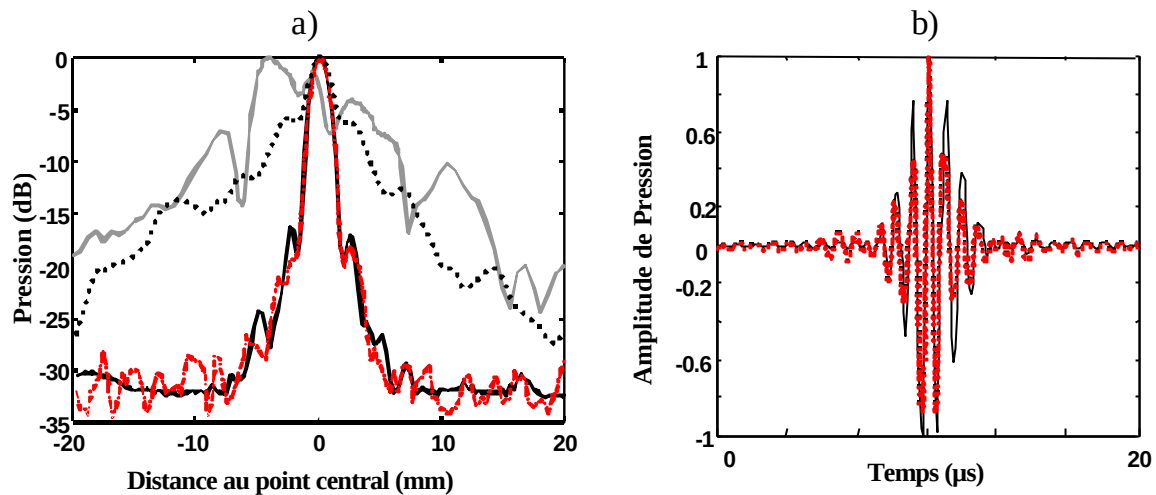


Figure 4.10. (a) Focalisation latérale obtenue par loi cylindrique dans l'eau (référence) (traits pleins noirs), par loi cylindrique (traits pleins gris), retournement temporel (pointillés noirs) et filtre inverse (tirets-points rouges) à travers le crâne et (b) focalisation axiale obtenue par loi cylindrique dans l'eau (référence) (traits pleins noirs) et filtre inverse (tirets-points rouges) à travers le crâne.

Rappelons que pour servir de référence, une première expérience avait été effectuée dans l'eau, sans le crâne, correspondant à la focalisation optimale réalisée par un échographe standard dans un cas idéal. Le front d'onde de la Figure 4.9(a) est émis et en chaque position de l'hydrophone le long de l'axe x , la pression est mesurée pour évaluer la qualité de la focalisation ; cette pression correspond au maximum du signal temporel représenté sur la Figure 4.8. Le diagramme de pression correspondant est tracé en traits pleins noirs sur la Figure 4.10a). Ce diagramme permet d'évaluer les propriétés de l'image future : la résolution correspond à la largeur à -6dB (environ 1mm dans ce cas) et le contraste correspond au niveau de pression loin du point visé (environ 30dB).

La courbe grise correspond à cette même émission mais en présence du crâne : elle correspond au résultat de la focalisation d'un échographe standard à travers un crâne. Le maximum de pression n'est pas au point visé et la résolution à -6dB est maintenant d'environ 2cm , ce qui met en évidence l'impossibilité actuelle des échographes à imager le cerveau.

La focalisation obtenue par émission des signaux calculés par filtrage inverse est présentée en tirets-points rouges : le résultat est de façon surprenante aussi bon que dans l'eau pour un échographe standard : l'effet défocalisant du crâne a été parfaitement corrigé, aussi bien au niveau de la focalisation spatiale (Figure 4.10a) qu'au niveau de la focalisation temporelle (Figure 4.10b). A titre de comparaison, nous avons également présenté le résultat d'une expérience de retournement temporel dans les mêmes conditions expérimentales (en pointillés sur la Figure 4.10a). Nous voyons que lorsque les aberrations de phase induites par le crâne sont corrigées, ce que fait parfaitement le retournement temporel, le maximum de pression se trouve bien sur le point visé mais la tache focale est très large : en raison de l'atténuation de certaines parties du front d'onde, seule une fraction de la barrette est effectivement utilisée. En reprenant le vocabulaire introduit dans le chapitre 3, l'ouverture effective de la barrette est diminuée par la présence du crâne, comme l'illustre la Figure 4.11.

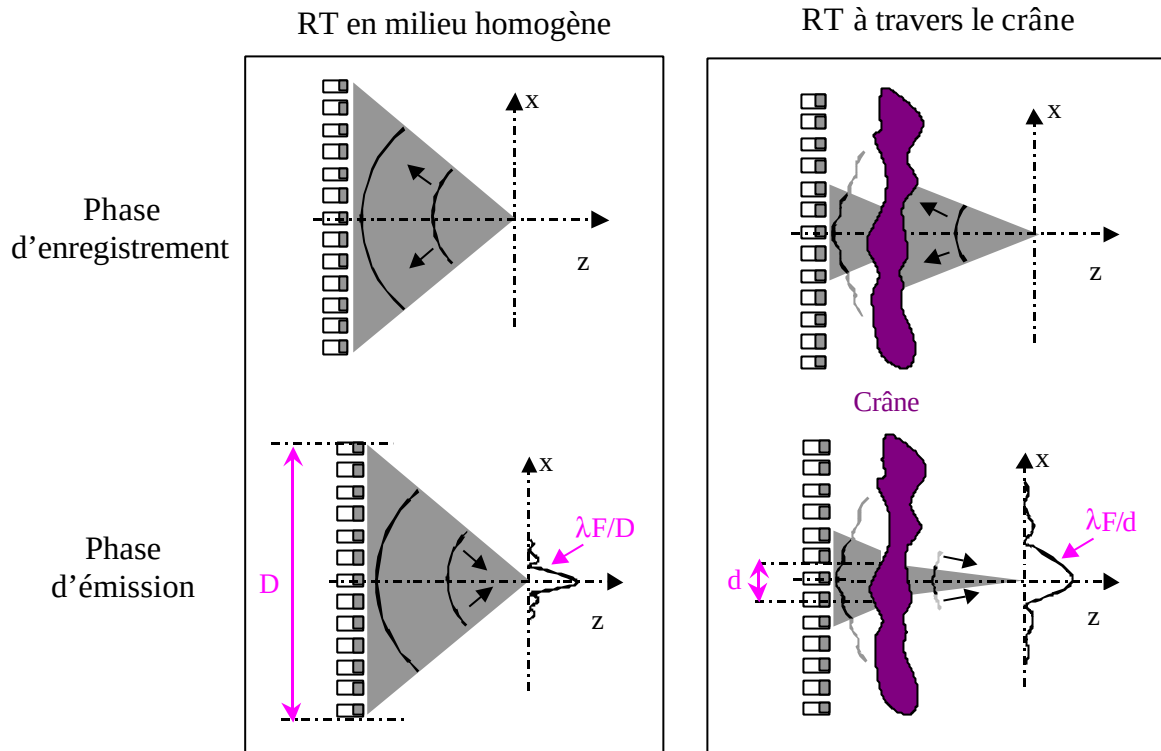


Figure 4.11 Diminution de l'ouverture effective par retournement temporel à travers le crâne.

Nous voyons que la qualité de la focalisation latérale obtenue varie énormément d'une technique à l'autre. En fait, ces techniques présentent également d'autres différences, fondamentales, qu'il est important de détailler.

4.3. Comparaison des différentes techniques de focalisation

4.3.1. Interférences au point focal

Nous nous intéressons ici plus précisément aux signaux qui interfèrent au point focal. L'hydrophone est donc placé au point de contrôle central, en $x=0$, et enregistre la pression reçue au cours du temps quand les signaux correspondants aux trois techniques de focalisation sont émis.

La Figure 4.12 présente les résultats obtenus par focalisation cylindrique. Sur la figure a), nous avons représenté côte à côte les signaux temporels reçus au foyer lorsque chacun des 128 éléments de la barrette tire successivement. Lorsque seul l'élément i de la barrette émet son signal, la pression correspondante est tracée en fonction du temps sur la colonne i de la figure. Nous voyons que les différents signaux n'arrivent pas en phase, et qu'ils n'ont pas la même amplitude. Cela est dû aux aberrations de phase et d'amplitude maintenant bien connue, induites par le crâne. Sur la figure b), nous avons sommé les 128 signaux précédents pour reproduire l'effet d'interférence observé au foyer lorsque tous les éléments tirent simultanément. Nous observons bien quelques arches de sinusoïde.

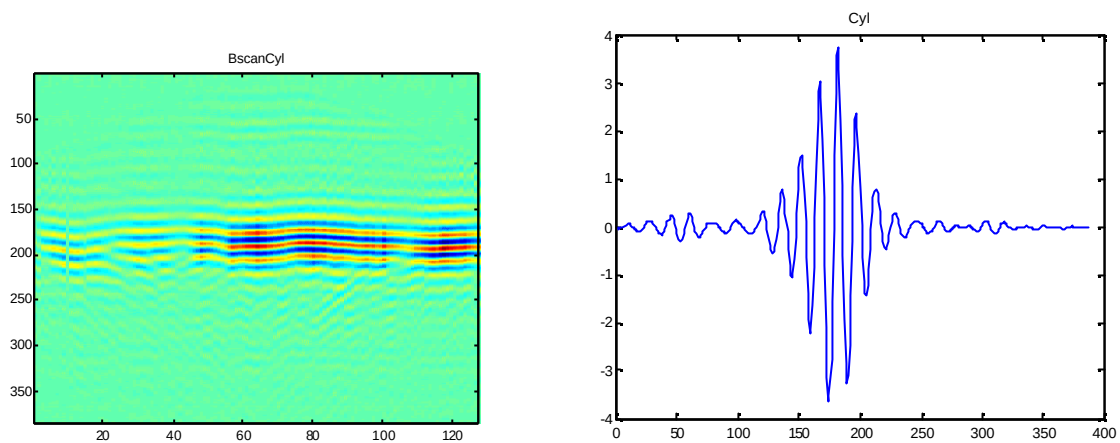


Figure 4.12. Signaux reçus au point focal après focalisation par une loi cylindrique : a) chaque élément de la barrette tire successivement b) résultat de la sommation de tous les signaux.

La même expérience a été réalisée en focalisant par retournement temporel. Cette fois, les signaux arrivent parfaitement en phase au foyer [Figure 4.13a)] et interfèrent constructivement [Figure 4.17b)]. Par contre, l'amplitude fluctue d'un signal à l'autre. En comparaison avec la focalisation cylindrique, nous pouvons constater que la modulation d'amplitude est deux fois plus importante: lors d'une telle expérience, les signaux subissent deux traversées du crâne. On peut donc supposer que pour améliorer encore la qualité de la focalisation, il faut également compenser l'amplitude, afin que les signaux arrivent au foyer avec la même phase et la même amplitude pour interférer parfaitement constructivement. Puisque le filtre inverse permet d'obtenir une focalisation optimum, on est en droit de supposer qu'il s'agit de la solution qu'il propose.

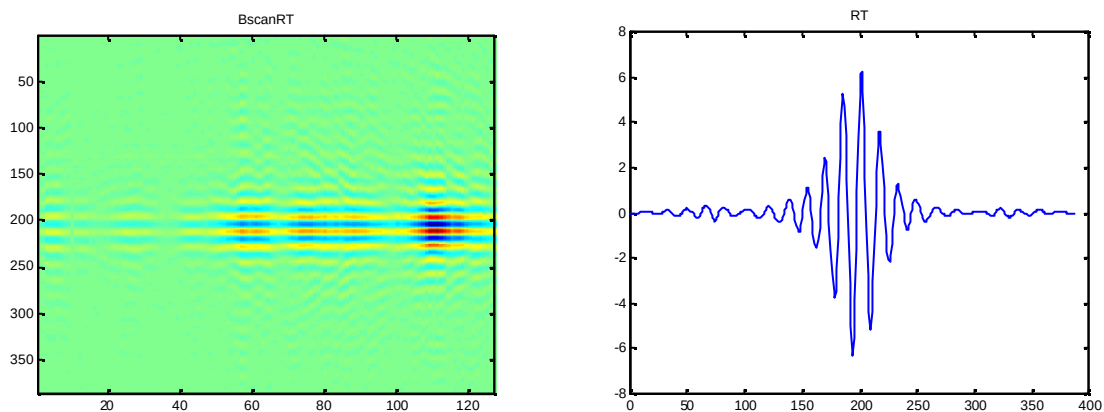


Figure 4.13. Signaux reçus au point focal après focalisation par retournement temporel : a) chaque élément de la barrette tire successivement b) résultat de la sommation de tous les signaux.

Le résultat obtenu par filtre inverse est donné sur la Figure 4.14. De façon surprenante, les signaux n'arrivent absolument pas en phase [Figure 4.14a)]. Ils n'ont d'ailleurs pas non plus la même amplitude. Pourtant, il s'agit bien du résultat de la focalisation optimale par filtre inverse. Pour s'en convaincre, il suffit de regarder le résultat de la sommation de tous ces signaux, présentés sur la Figure 4.14: bien que chaque signal paraisse très long temporellement, on retrouve bien quelques arches de

sinusoïde, comme dans les cas précédents. En fait, le filtre inverse tente de réaliser un objectif. Ainsi, non seulement il doit viser un point précis, mais il doit également assurer un niveau de pression très faible en dehors de ce point. Il lui faut donc assurer des interférences parfaitement destructives en dehors du point focal.

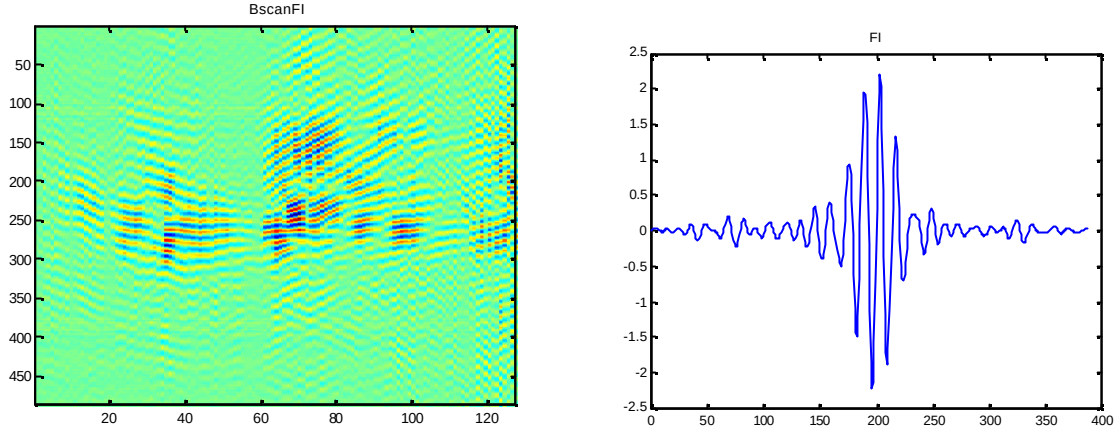


Figure 4.14. Signaux reçus au point focal après focalisation par filtre inverse : a) chaque élément de la barrette tire successivement b) résultat de la sommation de tous les signaux.

La solution présentée est un compromis: la valeur absolue de la pression au foyer est faible, mais sa valeur relative par rapport aux points éloignés de la cible correspond à la valeur fixée par l'objectif. De cette manière, le filtre inverse parvient à réaliser une solution très proche du gabarit imposé.

4.3.2. Sensibilité des différentes techniques

Il est intéressant de quantifier la capacité de la technique de focalisation à concentrer les faisceaux au foyer. Pour cela, nous avons calculé le rapport r du maximum de pression mesuré au foyer sur la racine carrée de l'énergie totale envoyée par la barrette :

$$r = \frac{\max(P(t))}{\sqrt{\frac{1}{T} \sum_{i=1}^{128} \int_0^T (e_i(t))^2 dt}} \quad \text{Eq. 4.1}$$

Où $e_i(t)$ représente le signal temporel émis par le transducteur i de la barrette.

Nous avons obtenu pour la loi cylindrique $r_{\text{Cyl}}=0,066$, pour le retournement temporel $r_{\text{RT}}=0,141$ et pour le filtre inverse $r_{\text{FI}}=0,081$. Nous constatons bien que ce rapport a été optimisé pour le retournement temporel: il réalise bien un filtre adapté. La perte par rapport à cet optimum est de 6,6dB pour la focalisation cylindrique et de 4,8dB pour le filtre inverse. En focalisation cylindrique, une importante partie de l'énergie est perdue en dehors du point focal car la focalisation est très dégradée [cf Figure 4.10a)]. Le filtre inverse de son côté favorise la qualité de la focalisation aux dépens de l'optimisation de ce rapport : par essence, le filtre inverse compense toutes les sources de dissipation dans le milieu, ce qui est énergétiquement très coûteux. On observe d'ailleurs sur la Figure 4.14a) que

les signaux sont loin de parfaitement interférer constructivement, ce qui n'optimise pas la valeur absolue de la pression au foyer. On s'attendrait donc à ce que r_{FI} soit inférieur à r_{Cyl} et très inférieure à r_{RT} . Néanmoins, si le filtre inverse délivre une puissance faible dans le plan focal, celle-ci est très concentrée sur le point focal lui-même. L'un dans l'autre, la perte n'est ainsi que de 4,8dB par rapport au retournement temporel, et le filtre inverse est plus performant que la loi cylindrique en terme de sensibilité.

Pour que l'étude de la sensibilité soit complète, il faut comparer ces résultats à celui obtenu avec la loi cylindrique dans l'eau (sans le crâne), ce qui permettra d'évaluer la perte de sensibilité due à la présence du crâne par rapport à une échographie standard de l'abdomen. Nous avons trouvé $r_{eau}=0,90$. Cela signifie une perte de 15,2dB pour le retournement temporel et de 20dB pour le filtre inverse. Puisqu'une échographie du cerveau nécessitera deux traversées du crâne (émission-réception), il faudra disposer par rapport à un échographe standard d'une électronique plus sensible de 40dB.

Bien que la solution proposée ne soit pas très intuitive, les résultats obtenus par la technique de filtrage inverse prouvent de façon indiscutable qu'il est possible de focaliser à travers la boîte crânienne avec une précision ultrasonore optimale, tout en gardant une bonne sensibilité. Il s'agit ici d'une focalisation en transmission, encore appelée focalisation en émission. Or une échographie est une image en réflexion. Nous avons donc étendu la technique de filtrage inverse à la focalisation en émission-réception.

4.4. Extension à la focalisation émission-réception

La focalisation émission-réception n'est pas un concept compliqué mais il est relativement subtil. Nous introduirons tout d'abord la focalisation en réception en la comparant à la focalisation en émission réalisée dans les paragraphes précédents. Ensuite nous synthétiserons le processus complet de focalisation en émission-réception. Enfin, nous verrons comment ce processus donne accès à la réflectivité du milieu : l'image échographique est en effet par définition une image de la réflectivité ultrasonore du milieu.

4.4.1. Focalisation en émission versus focalisation en réception

En focalisation en émission, [Figure 4.15a)], il suffit de calculer le vecteur d'émission à émettre pour concentrer l'énergie sur la cible, comme nous l'avons vu précédemment. Supposons que nous voulions focaliser en un point m_0 . Nous calculerons alors par filtre inverse un vecteur d'émission $E^{m_0}(t)$, caractérisé par les différents signaux $E^{m_0}_j(t)$, $1 \leq j \leq 128$. Le signal reçu sur la cible correspond à l'interférence de tous les signaux d'émission en ce point. C'est le cas de tous les signaux reçus dans le plan focal : en un point m ($1 \leq m \leq M$), le signal reçu $s_m(t)$ est donné par :

$$s^m(t) = \sum_{j=1}^{128} h_{mj}(t) \otimes E^{m_0}_j(t), 1 \leq m \leq M \quad \text{Eq. 4.2}$$

Où $\otimes$ est l'opérateur de convolution temporelle, et $\{h_{mj}\}(t)$ est l'opérateur caractérisant la propagation du plan de la barrette au plan focal, comme défini au chapitre 2.

En particulier, au point visé, nous avons :

$$s^{m_0}(t) = \sum_{j=1}^{128} h_{m_0j}(t) \otimes E^{m_0}_j(t) \quad \text{Eq. 4.3}$$

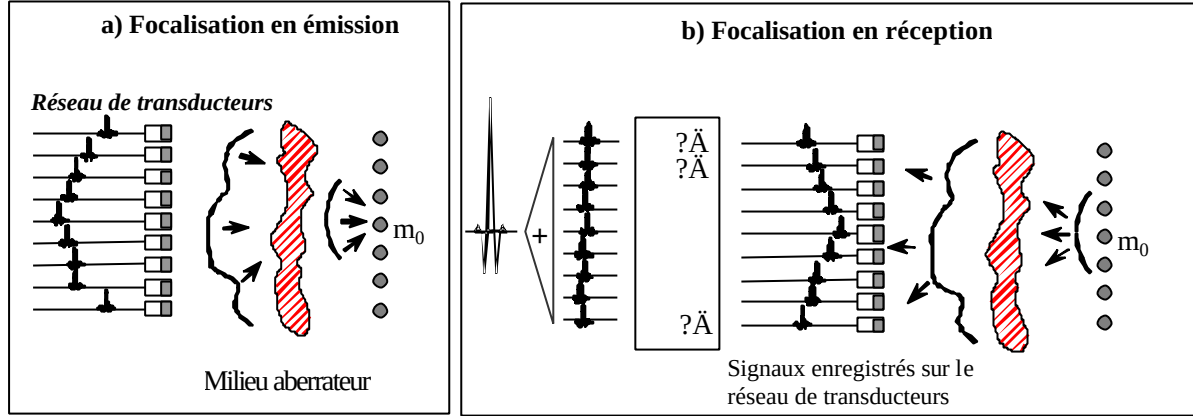


Figure 4.15. Focalisation en émission - Focalisation en réception

Nous allons maintenant étudier la focalisation en réception. Pour cela, nous allons nous placer dans un cas idéal : des sources acoustiques parfaites sont disséminées dans le milieu, aux emplacements précédents des points de contrôle. Chacune de ces sources peut émettre des impulsions de Dirac. La focalisation en réception consiste à sélectionner uniquement les signaux en provenance de la source m_0 parmi tous les signaux en provenance du milieu [Figure 4.15b)]. En focalisation par émission, l'hydrophone placé en m_0 recevait le signal $s^{m_0}(t)$. Maintenant, supposons que la source m_0 émette une impulsion. Cette impulsion correspond après traversée du milieu aberrateur à un front d'onde complexe enregistré sur le réseau de transducteurs. A partir des signaux reçus, est-il possible de retrouver $s^{m_0}(t)$: peut-on obtenir en réception l'équivalent de la focalisation en émission ?

Il est clair qu'ici les signaux n'interfèrent plus physiquement puisqu'ils sont enregistrés sur des voies électroniques différentes. Notre focalisation en réception devra donc nécessairement comporter une étape de sommation. Nous allons maintenant rechercher ce qu'il convient de mettre dans la boîte noire qui précède le sommateur de la Figure 4.15. Comme dans la phase aller [Eq. 4.2], on peut supposer qu'il existera au moins une étape de convolution. Puisque dans ce cas idéal une impulsion de Dirac a été émise par la source m_0 , le signal reçu par l'élément j de la barrette n'est autre que $h_{jm_0}(t)$. Après convolution de ces signaux par des signaux inconnus $x_j(t)$ $1 \leq j \leq 128$, et après sommation, nous voulons retrouver le signal $s^{m_0}(t)$. Nous voulons donc avoir :

$$s_{m_0}(t) = \sum_{j=1}^{128} h_{jm_0}(t) \otimes x_j(t) \quad \text{Eq. 4.4}$$

Par réciprocité spatiale, nous avons $h_{j m_0} = h_{m_0 j}$ quel que soit j . Nous recherchons donc $x_j(t)$, 1£j£128 tel que :

$$s^{m_0}(t) = \sum_{j=1}^{128} h_{m_0 j}(t) \otimes x_j(t) \quad \text{Eq. 4.5}$$

Par simple analogie avec l'Eq. 4.3, nous en déduisons que $x_j(t) = E^{m_0}_j(t)$, 1£j£128 : pour réaliser une focalisation en réception afin de sélectionner les signaux provenant du point m_0 , il faut donc convoluer les signaux reçus par le vecteur d'émission $E^{m_0}(t)$ permettant de focaliser en m_0 . Ensuite, le résultat de la convolution est sommé ligne à ligne pour donner le signal final.

4.4.2. Processus complet de focalisation en émission-réception

Nous pouvons maintenant décrire le processus complet de focalisation en émission-réception, résumé sur la Figure 4.16.

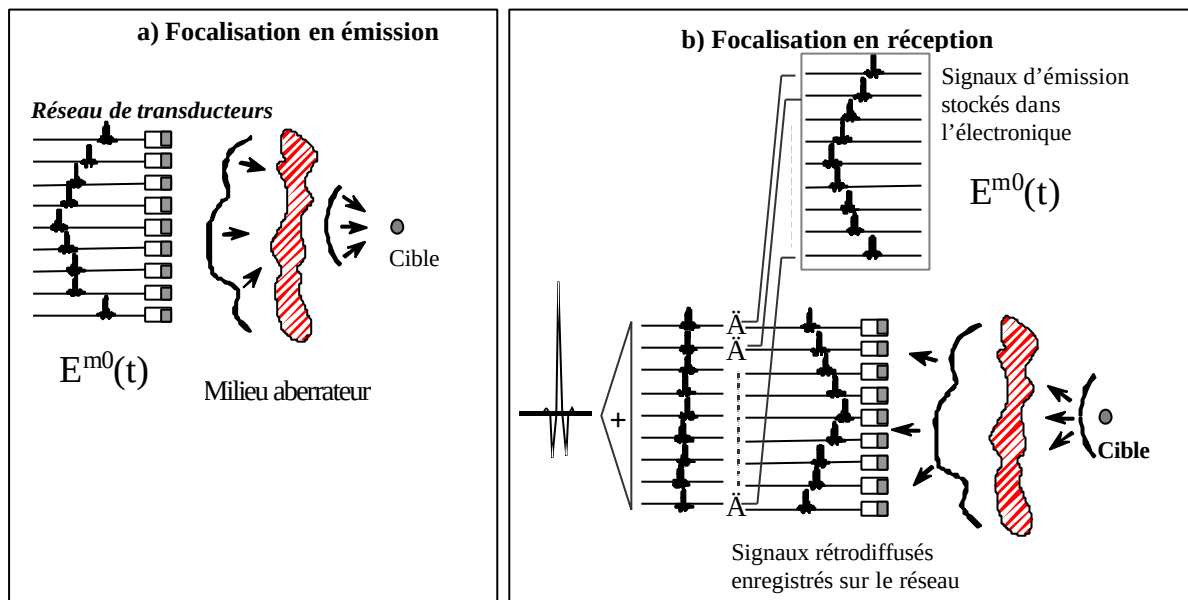


Figure 4.16. Principe de la focalisation en émission/réception

Imager précisément une cible comporte deux étapes. Dans un premier temps, la cible est insonifiée par émission d'un front d'onde focalisé : $E^{m_0}(t)$: il s'agit du vecteur d'émission calculé par filtre inverse [Figure 4.16a)]. Grâce à cette étape, tous les réflecteurs situés en dehors de la cible reçoivent peu d'énergie : les signaux qu'ils retrodiffuseront seront faibles. Ensuite, les signaux rétrodiffusés par le milieu sont convolués par ces mêmes signaux d'émission, $E^{m_0}(t)$, afin de sélectionner les signaux provenant de la cible choisie : les effets des deux focalisations s'ajoutent pour isoler la cible de son environnement. Le principe de la focalisation en émission/réception par filtre inverse ainsi exposé rejoint celui de la focalisation en émission/réception par retournement temporel développé par C. Dorme dans sa thèse^{[4.6],[4.7]} : dans les deux cas, pour focaliser en réception, il suffit de convoluer les signaux reçus par les signaux qui ont permis de réaliser la focalisation en émission.

4.4.3. L'échographie : une image de réflectivité

L'image échographique est par définition une image de réflectivité. Nous allons montrer qu'effectuer une focalisation en émission/réception permet bien d'avoir accès à la réflectivité du milieu. La Figure 4.17 schématise matriciellement le processus entier de formation d'un pixel de l'image correspondant au point de contrôle m_0 . Ce processus comporte deux phases parfaitement symétriques : l'émission et la réception. Dans un premier temps, les signaux d'émission $E^{m0}(t)$ émis par la barrette échographique donnent naissance après propagation dans le milieu aux signaux $F(t)$ dans le plan focal. L'opération de propagation correspond à une convolution par la matrice de propagation H . Ensuite, dans le plan focal, les signaux $S(t)$ sont convolués par la réflectivité $r(t)$ du milieu, conduisant aux signaux réfléchis $R(t)$. Ces signaux sont alors rétrodiffusés vers la barrette par propagation retour dans le milieu. En raison de la réciprocité du milieu, nous avons vu que cette opération de propagation correspondait à une convolution par la transposée de la matrice de propagation H . La barrette reçoit finalement les signaux $RF(t)$. Le pixel final est obtenu après ce que l'on appelle la formation de voie : il s'agit de la focalisation en émission.

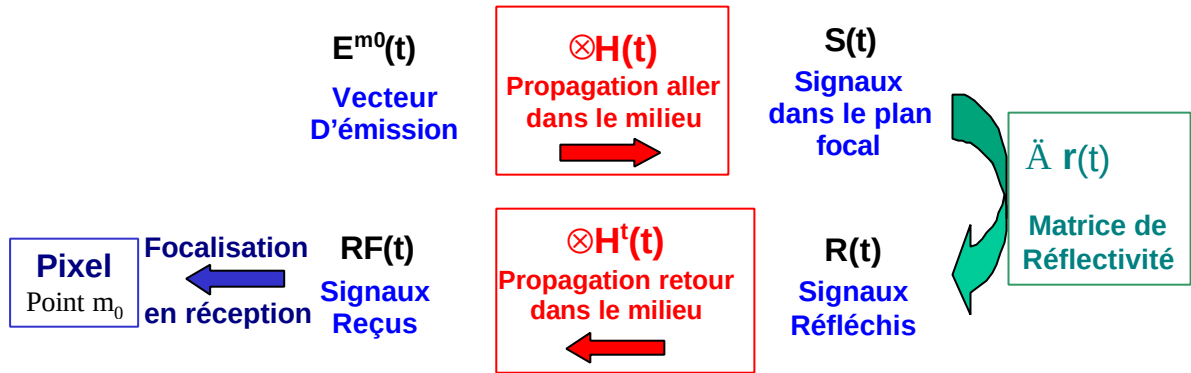


Figure 4.17. Schématisation de la formation d'image par un échographe

Réinterprétons le processus avec le formalisme matriciel développé au chapitre 2. Pour simplifier, nous ferons un raisonnement monochromatique à la pulsation ω . Nous cherchons à exprimer le signal $P(\omega)$ du pixel. $P^{m0}(t)$, issu de la focalisation en réception, est issu, nous l'avons vu, de la convolution de $RF(t)$ par $E^{m0}(t)$:

$$P^{m0}(t) = \sum_{j=1}^{128} E^{m0}_j(t) \otimes RF_j(t) \quad \text{Eq. 4.6}$$

Dans l'espace de Fourier, cette expression s'écrit plus simplement à l'aide des vecteurs $E^{m0}(\omega)$ et $RF(\omega)$:

$$P^{m0}(\omega) = {}^t E^{m0}(\omega) RF(\omega) \quad \text{Eq. 4.7}$$

Les signaux $RF(\omega)$ résultent de la propagation dans le sens retour des signaux réfléchis $R(\omega)$. Or, grâce à la réciprocité spatiale, la matrice de propagation du plan focal au plan de la barrette n'est autre que H . Les signaux $RF(\omega)$ valent donc :

$$R_F(w) = {}^t H(w) R(w) \quad \text{Eq. 4.8}$$

Les signaux réfléchis dans le plan focal sont liés aux signaux émis dans le plan focal $S(\omega)$ par la matrice de réflectivité $r(\omega)$:

$$R(w) = r(w)S(w) = \begin{bmatrix} r_1(w) & 0 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ 0 & \ddots & 0 & & & \vdots \\ \vdots & 0 & r_{m_0}(w) & & & \vdots \\ \vdots & & & r_{m_0+1}(w) & & \vdots \\ \vdots & & & & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & \dots & \dots & \dots & r_N(w) \end{bmatrix} S(w) \quad \text{Eq. 4.9}$$

La matrice de réflectivité est une matrice diagonale contenant les coefficients de réflectivité des N points situés aux emplacements des points de contrôle.

La boucle est bouclée lorsque l'on remarque que les signaux $S(\omega)$ sont issus de la propagation dans la matrice H du vecteur d'émission $E^{m_0}(\omega)$:

$$S(w) = H(w)E^{m_0}(w) \quad \text{Eq. 4.10}$$

Par transitivité des équations 4.6 à 4.9 on obtient l'expression du pixel $P^{m_0}(\omega)$:

$$P^{m_0}(w) = {}^t E^{m_0}(w) {}^t H(w) r(w) H(w) E^{m_0}(w) \quad \text{Eq. 4.11}$$

Nous voyons que cette expression est totalement symétrique autour de la matrice de réflectivité.

Nous sommes maintenant proche du but. $E^{m_0}(\omega)$ a été calculé à partir d'un objectif : par soucis de simplicité, donnons-nous comme objectif une impulsion Dirac centrée en m_0 : seule la composante m_0 est non nulle : $F_{m_0}(\omega) = [0 \dots 0 \ 1 \ 0 \dots 0]$. Le vecteur d'émission correspondant est donné par :

$$E_{m_0}(w) = \hat{H}^{-1}(w) F_{m_0}(w) \quad \text{Eq. 4.12}$$

Où $\hat{H}^{-1}(w)$ est la matrice de propagation inverse régularisée. L'expression du pixel $P^{m_0}(\omega)$ devient :

$$P^{m_0}(w) = {}^t F^{m_0}(w) {}^t (\hat{H}^{-1}(w)) {}^t H(w) r(w) H(w) \hat{H}^{-1}(w) F^{m_0}(w) \quad \text{Eq. 4.13}$$

En regroupant les termes, on obtient :

$$P^{m_0}(w) = {}^t F^{m_0}(w) {}^t (H(w) \hat{H}^{-1}(w)) r(w) (H(w) \hat{H}^{-1}(w)) F^{m_0}(w) \quad \text{Eq. 4.14}$$

Or le produit $\hat{I} = H(w) \hat{H}^{-1}(w)$ est très proche de la matrice unité I . Pour s'en convaincre, il suffit de tracer cette matrice $\hat{I}$: la Figure 4.18 la représente dans le cas d'une matrice H acquise

expérimentalement dans l'eau, comme étudié dans le chapitre 2). Cette matrice ne comporte pas un Dirac spatial sur chaque ligne, mais un sinus cardinal.

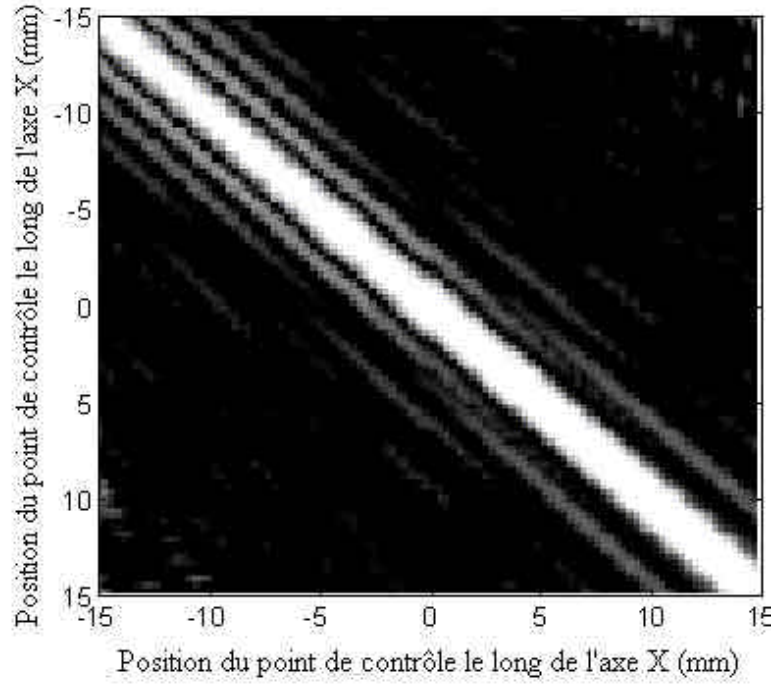


Figure 4.18. Représentation en niveau de gris de l'amplitude de la matrice de focalisation inverse $\hat{I} = H(w)\hat{H}^{-1}(w)$ déduite de la matrice H acquise expérimentalement dans l'eau.

Si l'on approxime $\hat{I} = H(w)\hat{H}^{-1}(w)$ à I , l'équation précédente se simplifie énormément :

$$P^{m0}(w) = {}^t F^{m0}(w) r(w) F^{m0}(w) \quad \text{Eq. 4.15}$$

Or, compte tenu du choix de l'objectif, $r(w)F^{m0}(w)$ se simplifie énormément :

$$r(w)F^{m0}(w) = \begin{bmatrix} r_1(w) & 0 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ 0 & \ddots & 0 & & & \vdots \\ \vdots & 0 & r_{m0}(w) & & & \vdots \\ \vdots & & & r_{m0+1}(w) & & \vdots \\ \vdots & & & & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & \dots & \dots & \dots & r_N(w) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ \vdots \\ 1 \\ \vdots \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ \vdots \\ r_{m0}(w) \\ \vdots \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} \quad \text{Eq. 4.16}$$

Nous obtenons finalement l'expression du pixel $P^{m0}(w)$:

$$P^{m0}(w) = {}^t F^{m0}(w) r(w) F^{m0}(w) = \begin{bmatrix} 0 & \dots & 1 & \dots & 0 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 0 \\ \vdots \\ r_{m0}(w) \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} = r_{m0}(w) \quad \text{Eq. 4.17}$$

Nous obtenons donc finalement exactement la réflectivité du point m_0 ! En réalité, la matrice $\hat{I}$ n'est pas égale à l'identité : chaque ligne correspond à un sinus cardinal, de sorte que la valeur du pixel correspond à la moyenne des réflectivités des points dans le plan focal pondérée par le carré d'un sinus cardinal (la matrice $\hat{I}$ intervient à l'aller et au retour).

Le protocole de focalisation par filtre inverse en émission/réception est valable quel que soit le milieu aberrateur. Il permet d'obtenir des informations locales sur la réflectivité du milieu. Nous allons maintenant l'appliquer directement au cas précis du crâne en essayant d'imager expérimentalement des fils placés derrière un demi-crâne.

4.5. Imagerie de fils derrière un demi-crâne

Les expériences d'imagerie ont eu lieu en deux temps. Dans un premier temps, la matrice de propagation H est enregistrée : conformément à la Figure 4.19, les signaux sont enregistrés dans le plan focal grâce à un monoélément translaté le long de l'axe x sur 128 points de contrôle. La matrice est alors inversée et les 128 vecteurs d'émissions permettant de focaliser sur chacun des points de contrôle sont calculés. Nous avons alors vérifié que ces focalisations étaient correctes en émettant certaines d'entre elles successivement et en mesurant la pression créée sur les points de contrôle. Une qualité de focalisation optimale, jusqu'à -30dB , a été obtenue, conformément aux résultats précédents.

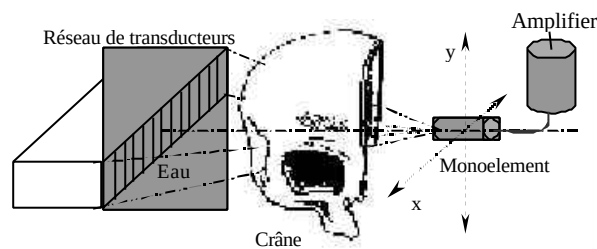


Figure 4.19. Acquisition de la matrice de propagation H .

Ensuite, le monoélément a été enlevé et remplacé par trois fils de diamètre $\lambda/2$ (i.e. $0,5\text{mm}$) parallèles à l'élévation de la barrette, disposés selon la description de la Figure 4.20 : deux fils très proches sont précisément situés sur le plan focal et un troisième fil est situé légèrement en avant.

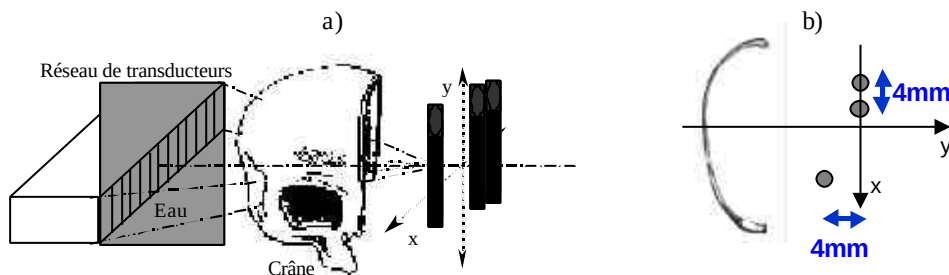


Figure 4.20. Dispositif d'imagerie : (a) vue 3D et (b) vue de dessus

Nous avons alors émis successivement les 128 vecteurs d'émission permettant de focaliser le long de l'axe x . Les signaux rétrodiffusés enregistrés sur le réseau de transducteurs ont alors été convolués par les signaux d'émission afin d'obtenir l'image finale présentée sur la Figure 4.21(a) : en

abscisse est représenté le temps, autrement dit l'axe y, et en ordonnée le numéro du point de contrôle, c'est-à-dire l'axe x. Cette image peut être comparée à celle obtenue en utilisant des lois de focalisation cylindrique [Figure 4.21(b)]. L'apport du filtre inverse est considérable.

Détaillons plus précisément comment l'image est reconstituée. Nous allons en particulier décrire comment est obtenue la ligne 40 de l'image (en ordonnée) :

- 1) le vecteur d'émission visant le point de contrôle 40 est émis.
- 2) les signaux rétrodiffusés correspondants sont enregistrés puis convolués avec le vecteur d'émission 40.
- 3) Les 128 signaux convolués sont sommés [cf Figure 4.16]
- 4) Le signal temporel correspondant est tracé sur la ligne 40 de l'image [Figure 4.21(a)]. Sur une image échographique standard, seule l'enveloppe de ce signal est représentée pour plus de visibilité.

En répétant l'opération 128 fois, on obtient finalement l'image ci-dessous.

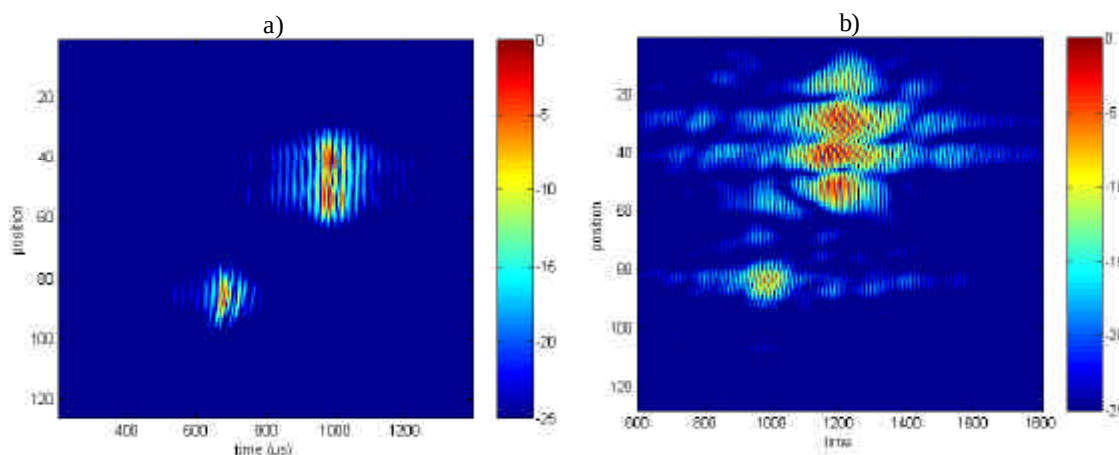


Figure 4.21. Image des trois fils en utilisant (a) le filtre inverse et (b) la focalisation cylindrique

Si l'apport du filtre inverse est considérable, les expériences d'imagerie sont en fait fortement limitées par le très faible niveau des signaux rétrodiffusés enregistrés sur le réseau de transducteurs. Un exemple de signaux bruts est donné sur la Figure 4.22.

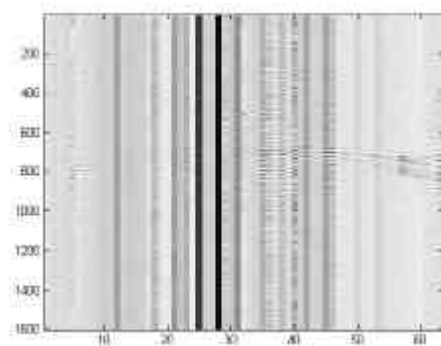


Figure 4.22. Signaux rétrodiffusés bruts

Il existe deux raisons à cela. Bien sur, les signaux souffrent de deux passages à travers la boîte crânienne absorbante : dans les expériences en transmission, le crâne n'était traversé qu'une fois. Mais la véritable raison est ailleurs : la dynamique d'enregistrement des signaux en transmission était excellente car la configuration nous permettait d'utiliser un amplificateur de 50dB en sortie du monoélément, comme cela est visible sur la Figure 4.19. En mode réception cette possibilité ne nous est plus offerte en raison des limitations de notre électronique actuelle.

Nous avons tout de même cherché à évaluer la qualité optimum des images que l'on pouvait obtenir avec cette méthode. Il est en effet possible de 'simuler' une bonne dynamique : reprenons la schématisation du principe de formation de l'image en faisant apparaître les matrices de propagation.

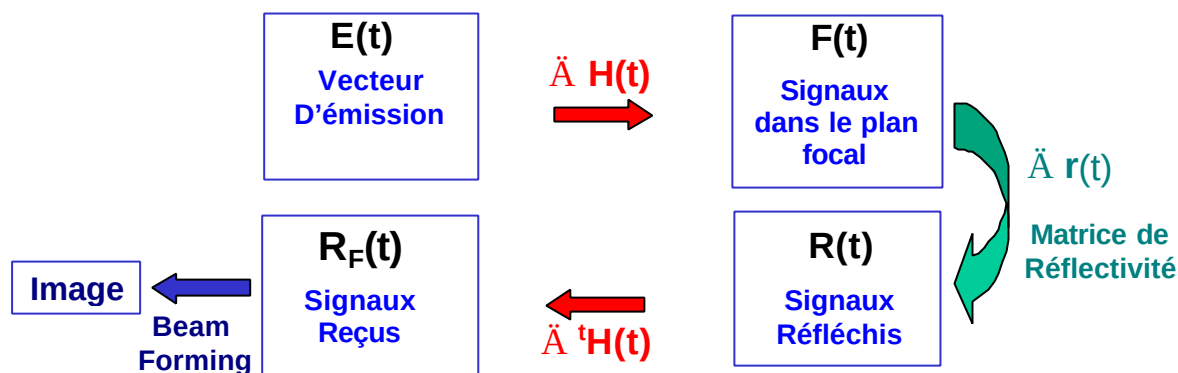


Figure 4.23. Schématisation de la formation d'image.

Nous voyons qu'il suffit de connaître la matrice de propagation aller $\mathbf{H}(t)$ pour en déduire la matrice de propagation retour, sa transposée par réciprocité spatiale. Or nous avons dans un premier temps acquis la matrice $\mathbf{H}(t)$ avec une bonne dynamique. Les vecteurs d'émissions $\mathbf{E}(t)$ ont été calculés : on peut en déduire les signaux $\mathbf{F}(t)$ dans le plan focal par convolution avec $\mathbf{H}(t)$. Nous avons alors défini une matrice de réflectivité $\mathbf{r}(t)$ correspondant à la présence de trois fils : la matrice est nulle partout sauf en trois points.

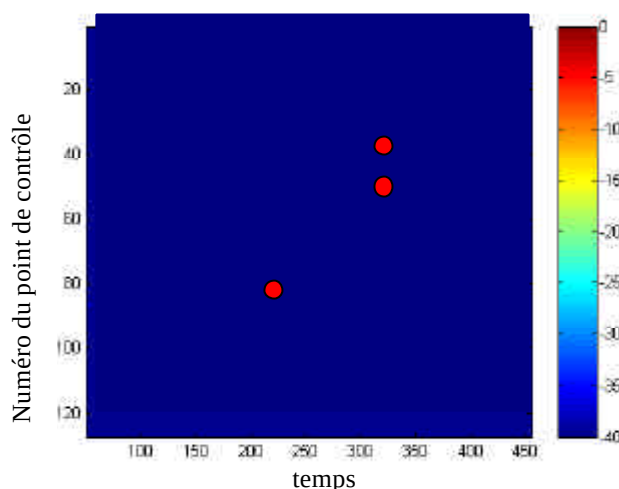


Figure 4.24. Matrice de réflectivité $\mathbf{r}(t)$

Nous pouvons alors en déduire les signaux réfléchis $F(t)$ puis les signaux $R_F(t)$ reçus sur le réseau par convolution par $H(t)$. On obtient ainsi une ‘expérience simulée’ où les matrices de propagation sont acquises expérimentalement avec une bonne dynamique mais les produits de convolution sont calculés numériquement. Le processus de reconstruction des images à partir de la banque de signaux rétrodiffusés est rigoureusement le même que précédemment : convolution puis sommation. Nous avons ainsi obtenu les images des fils par filtre inverse et loi cylindrique. Nous avons représenté sur la Figure 4.25 l’enveloppe de ces signaux, comme le ferait un échographe standard. Le filtre inverse donne une qualité d’image excellente : les deux fils proches sont parfaitement résolus et le troisième fil est imagé proprement.

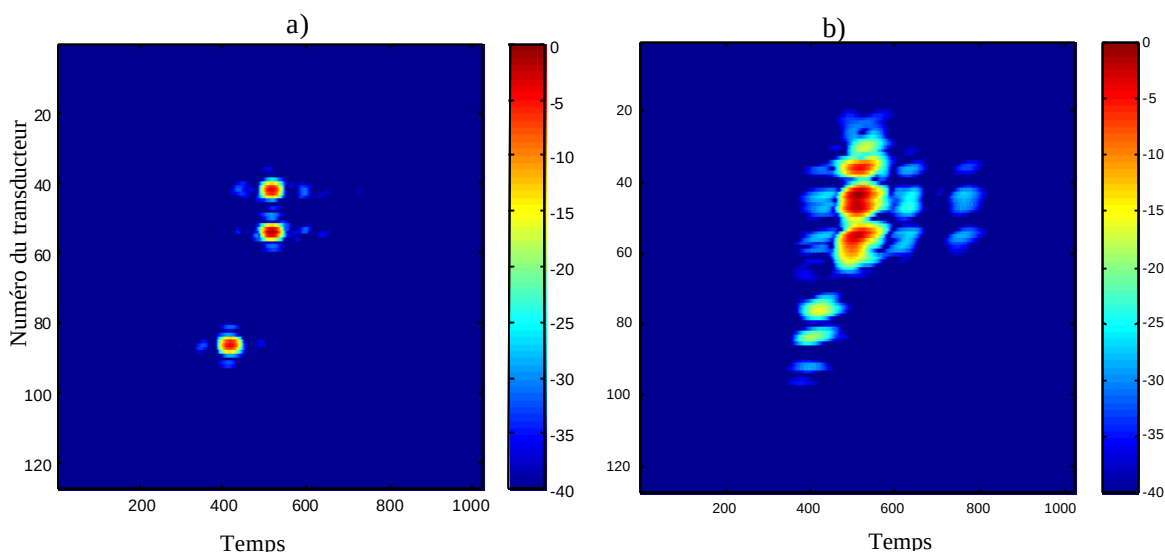


Figure 4.25. Image ‘simulée’ des trois fils en utilisant (a) le filtre inverse et (b) la focalisation cylindrique

Nous avons donc bien montré qu’il était possible d’obtenir des images haute résolution à travers une boîte crânienne. Mais les objets imagés étaient pour le moins éloignés de ceux que l’on pourrait observer derrière un crâne humain...Nous avons donc cherché à modéliser des structures biologiques simples afin d’évaluer plus concrètement l’apport éventuel de la technique.

4.6. Images de modèles de structures biologiques.

La matrice de réflectivité présentée sur la Figure 4.24 était très simple : trois points. Il est toutefois possible de modéliser des structures proches de celles rencontrées en échographie. Nous avons choisi d’étudier deux exemples caractéristiques : un kyste hydrique et une tumeur solide.

4.6.1. Image d’une tumeur solide

Une tumeur solide dense a été modélisée par un carré de 5mm de coté contenant une forte densité de diffuseurs, entouré d’un milieu 100 fois moins dense en diffuseurs. Ce modèle est représenté sur la Figure 4.26(b). Dans chaque zone, les positions des diffuseurs sont aléatoires et l’amplitude du coefficient de réflexion fluctue de façon gaussienne, conformément aux travaux de

Jensen et Nikolov^[4.11]. De plus, l'amplitude moyenne des réflecteurs dans la zone dense est plus élevée que dans le reste du milieu.

Le protocole d'imagerie précédent est de nouveau appliqué. Le résultat de l'utilisation du filtre inverse est représenté sur la Figure 4.26(a), tandis que l'image que donnerait un échographe standard est donnée sur la Figure 4.26(c). L'enveloppe des signaux a été tracée avec la dynamique maximale autorisée par nos expériences : $2 \times 35\text{dB} = 70\text{dB}$. L'axe z qui traduit l'éloignement par rapport à la barrette apparaît horizontal, tandis que l'axe x , le long de la barrette est vertical.

Alors que la zone dense, bien délimitée, se distingue aisément avec le filtre inverse, elle apparaît nettement moins clairement avec les lois cylindriques.

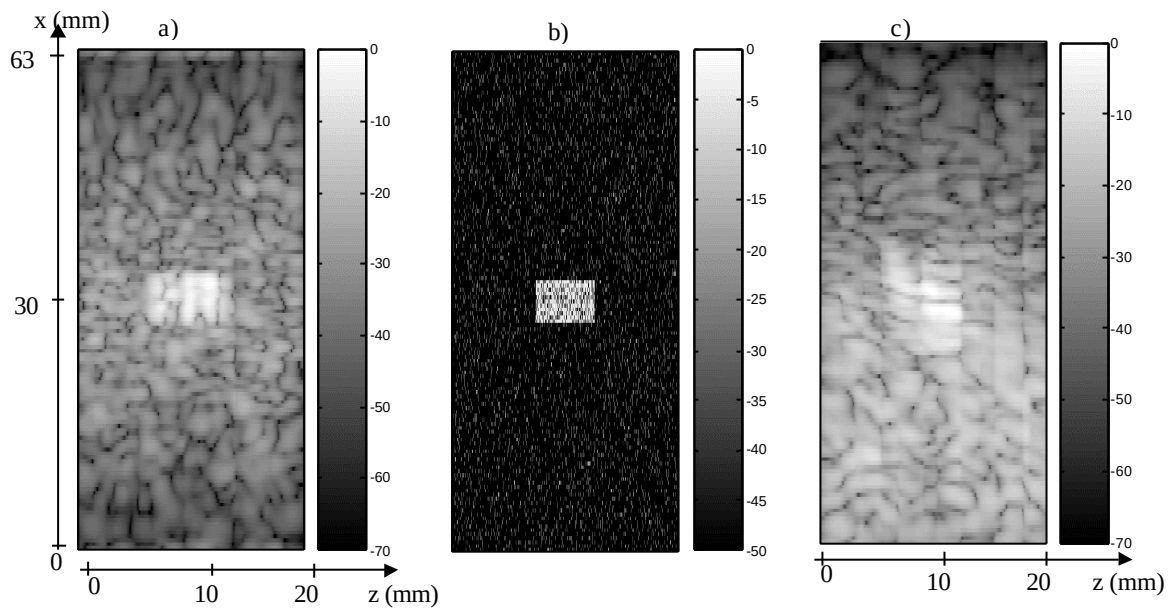


Figure 4.26 : Matrice de réflectivité représentant une tumeur solide, au centre (b), et images correspondantes obtenues à travers le crâne (a) par filtre inverse et (c) par lois cylindriques.

4.6.2. Image d'un kyste hydrique

Nous avons également modélisé un kyste hydrique. Il s'agit du négatif de la tumeur solide étudiée précédemment : un carré de 5mm de coté contenant de l'eau, donc aucun diffuseur, entouré de diffuseurs. Ce modèle est représenté sur la Figure 4.27(b). Les positions des diffuseurs sont toujours aléatoires avec une fluctuation gaussienne du coefficient de réflexion.

Le même protocole d'imagerie est appliqué. Le résultat de l'utilisation du filtre inverse est représenté sur la Figure 4.27(a), tandis que l'image que donnerait un échographe standard est donnée sur la Figure 4.27(c). L'enveloppe des signaux est toujours tracée avec la dynamique maximale autorisée par nos expériences et l'orientation de l'image est la même que précédemment. L'apport du filtre inverse est ici spectaculaire : le kyste est absolument invisible avec des techniques classiques. Il apparaît pourtant très clairement par filtre inverse.

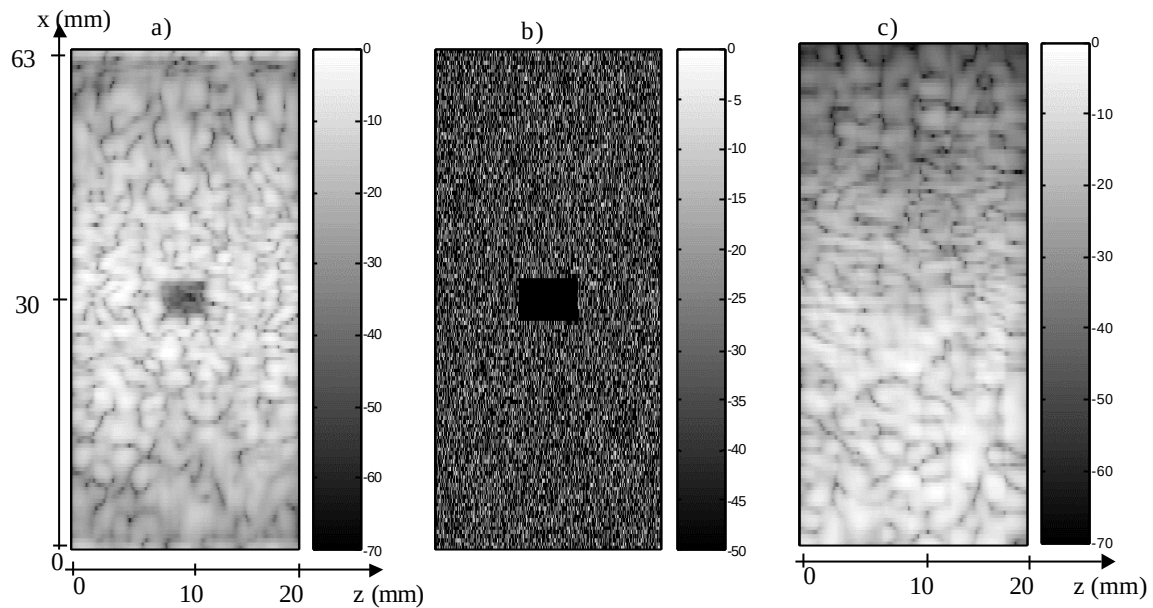


Figure 4.27 : Matrice de réflectivité représentant un kyste hydrique, au centre (b), et images correspondantes obtenues à travers le crâne (a) par filtre inverse et (c) par lois cylindriques.

On remarque que pour les deux modèles biologiques étudiés, l'image obtenue par focalisation cylindrique est globalement plus sombre dans le haut de l'image que dans le bas. Le crâne était simplement plus absorbant d'un côté de la barrette, comme l'illustre la Figure 4.28 qui reproduit la configuration générale. Après traversée de cette zone, l'amplitude des signaux est naturellement plus faible.

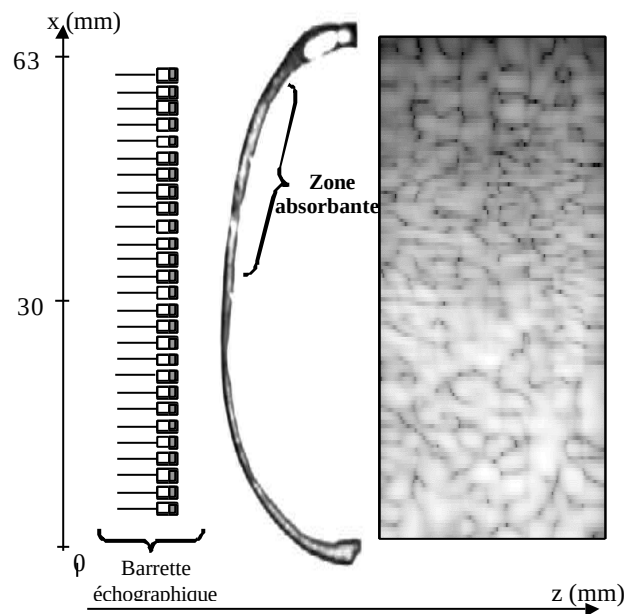


Figure 4.28 : Configuration

Ces modèles simple permettent d'avoir une idée plus précise de l'apport que pourrait avoir notre technique de focalisation en échographie du cerveau. Toutefois, pour calculer les signaux permettant de focaliser à travers le crâne, nous utilisons des sources acoustiques dans le cerveau. Il

devrait être possible d'accéder à cette solution de façon non invasive en utilisant des points de contrôle à l'extérieur de la tête, comme nous allons le voir dans la partie suivante.

4.7. De la façon de réaliser une focalisation non invasive

4.7.1. Principe

Le principe du système final d'imagerie, protégé par un Brevet CNRS^[4.8], repose sur l'utilisation de deux réseaux de transducteurs disposés de part et d'autre du crâne [Figure 4.29]. La technique de filtrage inverse est alors appliquée à travers l'ensemble de la tête pour focaliser depuis le réseau 1 sur le réseau 2 (sur les points rouges de la Figure 4.29). Les récepteurs ultrasonores, indispensables pour utiliser cette technique ne sont ainsi plus dans le cerveau mais à l'extérieur du crâne.

Cependant, pour réaliser une image échographique, le but n'est pas de focaliser sur les éléments du second réseau, mais à l'intérieur du cerveau. Pour cela les signaux calculés seront modifiés afin de déplacer les points de focalisation des transducteurs du second réseau sur d'autres points cibles à l'intérieur du cerveau. En fait, à partir des signaux calculés par filtre inverse, il est possible de déduire les nouveaux ensembles de signaux permettant de focaliser en de nouveaux points à l'intérieur du cerveau (points verts sur la Figure 4.29) : il suffit d'introduire une loi de retards à l'émission entre chacun des transducteurs. Cette loi de retards peut se déduire à partir de la différence de marche entre le point de focalisation initial et le nouveau foyer, mais nécessite de faire l'hypothèse d'une vitesse du son homogène dans la zone violette mise en évidence sur la Figure 4.29. Cette hypothèse n'est pas parfaite et aura tendance à dégrader la qualité de focalisation. Nous discuterons en détail cette hypothèse au paragraphe suivant.

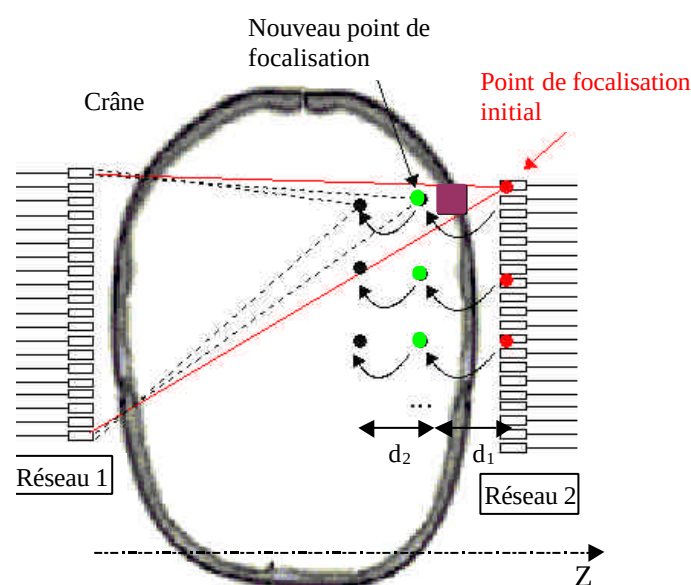


Figure 4.29. Les ensembles de signaux d'émission corrigés permettant de focaliser sur chacun des éléments du réseau 2 sont modifiés pour permettre de focaliser à l'intérieur du cerveau.

Après le passage délicat que constitue cette zone violette, il sera possible d'affiner la focalisation grâce à l'utilisation du théorème de Van Cittert-Zernike. Ce théorème optique possède en effet un équivalent acoustique^[4.9] et permet d'évaluer la qualité de la focalisation à condition que la focalisation initiale ne soit pas de mauvaise qualité, ce qui devrait être le cas ici. Il sera alors possible d'ajouter à cette étape une correction de phase classique (phase shift) supplémentaire.

Dès que la focalisation sur les points verts à l'intérieur du crâne est correcte, l'angulation sur des points plus en profondeur (points noirs) ne pose plus de problème, comme nous allons le voir.

4.7.2. Décalage de la focale en profondeur

Nous avons cherché à montrer que par simple déformation des signaux calculés par filtre inverse, il était possible de focaliser précisément en avant du plan de contrôle, sans avoir à recalculer tous les signaux pour le nouveau plan focal. Le dispositif expérimental est présenté sur la Figure 4.30.

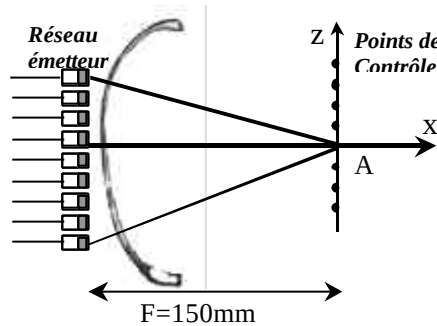


Figure 4.30. Dispositif expérimental utilisé dans l'angulation.

La matrice de propagation a été acquise et inversée pour une distance focale de 150mm correspondant au diamètre typique d'une tête. Le vecteur d'émission $E_A(t)$ permettant de focaliser sur le point de contrôle central A a été calculé. Nous avons alors cherché à focaliser en un point B en avant de ce point, sans recalculer le nouveau vecteur d'émission $E_B(t)$: nous nous sommes contentés de modifier leur rayon de courbure, comme cela est schématisé sur la Figure 4.31.

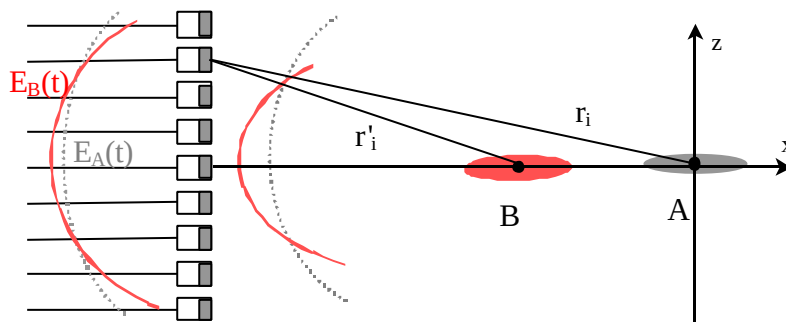


Figure 4.31 Taches focales à différentes profondeurs

$E_B(t)$ se déduit de $E_A(t)$ par application d'un retard adapté à chaque voie d'émission. Soit le $i^{\text{ème}}$ émetteur. Sa distance aux points A et B est respectivement notée r_i et r'_i . Le signal $E_{Bi}(t)$ à émettre par ce détecteur est le décalé temporel de $E_{Ai}(t)$ selon la formule :

$$E_{Bi}(t) = E_{Ai}(t) \otimes d(t - \frac{r_i - r_i'}{c}) \quad \text{Eq. 4.18}$$

Où

$$r_i - r_i' = \sqrt{(x(i) - x_B)^2 + (z(i) - z_B)^2} - \sqrt{(x(i) - x_A)^2 + (z(i) - z_A)^2} \quad \text{Eq. 4.19}$$

avec $(x(i), z(i))$ coordonnées en x et en z du transducteur i, (x_B, z_B) et (x_A, z_A) coordonnées des points B et A.

Nous avons ainsi déformé le vecteur d'émission $E_A(t)$, calculé pour une profondeur de 150mm, pour en déduire les signaux à émettre pour focaliser à 140, 130, 120 et 110mm de profondeur. Pour chaque profondeur, nous avons enregistré la valeur de la pression dans plan considéré. Les diagrammes de pression résultants sont présentés sur la Figure 4.32. Nous voyons que la qualité de focalisation se dégrade très peu. Pour des distances à la position centrale comprises entre -10mm et +10mm, la focalisation a d'ailleurs tendance à s'affiner au cours du décalage en profondeur. Ceci est logique car F diminue (la largeur à mi-hauteur, $\lambda F/D$, diminue donc également). Par contre, on observe une progressive remontée du niveau des lobes secondaires : le niveau augmente d'environ 10dB.

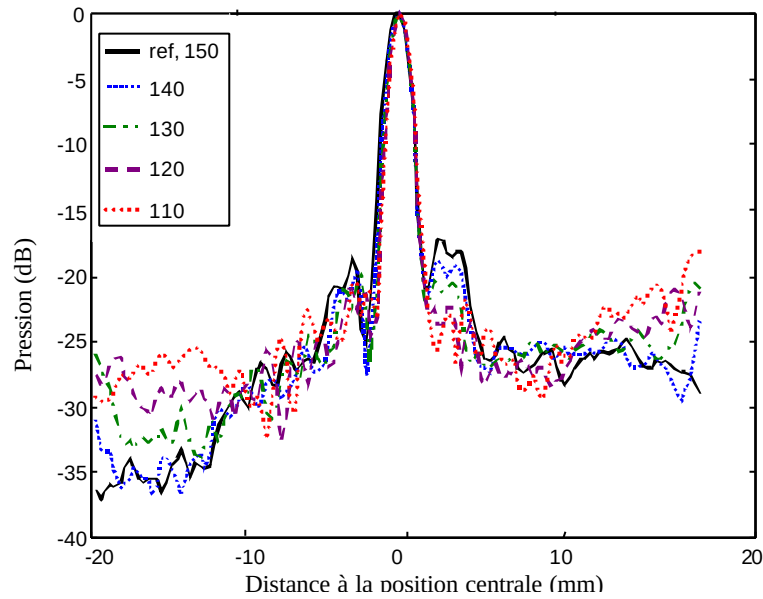


Figure 4.32. Résultats de l'angulation : tracés des diagrammes de focalisation obtenus ; signaux de départ calculés pour $F=150$ mm, décalés en profondeur à $F=140, 130, 120$ et 110 mm.

Il est possible d'expliquer cette légère remontée des lobes secondaires et de proposer une correction. En fait, dans le plan focal d'origine, à $F=150$ mm, nous avons optimisé le champ sur une distance de contrôle latérale égale à 64 mm, correspondant à la taille du réseau émetteur. Si l'on examine la qualité de la focalisation sur une distance supérieure, on observe une remontée du niveau de pression dans la zone non contrainte : la Figure 4.33 a) montre un tel scan de pression sur 100 mm pour une matrice H acquis sur 64 mm. Or l'angulation va transformer cette figure suivant une homothétie qui va ramener les lobes dans la zone de contrôle comprise entre -30 et 30 mm.

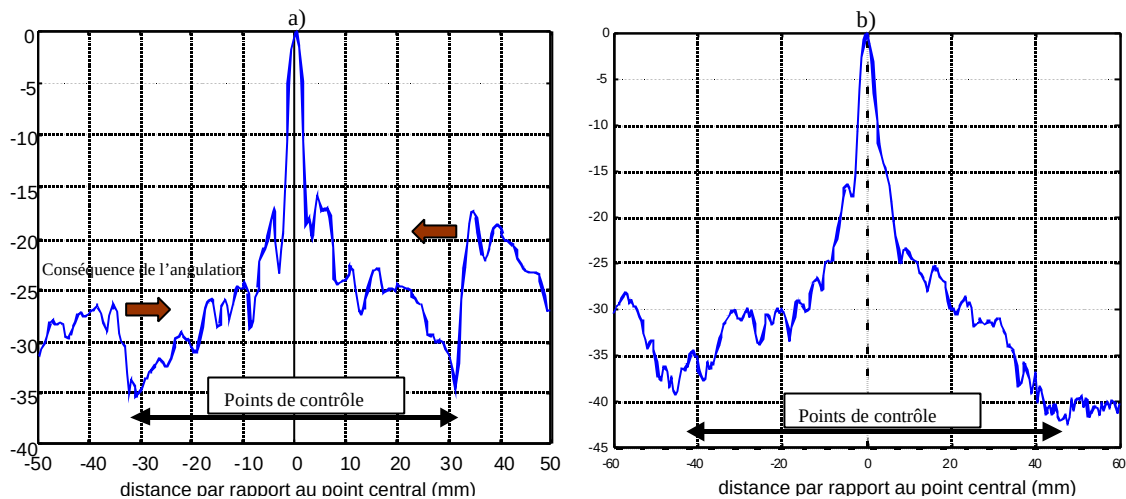


Figure 4.33. (a) scan sur 100 mm de la tache focale du tir direct , la matrice H ayant été acquise sur 64 mm. (b) scan sur 120 mm de la tache focale du tir direct , la matrice H ayant été acquise sur 100 mm.

Afin de limiter cette remontée en dehors de la zone de contrôle, il est nécessaire de s'assurer que la barrette échographique ne pourra jamais envoyer une quantité significative d'énergie en dehors de la zone de contrôle. Pour cela, il suffit d'imposer une zone de contrôle supérieure à la taille de la barrette : la directivité des éléments limitera alors la valeur de la pression en dehors de la zone de contrôle. Ainsi, sur la Figure 4.33 b), la matrice a été enregistrée sur une zone de contrôle de 100mm et la pression a été relevée sur 120mm. Les lobes secondaires restent à un niveau voisin de -30dB , ce qui reste tout à fait satisfaisant. Notons qu'il s'agit là d'un raffinement et que les focalisations présentées sur la Figure 4.32 sont très acceptables.

En milieu homogène, il est donc possible, par une simple déformation des vecteurs d'émissions, de focaliser en avant du plan de contrôle contenant les sources actives. Ceci peut de plus s'effectuer sur plusieurs centimètres, ce qui permettrait d'imager le cœur du cerveau.

Le point délicat reste le passage à l'intérieur de la boîte crânienne. Nous allons maintenant voir qu'une exploitation astucieuse de la matrice de propagation à travers les deux parois crâniennes permet de déterminer le déphasage et l'absorption induites par l'une des parois.

4.7.3. Influence relative des deux parois crâniennes

Les deux parois crâniennes n'ont absolument pas la même influence sur le front d'onde. Le montage de la Figure 4.29 paraît symétrique, mais à partir du moment où l'on considère que la barrette 1 sera émettrice et la barrette 2 réceptrice, une dissymétrie profonde est introduite : le demi crâne en regard de la barrette 1 est très proche des sources acoustiques alors que l'autre demi crâne en est très éloigné (typiquement plus de 10cm). Or un aberrateur proche ou éloigné d'une source n'a pas la même influence sur le front d'onde émis.

La Figure 4.34 montre bien cette dissymétrie : le transducteur central du réseau d'émetteurs émet une impulsion qui se propage soit dans l'eau (a), soit à travers un demi-crâne proche de la

barrette réceptrice (b), soit enfin à travers un demi-crâne proche de la source (c). Dans les trois cas, le front d'onde enregistré sur la barrette réceptrice est donné à droite du dispositif expérimental. Dans le cas de l'eau, le front d'onde est très régulier et correspond simplement à une loi cylindrique. Dans le cas b), les aberrations habituelles de phase et d'amplitude sont clairement visibles. Par contre, dans le dernier cas, le front est très régulier, proche d'une loi cylindrique, malgré la traversé d'un crâne. En fait, si dans le cas (b) le front d'onde traverse une large portion de crâne (environ 6cm), dans le cas (c), le front ne traverse qu'une zone de crâne d'étendue limitée (typiquement quelques mm, la taille de la source étant de 0,5mm). Sur cette zone limitée de crâne, le crâne peut être considéré comme uniforme : il impose une atténuation et un déphasage constant sur tout le front d'onde, ce qui implique qu'immédiatement en sortie du crâne, un front d'onde homogène se propage jusqu'à la barrette réceptrice.

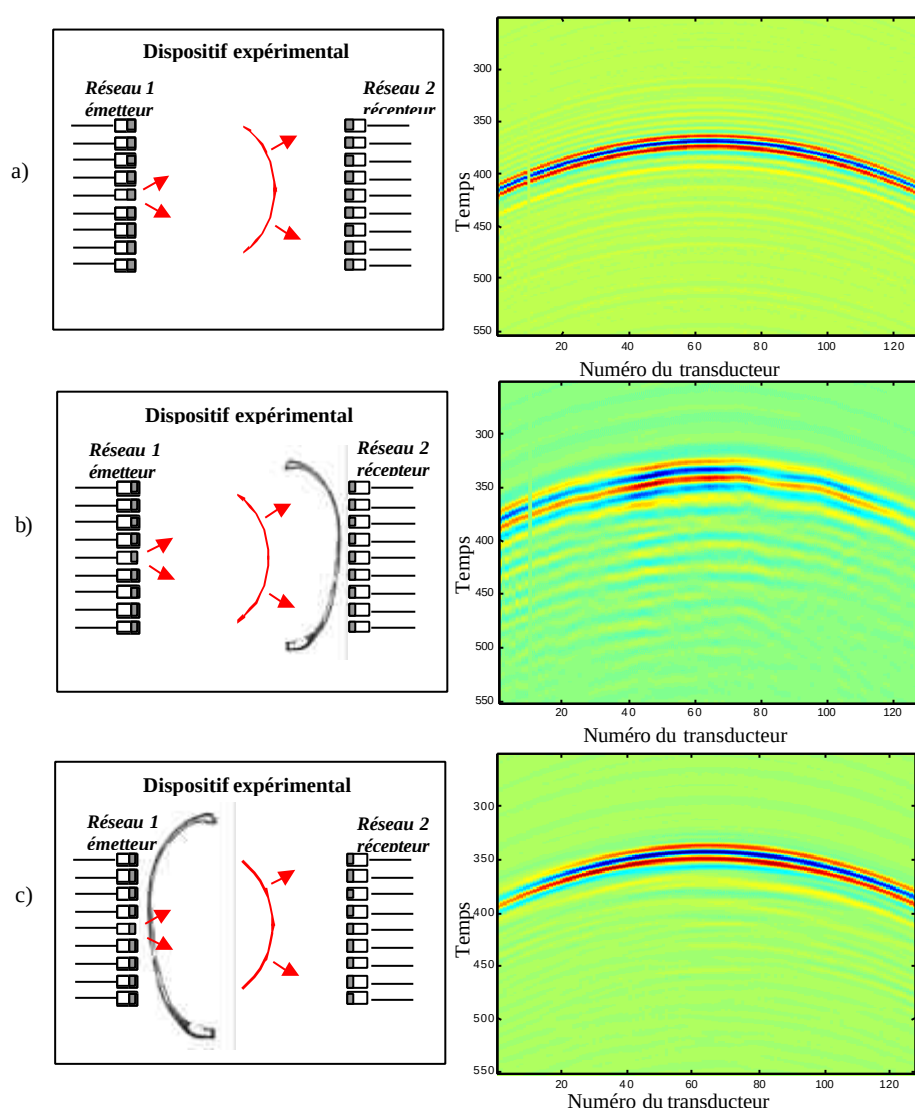


Figure 4.34. Influence des deux demi-crânes sur le front d'onde : front d'onde se propageant (a) dans l'eau, (b) à travers un crâne proche des récepteurs et (c) à travers un crâne proche de l'émetteur

Si l'on considère donc maintenant la boîte crânienne entière, composée des deux demi-crânes, il devrait être possible d'extraire les influences respectives de chacun des crânes.

4.7.4. Extraction des propriétés d'une seule paroi crânienne à partir les données globales

Au vu des résultats précédents, la façon la plus simple d'extraire les propriétés du demi-crâne proche de la barrette réceptrice consiste à émettre une impulsion avec l'émetteur central et d'enregistrer le front d'onde résultant de la propagation à travers les deux crânes. Le principe est exposé sur la Figure 4.35. Si seul l'émetteur central émet, nous voyons que l'influence du premier crâne est très faible. On peut alors avoir accès aux 128 déphasages et coefficients d'absorption induits par le demi crâne 2 au niveau des 128 transducteurs de la barrette réceptrice. La différence fondamentale est qu'après la traversée de deux crânes, les hautes fréquences sont très atténuées. On observe donc un décalage global des signaux vers les basses fréquences. La réponse fréquentielle du crâne dépendant peu de la zone de crâne traversée, nous avons par la suite compensé cet effet en modifiant le poids des différentes fréquences.

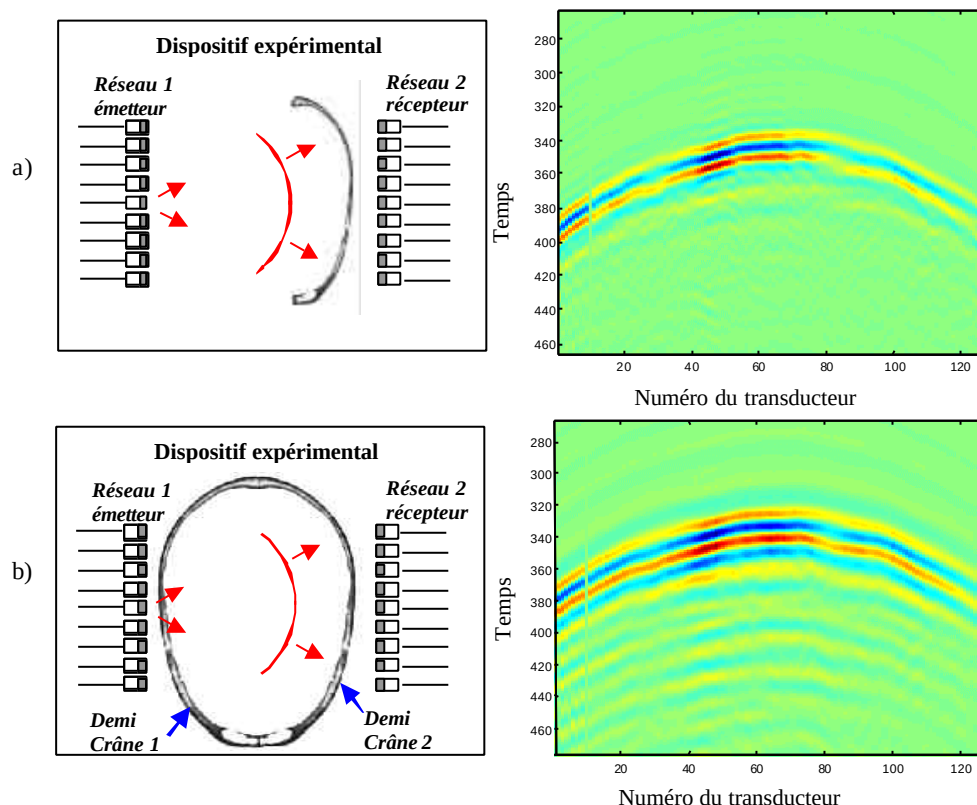


Figure 4.35. Influence des deux demi-crânes sur le front d'onde : front d'onde se propageant (a) dans l'eau, (b) à travers un crâne proche des récepteurs et (c) à travers un crâne proche de l'émetteur

Le principe de la méthode est ainsi compris. Afin d'exposer simplement la méthode complète d'extraction des informations concernant chaque crâne, nous les modéliserons par une pupille caractérisée par une phase et une amplitude dépendant de la fréquence. Comme le montre la Figure

4.36, l'effet du demi-crâne 1 est caractérisé à chaque fréquence par les couples $(A_i^1(\omega), \phi_i^1(\omega))$, $i \in \{1, \dots, 128\}$, le demi-crâne 2 par les couples $(A_j^2(\omega), \phi_j^2(\omega))$, $j \in \{1, \dots, 128\}$.

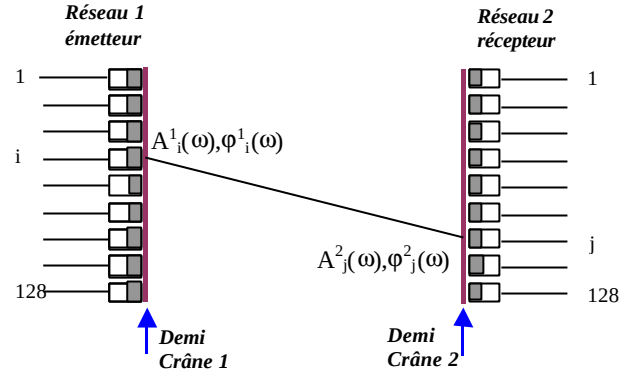


Figure 4.36. Modélisation des deux cranes par des écrans de phase et d'amplitude.

Supposons qu'une impulsion de Dirac soit émise par le $i^{\text{ème}}$ transducteur du réseau 1. Le signal $s_j(\omega)$ reçu sur le $j^{\text{ème}}$ transducteur du réseau 2 vaut :

$$s_j(\omega) = A_i^1(\omega) e^{j\phi_i^1(\omega)} A_j^2(\omega) e^{j\phi_j^2(\omega)} \quad \text{Eq. 4.20}$$

Cette impulsion est émise successivement sur tous les éléments du réseau 1. Soit $\tilde{s}_j(\omega)$ la somme de toutes leurs contributions sur le récepteur j :

$$\begin{aligned} \tilde{s}_j(\omega) &= \sum_{i=1}^{128} A_i^1(\omega) e^{j\phi_i^1(\omega)} A_j^2(\omega) e^{j\phi_j^2(\omega)} \\ &= A_j^2(\omega) e^{j\phi_j^2(\omega)} \sum_{i=1}^{128} A_i^1(\omega) e^{j\phi_i^1(\omega)} \\ &= cte \times A_j^2(\omega) e^{j\phi_j^2(\omega)} \end{aligned} \quad \text{Eq. 4.21}$$

$\tilde{s}_j(\omega)$ contient donc à un facteur près la phase et l'amplitude du crâne 2 seul en regard du récepteur j . Nous avons cherché à valider cette méthode à la fréquence centrale des transducteurs. Pour cela, les signaux ont été traités selon l'Eq. 4.20. Nous ne présenterons pour plus de lisibilité que les amplitudes ainsi déterminées, et non les phases. Afin de servir de référence, une première expérience a été réalisée avec le demi-crâne 2 seul. L'amplitude normalisée correspondante est tracée à la fréquence centrale (1,5MHz) en trait plein sur la Figure 4.37. En présence des deux demi-crânes, nous obtenons la courbe en pointillés. Nous voyons que la distribution générale de l'amplitude est bien reproduite.

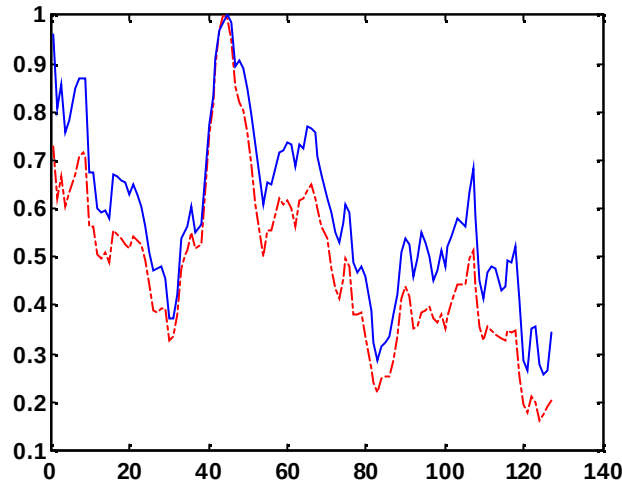


Figure 4.37. Amplitude normalisée des 128 récepteurs placés en regard du demi-crâne 2, en l'absence du premier demi-crâne (traits pleins, référence) et en sa présence (pointillés), à la fréquence centrale des transducteurs (1,5 MHz).

Supposons que l'effet du demi-crâne 2 soit ainsi parfaitement connu, grâce à l'ensemble des 128 phases et amplitudes à chaque fréquence. Notons H_2 la matrice de propagation acquise à travers les deux crânes. On peut alors reconstituer la fonction H_1 qui correspond simplement au demi-crâne 1 : il suffit, à chaque fréquence, de diviser la ligne i de $H_2(\omega)$ par la phase et l'amplitude associées au transducteurs i de la barrette 2. On peut alors utiliser la technique du filtre inverse pour apprendre à focaliser sur les points du réseau 2, puis on peut décaler la profondeur focale par la technique du paragraphe 4.7.2.

En fait, les résultats présentés sur la Figure 4.37 ne nous ont pas permis de corriger la matrice H_2 de façon satisfaisante. Le point clef reste en effet de se demander dans quelle mesure il est acceptable d'assimiler l'effet local du crâne 2 à un déphasage et à une amplitude ? Cela n'est justifiable que si les points du réseau 2 sont exactement collés au crâne, ce qui n'est pas le cas ici, notamment sur les bords de la barrette. Deux méthodes peuvent nous permettre de vérifier la viabilité de notre approche à double barrettes :

- Il est possible de créer des points sources et récepteurs virtuels à la surface du crâne par repropagation de la barrette émettrice et de la barrette réceptrice à la surface du crâne. Pour cela, il suffit dans un premier temps d'imager échographiquement la paroi externe du crâne et de repropager les signaux sur cette paroi, selon la méthode utilisée par Tanter *et al*^[4.10].
- Il est également envisageable d'effectuer des simulations numériques de la propagation des ondes à travers les deux crânes, en plaçant sources et récepteurs collés à la paroi externe. Le principe de ces simulations est exposé dans le chapitre suivant. Ces simulations sont en cours de calcul et pourront prochainement être exploitées. Elles constituent un outil précieux de compréhension des aberrations induites par la boîte crânienne.

4.8. Conclusion

Le filtre inverse nous a permis d'obtenir à travers un crâne humain une qualité de focalisation dépassant toutes nos attentes : cette technique nous a permis de calculer l'ensemble des signaux à émettre pour la qualité de focalisation optimale. A travers l'un des milieux les plus aberrateurs du corps humain, nous avons en effet obtenu la même qualité de focalisation qu'un échographe standard dans un milieu parfaitement homogène. Nous avons ainsi montré que des images haute résolution du cerveau pouvaient être théoriquement obtenues avec la même précision que les actuelles images de fœtus en obstétrique.

Néanmoins, cette première expérience de focalisation en émission ne permettait que d'infirmer l'idée très répandue qu'il était impossible de réaliser des échographie du cerveau chez l'adulte en raison de la nécessaire traversée de l'os. Nous avons donc dans une seconde étape étendu la méthode de filtrage inverse à la focalisation en réception. Cela nous a permis d'imager en émission/réception des fils métalliques placés derrière un demi-crâne. La comparaison avec les images correspondantes obtenues par les techniques de focalisation standard des échographes a mis en évidence l'avancée réalisée.

Afin d'achever le processus d'imagerie, il convenait alors de supprimer l'utilisation de source actives dans le cerveau comme le nécessite le filtre inverse. Nous avons donc envisagé d'utiliser deux barrettes symétriques disposées de part et d'autre de la tête, déplaçant les sources actives à l'extérieur de la boîte crânienne. Nous avons exposé le principe de cette approche, et nous avons montré qu'il était ensuite possible de focaliser plus en avant, à l'intérieur du cerveau, en changeant simplement la courbure des vecteurs d'émission. Cependant, il sera nécessaire, et nous l'espérons suffisant, d'utiliser des sources acoustiques accolées à la paroi externe du crâne. Deux approches sont envisagées :

- la repropagation sur la paroi crânienne des signaux enregistrés sur les barrettes, grâce à la technique de Tanter *et al*^[4.10].
- l'utilisation de simulations numériques dans lesquelles des sources peuvent être placées à volonté sur la surface du crâne. Ces simulations permettraient non seulement de valider notre approche mais également de mieux comprendre les phénomènes en jeu. Le principe et la mise en œuvre de ces simulations seront étudiés au chapitre suivant. Les simulations à travers les deux parois de crâne sont en cours de calcul et pourront prochainement être exploitées.

Nous pouvons espérer que ces travaux préliminaires pourront dans un avenir proche aboutir à un système d'échographie du cerveau. Les applications potentielles de ce système d'imagerie sont extrêmement prometteuses. En effet, l'échographie du cerveau serait complémentaire des appareils d'IRM et des scanners X pour un coût bien moindre. Pour environ un million de francs, il serait ainsi possible de réaliser des images du cerveau temps réel avec une résolution d'un millimètre. De plus, la

possibilité d'imager les écoulements sanguins par effet Doppler aurait deux applications principales : d'une part le suivi, voire la prévention, des accidents vasculaires cérébraux (AVC), d'autre part l'imagerie fonctionnelle du cerveau, grâce à la technique d'écho Doppler. En effet, typiquement, lorsqu'une zone du cerveau est activée, si elle n'augmente sa consommation d'oxygène que de 5%, elle double le flux sanguin dans les capillaires voisins. Cela signifie que le signal Doppler serait doublé.

Bibliographie

- [4.1] A. Aurengo, T. Petitclerc, F. Grémy, 'Biophysique', Flammarion Médecine-Sciences, 1997, ISBN 2-257-12594-0.
- [4.2] J. Dutreix, A. Desgrez, B. Bok, J.-M. Vinot, 'Biophysique des radiations et imagerie médicale', Masson, 1997, ISBN 2-225-85490-4.
- [4.3] Joshua D. Greene, R. Brian Sommerville, Leigh E. Nystrom, John M. Darley, et Jonathan D. Cohen 'An fMRI Investigation of Emotional Engagement in Moral Judgment' ,Science 2001 September 14; 293: 2105-2108.
- [4.4] L. Garnero, 'Les bases physiques et physiologiques de la Magnétoencéphalographie et de l'Electroencéphalographie', Ecole pratique MEG/EEG, juin 2001.
- [4.5] F. J. Fry, J. E. Barger, 'Acoustical properties of the human skull', J. Acoust. Soc. Am., vol. 65, pp.1576-1590 (1978).
- [4.6] C. Dorme 'utilisation du retournement temporel pour la correction des aberrations en imagerie médicale', Thèse de doctorat de l'Université Paris 6, 1995.
- [4.7] C. Dorme et M. Fink, 'Focusing in Transmit-Receive Mode through inhomogeneous Media: the Time Reversal Matched Filter Approach' *J. Acoust. Soc. Am*, vol.98 pp. 1155-1162 (1995).
- [4.8] Brevet France, 'Imagerie ultrasonore du cerveau', déposé par M. Fink, M. Tanter, J.-L. Thomas, J.-F. Aubry.
- [4.9] R. Mallart et M. Fink, 'Adaptive focusing in scattering media through sound-speed inhomogeneities : The van Cittert Zernike approach and focusing criterion', J. Acoust. Soc. Am, Vol. 96(6) pp. 3721-3732 (1994).
- [4.10] M. Tanter, J.-L. Thomas et M. Fink, 'Focusing and steering through absorbing and aberating layers: Application to ultrasonic propagation through the skull', J. Acoust. Soc. Am, Vol. 103(5) pp. 2403-2410 (1998).
- [4.11] J. Jensen et S. Nikolov, 'Fast simulation of ultrasound images', Proceedings of IEEE International Ultrasonics Symposium, Puerto Rico, 2000.

5. Hyperthermie du cerveau : prototype de puissance et protocole non invasif

5.1. Etat de l'art

De nombreuses études ont montré la faisabilité de chirurgie non invasive par utilisation d'ultrasons focalisés de haute intensité ^{[5.1],[5.2]}. Le cancer de la prostate est certainement l'application la plus adaptée ^[5.3] : par application directe d'une sonde focalisée endorectale contre les tissus de la prostate, il est possible de brûler une tumeur placée à moins de 1 cm de la sonde. Il est plus difficile de traiter des tumeurs situées profondément dans les tissus : dans ce cas, différentes parties du front d'onde émis vont rencontrer des régions avec différentes vitesses acoustiques, différents coefficients d'absorption, de sorte que le diagramme de température sera dégradé. Comme nous l'avons vu dans le chapitre introductif, la possibilité de détecter par ultrasons des tumeurs cancéreuses intracrâniennes a été envisagée, mais sans succès, dès les années 50 ^[5.4]. Si Hynynen *et al* ^[5.5] ont pu montrer que la destruction des tumeurs en profondeur dans le cerveau était réalisable sans causer d'effets mécaniques indésirables, les applications à la thérapie des tumeurs cérébrales ont jusqu'au milieu des années 90 nécessité la trépanation de la zone du crâne en regard du réseau d'hyperthermie ^{[5.5],[5.6]}. En 1996, J.-L. Thomas et Mathias Fink montrèrent que la focalisation à travers le crâne pourrait être fortement améliorée en compensant la dissipation ultrasonore introduite par la paroi osseuse ^[5.7]. Cette technique, basée sur le retournement temporel, nécessite la présence d'une source acoustique active au point visé. En fait, dans le cas des tumeurs de petite taille, une biopsie est toujours effectuée avant de vérifier si la tumeur est maligne ou non. Il s'agit avec un microscalpel d'effectuer un prélèvement de tissus cancéreux. Il est alors tout à fait possible d'introduire en même temps un hydrophone, ce qui permet d'enregistrer les signaux provenant de cette source acoustique. Cela permet de focaliser sur ce point d'accrochage. Ensuite, en angulant les signaux, il est possible de focaliser sur toute une zone entourant ce point ^[5.8]. La trépanation n'a alors lieu que sur une zone très limitée afin de laisser un passage au micro-scalpel.

Récemment, Hynynen *et al* ont cherché à modéliser les effets, d'aberration de phase du crâne grâce à des simulations basées sur des images RMN ^[5.9]. Mais en IRM (imagerie magnétique nucléaire), seule l'épaisseur du crâne peut être mesurée : aucune indication sur la densité interne de l'os n'est accessible. L'idée était intéressante, mais aucun résultat quantitatif n'a pu être obtenu. De plus, Hynynen ne cherche à compenser que les aberrations de phase, ne corrigeant ainsi que des temps de trajets : les aberrations d'amplitude sont totalement négligées.

Nous allons présenter dans ce chapitre un protocole de focalisation intra-crânienne totalement non invasif reposant sur des simulations numériques ^[5.10]. Ces simulations sont réalisées à partir d'images rayons X haute résolution. Actuellement, le protocole reproduit une expérience de

retournement temporel non invasive. L'ensemble de ce chapitre ne traite donc absolument pas du filtre inverse. Il existe deux raisons à cela : d'une part le retournement temporel maximise l'énergie au foyer, ce qui permet de nécroser plus efficacement la tumeur, d'autre part ce même retournement temporel ne nécessite de simuler qu'une seule source présente dans le milieu, contre une centaine pour le filtre inverse, ce qui réduit le temps de simulation d'un facteur 100. La durée des simulations actuelles étant de plusieurs heures, l'impact est significatif.

Nous verrons que nous avons pu simuler avec une bonne précision les aberrations de phase et d'amplitude induites pas le crâne. De plus, nous avons validé ce protocole à basse puissance en focalisant de façon non invasive à travers un crâne : la qualité de focalisation est comparable à celle obtenue dans la même configuration en utilisant des sources actives dans le cerveau.

Parallèlement, nous avons étudié et mis au point un prototype d'hyperthermie dédié au traitement du cerveau^[5.10]. Ce prototype est constitué de 200 transducteurs de puissance répartis de façon semi-aléatoire sur une surface sphérique. Nous détaillerons sa mise au point.

5.2. Protocole non invasif basé sur des images rayons X

5.2.1. Modélisation des propriétés acoustiques d'un crâne.

Un scanner X haute résolution d'un demi crâne humain en coupe sagittale a été réalisé. Il est représenté sur la Figure 5.1.

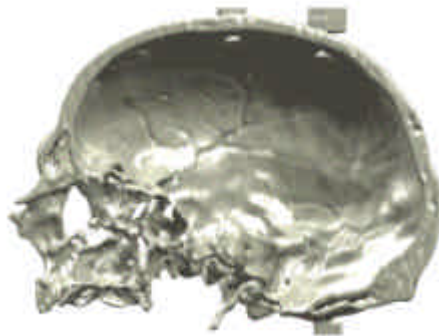


Figure 5.1. Scanner X du crâne étudié.

La résolution de chaque coupe est de $0,2\text{mm} \times 0,2\text{mm}$ et chaque coupe fait 1mm d'épaisseur. Les coupes sont distantes de $0,5\text{mm}$ de telle sorte que les coupes se chevauchent. Nous disposons ainsi de données 3D très précises de la porosité du crâne.

Afin de reproduire des conditions proches de l'in vivo, le crâne est immergé dans l'eau et a été précédemment dégazé afin qu'aucune bulle d'air ne soit piégée dans les zones poreuses. Le crâne est ainsi exclusivement composé d'os de densité variable et d'eau.

Les données brutes nous étaient transmises en unités Hounsfield (H), définies par:

$$H = 1000 \frac{m_x - m_{water}}{m_{bone} - m_{water}} \quad \text{Eq. 5.1}$$

où μ_x , μ_{bone} and μ_{water} désignent respectivement le coefficient linéaire d'atténuation d'effet photoélectrique du tissu exploré, de l'os et de l'eau.

Puisque le crâne n'est composé que d'os et d'eau, Φ étant la porosité de l'os, on peut écrire :

$$m_x = \Phi \mu_{water} + (1 - \Phi) \mu_{bone} \quad \text{Eq. 5.2}$$

Ainsi, la carte de porosité est directement liée à la carte en unités Hounsfield :

$$\Phi = 1 - \frac{H}{1000} \quad \text{Eq. 5.3}$$

En chaque pixel de l'image, nous avons donc accès à la moyenne de la porosité sur un volume de 0,2×0,2×0,5mm

Afin de réaliser des simulations numériques de la propagation d'ondes ultrasonores à travers le crâne, il était nécessaire de déterminer les propriétés ultrasonores de ce dernier. Le code de simulation utilisé est un code aux différences finies basé sur la discrétisation de l'équation d'onde pour un milieu fluide hétérogène et absorbant (Eq. 5.4). Il s'agit du logiciel ACEL, développé au laboratoire par M. Tanter^{[5.12],[5.13]}.

$$(1 + t_0(\vec{r})) \frac{\partial}{\partial t} \cdot \left[r_0(\vec{r}) \nabla \cdot \left(\frac{1}{r_0(\vec{r})} \nabla p(\vec{r}, t) \right) \right] - \frac{1}{c_0(\vec{r})^2} \frac{\partial^2 p(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = S_0(\vec{r}, t) \quad \text{Eq. 5.4}$$

où $t_0(\vec{r})$ représente l'absorption locale, $c_0(\vec{r})$, $r_0(\vec{r})$ représentant respectivement la vitesse et la masse volumique locale.

Ainsi, à partir de la porosité Φ du crâne (Figure 5.2), déduite des images rayons X, il a été nécessaire de déterminer les cartes de masse volumique, de vitesse, et d'absorption.

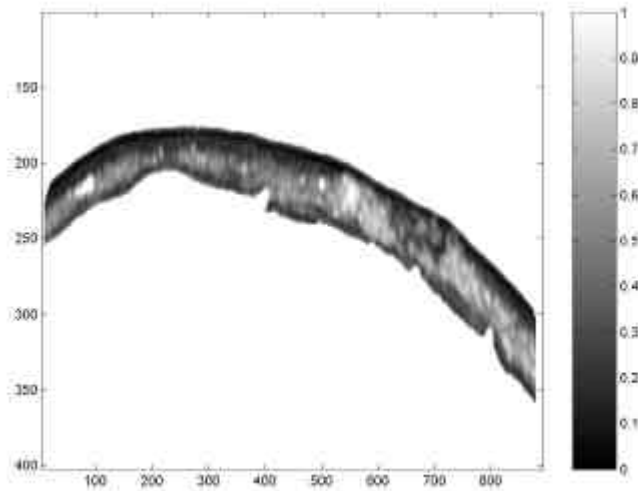


Figure 5.2. Carte de porosité d'une tranche

5.2.1.1. Masse volumique

Les cartes de masse volumique se déduisent aisément des cartes de porosité :

$$r = \Phi \times r_{\text{water}} + (1 - \Phi) \times r_{\text{bone}} \quad \text{Eq. 5.5}$$

ρ_{water} est la masse volumique de l'eau, fixée à 1000kg.m^{-3} ; ρ_{bone} est la masse volumique de l'os cortical, fixé à 2100kg.m^{-3} , conformément aux résultats de Fry *et al*^[5,6]. La carte de masse volumique finale est donnée Figure 5.3.

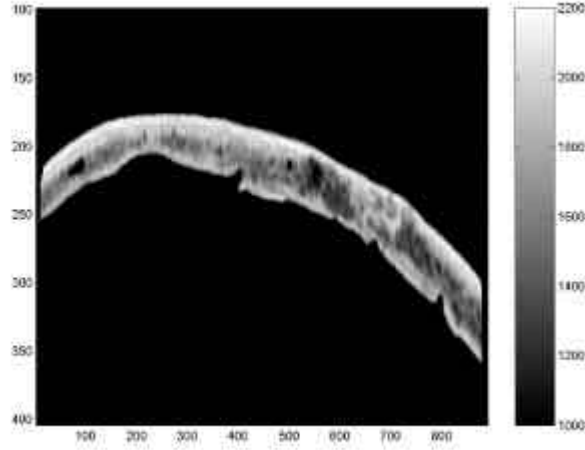


Figure 5.3. Carte de masse volumique d'une tranche

5.2.1.2. Vitesse Acoustique

La vitesse acoustique est plus difficile à déduire de la porosité. En effet, nous avons vu dans le chapitre introductif que le crâne était essentiellement constitué de deux structures très différentes : deux couches denses, les tables interne et externe, encadrent une partie poreuse appelée diploé. Ces structures, clairement visibles sur la carte de porosité [Figure 5.2], possèdent des propriétés mécaniques très différentes^[5,11]. Les ondes acoustiques se propageant dans le fluide (l'eau dans les infractuosités) et le solide (l'os dur) sont couplées, ce qui est correctement décrit par la théorie de Biot si la taille des hétérogénéités est négligeable devant la longueur d'onde. Malheureusement, à 1,5MHz, la longueur d'onde est de l'ordre de grandeur des hétérogénéités. Or, Carter et Hayes^[5,14] ont montré que dans les os qui ne présentent pas d'anisotropie, ce qui est le cas ici, le module élastique est proportionnel au cube de la densité apparente, ce qui suggère une relation linéaire entre la vitesse et la porosité :

$$c = c_{\min} + (c_{\max} - c_{\min}) \times (1 - \Phi) \quad \text{Eq. 5.6}$$

$c_{\min}$ correspond à la vitesse dans l'eau : $c_{\min}=1.5\text{mm.}\mu\text{s}^{-1}$; $c_{\max}$ à la vitesse dans l'os cortical : $c_{\max}=2.9\text{mm.}\mu\text{s}^{-1}$, conformément aux observations de Fry^[5,6].

La carte de vitesse acoustique correspondante est donnée Figure 5.4.

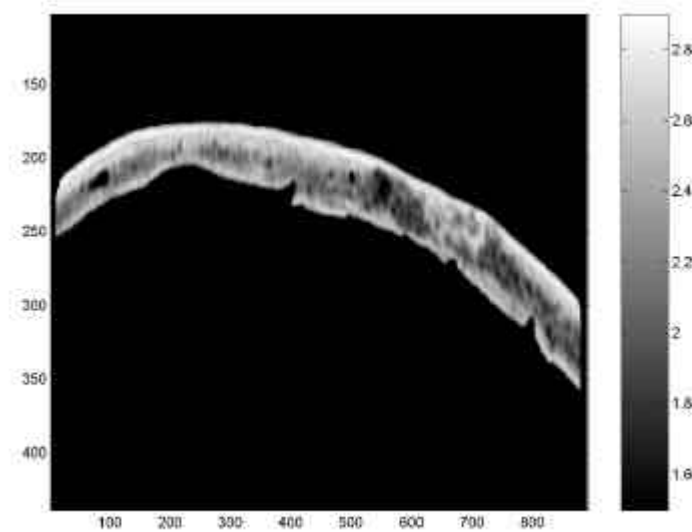


Figure 5.4. Carte de vitesse acoustique d'une tranche

5.2.1.3. Absorption

L'absorption ayant principalement lieu dans les parties poreuses de la boîte crânienne, nous avons modélisé l'absorption par une loi croissante en puissance de la porosité :

$$abs = abs_{\min} + (abs_{\max} - abs_{\min}) \times \Phi^a \quad \text{Eq. 5.7}$$

Afin d'ajuster les différents paramètres, des mesures d'amplitude ont été effectuées avant et après traversées de différentes zones de crâne. Nous avons trouvé pour l'absorption les paramètres suivants : $\alpha=0.5$; $abs_{\min}=0.2\text{dB.mm}^{-1}$; $abs_{\max}=10\text{dB.mm}^{-1}$.

Nous avons ainsi déduit tous les paramètres acoustiques à partir des cartes rayons X.

5.2.2. Focalisation non invasive à travers un crâne humain

Les résultats précédents ont été utilisés pour focaliser précisément un faisceau ultrasonore à travers un crâne humain. Le dispositif expérimental est donné Figure 5.5.

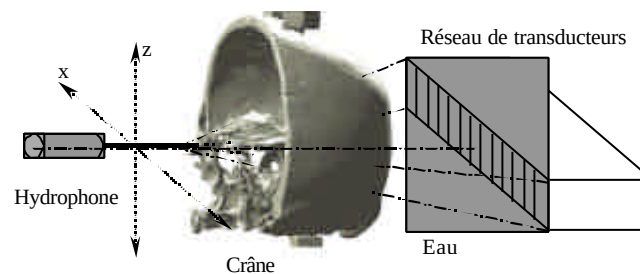


Figure 5.5. Dispositif expérimental

Un demi crâne humain est placé entre une barrette échographique (réseau de 128 transducteurs) et un hydrophone. L'hydrophone peut être translaté le long de l'axe x afin de mesurer la pression en chaque position.

Afin de mesurer l'apport de notre méthode, comparons les résultats obtenus avec des techniques classiques. La première technique, non invasive, consiste à considérer que le crâne n'a qu'une faible influence et que l'on peut négliger son effet sur les ondes ultrasonores. Il s'agit d'une focalisation cylindrique, utilisée par les échographes standards, et qui ne corrige que des temps de trajets géométriques. Le réseau de transducteur de la Figure 5.5 a ainsi été programmé pour émettre le signal qu'utiliserait un échographe pour focaliser au point d'abscisse $x=0$. L'hydrophone mesure alors l'amplitude de pression en chaque point de l'axe x , et la courbe correspondante est tracée sur la figure 6 en pointillés. Cette courbe est relativement large pour la zone de crâne traversée dans notre expérience. Elle peut être terriblement dégradée à la traversée de zones de crâne plus inhomogènes. Il est toutefois possible dans tous les cas de l'améliorer en corrigeant les aberrations induites par le crâne. Une première correction peut être faite par retournement temporel : dans une première étape, l'hydrophone de la Figure 5.5, placé à la position $x=0$, émet un signal bref qui est enregistré sur le réseau de transducteurs. Les signaux enregistrés par le réseau sont représentés sur la Figure 5.6(a).

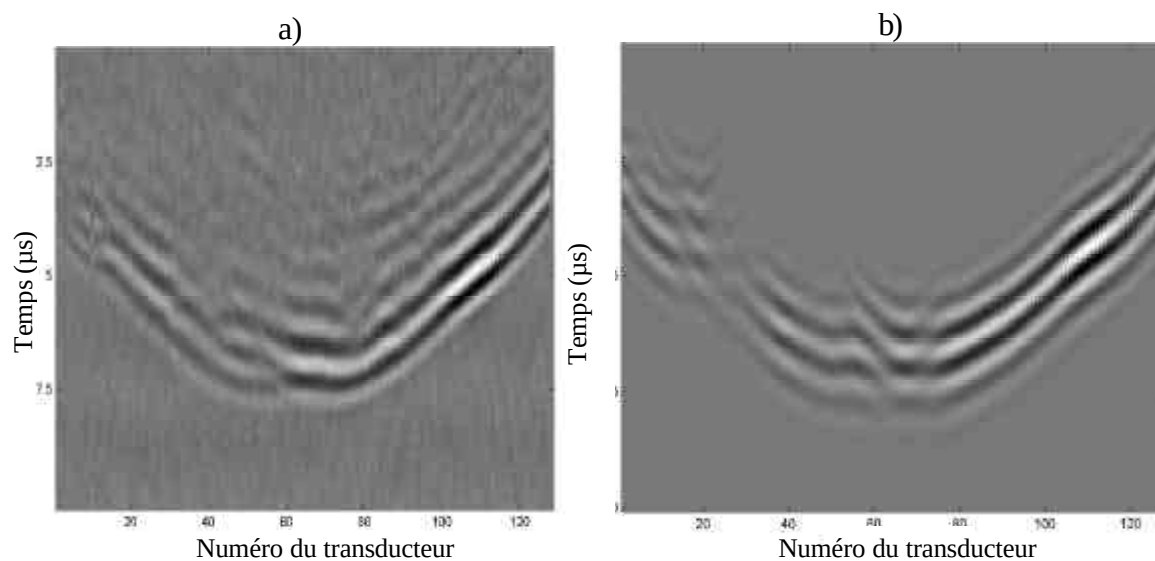


Figure 5.6. Signaux reçus par la barrette : (a) acquisition à travers le crâne, (b) simulation.

Dans une seconde étape, le front d'onde enregistré par le réseau de transducteurs est retourné temporellement et ré-émis par le réseau. Les signaux émis vont alors refocaliser sur l'hydrophone comme si le film de la première étape était rejoué à l'envers. On peut alors mesurer la pression le long de l'axe x pour évaluer la qualité de la focalisation. On obtient la courbe en tirets-points de la Figure 5.7.

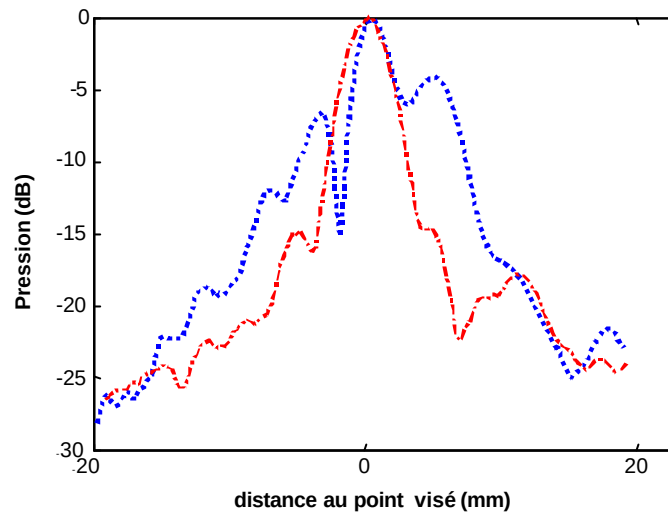


Figure 5.7. Tache focale obtenue avec une loi cylindrique (pointillés), et par retournement temporel avec un hydrophone implanté (tirets-points)

Nous cherchons maintenant à obtenir la même qualité de focalisation mais sans utiliser l'hydrophone de la Figure 5.5. Une telle méthode ne nécessiterait ainsi aucune présence de source à l'intérieur du cerveau. L'ensemble du dispositif de la Figure 5.5 est soigneusement reproduit dans les simulations : la même zone de crâne est modélisée et un réseau de 128 récepteurs reproduisant la barrette ainsi qu'une source acoustique placée à la position centrale de l'hydrophone sont introduits dans la simulation. La première étape de l'expérience de retournement temporel est désormais simulée : le code aux différences finies propage les signaux de l'hydrophone vers le réseau de transducteurs.

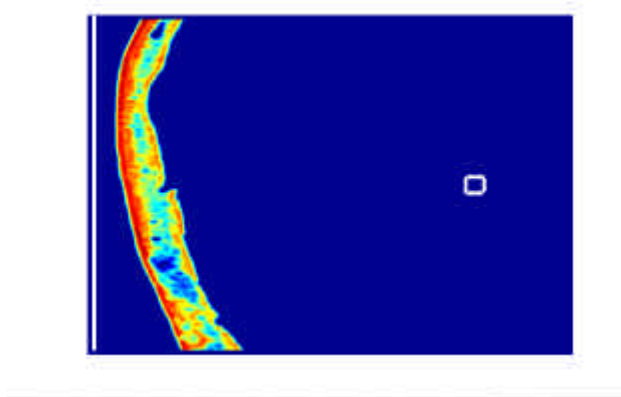


Figure 5.8. Reproduction dans la simulation du dispositif expérimental

Les signaux enregistrés par le réseau de transducteurs placé dans la simulation sont représentés sur la Figure 5.6 (b). On constate sur cette même figure qu'ils sont très proches des signaux enregistrés expérimentalement (a). Les signaux obtenus par simulation sont ensuite retournés temporellement et ré-émis *expérimentalement* par le réseau de transducteurs. Afin d'évaluer la qualité de la focalisation obtenue, la pression le long de l'axe x est à nouveau expérimentalement mesurée. On obtient la courbe en traits pleins de la Figure 5.8.

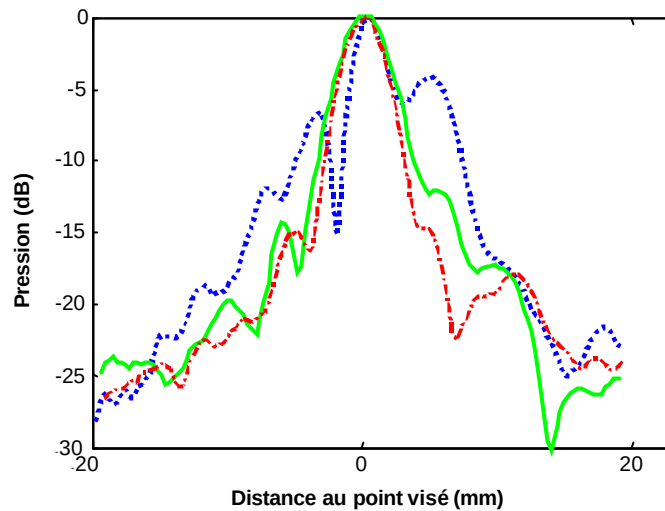


Figure 5.9. Tache focale obtenue avec une loi cylindrique (pointillés), par retournement temporel avec un hydrophone implanté (tirets-points), par retournement temporel basé sur les simulations (traits pleins)

La qualité de focalisation obtenue est excellente et permet d'envisager une correction plus fine : dans des travaux antérieurs^{[5.7],[5.8],[1.18]}, il a été montré que l'amplitude des signaux devait être corrigée. En effet, des parties du crâne absorbent fortement les ultrasons, comme on peut le voir sur le front d'onde mesuré par le réseau de transducteurs et présenté sur la Figure 5.10. Dans de telles zones, le signal doit être émis avec une amplitude forte. Par contre, dans les zones où le signal est peu atténué, il suffit d'envoyer un signal de faible amplitude. En fait, un signal reçu avec l'amplitude A_i sur le transducteur i doit précisément être ré-émis avec une amplitude $1/A_i$. Bien entendu, ceci ne doit se faire que sur des signaux ayant un bon rapport signal sur bruit afin de ne pas amplifier le bruit. En pratique, seuls les signaux ayant une amplitude supérieure à 10% du signal maximum sont corrigés.

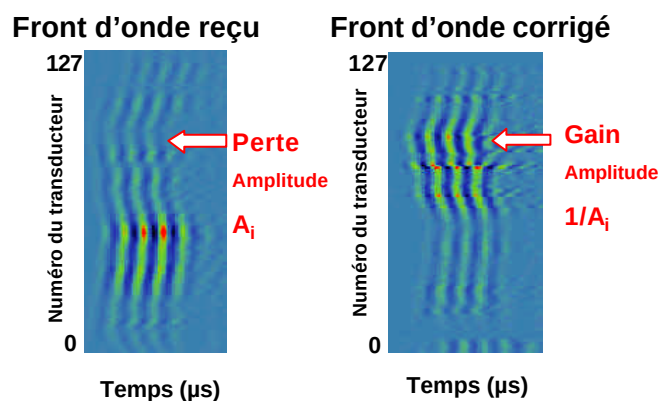


Figure 5.10. Principe de la correction d'amplitude

A nouveau, le front d'onde reçu présenté en Figure 5.6, à la base de cette correction d'amplitude peut être obtenu soit en enregistrant les signaux provenant d'un hydrophone implanté dans le milieu en $x=0$, soit en utilisant les signaux simulés. Ensuite, le front d'onde corrigé en amplitude est à nouveau retourné temporellement et ré-émis par le réseau de transducteurs. La pression

le long de l'axe x est à nouveau expérimentalement mesurée par l'hydrophone pour évaluer la qualité de la focalisation. Les différentes courbes sont tracées sur la Figure 5.11.

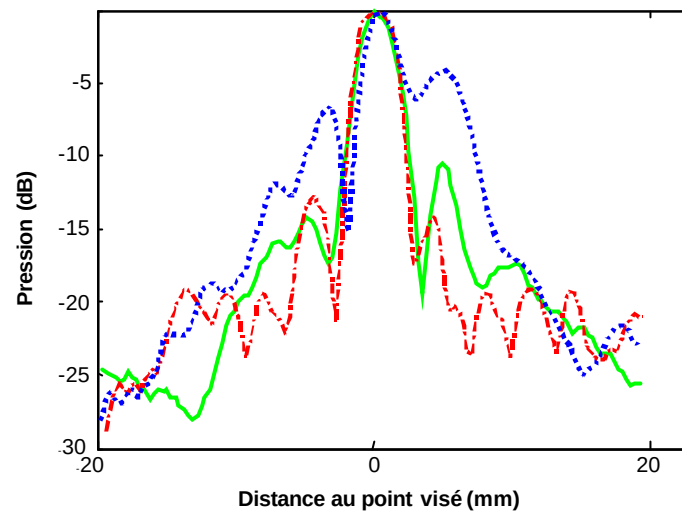


Figure 5.11. Tache focale obtenue avec une loi cylindrique (pointillés), par retournement temporel avec un hydrophone implanté (tirets-points), par retournement temporel basé sur les simulations (traits pleins)

A nouveau, notre méthode totalement non invasive reposant sur les simulations permet d'obtenir des résultats aussi bons qu'en utilisant une source active implantée dans le cerveau.

Nous avons donc réussi à proposer une méthode totalement non invasive pour réaliser de l'hyperthermie du cerveau. Ceci ouvre des perspectives extrêmement intéressantes. En effet, il n'est possible d'utiliser une source active que dans un cas particulier : la thérapie des petites tumeurs malignes : dans les cas où une tumeur de petite taille a été détectée par IRM, une biopsie est effectuée pour prélever un échantillon en vue de déterminer si la tumeur est maligne. Lors de la biopsie, il faut trépaner le crâne sur une petite surface ce qui permet d'introduire un petit hydrophone en même temps que le micro scalpel permettant de prélever les tissus tumoraux. Notre méthode permet donc de d'éviter d'introduire dans le cerveau un corps supplémentaire, mais elle permettrait surtout de traiter les tumeurs bénignes de grosse taille facilement détectables aux rayons X ou par IRM, qui ne nécessitent aucune biopsie et dont la croissance peut conduire au décès du patient. De plus, notre technique facilite le suivi long terme du patient. En effet, à l'issue des séances d'hyperthermie, il peut être intéressant de suivre l'évolution de la tumeur. Si celle-ci n'a pas complètement régressé, mais s'est éventuellement développée dans une zone proche, alors il serait possible de la traiter directement, sans avoir besoin de réintroduire une source active sur la nouvelle localisation de la tumeur.

Nous n'avons pas ici mis en œuvre de processus de focalisation non invasive basé sur le filtre inverse. La précision de la focalisation est en effet moins critique qu'en imagerie : il s'agit ici de déposer de l'énergie, proportionnelle au carré de la pression. Le diagramme de focalisation en énergie est donc deux fois plus piqué que le diagramme en pression. De plus, il existe un effet de seuil : au dessus de 43°C, les cellules meurent. Entre 37°C et 43°C, elles résistent. On observe ainsi en hyperthermie une frontière très franche entre les tissus sains et les tissus nécrosés : la zone

intermédiaire ne fait que deux à trois cellules. Par, contre, on peut sérieusement envisager dans un futur proche d'étudier l'apport du filtre inverse, à l'aide d'un protocole invasif dans un premier temps, puis non invasif. L'enjeu se situe en fait non pas dans le plan focal mais dans le champ proche. En effet, il est important de s'assurer qu'entre la paroi interne du crâne et la zone focale, il n'existe pas de maxima de pression secondaires susceptibles d'induire des nécroses. Pour traiter une tumeur de quelques cm^2 , il est nécessaire de répéter un grand nombre de tirs afin de la nécroser point par point en angulant le faisceau autour du point central. A chaque tir, l'énergie déposée dans le champ proche est sensiblement la même. En plaçant des points de contrôle dans cette zone, il pourrait être très intéressant d'y optimiser le champ acoustique.

Avant de s'intéresser à un éventuel apport du filtre inverse, nous avons cherché à mettre en œuvre le protocole d'hyperthermie in vitro. En effet, les résultats obtenus à basse puissance avec une barrette échographique peuvent maintenant être étendus à l'utilisation d'un réseau de transducteurs ultrasonores de forte puissance pour détruire des tumeurs du cerveau. Le protocole est le même, seul le réseau de transducteurs change. Nous avons donc développé un prototype d'hyperthermie délivrant suffisamment de puissance pour nécroser des tumeurs à travers un crâne humain, sans besoin de trépanation. Il s'agit du premier prototype dédié à cette application.

5.3. Réalisation d'un prototype d'hyperthermie

5.3.1. Spécifications

Nous cherchons à réaliser un appareil capable de traiter par hyperthermie des tumeurs cérébrales. Les contraintes pour la conception d'une telle sonde sont importantes car l'hyperthermie demande à la fois une focalisation du faisceau ultrasonore extrêmement précise et une puissance importante au point focal.

Nous avons vu au chapitre 3, qu'au-delà de 1,5 à 2 MHz, le crâne devenait extrêmement absorbant. Or la résolution obtenue sera toujours de l'ordre de la longueur d'onde. Pour obtenir une précision millimétrique, il est important de ne pas utiliser une fréquence trop basse. La fréquence a ainsi été fixée à 1MHz.

D'autre part, pour assurer la nécrose des tissus cancéreux, il est nécessaire de déposer au point visé une énergie relativement importante. Nous avons choisi de fonctionner en régime d'ablathermie, qui consiste à nécroser les tissus par élévation de température de 20 à 30°C. La température des tissus visés atteint ainsi 57 à 67°C. Pour nécroser les tissus, cela requiert typiquement à 1MHz, de délivrer 1500W.cm^{-2} pendant 1 à 3s^[5,16].

5.3.2. Tests des transducteurs de présérie

Dix transducteurs de présérie nous ont été fournis par la société IMASONIC. Nous les avons soigneusement testés afin de bien les caractériser. Nous ne donnerons ici que les résultats significatifs.

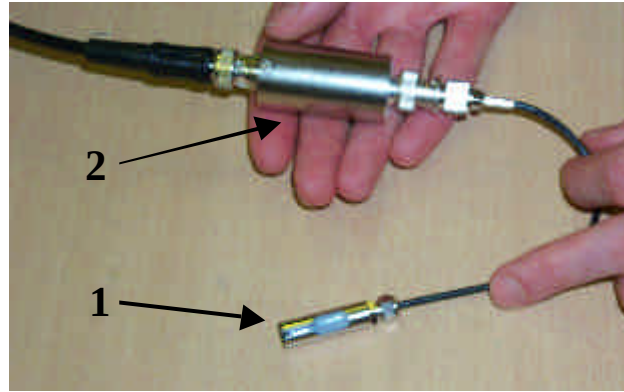


Figure 5.12 : Transducteur de puissance (1) avec son adaptation d'impédance (2)

L'un de ces transducteurs est présenté avec son adaptation d'impédance sur la Figure 5.12. En sortie de transducteur, l'impédance vaut typiquement $Z=800\text{--}1200\ \Omega$. Une adaptation d'impédance permet de ramener sa partie réelle à environ 40Ω et d'annuler sa partie imaginaire pour que l'électronique de puissance transmette son énergie au transducteur. Chaque transducteur, de $0,5\text{cm}^2$ de surface active, permet d'obtenir une pression de 2,5 bars à 10cm pour une puissance d'entrée de 18 Watts, correspondant à la puissance maximale délivrable par nos baies électroniques. Ces mesures ont été effectuées à l'aide d'un hydrophone bilaminaire calibré de la société MARCONI, et vérifiées par un interféromètre hétérodyne développé au laboratoire par D.Royer^[5,17]. Nous avons également testé leur tenue : nous les avons soumis durant 36 heures à une puissance d'alimentation électrique de 18 Watts pendant 5s suivies de 30s de repos. Le comportement a été satisfaisant. Chaque transducteur nous permettra donc obtenir environ 2,5bars au foyer pendant 5s. Or nous avons besoin au total de 1500W.cm^2 , c'est à dire $P_s=1,5.10^7\text{W.m}^2$. Cela nécessite au point visé une pression P de :

$$P = \sqrt{2ZP_s} = \sqrt{2 \times 1,5.10^6 \times 1,5.10^7} = 7.10^6\text{ Pa} = 70\text{bars} \quad \text{Eq. 5.8}$$

Il ne faut pas oublier qu'avant d'arriver au foyer, le front d'onde va traverser environ 10cm de cerveau. Or l'absorption des tissus biologiques est d'environ 0,7dB par cm à 1MHz, soit une perte d'un facteur 2 en amplitude pour une profondeur de 10 cm. Il faut donc générer 140 bars. De plus nous avons vu au chapitre 3 que le crâne induisait une perte supplémentaire typique de 11dB, soit un facteur 3 en amplitude.

Au final il faut donc obtenir au foyer 420 bars. Celui-ci sera à environ 10 cm des transducteurs, ce qui nous permet d'estimer le nombre de transducteurs nécessaires : 168. En fait, 1500W.cm^2 constitue la puissance minimale à avoir pour induire une nécrose. Nous avons choisi d'utiliser 200 transducteurs afin de disposer d'une certaine marge.

5.3.3. Descriptif de la sonde

La sonde sera donc composée de 200 transducteurs de fréquence centrale 1MHz, pilotés chacun par une électronique. Elle se présentera sous la forme d'un cube de plexiglas transparent pouvant être immergé, et dont les dimensions sont données par la Figure 5.13. Ce volume sert à abriter

les adaptations d'impédances, ainsi que les câbles. Une coupole sphérique se place sur l'avant du bâti et l'ensemble est rendu parfaitement étanche grâce à des vis de serrage. Les 200 transducteurs sont encastrés dans la coupole sphérique.

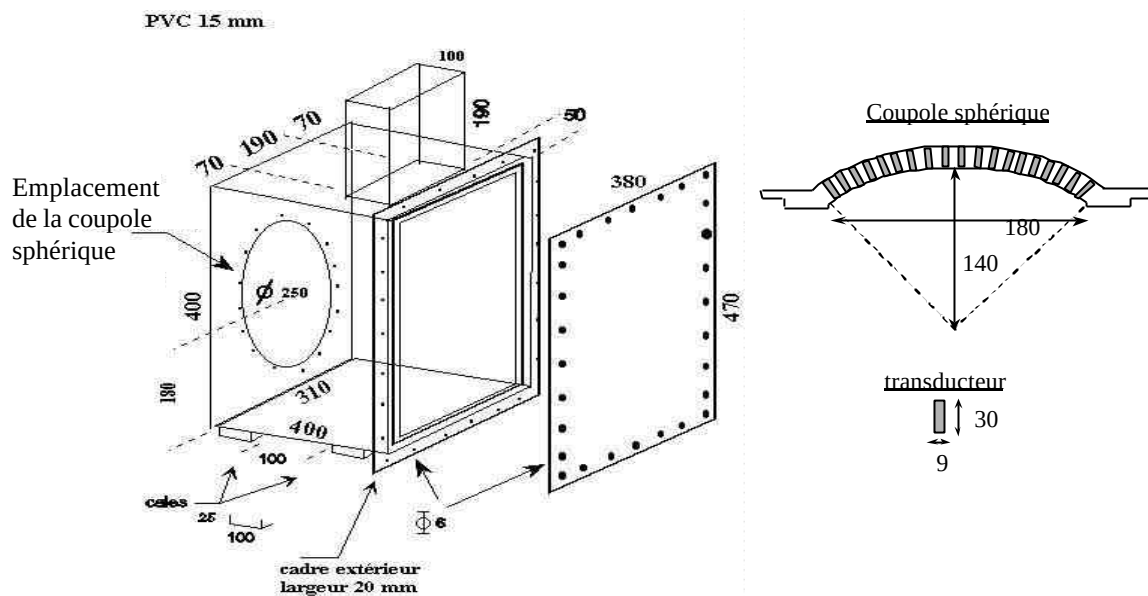


Figure 5.13. Schéma de la sonde. A gauche dimensions du bâti, à droite coupole sphérique et transducteur.

La disposition des transducteurs sur la partie sphérique intervient directement sur la qualité de la focalisation. En particulier, la taille l de la tache focale est fixée par la longueur d'onde utilisée λ , l'ouverture de la sonde D , et la distance au point focal F , comme résumé sur la Figure 5.14.

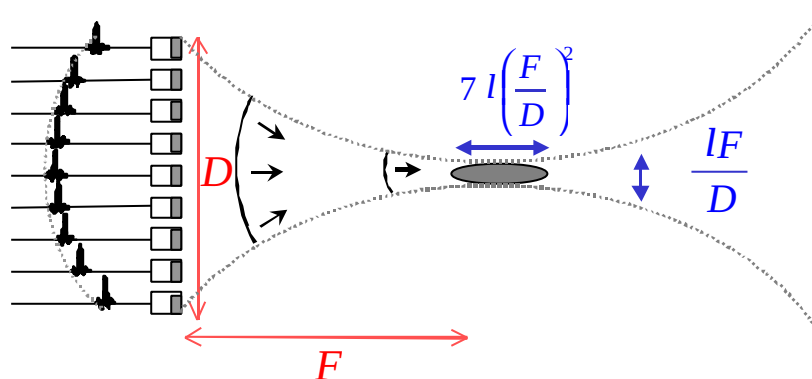


Figure 5.14. Dimensions de la tache focale en fonction des caractéristiques de la sonde.

L'objectif est ici de pouvoir brûler des points de l'ordre du mm à l'intérieur du cerveau. La distance focale F choisie est de 140 mm. En effet, étant donné l'encombrement de la sonde, celle-ci sera placée à environ 6cm du crâne, pour viser au centre d'un crâne de 16cm de large en moyenne, soit au total une distance focale de $6+16/2=14$ cm. Dans l'eau et à 1MHz, la longueur d'onde est de 1,5mm, l'ouverture de la sonde doit donc être d'environ 200 mm. La coupole sphérique choisie pour le prototype, et détaillée sur la Figure 5.13, possède ainsi une ouverture de 180 mm.

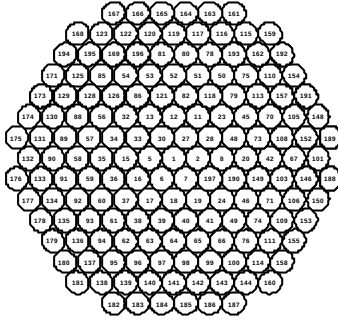
Il faut de plus impérativement s'assurer qu'il n'existe pas, en dehors du point focal, une pression qui risquerait d'endommager les tissus cérébraux. Or lorsque les transducteurs sont disposés sur un réseau, le risque d'apparition de lobes de réseaux peut devenir gênant pour la thérapie. Il est admis en thérapie que l'intensité du champ doit être au moins 8 à 10dB plus faible qu'au point focal pour ne pas nécroser les tissus environnants^[5.18]. Nous avons donc effectué des simulations numériques afin de comparer les performances de différentes répartitions des transducteurs sur la coupole.

5.3.4. Disposition des transducteurs

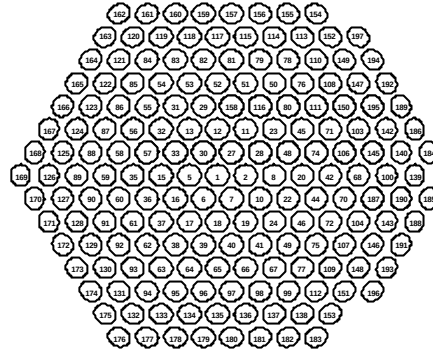
5.3.4.1. Réseaux étudiés

Les différents réseaux étudiés peuvent se classer par leur degré de symétrie. Ils sont rassemblés sur la Figure 5.15. Pour des raisons de dispositions pour certaines géométries, tous les réseaux comportent 197 transducteurs identiques espacés au minimum de 1mm. Le réseau hexagonal compact nous servira de réseau témoin. Nous avons fixé la compacité des autres réseaux à 52% afin de pouvoir les comparer équitablement. Le réseau annulaire décalé est un réseau dont les transducteurs sont placés sur des anneaux régulièrement espacés, mais légèrement décalés les uns par rapport aux autres. Le réseau semi-aléatoire est créé avec un programme MATLAB, qui tire pour chaque transducteur une position aléatoire dans la surface libre. Lorsqu'au bout d'un grand nombre d'itérations il ne trouve plus de place, réorganise le réseau de façon semi-aléatoire en décalant légèrement les transducteurs par rapport à leur position actuelle.

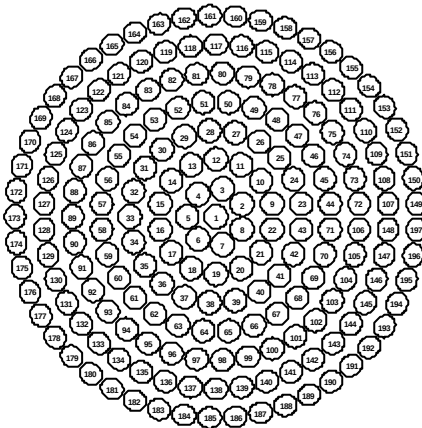
- Réseau hexagonal compact (compacité 74%)



- Réseau hexagonal (compacité 52%)



- Réseau annulaire décalé (compacité 52%)



- Réseau semi-aléatoire (compacité 52%)

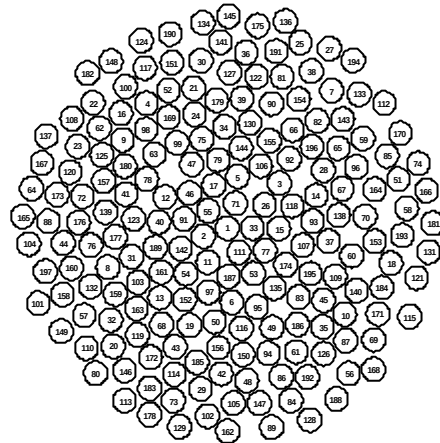


Figure 5.15. Récapitulatif des réseaux étudiés

5.3.4.2. Calcul du champ diffracté

Afin de calculer le champ diffracté par chaque réseau, nous avons assimilé chaque transducteur à un piston circulaire plan de diamètre $d=9\text{mm}$. Le champ diffracté est calculé par un logiciel de simulation développé par D. Cassereau au laboratoire : SIMULPA. Ce logiciel utilise l'approximation de la théorie des rayons : il discrétise la surface de l'émetteur et calcule en tout point de l'espace, les rayons issus d'une surface élémentaire. SIMULPA calcule ainsi le champ de pression rayonné sur une droite ou un plan de l'espace.

5.3.4.3. Focalisation au point focal géométrique

Les différents réseaux ayant en commun d'être sphériques, ils sont tous préfocalisés. Ainsi lorsque les transducteurs tirent en phase, les ondes issues de chaque transducteur interfèrent constructivement au point focal géométrique. Nous allons dans un premier temps étudier le champ diffracté dans le plan focal, dans une zone délimitée par un carré de 50 mm de côté et centrée sur le point focal. Pour pouvoir observer les éventuels lobes de réseaux, les signaux émis doivent pouvoir interférer ensemble dans toute cette partie du plan, ce qui impose une longueur minimale des signaux d'émission. 20 arches de sinusoides à 1 MHz sont émises. Elles sont échantillonnées à 20 MHz. On calcule alors les champs diffractés pour les quatre types de réseaux. Les différents champs sont représentés en niveau de gris et en décibels sur les Figure 5.16 à Figure 5.19.

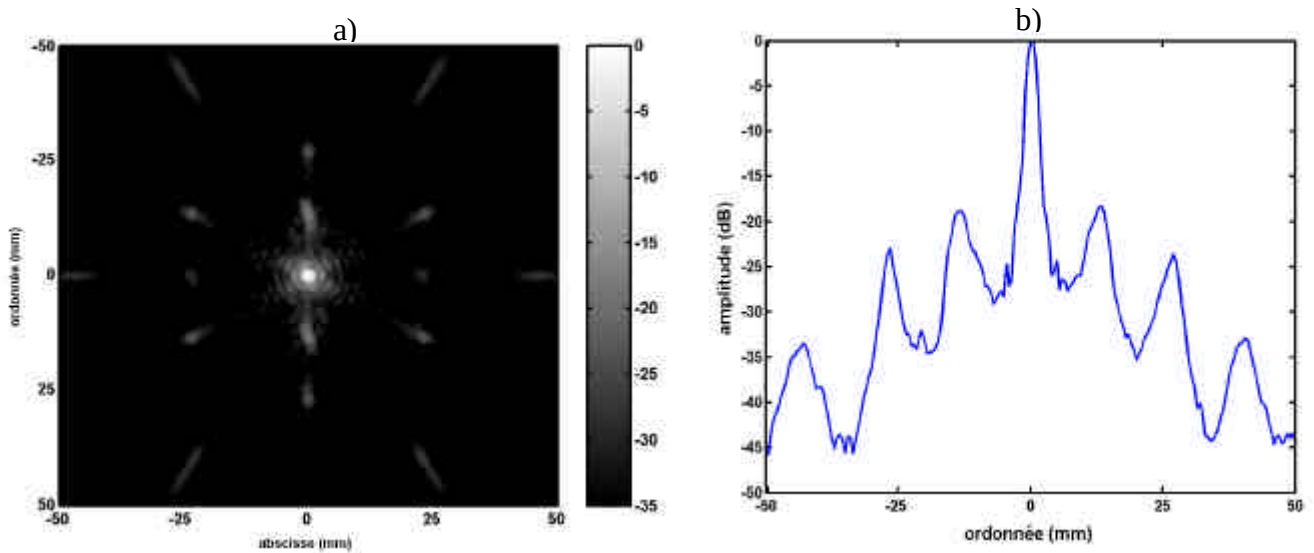


Figure 5.16. Champ diffracté par le réseau hexagonal compact (compacité 74%) : (a) plan focal, (b) coupe sur l'axe y.

Etant donnée la faible ouverture du réseau hexagonal compact, la tache focale est un peu plus large que pour les autres réseaux (1.5 mm à -6dB), mais les lobes de réseaux sont faibles (-19dB) car la distribution des transducteur est presque continue.

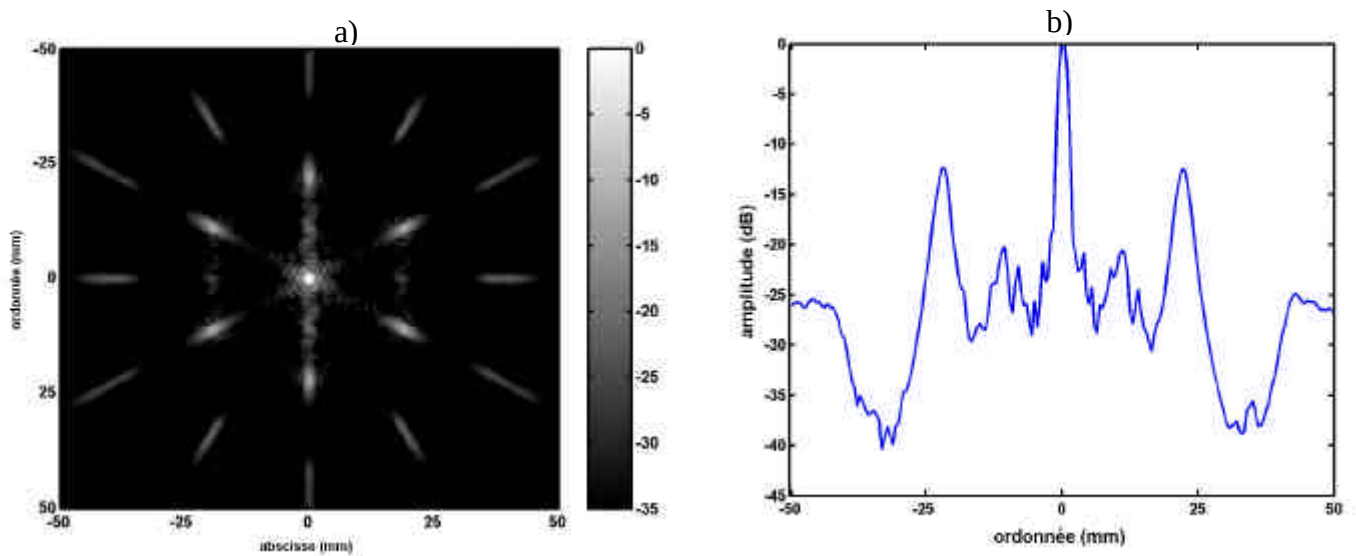


Figure 5.17. Champ diffracté par le réseau hexagonal compact (compacité 52%) : (a) plan focal, (b) coupe sur l'axe y.

Pour le réseau hexagonal de compacité 52%, la largeur de la tache focale à -6 dB est de 1 mm. Mais en raison fort caractère périodique du réseau, les lobes sont très élevés, et dépassent -12 dB.

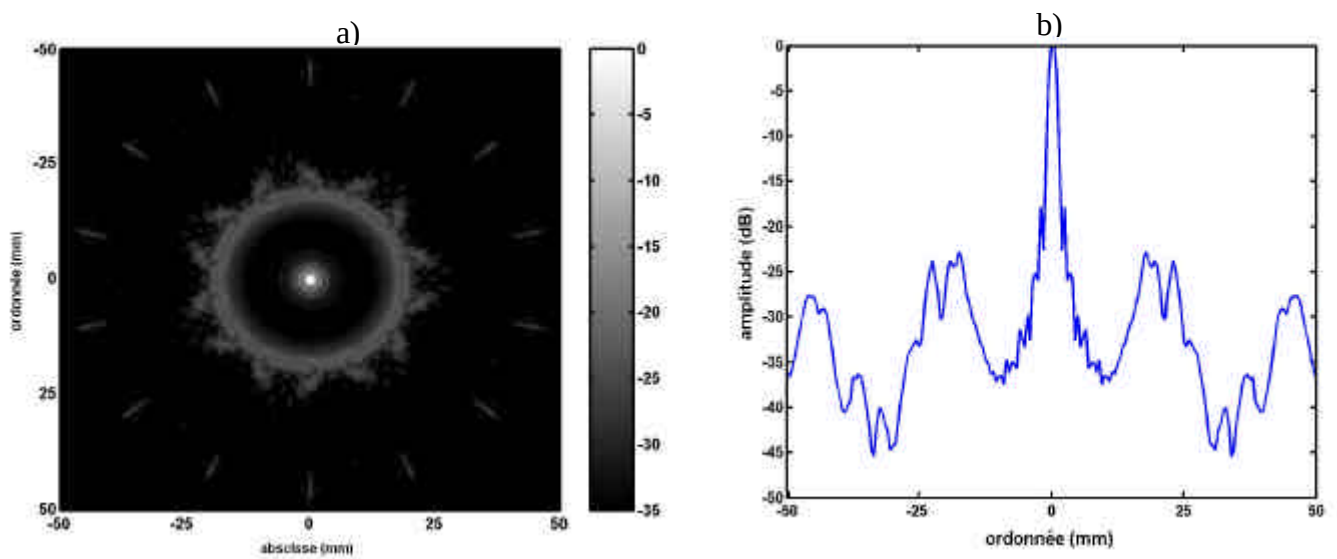


Figure 5.18. Champ diffracté par le réseau annulaire : (a) plan focal, (b) coupe sur l'axe y.

En revanche les performances du réseau annulaire sont excellentes, les lobes de réseaux étant inférieurs à -22 dB. L'énergie acoustique se trouve répartie sur une couronne autour du point focal de façon très homogène. Avec le réseau semi-aléatoire, on peut s'attendre à ce que l'énergie soit encore mieux distribuée.

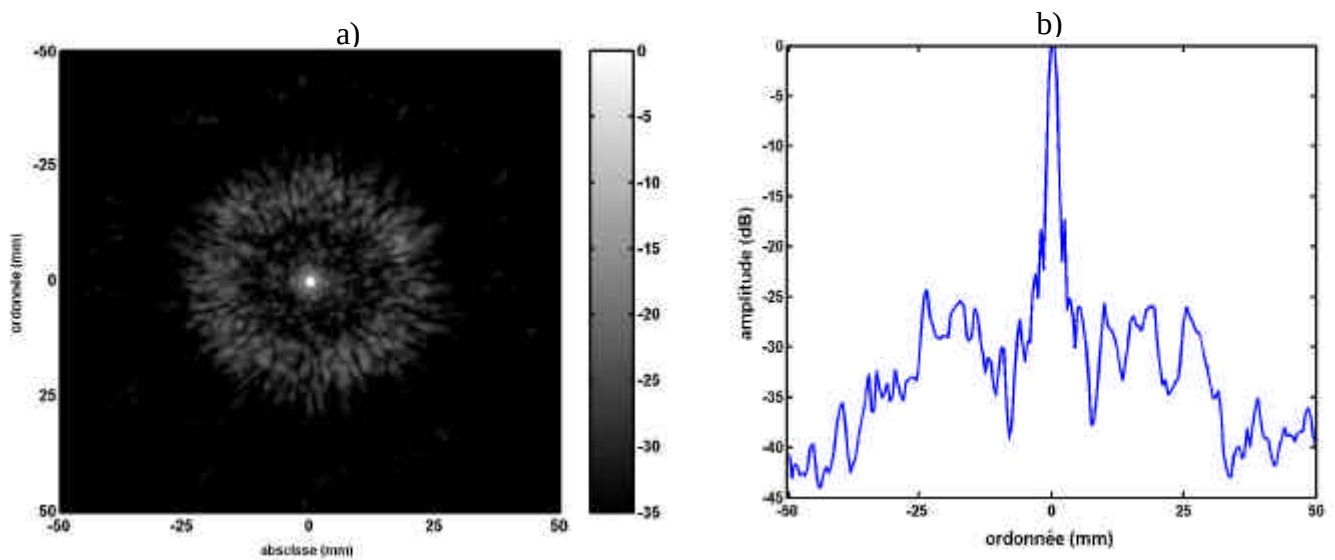


Figure 5.19. Champ diffracté par le réseau semi-aléatoire: (a) plan focal, (b) coupe sur l'axe y.

Le réseau semi-aléatoire donne des résultats comparables au réseau annulaire, mais le niveau de lobe maximal est légèrement plus élevé, avec un niveau maximal de -18.5dB. En fait ce niveau n'est atteint qu'en quelques points du plan, le niveau maximal étant en moyenne de -24dB, alors que les -22dB du réseau annulaire sont présents sur tout le périmètre de la couronne circulaire.

A priori, les deux réseaux les plus intéressants pour la qualité de la focalisation au point géométrique sont les réseaux annulaires et semi-aléatoires. Cependant, le traitement global de la tumeur se fera point à point balayant électroniquement la focalisation autour du point géométrique. Nous allons étudier l'effet de l'angulation sur la qualité de la focalisation pour déterminer quelle surface de tumeur peut être traitée sans déplacer physiquement la sonde.

5.3.4.4. Angulation

Nous avons déterminé les lois de retard à appliquer à chaque transducteur pour focaliser sur des points d'abscisse $x=0$, et d'ordonnées y comprises entre 0 et 20mm. Comme précédemment, le champ diffracté est calculé pour chaque réseau. Les différents champs sont représentés en niveau de gris et en décibels sur la Figure 5.20 pour le réseau annulaire. L'angulation détruit progressivement la focalisation. Les lobes de réseaux remontent progressivement et atteignent ici -4.5dB lorsque l'on angle de 20mm. De plus, globalement la pression au point focal diminue, ce qui signifie que la puissance risque d'être trop faible pour induire une nécrose au point visé.

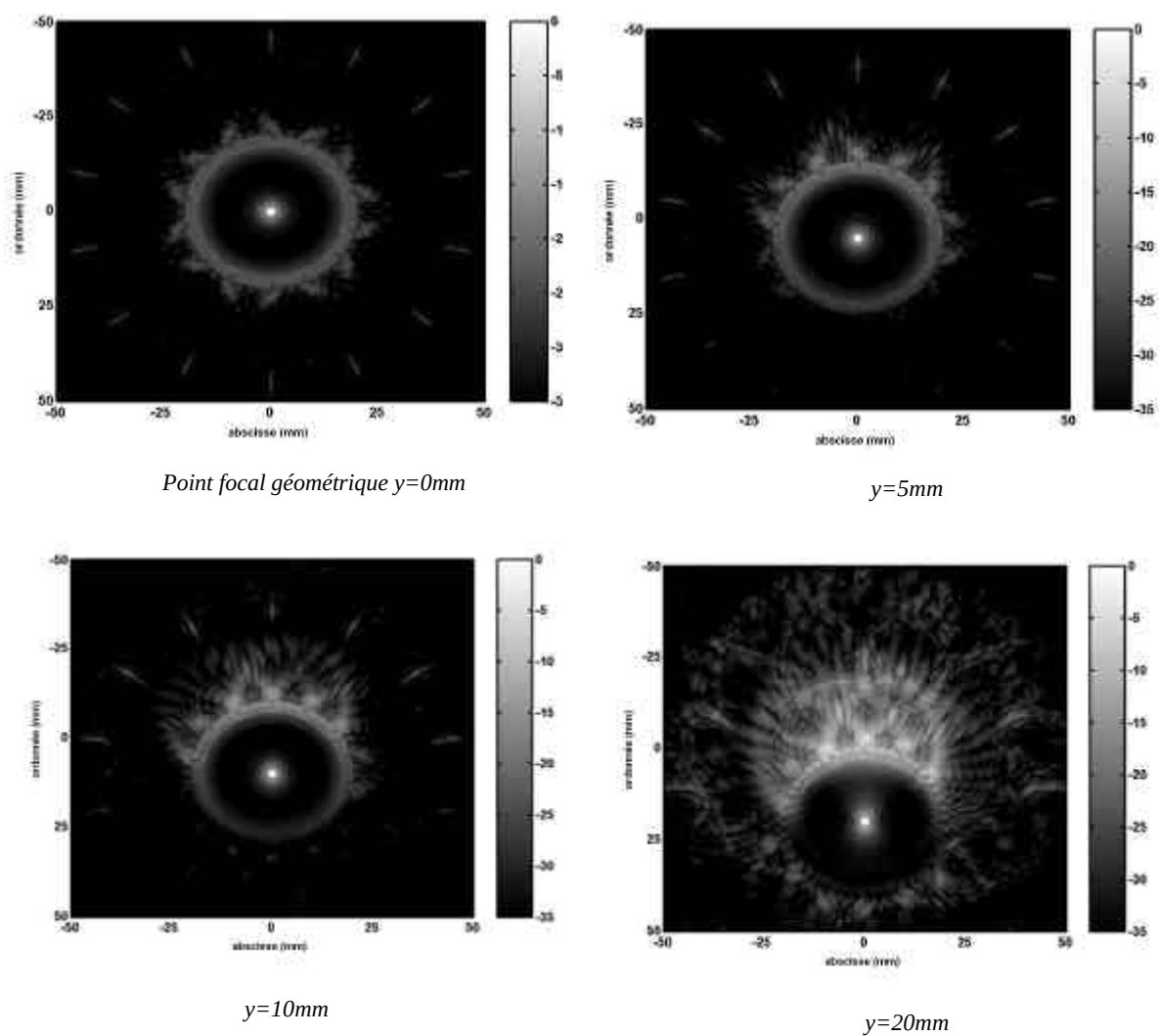


Figure 5.20. Champ diffracté par le réseau annulaire en déplaçant le point de focalisation le long de l'axe y .

Le même comportement est observé pour les autres réseaux. La Figure 5.21 représente les champs obtenus avec le réseau semi aléatoire.

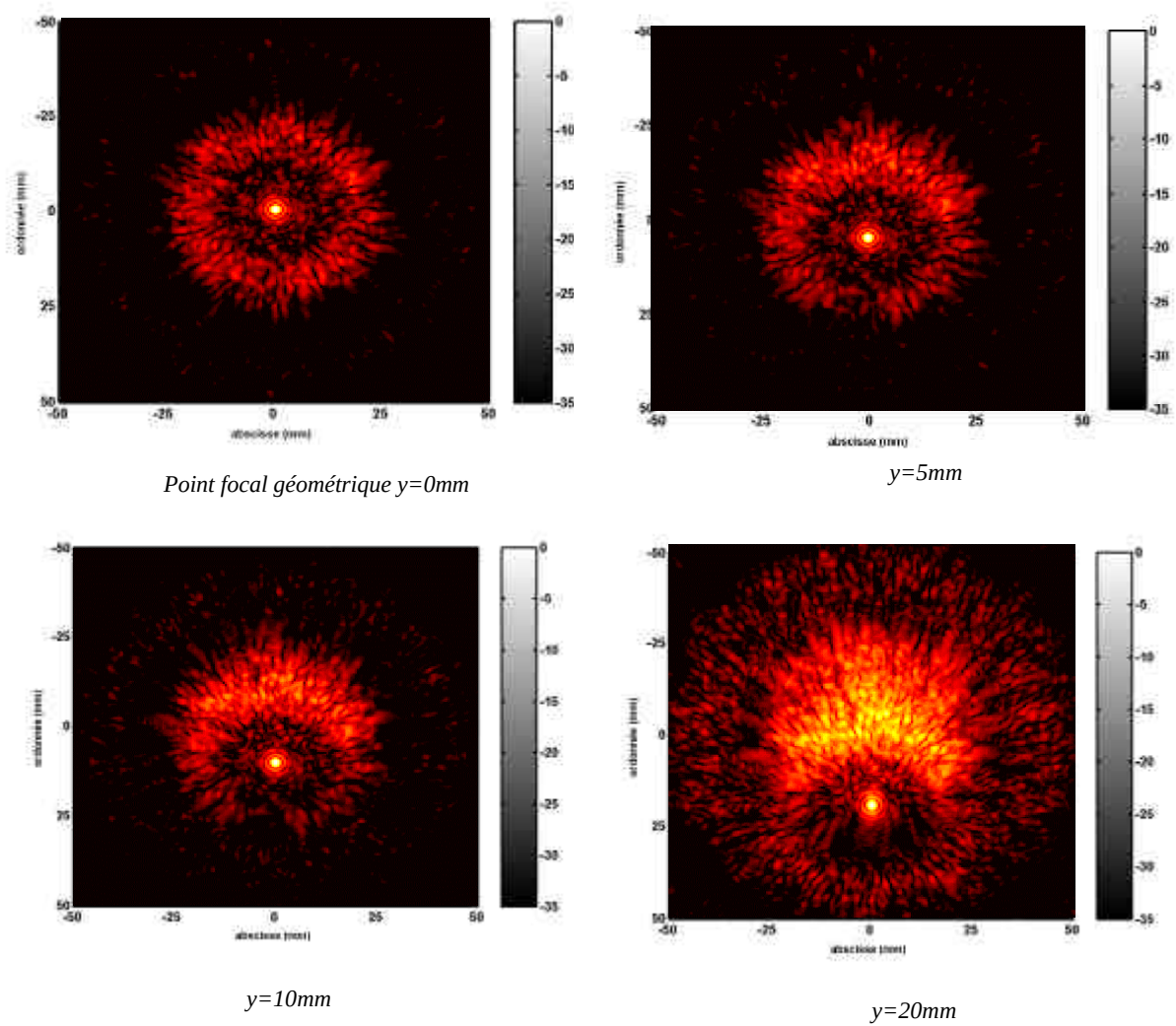


Figure 5.21. Champ diffracté par le réseau aléatoire en déplaçant le point de focalisation le long de l'axe y .

Les champs des autres réseaux ont également été calculés mais ne sont pas représentés ici. Par contre, afin de comparer tous les réseaux de façon quantitative, nous avons tracé pour chacun le niveau des lobes de réseaux en fonction de la position du point focal. Les résultats sont regroupés sur la Figure 5.22.

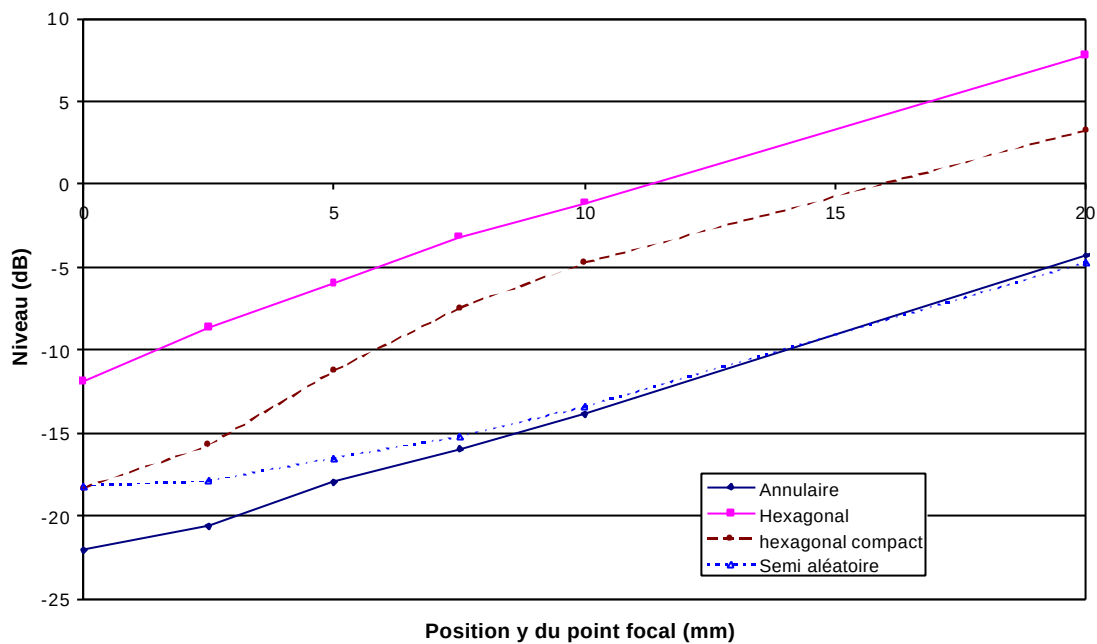


Figure 5.22 Niveau des lobes en fonction de la position du point focal

Ces graphes nous fournissent plusieurs informations importantes :

- Les performances des deux réseaux hexagonaux sont mauvaises car les niveaux des lobes secondaires remontent très rapidement. Avec le réseau de compacité 52%, pour une angulation supérieure à 2,5mm, les lobes remontent au-dessus de -8dB, ce qui n'est pas acceptable en thérapie. Avec le réseau hexagonal compact, l'angulation ne peut dépasser 7mm.
- Les performances des réseaux annulaires et semi-aléatoires, légèrement différentes au point focal géométrique, se rejoignent très rapidement, et il est possible d'angler jusqu'à 15mm tout en gardant un niveau de lobe inférieur à -8dB. De plus la croissance du niveau des lobes pour le réseau semi-aléatoire est relativement lente jusqu'à 7.5mm.

Une autre information importante pour juger de la qualité de la focalisation est la variation de pression atteinte au point focal durant l'angulation. L'évolution de la pression en fonction de la distance d'angulation est présentée sur la Figure 5.23 pour les quatre types de réseaux.

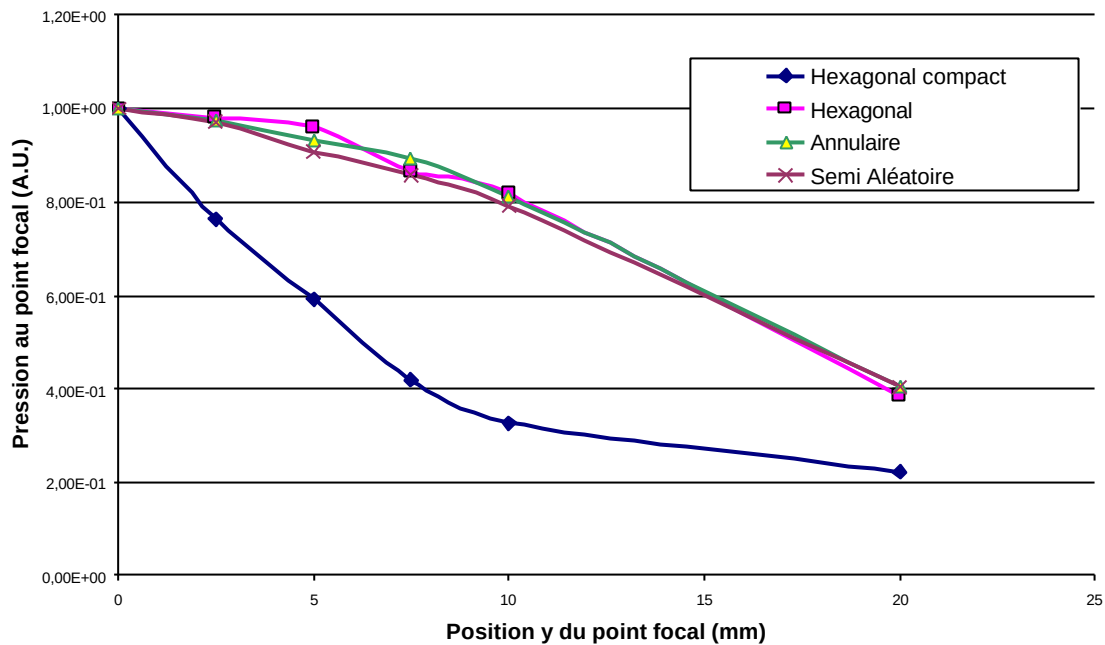


Figure 5.23. Pression au point focal en fonction de la position du point focal

En raison de la faible ouverture du réseau hexagonal compact, la pression chute beaucoup plus rapidement. Par contre les autres réseaux, de même compacité, présentent des valeurs comparables. Ainsi pour que l'intensité reste supérieure à la moitié de l'intensité atteinte au point focal, il faut que l'angulation reste inférieure à environ 15mm.

Finalement, dans le plan focal, les performances des réseaux annulaire et semi-aléatoire restent très bonnes lorsqu'on angle dans un rayon de 15mm autour du point focal géométrique. Nous ne retiendrons désormais plus que ces deux réseaux. Il reste cependant à vérifier que la pression n'atteint pas des niveaux trop élevés dans le champ proche, c'est-à-dire en amont du point focal.

5.3.4.5. Etude du champ proche

Le champ de pression atteint en avant du point focal est également un critère très important pour la thérapie. Si le champ de pression atteint des valeurs importantes, les tissus cérébraux en avant du point focal peuvent être nécrosés. Le seuil de variation reste toujours le même : le champ doit être de 8 à 10dB plus faible qu'au point focal^[5,18].

Nous avons donc procédé à des simulations dans des plans perpendiculaires au plan focal, pour les réseaux annulaires et semi-aléatoires. Les deux champs sont représentés en niveau de gris et en décibels sur la Figure 5.24.

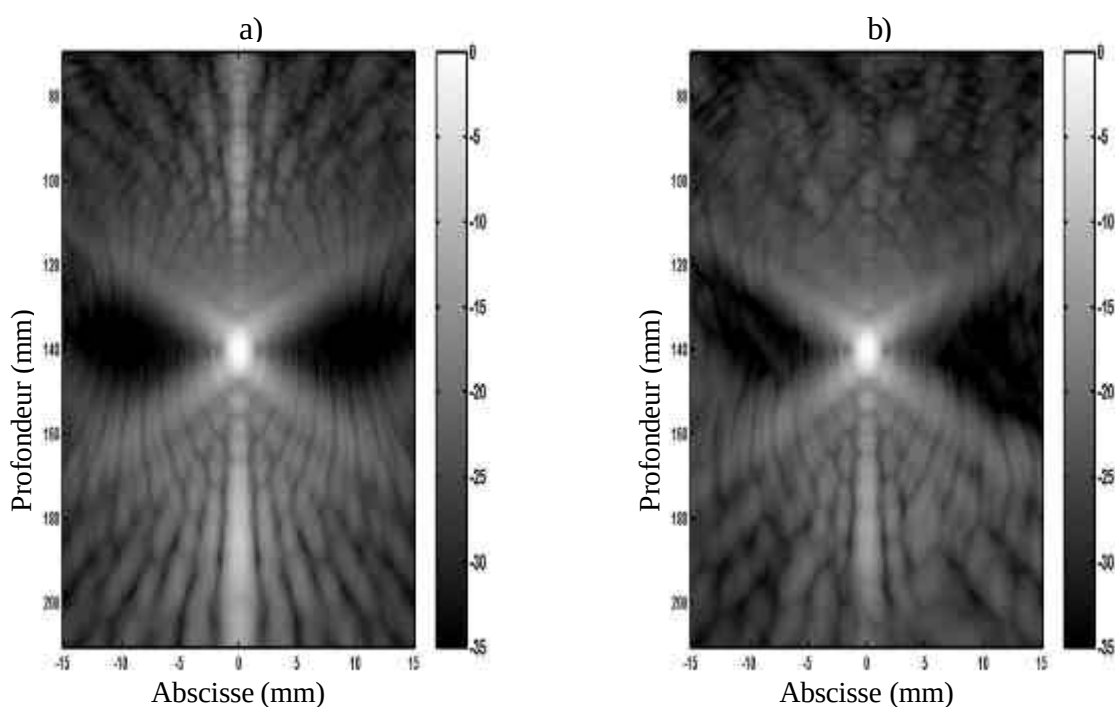


Figure 5.24. Champ diffracté dans le plan XZ: (a) réseau annulaire et (b) réseau semi-aléatoire.

Les champs diffractés par les deux réseaux semblent comparables, avec une forme en étoile. Cependant dans la zone qui nous intéresse ici, c'est à dire pour z inférieur à 140mm, on remarque un niveau de pression relativement élevé le long de l'axe de la sonde. Pour les deux réseaux, nous avons donc tracé sur la Figure 5.25 en décibels la pression le long de l'axe.

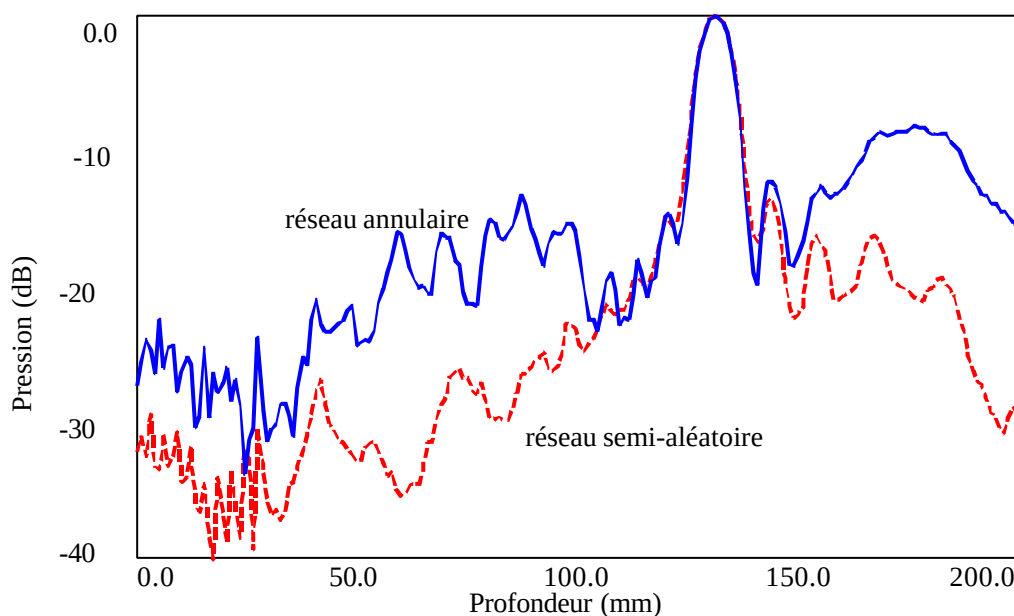


Figure 5.25. Amplitude maximale de pression sur l'axe de la sonde (en dB)

Les tracés montrent clairement qu'en amont du point focal, la qualité de focalisation du réseau semi-aléatoire est meilleure que celle du réseau annulaire (d'environ 10dB). On constate de plus qu'il en est de même en aval du point focal.

5.3.4.6. Conclusion

Dans le cadre thérapeutique, les réseaux hexagonaux étudiés réalisent de mauvaises performances. Les lobes de réseaux sont élevés et lorsqu'on angule dans le plan focal, la focalisation se dégrade rapidement. En revanche, les réseaux annulaires et semi-aléatoires présentent de bonnes performances et sont relativement proches en ce qui concerne les lobes de réseaux dans le plan focal. L'angulation peut de plus atteindre 15 mm en gardant une puissance importante au point visé, avec un niveau de lobes acceptable pour la thérapie. Enfin, dans le champ proche de la sonde, le réseau annulaire fait apparaître un niveau de pression plus élevé que le réseau semi-aléatoire. Le réseau semi-aléatoire, bien que plus difficile de conception, apparaît donc comme la géométrie la plus intéressante. Nous avons retenu ce réseau pour équiper le prototype d'hyperthermie.

5.3.5. Réalisation du prototype

5.3.5.1. Fabrication de la coupole semi aléatoire

La coupole semi aléatoire destinée à recevoir les transducteurs a été fabriquée au laboratoire. Un moule a été fabriqué par une entreprise extérieure. Les emplacements des transducteurs correspondent à ceux calculés pour le réseau semi-aléatoire. Un mélange d'UREOL 6414B et d'UREOL 5075A (Vantico Ltd) a été réalisé. Ce mélange liquide qui solidifie en 15 minutes a été versé dans le moule. Après démoulage, la coupole a été fixée au bâti.

5.3.5.2. Assemblage du prototype

Les 200 transducteurs ont alors été introduits dans leur logement pour donner le prototype final présenté sur la Figure 5.26. Il reste maintenant à mettre en place l'électronique de puissance qui permettra de piloter ces transducteurs. Les 200 voies d'électroniques seront réparties sur deux baies électronique qu'il convient de synchroniser. Le prototype devrait être opérationnel dans quelques mois et permettra d'effectuer les premières expériences d'hyperthermie au laboratoire derrière un crâne humain.



Figure 5.26 : Prototype assemblé.

5.4. Conclusion

Nous avons réussi à mettre en œuvre un protocole non invasif de focalisation à travers la boîte crânienne, basé sur des images rayons X du crâne. Ce protocole a été validé à basse puissance par des expériences de focalisation intracrânienne par retournement temporel. Une extension de cette technique à une focalisation non invasive par filtre inverse est envisageable dans un avenir proche sous réserve d'optimiser le temps de calcul des simulations.

Parallèlement, un prototype d'hyperthermie, constitué de 200 transducteurs de puissance, a été mis au point. Des simulations numériques nous ont permis de déterminer la répartition optimale de ces transducteurs : une distribution semi aléatoire a été retenue. Le prototype est désormais assemblé et seules l'électronique permettant son pilotage reste à mettre au point. Le prototype sera opérationnel dans les prochains mois. Dans un premier temps, des expériences de nécroses derrière un crâne humain basées sur l'utilisation de sources acoustiques réelles peuvent être envisagées : il s'agit d'expériences de retournement temporel 'classique'. Ensuite l'apport du filtre inverse pourra être étudié. Enfin, il conviendra de tester à forte puissance le protocole non invasif validé dans la première partie de ce chapitre. A plus long terme, des expériences in vivo, sur le mouton, sont envisagées en collaboration avec des neurochirurgiens du Val de Grâce.

Bibliographie

[5.1] R. H. Britt, D. W. Pounds, B. B. Lyons, 'Feasibility of treating malignant brain tumors with focused ultrasound', Prog.exp.Tumor Res.,vol 28,pp.232-245, 1984)

[5.2] Kremkau, F. W, 'Cancer therapy with ultrasound : a hystorical review'. J. Clin. Ultrasound Vol 7 : pp. 287-300 (1979).

- [5.3] A. Gelet, J. Y. Chapelon, R. Bouvier, R. Souchon, C. Pangaud, A. F. Abdelrahim, D. Cathignol, J. M. Dubernard. 'Treatment of prostate cancer with transrectal focused ultrasound: early clinical experience'. *European Urology*, 29, pp 174-183, 1996.
- [5.4] T. F. Hueter. 'The detection of intracranial tumors by use of ultrasound'. *Q. Prog. Rep.*, Acoustics laboratory, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA, pp 23-24, Jan.- Mar. 1951.
- [5.5] N. I. Vykhodtseva, K. Hynynen et C. Damianou. 'Pulse duration and peak intensity during focused ultrasound surgery : Theoretical and experimental effects in brain rabbits *in vivo*'. *Ultrasound in Med. and Biol.*, Vol. 20, 9, pp 987-1000, 1994.
- [5.6] F. J. Fry, N. T. Sanghi et al. 'A focused ultrasound system for tissue volume ablation in deep seated brain sites'. *Proceedings of IEEE 1986 Ultrasonics Symposium*, Vol. 2, pp 1001-1004, 1986.
- [5.7] J.-L. Thomas et M. Fink, 'Ultrasonic beam focusing through tissue inhomogeneities with a time reversal mirror: Application to transskull therapy', *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., Freq. Contr.*, Vol. 43, N° 6, pp. 1122-1129, 1996.
- [5.8] M. Tanter, J.-L. Thomas and M. Fink 'Focusing and steering through absorbing and aberating layers: Application to ultrasonic propagation through the skull' *J. Acoust. Soc. Am*, Vol. 103(5) pp. 2403-2410 (1998).
- [5.9] J. Sun, K. Hynynen, 'Focucusing of therapeutic ultrasound through a human skull: A numerical study', *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 104(3), pp.1705-1715 (1998).
- [5.10] M. Pernot, 'Hyperthermie du cerveau : prototype de chauffe et protocole non invasif', Stage de DEA au Laboratoire Ondes et Acoustique, Mars-Juillet 2001.
- [5.11] J.Y. Rho, M.C. Hobato and R.B. Ashman, 'Relations of mechanical properties to density and CT numbers in human bone', *Med. Eng. Phys.* Vol 17, No.5, pp. 347-355, 1995.
- [5.12] A. Derode, M. Tanter, L. Sandrin, A. Tourin, M. Fink, 'Numerical and experimental time-reversal of acoustic waves in random media', *Journal of Computational acoustics* , Vol. 9, N°. 3, pp 991-998, Septembre 2001.
- [5.13] P. Roux, J. De Rosny, M. Tanter, M. Fink , 'The Aharonov-Bohm effect revisited by an acoustic time-reversal mirror', *Physical Review Letters* , 79 (17), p.3170-3173, Octobre 1997.
- [5.14] D.R. Carter, W.C. Hayes, 'The compressive behavior of bone as a two-phase porous structure'. *J. Bone Jt. Surg.*; vol 59A; 954-62;(1977).
- [5.15] M. Tanter 'Application du retournement temporel à l'hyperthermie ultrasonore du cerveau', Thèse de doctorat de l'Université Paris 7, 1999.
- [5.16] G. Ter Haar, 'Acoustic surgery', *Physics Today*, December, pp.29-34 (2001).
- [5.17] D. Royer et E. Dieulesaint. 'Optical probing of the mechanical impulse response of a transducer'. *Applied Physics letters*, 1986, **49** (17), pp 1056-1058.
- [5.18] L. Gavrilov and J. Hand. 'A theoretical assesment of the relative performance of spherical arrays for ultrasound surgery' *IEEE trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.* **47**, 1, pp 125-139, 2000.

6. Conclusion générale

Nous avons développé une nouvelle technique, le filtre inverse spatio-temporel, permettant d'obtenir une focalisation optimale dans tout milieu linéaire, qu'il soit dissipatif ou non. Cette technique repose sur la connaissance de l'opérateur de propagation entre la barrette émettrice et un réseau de points de contrôle. Il est alors possible de focaliser sur l'un des points de contrôle tout en minimisant la valeur du champ acoustique sur les autres points de contrôles. De manière générale, n'importe quelle figure de focalisation (ou gabarit) pourra être obtenue sur les points de contrôle, dans les limites des principes physiques de la diffraction et de la réfraction : le gabarit sera approché au mieux. Cette technique compense toute source de dissipation, ce qui constitue une différence fondamentale avec le retournement temporel affecté par toute perte d'énergie. Le retournement temporel maximise toujours la valeur de la pression au point focal alors que le filtre inverse optimise la répartition du champ acoustique autour du point visé.

Cette technique, tout à fait générale, peut s'appliquer dans tous les domaines de la physique ondulatoire, à condition d'avoir accès aux signaux temporels, ce qui exclut en particulier l'optique ou la physique des particules. Les champs d'application sont ainsi extrêmement vastes. Nous avons ainsi vérifié son efficacité dans un certain nombre de milieux modèles caractéristiques des différents types de milieux rencontrés en ultrasons, notamment dans les milieux réfléchissants, réverbérants et absorbants. D'autres applications sont en cours de développement au laboratoire, notamment en acoustique audible et en multidiffusion. On peut envisager dans un avenir proche des applications en acoustique sous-marine et d'autres applications en imagerie médicale.

Nous avons dans une première application réussi à éliminer les échos parasites dans un milieu réfléchissant, lors de la focalisation à travers une plaque. Focaliser précisément derrière des plaques, des tubes ou des vis intéresse tout particulièrement la communauté du contrôle non destructif afin d'inspecter des pièces complexes. Un modèle réduit d'environnement urbain nous a permis de mettre en évidence un phénomène d'hyperfocalisation dans un milieu réverbérant. Nous avons de plus montré qu'il était aisément possible de réserver toute la bande passante temporelle à des logements différents, en les séparant spatialement. Il suffit typiquement pour cela que les logements soient séparés de quelques longueurs d'onde. On imagine l'intérêt que cela peut présenter en télécommunications, à condition d'utiliser des antennes programmables ('antennes intelligentes'). Enfin, nous avons montré que le filtre inverse permettait d'améliorer la qualité de la focalisation dans un milieu purement absorbant, ce qui complétait l'éventail d'applications et ouvrait la voie à la focalisation intracrânienne.

Nous avons pu obtenir à travers un crâne humain, avec le filtre inverse, la même qualité de focalisation qu'un échographe standard dans son milieu de prédilection : l'eau. Il est donc possible de calculer les codes exacts permettant de focaliser de façon optimale à travers un crâne. Il s'agit du premier pas vers la réalisation d'images échographiques haute résolution du cerveau. Nous avons dans

ce but étendu notre technique de focalisation en émission à la focalisation en réception. Des fils placés derrière un crâne ont alors pu être imagés. La comparaison avec les mêmes images obtenues avec les lois focales d'un échographe standard montrent clairement l'apport de la méthode. Mais un point restait en suspens : peut-on se passer de la présence de sources actives dans le cerveau ? Nous avons alors montré qu'il devrait être possible d'utiliser des sources non pas à l'intérieur, mais à l'extérieur de la boîte crânienne, en utilisant deux barrettes échographiques placées symétriquement de part et d'autre de la tête.

Une application médicale a également été étudiée : le traitement des tumeurs du cerveau par hyperthermie ultrasonore. Nous avons tout d'abord développé un protocole non invasif basé sur des simulations numériques. Toutes les techniques de focalisation adaptatives actuellement destinées à focaliser des ultrasons à travers le crâne dans un but thérapeutique reposent soit sur la trépanation, soit sur l'utilisation d'une ou plusieurs sources acoustiques dans le cerveau. Nous avons cherché à simuler la présence de ces sources. Pour cela, nous avons utilisé un logiciel de simulations aux différences finies développé par M. Tanter : ACEL. Toutes les propriétés acoustiques du crâne (vitesse acoustique, masse volumique, et coefficient d'absorption) ont été déduites à partir d'un scanner X du crâne étudié. Les signaux à émettre par le réseau de transducteurs étaient calculés soit à partir des données expérimentales en provenance de sources réelles implantées derrière le crâne, soit à partir des données simulées en provenance de sources virtuelles. Dans chaque cas, une focalisation était réalisée expérimentalement. Les focalisations obtenues avec les sources virtuelles étaient aussi bonnes qu'à partir des sources implantées. Cela nous a permis de valider le protocole non invasif. Cette validation a été effectuée à basse puissance lors d'expériences de retournement temporel. Il pourrait maintenant être intéressant d'étudier l'apport du filtre inverse à l'hyperthermie, notamment au niveau du champ proche afin de préserver les zones de cerveau en amont de la tumeur. De plus, ces expériences ont montré que les simulations de propagation d'ondes à travers le crâne étaient très précises. Nous disposons donc désormais d'un outil intéressant pour mieux comprendre les effets du crâne sur un front d'onde. Cet outil pourra nous être particulièrement utile pour optimiser notre stratégie d'imagerie du cerveau à l'aide des deux barrettes disposées de part et d'autre de la tête.

Nous avons enfin mis au point un prototype d'hyperthermie composé de 200 transducteurs de puissance afin de pouvoir nécroser des tumeurs cérébrales sans trépanation. Une répartition semi aléatoire des transducteurs a été retenue pour sa capacité à limiter toute hausse locale de pression en dehors du point focal. En raison de l'absorption des ultrasons au niveau de la boîte crânienne, il est en effet nécessaire de disposer d'une puissance plus importante qu'en hyperthermie des tissus mous (prostate principalement). Nous disposerons prochainement d'un prototype unique permettant de brûler des tissus à travers des aberrateurs forts tout en réalisant une focalisation adaptative. Les perspectives ouvertes sont très larges. Après des tests *in vitro* sur des cervelles de moutons placées derrière notre demi-crâne, nous pourrons, en collaboration avec des neurochirurgiens du Val de Grâce, effectuer des tests *in vivo* chez l'animal. Ces deux types de tests feront l'objet d'analyses histologiques

et les différentes techniques de focalisation (retournement temporel, filtre inverse...) pourront être comparées.

De plus, si le procédé d'imagerie du cerveau est poussé jusqu'à son terme, il sera possible de transposer au cerveau toute technique ultrasonore habituellement appliquée aux tissus mous. Ainsi, à plus long terme, un autre axe de recherche développé au laboratoire pourrait s'étendre au cerveau : la cartographie ultrasonore de température. En hyperthermie des tissus mous, Mickael Tanter et Mathieu Pernot cherchent à évaluer par ultrasons la température des tissus lors du traitement. Cette cartographie ambitieuse trouverait un écho intéressant dans le présent projet d'hyperthermie du cerveau. De même, on peut envisager d'adapter au cerveau la technique d'élastographie ultrasonore. L'élastographie consiste à mesurer de façon ultrasonore l'élasticité des tissus grâce à une excitation basse fréquence. Il s'agit en quelque sorte d'une palpation acoustique, plus quantitative que la palpation habituelle du médecin. Elle permet en particulier de détecter la présence de tumeurs et s'inscrirait donc naturellement dans le prolongement des deux aspects de la thèse. On peut rêver d'un projet permettant de mettre au point une thérapie non invasive des cancers du cerveau, totalement ultrasonore, allant de la détection des tumeurs à leur traitement et leur suivi long terme par imagerie échographique et élastographique.

Résumé :

L'utilisation d'ultrasons focalisés a principalement permis de développer deux types d'applications médicales : l'imagerie et la thérapie. L'imagerie des tissus mous (foie, fœtus...) par échographie est l'application la plus répandue. Le traitement clinique de tumeurs par ultrasons focalisés de haute intensité a désormais prouvé son efficacité, notamment dans son application à la prostate. Par contre, le cerveau reste un organe très mal exploré par ultrasons : le crâne défocalise en effet dramatiquement les faisceaux ultrasonores.

Nous avons toutefois développé dans ce manuscrit une nouvelle technique de focalisation, appelée filtre inverse spatio-temporel, qui permet de corriger totalement les effets défocalisants de la boîte crânienne. Pour la première fois, un système d'échographie du cerveau haute résolution peut être envisagé, grâce à l'utilisation de deux réseaux de transducteurs disposés de part et d'autre de la tête.

De façon plus générale, cette nouvelle technique est particulièrement adaptée à la focalisation à travers les milieux hétérogènes absorbants. Des expériences effectuées dans des milieux modèles nous ont ainsi permis de mettre en évidence des applications prometteuses en contrôle non destructif des matériaux dans des structures complexes et aux télécommunications en environnement urbain.

Enfin, nous avons étudié et mis au point un prototype constitué de 200 transducteurs de puissance destiné à détruire les tumeurs du cerveau par élévation locale de température. Un processus de focalisation totalement non invasif a été développé. Il repose sur des simulations numériques effectuées à partir d'images rayons X de la boîte crânienne.

Discipline : Champs, Particules, Matière

Mots-clés : Echographie - hyperthermie - cerveau - focalisation – ultrasons - retournement temporel - milieux réverbérants - différences finies – contrôle non destructif - télécommunications.

Abstract :

Focused ultrasound has two main medical applications : imaging and therapy. Soft tissue (liver, fetus, etc.) echographic imaging is the most widespread application. Cancer treatment by high-intensity focused ultrasound is also under clinical evaluation, in particular for prostate cancer. However, ultrasonic applications for the brain remain limited : ultrasonic beams are strongly distorted by the skull.

We developed in this thesis a new focusing technique, called the spatio-temporal inverse filter. This technique enabled us to completely correct the aberrations induced by the human skull. For the first time, a high resolution brain echographic device can be envisioned, making use of transducer arrays on both sides of the head.

More generally, this new technique for focusing is particularly applicable to inhomogeneous absorbing media. We conducted experiments in various media, leading the way to promising applications in non destructive testing in complex environments and to telecommunications in urban environments.

Finally, we studied and built a prototype made of 200 transducers dedicated to brain cancer treatment. Tumors are burned by local heating induced by high intensity focused ultrasound. A non-invasive focusing technique has also been developed during this thesis. It is based on a finite differences code simulating the propagation of an ultrasonic wave through the skull. The acoustic properties of the skull are deduced from CT images.

Keywords : Echography - hyperthermia - brain - focusing – ultrasound – time reversal – reverberating media – finite differences code – non destructive testing - telecommunications.

Laboratoire Ondes et Acoustique CNRS UMR 7587 – Université Denis Diderot Paris 7
10, rue Vauquelin, 75231 PARIS Cedex 05