

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université de Batna
Faculté des Sciences de l'ingénieur
Département d'Electronique

MEMOIRE

Présenté Par

SAHRAOUI LEILA

Pour l'obtention du Diplôme de
MAGISTER EN ELECTRONIQUE

OPTION : MICRO-ONDES POUR TELECOMMUNICATIONS

Thème

**Génération et Détection des Ondes de Volume dans les
Structures Piézoélectriques et Modélisation d'un Echographe
à Ultrasons**

Devant le jury composé de :

Pr. BENSLAMA Malek	Professeur	Univ. Constantine	Président
Pr. BENATIA Djamel	Professeur	Univ. Batna	Rapporteur
Dr. BENOUDJIT Nabil	M.C	Univ. Batna	Examineur
Dr. FORTAKI Tarek	M.C	Univ. Batna	Examineur

Résumé

De nos jours, l'utilisation de l'échographie a envahi les milieux cliniques à des fins diagnostiques et thérapeutiques. Cette technique d'investigation du corps humain à caractère non invasif, utilise les systèmes relatifs à la transformation d'énergie électrique en énergie acoustique.

Les sondes échographiques susceptibles de permettre l'émission et la réception des ondes ultrasonores de fréquences élevées (de l'ordre de mégahertz) sont conçues à base de matériaux piézoélectriques. Dans notre travail, on s'intéresse à la détection et génération des ondes de volume dans les structures piézoélectriques afin de cerner les techniques de productions des ondes ultrasonores utilisées dans le domaine médical.

Une méthode de caractérisation tissulaire est ensuite développée de manière à acquérir à la sortie d'un échographe les signaux radio fréquence (RF) rétrodiffusés par les tissus (les échos) ainsi que les courbes d'intensité et du maximum de pression. Pour cela on s'est basé sur la visualisation de microdiffuseur (microréflecteur) disposé dans une structure de simulation. Cette étude peut être complémentaire à l'élastographie, qui est une technique d'imagerie fondée sur le principe de production des images de la distribution de l'élasticité des tissus mous.

Abstract

Nowadays, the use of echography invaded the clinical mediums at diagnostic and therapeutic ends. This technique of investigation of the human body in noninvasive matter uses the systems relating to the electric energy conversion into acoustic energy. The echographic probes likely to allow the emission and the reception of the ultrasonic waves of high frequencies (about megahertz) are conceived containing piezoelectric materials. In this context, the study of detection and the generation of the waves of volume in the piezoelectric structures were our prime objective in order to determine the techniques of productions of the ultrasonic waves used in the medical field.

A method of characterization tissue is then developed. So as to acquire, at the exit of an echograph, the signals radio operator frequency (RF) retrodiffused by the fabrics (echoes) and the curves of intensity and the maximum of pressure, while basing themselves on the visualization of microdiffusor (microreflector) laid out in a structure of simulation. This study can be complementary to the elastography which is a technique of imagery based on the principle of producing images of the distribution of the elasticity of soft fabrics.

Liste des figures

Fig. 1.1 - Cristal possédant un centre de symétrie.....	4
Fig. 1.2 - Cristal ne possédant pas de centre de symétrie. Le barycentre des charges se déplace, créant une polarisation P_0	5
Fig. 1.3 - Piézoélectricité du quartz naturel à l'équilibre (a) et avec une force appliquée (b)...	5
Fig. 1.4 - Orientation des domaines avant et après polarisation	6
Fig. 1.5 - Dipôles électriques dans une céramique piézoélectrique : a) avant polarisation b) durant la phase de polarisation c) après polarisation	11
Fig. 2.1 - Positions des particules du cristal avant et après déformation.....	16
Fig. 2.2 - Excitation du matériau piézoélectrique (de Coupe X_3 - X_1) par un transducteur interdigité.....	18
Fig. 2.3 - Ondes de surface.....	22
Fig. 2.4 - Ondes de fuite.....	22
Fig. 2.5 - Ondes de volume.....	22
Fig. 2.6 - Partie réelle de α_3	24
Fig. 2.7 - Partie imaginaire de α_3	24
Fig. 2.8 - Partie réelle de α_4	25
Fig. 2.9 - Partie imaginaire de α_4	25
Fig. 3.1- Propagation des ondes longitudinales dans un solide	28
Fig. 3.2 - Propagation des ondes transversales dans un solide	28
Fig. 3.3 - Réflexion et réfraction d'une onde acoustique sur une surface plane.....	29
Fig. 3.4 - Onde ultrasonore pulsée : paramètre d'intensité d'expositions les plus utilisées (I_{SPTA} , I_{SATA} , I_{SPPA}).....	36
Fig. 3.5 - Constitution d'une sonde monoélément.....	37
Fig. 3.6 - Sondes ultrasoniques à balayage mécanique	39
Fig. 3.7 - Sondes ultrasoniques à balayage électronique.....	40
Fig. 3.8 - Principe d'acquisition d'une ligne de l'image échographique.....	43
Fig. 4.1- Modélisation des échos de différentes dispositions des microdiffusurs (1, 2, 3) cités dans le Tableau 4.1.....	52
Fig. 4.2 - Modélisation des échos de différentes dispositions des microdiffusurs (4, 5, 6) cités dans le Tableau 4.1	53
Fig. 4.3 - Illustration des courbes de l'intensité et du maximum de pression des différents dispositions des microdiffusurs cités dans les figure 4.1 et 4.2	54
Fig. 4.4 - Représente un profil de simulation d'intensité pour un balayage cardiaque en utilisant un transducteur à 65 éléments de fréquences 5 mégahertz focalisé à 60 millimètres avec un foyer d'altitude à 40 millimètres.....	56

Liste des tableaux

Tableau 1.1- Coefficient de couplage électro-acoustique et impédance acoustique des Matériaux Piézo-électriques.....	10
Tableau 1. 2 - Equations de la piézoélectricité.....	12
Tableau 1.3 - Dimension terme et des matrices utilisées en équation.....	13
Tableau. 1.4 - Modes de vibration typiques associés à la forme de la céramique..... piézoélectrique	14
Tableau 1.5 - Domaines d'applications des céramiques piézoélectriques.....	15
Tableau 3.1 - Paramètres acoustiques des différents organes du corps humains en comparaison avec l'air et l'eau distillé (milieux de références).....	34
Tableau 4.1 - Positions et dimensions des cibles (r : rayon de la cible, xc et zc : position initiale de la cible xi : l'emplacement de la cible dans la structure de volume (40, 10,60).....	51
Tableau 4.2 - Les distances occupées par les cibles et les intervalles de temps correspondant.....	51

SOMMAIRE

Introduction Générale.....	1
Chapitre1 : Principe de la piézoélectricité	4
1. La Piézoélectricité	4
1.1. Le Phénomène de Piézoélectricité	4
1.2. Principe de la piézo-électricité	5
1.2.1. Piézoélectricité naturelle.....	5
1.2.2. Piézo-électricité artificielle.....	6
2. Les différents matériaux piézo-électriques	7
2 .1. Les cristaux	7
2.2. Les céramiques	8
2.3. Les polymères.....	8
2.4. Les composites	9
2.4.1. Structure d'un Composite	9
2.4.2. Pilier de Céramique noyé dans un Polymère.....	9
3. Etude de l'effet piézoélectrique.....	10
3.1. La céramique piézoélectrique.....	10
3.2. Polarisation	10
3.3. Equations de la piézoélectricité	12

3.4. Modes de vibrations	14
3.5. Dispositifs piézoélectriques et leurs applications	15
Chapitre 2 : Détection des Ondes de Volume	16
1. Introduction	16
2. Ondes élastiques et électriques	18
3. Equations de mouvement d'une particule et du potentiel électrique.....	18
4. forme générale de la solution	20
5. Comportement des racines.....	21
6. Application sur le LiNbO_3 (Niobate de Lithium) coupe Y-X ($Y=X_3$ ET $X=X_1$)	23
Chapitre 3 : Modélisation d'un Echographe Ultrasonique et imagerie Echographique.....	26
<i>1^{ère} partie : Etude des Ultrasons</i>	
1. Introduction	26
2. L'onde ultrasonore.....	26
2.1. Principaux types d'ondes	27
3. Comportement des ondes ultrasonores	28
3.1. L'impédance acoustique.....	28
3.2. Réflexion et réfraction	29
3.3. Atténuation d'une onde ultrasonore	30
3.4. L'absorption et la dispersion	31

4. Les paramètres ultrasoniques les plus utilisés pour la caractérisation acoustique des tissus mous	31
4.1. La mise en équations des paramètres ultrasoniques	32
4.2. La pression acoustique	33
4.3. Intensité de l'onde ultrasonore	34
4.4. Intensité I_{SPTA}	35
4.5. Intensité I_{SPTP}	35
<i>2^{ème} partie : l'Echographe Ultrasonique</i>	
1. L'échographe.....	37
1.1. Le transducteur ultrasonore.....	37
1.1.1. Géométrie	38
1.1.2. Fonctionnement d'une sonde acoustique	38
1.1.3. Sondes à balayage mécanique.....	38
1.1.4. Sondes à balayage électronique.....	39
1.2. Représentation de l'image ultrasonore	40
1.2.1. Mode A.....	40
1.2.2. Mode B.....	41
1.2.3. Mode M ou TM.....	41
1.2.4. Écho Doppler	41
1.3. Echographie multilignes (formation de voies)	41

1.3.1. L'imagerie échographique : du mode standard au mode ultrarapide	42
a). L'émission.....	42
b). La réception.....	42
1.3.2. La nécessité d'augmenter la cadence en imagerie échographique	44
1.4. L'Elastographie	44
1.4.1. L'elastographie Impulsionnelle.....	44
1.4.2. Supersonic Shear Imaging (SSI).....	45
2. Modélisation d'un échographe ultrasonique avec l'échographie multibeam (ultrarapide).	46
Chapitre 4 : Résultats et Discussion	47
1. Partie expérimentale	47
1.1. Programme Field II	47
1.2. Partie programmation	48
1.2.1. Organigramme1	49
1.2.2. Organigramme 2.....	50
2. Résultats.....	51
3. Discussion.....	55
Conclusion et Perspectives	57

INTRODUCTION GENERALE

Les ultrasons sont un outil incontournable dans le domaine médical et leurs applications couvrent un spectre très large d'investigation qui va du diagnostique à la thérapie. Le diagnostique médical par ultrasons est d'usage courant depuis des années pour l'inspection non invasive de pratiquement tous les organes humains. En effet, l'évolution de la technologie des sondes, leur miniaturisation et la pénétration relativement aisée des ultrasons dans les tissus mous, permet l'exploration et l'évaluation en temps réel du fonctionnement et de l'anatomie des tissus de la plupart des organes.

La création et la génération des ultrasons en 1916 grâce aux travaux de Chilowskye Langevin ont eu lieu suite à la découverte de la piézoélectricité [1]. En effet, le phénomène piézoélectrique direct fut découvert en 1880 par Pierre et Jacques Curie [2] qui mirent en évidence qu'un échantillon de quartz convenablement orienté, soumis à une pression mécanique, était le siège d'une polarisation électrique. Lippman établit l'année suivante l'existence du phénomène inverse : soumis à un champ électrique, un cristal de quartz se comprime ou se dilate. L'utilisation de ce principe pour générer des ultrasons s'orienta essentiellement vers la détection sous-marine pour des applications militaires et déboucha sur les premiers systèmes sonores.

Le succès du sonar créé dans les années 20 a permis de stimuler une intense activité de développement de tous les genres de dispositifs piézoélectriques. C'est pendant la deuxième guerre mondiale qu'aux États Unis, au Japon et en Russie, des groupes isolés de chercheurs qui étaient en train de travailler sur le développement des matériaux employés pour la fabrication des condensateurs, ont découvert que certaines céramiques (obtenues par synthèse de poudres d'oxydes métalliques) présentaient des constantes diélectriques jusqu'à cent fois supérieures aux cristaux communs. La même classe de matériaux a été ultérieurement sélectionnée dans le but d'obtenir les mêmes améliorations concernant les propriétés piézoélectriques [3].

La découverte de la céramique piézoélectrique, qui est facilement réalisable avec des caractéristiques stupéfiantes, a eu comme conséquence le développement des dispositifs piézoélectriques et la renaissance de la recherche qui a pu conquérir de nombreux domaines d'application, tel que : l'optique, le contrôle non destructif des matériaux par ultrasons, l'acoustique haute fréquence, les sous-marins, l'imagerie échographique, l'automobile, les systèmes de défense, les satellites etc...

Sur le plan médical, Freundlich fut l'un des premiers à suggérer le chauffage des tissus par ultrasons en 1933 [4]. Par contre, les techniques ultrasonores appliquées pour le diagnostic ont été développées dans les années 50 par Satomura et Nimira ainsi que WiId et Reids qui furent parmi les premiers à avoir démontré que les tissus biologiques peuvent être caractérisés par les échos réfléchis [5, 6]. Cependant, ces techniques n'ont été utilisées en routine que vers le début des années 70. De nos jours, ces techniques représentent un outil essentiel pour évaluer de façon non invasive et en temps réel la fonction ou la structure anatomique d'un organe interne chez l'être humain.

À l'instar des autres techniques non invasives, à rayons X et à résonance magnétique (RM), les systèmes à ultrasons ont trouvé une place très importante en médecine. Cependant, à la différence des techniques à rayons X, les ultrasons n'exposent pas le patient à la radiation ionisante, une importante considération pour les examens obstétricaux ou pédiatriques. Quant à la résonance magnétique, elle offre une bonne résolution, mais la longue durée d'acquisition et le coût élevé sont deux facteurs limitatifs. Les ultrasons demeurent un bon compromis pour les applications exigeant la formation d'images en temps réel et où la sécurité et le coût sont également les issues significatives. Néanmoins, ils n'ont pas une très bonne résolution, la dégradation de la qualité des images est principalement due aux interactions complexes (interférences, rétrodiffusion multiple) entre les ondes acoustiques et les inhomogénéités des tissus biologiques [7]. Pour cette raison, plusieurs années de recherche ont été consacrées au développement de modèles analytiques et des principes de propagation de réflexion et de rétrodiffusion des ondes acoustiques. Cela bien sûr dans le but de mieux comprendre et interpréter les images échographiques afin de poser de meilleurs diagnostics.

Notre étude s'inscrit à l'interface de la piézoélectricité et l'imagerie échographique où nous visons d'une part l'étude de la détection des ondes de volumes générés par un matériau piézoélectrique et d'autre part la modélisation d'échographe ultrasonique qui permet de visualiser les échos et des paramètres physiques de l'ondes ultrasonores mises en jeu (l'intensité, et le maximum de pression) avec la possibilité de localiser les parties de tissus malsains en détectant des cibles (microdiffuseurs) introduites dans un volume de structure de simulation en se basant sur le programme Field II créé par Jorgen Arendt Jensen, Université Technologique du Danemark [8].

Organisation du mémoire :

Notre mémoire a été scindé en quatre chapitres :

Le premier chapitre est consacré à définir le principe de la piézoélectricité et présente aussi les caractéristiques de quelques matériaux piézoélectriques et leurs applications.

Le deuxième chapitre sera consacré aux notions fondamentales de la physique des ondes élastiques et à la détection des ondes générées par l'excitation du matériau piézoélectrique. Ces ondes sont résultantes du déplacement de particules sans transport de la matière. Il existe différents types d'ondes : les ondes de surface, les ondes de volume et les ondes de fuites.

Le troisième chapitre traite les ondes ultrasonores et leur propagation dans un milieu solide pour :

- Connaître les caractéristiques de propagation de l'onde ultrasonore, l'interaction avec différents milieux franchis (transmission, réflexion, réfraction, l'impédance caractéristique ...).
- La mise en équations des paramètres physique des ultrasons (intensité, pression).
- Le développement de façon générale et la modélisation d'un échographe et les différents types d'imagerie échographique.

Le quatrième chapitre portera sur le programme utilisé afin de modéliser les échos rétrodiffusé par une structure de simulation contenant des microdiffuseurs et affiche les courbes correspondantes à l'intensité et le maximum de pression avec des discussions sur les résultats obtenus.

Chapitre 1 :

PRINCIPE DE LA PIEZOELECTRICITE

1. La Piézoélectricité

La piézoélectricité est la propriété que présentent certains corps de se polariser électriquement sous l'action d'une contrainte mécanique (effet direct) et de se déformer lorsqu'ils sont soumis à un champ électrique (effet inverse), la piézo-électricité est un phénomène réciproque.

1.1. Le Phénomène de Piézoélectricité

L'identification des cristaux piézoélectriques est basée sur la structure asymétrique du cristal. En effet, en regardant la structure symétrique du cristal représentée sur la figure 1.1, on peut voir que si l'application d'une contrainte engendre une déformation du matériau, elle n'induit pas le déplacement des barycentres des charges positives et négatives ; la polarisation résultante est donc nulle. Au contraire, dans le cristal de la figure 1.2, la déformation entraîne un déplacement des barycentres et une polarisation P_0 apparaît [9].

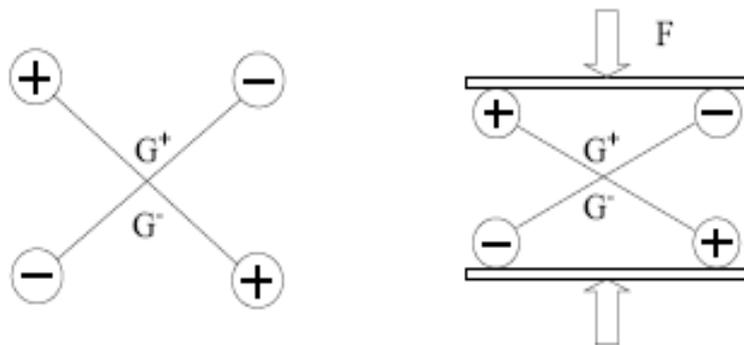


Fig. 1.1 – Cristal possédant un centre de symétrie [9].

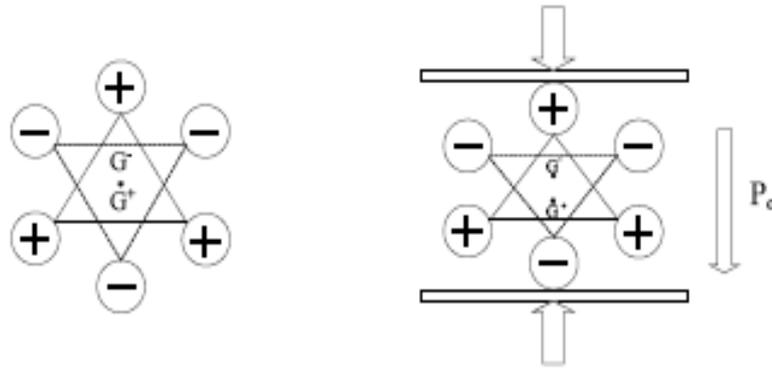


Fig.1.2 – Cristal ne possédant pas de centre de symétrie. Le barycentre des charges se déplace, créant une polarisation P_0 [9].

1.2. Principe de la piézoélectricité

1.2.1. Piézoélectricité naturelle

Certains cristaux tels que le quartz sont naturellement piézoélectriques. Une maille de cristal de quartz est composée d'atomes de silicium portant une charge électrique positive et d'atomes d'oxygène portant une charge électrique négative. Sur la figure 1.3, on voit qu'en l'absence de déformation, le barycentre des charges positives est confondu avec celui des charges négatives. Si maintenant on applique une force de compression, la maille cristalline va se déformer, de sorte que le barycentre des charges positives et celui des charges négatives vont s'écarter. On a ainsi créé un dipôle électrique qui par réaction, va faire apparaître des charges de signes opposés sur les deux électrodes ; c'est l'effet direct [10].

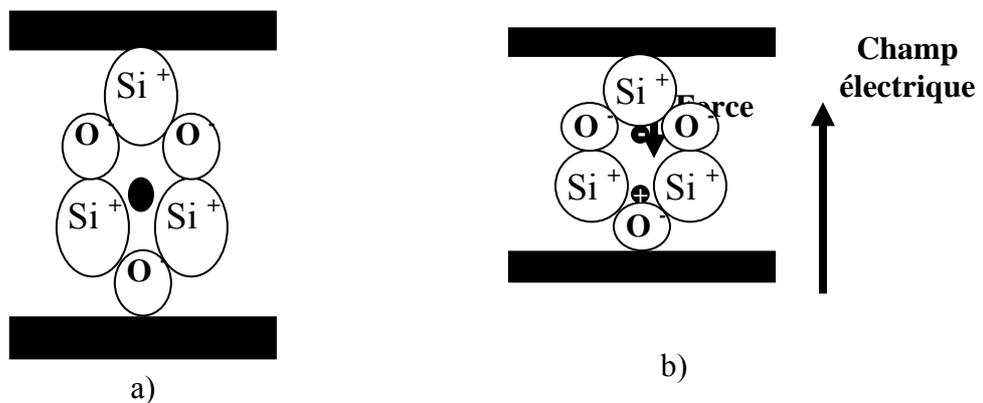


Fig. 1.3 – a) piézoélectricité du quartz naturel à l'équilibre.

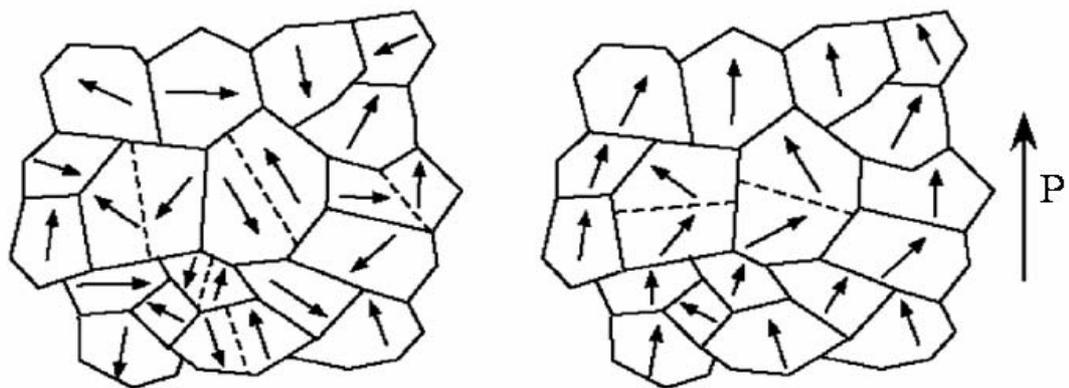
b) avec une force appliquée [10].

Si au contraire on apporte des charges électriques, sous l'effet de forces électrostatiques, la maille va se déformer ; c'est l'effet inverse. Dans ces deux formes, l'effet piézoélectrique est linéaire: le champ électrique et la déformation sont proportionnels [10].

Si on place des électrodes métalliques sur la surface d'une plaque de matériau piézoélectrique et qu'on applique une tension oscillante dans le temps, à la fréquence de 5 MHz par exemple, à ces deux électrodes, la plaque se déformera à la fréquence de 5 MHz. Son mouvement se communiquera au milieu adjacent engendrant ainsi des ultrasons. La piézoélectricité est un phénomène extrêmement commode pour coupler énergie électrique et énergie mécanique [11].

1.2.2. La piézoélectricité artificielle :

Les matériaux ferroélectriques sont composés d'une multitude de grains dont chacun est un cristal : ce sont des matériaux polycristallins. Chaque petit cristal possède un axe privilégié, ici représenté par une flèche, mais ces axes sont orientés de façon aléatoire, de sorte que l'effet piézoélectrique résultant est nul. On peut cependant réorienter dans le même sens les axes des grains par l'application d'un champ électrique intense, d'abord à haute température, puis pendant une phase de retour à la température ambiante : cette procédure est appelée POLARISATION et il en résulte que le matériau ferroélectrique a acquis une piézoélectricité. Il garde en quelque sorte la mémoire du champ électrique qui lui a été appliqué sous forme d'un champ électrique permanent E [10].



Matériau non Polarisé

Matériau Polarisé

Fig. 1.4 – Orientation des domaines avant et après polarisation [12]

Il est à noter que si le matériau est chauffé au delà d'une valeur appelée température de Curie T_c , il perd sa piézoélectricité. T_c étant typiquement comprise entre 80 et 400 °C, ce phénomène ne peut se produire lors d'une utilisation clinique normale [12].

2. Les différents matériaux piézoélectriques

Nous allons considérer les quatre classes principales de matériaux piézoélectriques : les cristaux qui possèdent une piézo-électricité naturelle, les céramiques, les polymères et les composites qui doivent être polarisés. Avant de les comparer, il est nécessaire de définir les deux principales grandeurs physiques qui vont caractériser ces différents matériaux [11] :

- Z (l'impédance acoustique) : Celle-ci doit être la plus proche possible de celle des tissus biologiques, c'est-à-dire environ 1,5 Mra, afin que les ultrasons se transmettent bien de la sonde au corps humain.
- k_t (Coefficient d'accouplement électromécanique) : Il permet de décrire la conversion d'énergie électrique en mécanique ou vice versa. À l'aide de ce paramètre on peut évaluer l'efficacité piézoélectrique du matériau. Ce coefficient est sans dimension, vu qu'il est défini comme étant un rapport d'énergie.

Un transfert d'énergie optimal est évidemment obtenu pour des valeurs élevées du coefficient d'accouplement électromécanique k_t ; c'est les caractéristiques recherchées dans les céramiques PZT utilisées dans les actionneurs piézoélectriques.

$$k_t^2 = \frac{\text{Énergie fournie}}{\text{Énergie absorbée}}$$

Appelé aussi le coefficient de couplage électro-acoustique. Ce paramètre, compris entre 0 et 1, caractérise l'aptitude du matériau à convertir une énergie électrique en énergie mécanique ou inversement. Il doit être le plus élevé possible.

2.1. Les cristaux

Le cristal piézoélectrique le plus connu est le quartz mais ses propriétés sont peu attrayantes pour les applications de transducteurs médicaux : son impédance acoustique est relativement élevée et son coefficient de couplage est très faible.

D'autres cristaux, tel que le Niobate de Lithium (LiNbO_3) ou le Tantalate de Lithium (LiTaO_3) affichent des valeurs de k_t plus élevées.

Le coût élevé et la fragilité de ces cristaux expliquent que l'on ne les retrouve que très peu dans les produits actuels. Par ailleurs le Niobate de Lithium (LiNbO_3) est couramment utilisé en imagerie hautes fréquences.

2.2 Les céramiques

Les céramiques piézoélectriques sont incontestablement les matériaux les mieux adaptés à l'heure actuelle pour une utilisation échographique. Ils sont souvent utilisés tels quels mais entrent également dans la fabrication des composites. Ce succès peut sembler paradoxal car, bien que les valeurs de kt soient élevées, leur impédance acoustique est bien plus élevée que celle des tissus biologiques. Ces matériaux de coût relativement faible, sont usinables et facile à transformer et offrent un éventail très large de performances.

En effet, il existe de très nombreuses compositions différentes dont les propriétés diélectriques et mécaniques varient considérablement, de sorte que l'on trouve toujours une céramique adaptée à une application particulière. Citons entre autres, les Titanates de Baryum qui sont les ancêtres des céramiques actuelles, la famille des PZT (Plomb, Zirconate, Titanate) qui compte à elle seule cinq à six compositions différentes et qui est la plus utilisée ; les Titanates de Plomb qui tendent de plus en plus à concurrencer les PZT et enfin les Métaniobates de Plomb utilisés pour l'imagerie haute résolution. Notons que les céramiques sont des polycristaux qui sont fabriqués par frittage d'un mélange d'oxydes et que leur procédé de fabrication peut être modulé comme leur composition, afin d'ajuster leurs performances diélectriques, mécaniques et piézoélectriques.

2.3. Les polymères

Certains polymères tel que le PVDF (PolyVynilDiFluorure) et des copolymères tel que le P(VDF-TrFE) peuvent acquérir des propriétés piézoélectriques. Ils se caractérisent par une faible impédance acoustique. Cependant jusqu'à une période récente, leurs coefficients de couplage étaient bien plus faibles que ceux des céramiques. L'amélioration des procédés de fabrication et plus particulièrement ceux des copolymères a abouti à des valeurs de kt de l'ordre de la moitié de ceux obtenus avec des céramiques.

Les transducteurs à base de copolymères ont aujourd'hui des performances qui s'approchent de celles des capteurs à céramiques. Ils sont essentiellement utilisés dans les dispositifs haute fréquence à cause d'avantages technologiques.

Quelques barrettes expérimentales fonctionnant au dessus de 7MHz ont été réalisées, on peut les trouver dans des transducteurs pour l'échographie ophtalmologique, cutanée ou intravasculaire. Ils se prêtent bien, en outre, à la miniaturisation des sondes [11].

2.4 Les composites

2.4.1. Structure d'un Composite

Ces matériaux, d'abord développés pour des applications sonar, ont fait leur apparition au début des années 80 et représentent l'avancée majeure dans le domaine des matériaux piézo-électriques, depuis l'apparition des PZT dans les années 60.

Leur origine provient du constat selon lequel aucun matériau existant n'avait à la fois une impédance acoustique assez faible pour bien transmettre son énergie aux tissus biologiques et une valeur de k_t élevée. En effet, les céramiques souffrent d'une impédance acoustique, trop élevée et les polymères d'une valeur de k_t trop faible. L'idée est donc née qu'il fallait utiliser à la fois une céramique à k_t élevée, associée à un matériau passif de faible impédance acoustique de sorte que le matériau résultant ait une impédance acoustique plus faible tout en gardant un k_t comparable avec celui d'une céramique.

2.4.2. Pilier de Céramique noyé dans un Polymère

De nombreux types de composites ont été développés, ils se classent en termes de connectivité (nombre de directions de l'espace (0 à 3) selon lesquelles un matériau est en continuité avec lui-même). Le premier chiffre est relatif au matériau actif (céramique piézo-électrique), le second au matériau passif (résine polymère).

Pour les applications médicales, le composite de connectivité 1-3 s'est imposé rapidement comme le matériau le plus performant : il est constitué de barreaux de céramiques noyés dans une matrice en résine. Des études théoriques confirmées par des mesures ont montré que la valeur du k_t pouvant être égale, voire supérieure à celle de la céramique seule, avec une impédance acoustique deux à trois fois plus faible.

Les composites arrivent aujourd'hui au stade de l'industrialisation et de nombreux fabricants les utilisent dans leurs transducteurs à réseaux annulaires et barrettes. Ils permettent une amélioration substantielle de la qualité des images échographiques dans les fréquences habituelles, à savoir entre 1 et 10 MHz, mais leur utilisation à plus haute fréquence est actuellement limitée par la présence de modes de résonance indésirables liés à la structure interne de ces matériaux.

Tableau 1.1– Coefficient de couplage électro-acoustique et impédance acoustique des matériaux piézoélectriques [11].

Matériaux Piézo-électriques	coefficient de couplage électro-acoustique	Z : impédance acoustique	Exemple
Ceramiques	$k_t = 0.3$ à 0.5	30 à 35 Mrayleigh	Titanate de Baryum, k_t faible PZT k_t élevé (233Mra)
Films Plastiques	k_t faible	4 -5 Mrayleigh	PVDF (polyvinylidène Difluorure) $k_t < 0.2$ Copolymères $k_t < 0.3$
Cristaux	k_t très faible	34Mra (HF)	Quartz, k_t très faible (résonnateur) NbLiO3, $k_t = 0.16$
Composites	$k_t = 0.5$ à 0.7	12 à 30Mrayleigh	Céramiques + résine connectivité 1-3, le plus utilisé

3. Etude de l'effet piézoélectrique

3.1 La céramique piézoélectrique

Les céramiques constituent la partie la plus importante des transducteurs piézoélectriques. Elles peuvent convertir des grandeurs mécaniques, comme la pression ou l'accélération, en quantités électriques ou, à l'inverse, convertir des signaux électriques en mouvements ou oscillations mécaniques.

L'élaboration de céramiques piézoélectriques peut s'effectuer à partir de poudre issue d'un alliage. Une procédure commune consiste à effectuer un pressage dans un moule pour la mise en forme et un frittage à haute température pour lier les grains entre eux [9]. Le dépôt d'électrodes est nécessaire pour l'étape finale de polarisation.

3.2 La polarisation

La céramique piézoélectrique est composée d'un très grand nombre de minuscules domaines cristallins qui sont orientés aléatoirement. A ce stade, l'effet piézoélectrique n'est pas, ou très peu présent puisque la somme des moments dipolaires s'annule.

L'opération par laquelle la céramique est rendue piézoélectrique s'appelle polarisation. Elle consiste à soumettre la céramique à un champ électrique suffisamment intense pour aligner tous les dipôles, ceci à une température proche de la température de Curie. La céramique est ensuite refroidie, toujours en présence du champ électrique. Finalement, lorsque le champ électrique est supprimé, les dipôles conservent leur position dans chaque domaine cristallin. Cette séquence de polarisation est schématisée dans la figure 1.5 [9].

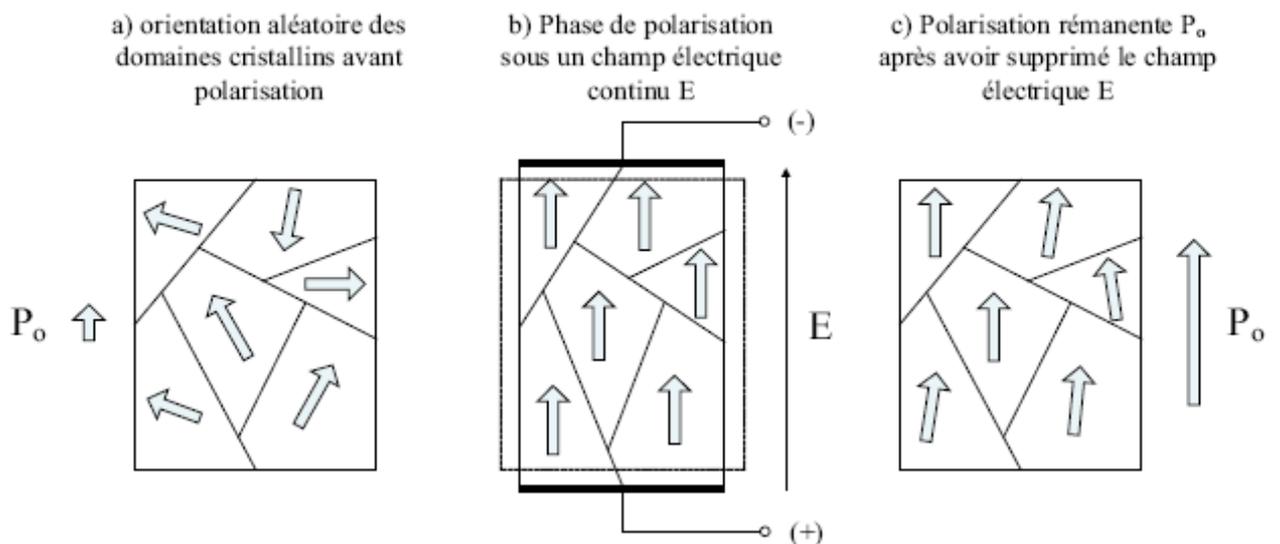


Fig. 1.5 – Dipôles électriques dans une céramique piézoélectrique : a) avant polarisation b) durant la phase de polarisation c) après polarisation.

Le champ électrique définit la direction et le sens de la polarisation [9]. Ces deux valeurs sont conservées tant que :

- la température reste inférieure à la température de Curie, de 150 à 450°C selon les compositions de la céramique.
- le champ électrique est inférieur au champ de dépolarisation, de 500 à 5000 [V/mm] à température ambiante.
- les contraintes mécaniques sont au-dessous d'une certaine limite, qui varie beaucoup d'un matériau à l'autre. Elle est généralement comprise entre 25 et 200 [Mpa].

3.3. Equations de la piézoélectricité

Le phénomène piézoélectrique se manifeste par la conversion de l'énergie électrique en énergie mécanique et réciproquement. Les huit équations d'état présentées dans le Tableau 1.2 relient des variables électriques (induction électrique D ou champ électrique E) à des variables mécaniques (déformation S ou contrainte T) [12]. Elles illustrent le phénomène de couplage entre l'énergie élastique et l'énergie électrique du matériau piézoélectrique. Trois types de coefficients interviennent:

- Des coefficients purement électriques.
- Des coefficients purement mécaniques.
- Des coefficients mixtes qui traduisent le couplage entre les grandeurs électriques et les grandeurs mécaniques.

Tableau 1. 2 – Equations de la piézoélectricité [10]

Grandeurs électriques	Grandeurs mécaniques
$D = \varepsilon^T \cdot E + d \cdot T$	$S = s^E \cdot T + d^t \cdot E$
$E = \beta^T \cdot D - g \cdot T$	$S = s^D \cdot T + g^t \cdot D$
$D = \varepsilon^S \cdot E + e \cdot S$	$S = c^E \cdot S - e^t \cdot E$
$E = \beta^S \cdot D - h \cdot S$	$S = c^D \cdot S - h^t \cdot D$

Dans un solide élastique soumis à une contrainte T , la déformation S vaut :

$$S = s T \quad (1.1)$$

Où s est la souplesse (inverse du module de Young), exprimée en $[m^2/N]$. D'autre part, dans un diélectrique soumis à un champ électrique, on a l'équation :

$$D = e E \quad (1.2)$$

Où e est la constante diélectrique du milieu en $[F/m]$. Dans un milieu piézoélectrique les effets mécaniques et électriques s'influencent mutuellement. Cette situation est résumée grâce aux équations, Il s'agit respectivement de l'effet piézoélectrique direct et inverse.

$$\frac{\partial D}{\partial T} = 0 \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial S}{\partial E} = 0 \quad (1.4)$$

Avec une bonne approximation, cette interaction peut être décrite par des relations linéaires entre les quatre variables D, E, S et T, dont deux seulement sont indépendantes. Le choix des variables indépendantes, l'une mécanique et l'autre électrique, est arbitraire. Ainsi, en choisissant par exemple les variables intensives (**T** et **E**) comme couple de variables indépendantes, les propriétés piézoélectriques de la matière se traduisent, à température constante, par les équations.

$$S = s^E T + d^t E \quad (1.5)$$

$$D = d T + e^T E \quad (1.6)$$

L'exposant *t* dans l'équation 2.5 indique qu'il s'agit de la matrice transposée de d.

Tableau 1.3 – Définition des termes et dimension des matrices utilisées en équations [13]

Type	Signification	Unités	Dimension
Electrique	D Déplacement électrique ou induction	Cm ⁻²	3x1
	E Champ électrique	V.m ⁻¹	3x1
	ε permittivité électrique	F.m ⁻¹	3x3
	β imperméabilité diélectrique	m.F ⁻¹	3x3
Mécaniques	S déformation relative		6x1
	T contrainte	N.m ⁻²	6x1
	s souplesse	m ² N ⁻¹	6x6
	C raideur	N.m ⁻²	6x6
Piézoélectrique	d constante reliant la contrainte T et l'induction D à E constant	C.N ⁻¹ ou m.V ⁻¹	3x6
	e constante reliant la déformation S et l'induction D à E constant	Cm ⁻² ou N.V ⁻¹	3x6
	g constante reliant la contrainte T et le champ E à D constant	V.m.N ⁻¹ ou m.C ⁻¹	3x6
	h constante reliant la déformation S et le champ E à D constant	V.m ⁻¹ ou N.C ⁻¹	3x6

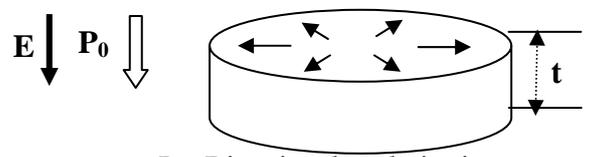
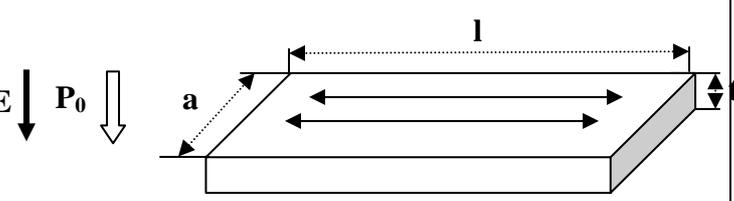
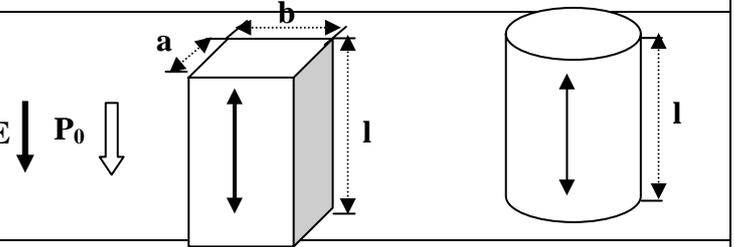
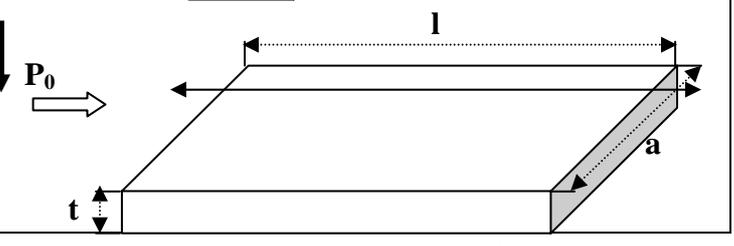
3.4. Modes de vibrations

Chaque céramique piézoélectrique possède une fréquence élastique de vibration spécifique, en fonction du matériau et de sa forme. Lorsqu'une tension alternative est appliquée à une céramique piézoélectrique avec une fréquence égale à sa propre fréquence de vibration élastique, la céramique résonne.

Ce phénomène est exploité dans plusieurs dispositifs piézoélectriques, car à la résonance le coefficient d'accouplement électromécanique k_t est maximum. Les céramiques piézoélectriques peuvent exhiber plusieurs modes de vibrations (modes résonants), qui dépendent de leur forme, de la direction de polarisation et de la direction du champ électrique [9].

Le tableau 1.3 montre les modes de vibration typiques relatifs à la géométrie des matériaux piézoélectriques. Barreaux, disques et cylindres sont les formes les plus utilisées dans la construction des transducteurs électromécaniques.

Tableau 1.4. Modes de vibration typiques associés à la forme de la céramique piézoélectrique [9].

Mode de vibration	Mode de vibration associé à la forme
Radial	 <p>P_0 : Direction de polarisation. E : Direction du champ électrique.</p>
Transverse	
Longitudinal	
Cisaillement	

3.5. Dispositifs piézoélectriques et leurs applications

Le tableau 1.5 énumère et illustre les domaines d'applications les plus communes des dispositifs piézoélectriques.

Tableau 1.5 – Domaines d'applications des céramiques piézoélectriques [9].

Militaire	Commercial	Médical
Capteur de profondeur. Système de sécurité. Hydrophones.	Soudeuse ultrasonique. Perceuse ultrasonique. Indicateur de niveau.	Traitement ultrasonique de la cataracte. Thérapie ultrasonique. Capteurs ultrasoniques.
Automobile	Détecteur de défaut. Décapants ultrasoniques.	Pompe d'insuline. Acquisition d'image ultrasonique. Débitmètres. Nébuliseurs.
Capteurs d'objets. Capteurs pour Airbag. Contrôle de vibrations. Injecteurs.	Capteurs sismiques. Microphones. Géophone. Systèmes d'alarmes.	Détection du battement cardiaque du fœtus.
Ordinateur	Résonateurs pour radio/TV.	Consommateur
Micro-actionneur pour disque dur. Transformateur pour notebook.	Aviation	Briquet. Instruments musicaux. Détecteurs de fumée.
	Actionneurs pour flaps.	

Chapitre 2 :

DETECTION DES ONDES DE VOLUME

1. Introduction

Dans ce chapitre, nous expliquerons le concept général de la modélisation des micro-ondes acoustiques, cela permettra de mettre le point sur la génération et la détection des ondes de volume.

Certains matériaux, lorsqu'ils sont déformés, deviennent polarisés électriquement. Cet effet est connu sous le nom de piézoélectricité, et réciproquement lorsqu'ils sont excités par un courant électrique ils se déforment (Fig. 2.1)

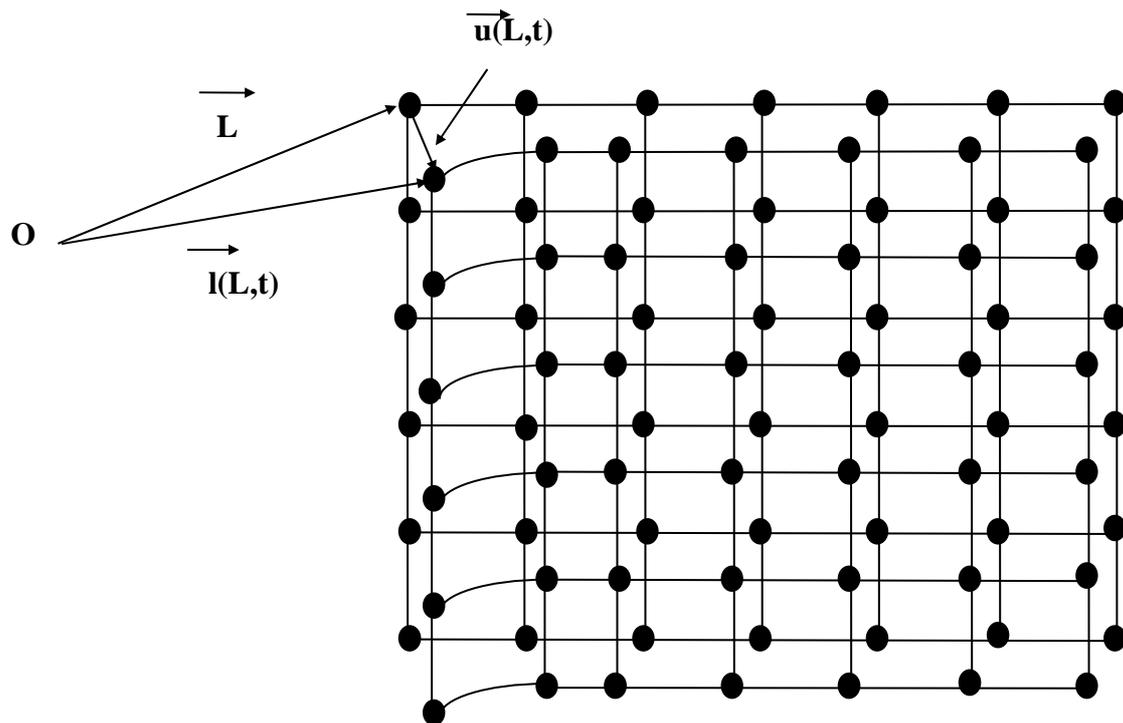


Fig. 2.1 - Positions des particules du cristal avant et après déformation [14].

Alors le déplacement de la particule matérielle est décrit par le vecteur $\vec{U}(L,t)$ appelé champ élastique tel que :

$$\vec{U}(L, t) = \vec{\bar{I}}(L, t) - \vec{\bar{L}} \quad (2.1)$$

Où $\vec{\bar{L}}$: représente le vecteur position de la particule avant déformation.

$\vec{\bar{I}}(L, t)$: représente le vecteur position de la particule après déformation.

On définit dans ce cas, la déformation matérielle qui représente le gradient de déplacement de particule [14]:

$$S = \frac{1}{2} . (\nabla U + \nabla U^T) \quad (2.2)$$

∇ : Opérateur gradient

La déformation S est un tenseur de rang 2.

Si la distance entre deux particules voisines est modifiée, cela engendrera une déformation et par conséquent il apparaît des forces de traction appelées contraintes apparentes notées T (tenseur de rang 2).

Hook a montré de façon expérimentale que la contrainte T est liée à la déformation S par la relation suivante [14]:

$$T = C . S \quad (2.3)$$

Où C : représente la constante élastique (N / m^2) (tenseur de rang 4).

2. Ondes élastiques et électriques

Lorsqu'on excite le matériau piézoélectrique par l'intermédiaire des transducteurs, une onde piézoélectrique prend naissance et se propage dans la direction X_1 (figure 2.2).

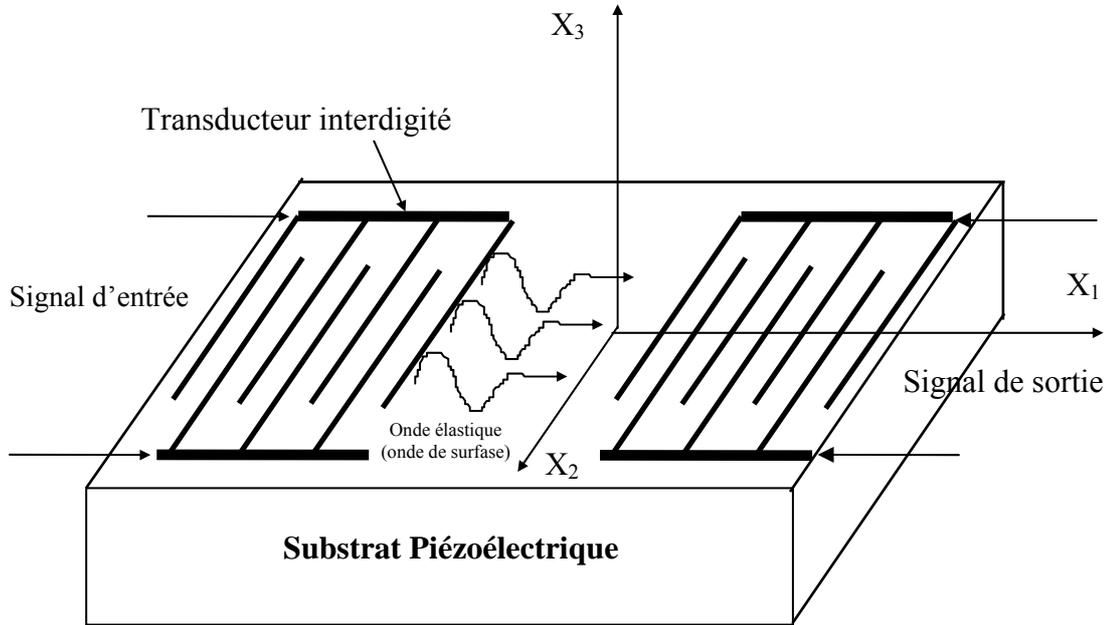


Fig. 2.2 - Excitation du matériau piézoélectrique (de Coupe X_3 - X_1) par un transducteur interdigité [14].

3. Equations de mouvement d'une particule et du potentiel électrique

Dans l'approximation quasi-statique du champ électromagnétique, le champ électrique dérive d'un potentiel [14] :

$$E_i = - \frac{\partial U_4}{\partial X_i} \quad (2.4)$$

Où U_4 est le potentiel électrique.

Les tenseurs de contrainte et d'induction électrique sont définis comme suit [15]:

$$T_{ij} = C_{ijkl} \cdot S_{kl} - e_{kij} \cdot E_k \quad (2.5)$$

$$D_i = e_{jkl} \cdot S_{kl} + \varepsilon_{ik} \cdot E_k \quad (2.6)$$

Avec $i, j, k = 1, 2, 3$.

Où C_{ijkl} , e_{kij} , ε_{kl} sont respectivement les tenseurs élastique, piézoélectrique et diélectrique.

D'autre part, dans l'approximation quasi-statique, les équations de Maxwell se réduisent à l'équation de Poisson [16]:

$$\text{div. } \vec{D} = \frac{\partial D_i}{\partial X_i} = 0 \quad (2.7)$$

Le mouvement des particules sous l'action des contraintes, est décrit par l'équation différentielle suivante (relation de Newton) :

$$\nabla T = \rho \cdot \frac{\partial U^2}{\partial t^2} \quad (2.8)$$

Par substitution des équations (2.2) et (2.4) dans l'équation (2.5) et (2.6), nous obtenons :

$$T_{ij} = C_{ijkl} \cdot \frac{1}{2} \left[\frac{\partial U_j}{\partial X_k} + \frac{\partial U_k}{\partial X_j} \right] + e_{kij} \cdot \frac{\partial U_4}{\partial X_k} \quad (2.9)$$

$$D_i = e_{ikl} \cdot \frac{1}{2} \left[\frac{\partial U_j}{\partial X_k} + \frac{\partial U_k}{\partial X_j} \right] + \varepsilon_{ik} \cdot \frac{\partial U_4}{\partial X_k} \quad (2.10)$$

En substituant les équations (2.9) et (2.10) dans les équations (2.7) et (2.8), nous aurons les équations phénoménologiques tensorielles piézoélectriques :

$$C_{ijkl} \frac{\partial^2 U_k}{\partial X_i \partial X_l} + e_{lij} \frac{\partial^2 U_4}{\partial X_k \partial X_i} = \rho \frac{\partial^2 U_j}{\partial t^2} \quad (2.11)$$

$$e_{ikl} \frac{\partial^2 U_k}{\partial X_i \partial X_l} - \varepsilon_{ik} \frac{\partial^2 U_4}{\partial X_k \partial X_i} = 0 \quad (2.12)$$

4. forme générale de la solution

La solution générale du système d'équations formée par les équations (2.11) et (2.12) pour le déplacement et le potentiel électrique dans ce milieu est supposée être de la forme suivante :

$$U_i = u_i \exp(j \beta \cdot \alpha_i X_3) \cdot \exp - j(\omega \cdot t - \beta (1 + j \gamma) \cdot X_1) \quad i=1,2,3,4 \quad (2.13)$$

Où u_i ($i=1,2,3$) sont les amplitudes de déplacement, u_i ($i=4$) représente l'amplitude du potentiel électrique, β est la constante de propagation, α_i sont les coefficients d'atténuation de l'onde à l'intérieur du cristal piézoélectrique (axe des X_3 (Figure 2), γ est le coefficient d'atténuation longitudinale (axe des X_1) et ω est la pulsation angulaire.

En substituant l'équation (2.13) dans les équations (2.11) et (2.12), nous obtenons quatre équations homogènes simultanées en u_i ($i=1, 2, 3, 4$) [14, 16]:

$$[A] \cdot [U] = [0] \quad (2.14)$$

Où $[A]$ est une matrice symétrique 4x4.

$[U] = [u_1, u_2, u_3, u_4]^T$ Composantes à déterminer

Le développement du déterminant de $[A]$ donne en générale, un polynôme du 8^{ème} ordre :

$$Det (A) = \sum_{i=0}^8 B_i \cdot \alpha^i = 0 \quad (2.15)$$

La solution de l'équation (2.15) donne pour chaque β ($\beta=2\pi \cdot f/V_s$) huit racines. Ces racines sont en fonction de V_s (vitesse acoustique). Chaque racine engendre trois composantes déplacements de la particule et un potentiel électrique. Donc, la solution générale est une combinaison de huit racines (8 ondes partielles) donnée par cette expression :

$$U_i = \sum_{n=1}^8 C_n \cdot D_i^n \cdot \exp \left\{ j \beta \cdot \alpha^n \cdot X_3 + j \beta \cdot X_1 (1 + j \gamma) - j \cdot \omega \cdot t \right\} \quad (2.16)$$

Où $i=1,4$ et D_i^n sont les composantes du vecteur propre du système (2.14) associées à la valeur propre α^n .

C_n : constante à déterminer par les conditions aux limites.

5. Comportement des racines

Le comportement des racines dépend de la vitesse acoustique V_s . Toutes les racines sont complexes et conjuguées deux à deux :

$$\alpha^{(1)} = \alpha_{re}^{(1)} + j\alpha_{im}^{(1)} \quad \text{et} \quad \alpha^{(2)} = \alpha_{re}^{(2)} - j\alpha_{im}^{(2)}$$

$$\text{Où } \alpha_{re}^{(j)} = \alpha_{re}^{(j+1)} \quad \text{et} \quad \alpha_{im}^{(j)} = \alpha_{im}^{(j+1)} \quad \text{avec } j=1,3,5,7.$$

Cela correspond à l'onde partielle :

$$U_i^{(1)} \approx \exp[j.\beta.\alpha_{re}^{(1)}.X_3 - \beta.\alpha_{im}^{(1)}.X_3].\exp(j\beta.X_1) \quad (2.17)$$

$$U_i^{(2)} \approx \exp[j.\beta.\alpha_{re}^{(2)}.X_3 + \beta.\alpha_{im}^{(2)}.X_3].\exp(j\beta.X_1) \quad (2.18)$$

Après développement on aura :

$$U_i^{(1)} \approx \exp[-\beta.\alpha_{im}^{(1)}.X_3].\exp j.\beta[\alpha_{re}^{(1)}.X_3 + X_1] \quad (2.19)$$

$$U_i^{(2)} \approx \exp[+\beta.\alpha_{im}^{(2)}.X_3].\exp j.\beta[\alpha_{re}^{(2)}.X_3 + X_1] \quad (2.20)$$

Les ondes partielles $U_i^{(1)}$ et $U_i^{(2)}$, ce sont des ondes qui se propagent suivant la direction donnée par le plan X_1 et X_3 et s'atténuent suivant X_3 .

Dans le cas de $U_i^{(1)}$, la direction de propagation est dans le plan (X_1, X_3) et quand X_3 tend vers $-\infty$ (espace piézoélectrique) alors $U_i^{(1)}$ tend vers $+\infty$ (divergence). Dans le cas de $U_i^{(2)}$ qui se propage dans le plan (X_1, X_3) , celle-ci tend vers zéro quand X_3 tend vers $-\infty$.

Donc seules les racines à partie imaginaire négative sont acceptables. Ce mode correspond au mode de surface ou mode de Rayleigh.

Pour des vitesses supérieures, certaines racines sont réelles c.-à-d. :

$$U_i^{(1)} \approx \exp j.\beta[\alpha_{re}^{(1)}.X_3 + X_1] \quad (2.21)$$

$$U_i^{(2)} \approx \exp j.\beta[\alpha_{re}^{(2)}.X_3 + X_1] \quad (2.22)$$

Si $\alpha_{re}^{(1)} > 0$, on aura des ondes de fuite (rayonnements électromagnétiques hors du cristal (figure 2.4) [14].

Si $\alpha_{re}^{(1)} < 0$, on obtiendra des ondes de volume (figure 2.5)

Ceci est valable pour tout $\alpha_{re}^{(i)}$ ($i = 1..8$) tant que $\alpha_{im}^{(i)} = 0$.

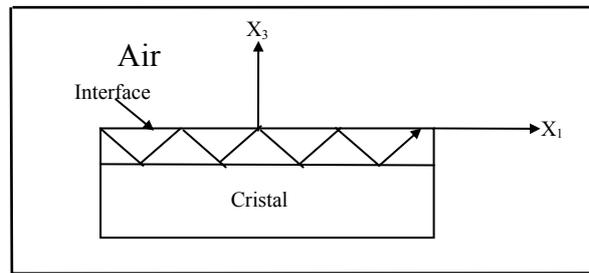


Fig. 2.3 - Ondes de surface [14]

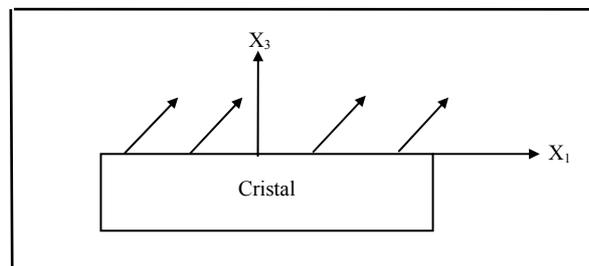


Fig. 2.4 - Ondes de fuite [14]

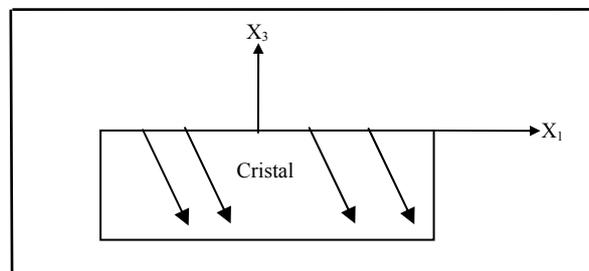


Fig. 2.5 - Ondes de volume [14]

6. Application sur le LiNbO_3 (Niobate de Lithium) coupe Y-X (Y= X_3 ET X= X_1)

Dans cet exemple, on montre les variations des parties réelles et imaginaires des coefficients d'atténuation α_3 et α_4 en fonction de la vitesse acoustique V_s (Figure 2.6, 2.7, 2.8 et 2.9).

Sur ces figures, nous allons indiquer la présence des ondes de volume (partie réelle négatives).

Au niveau des coefficients d'atténuation α_1 et α_2 , il n'y a pas d'ondes de volume.

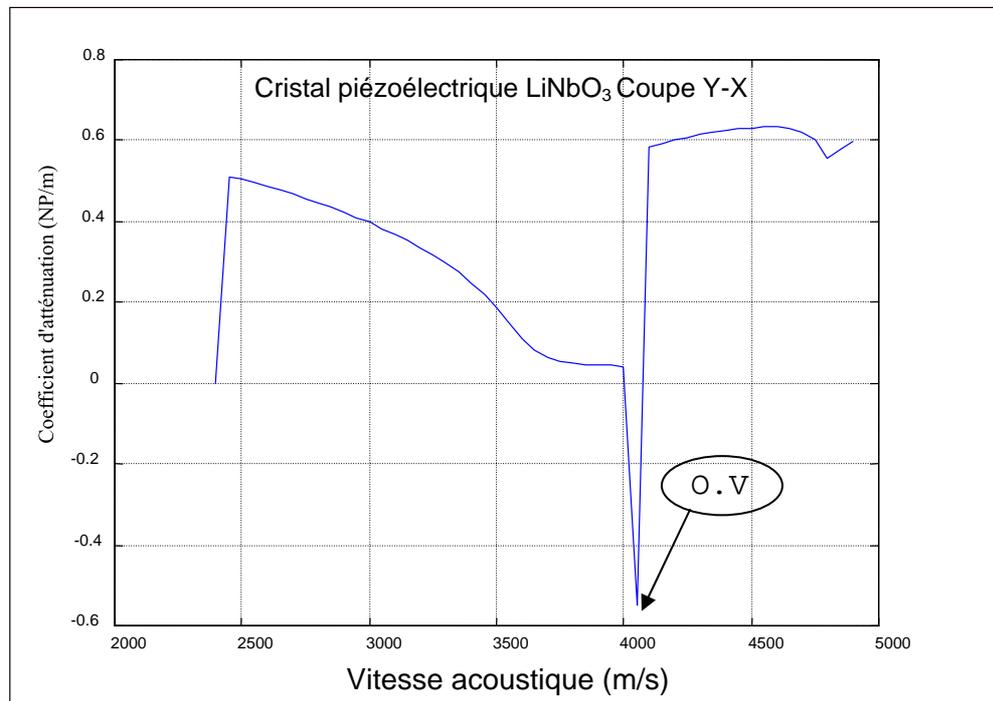


Fig. 2.6 - Partie réelle de α_3

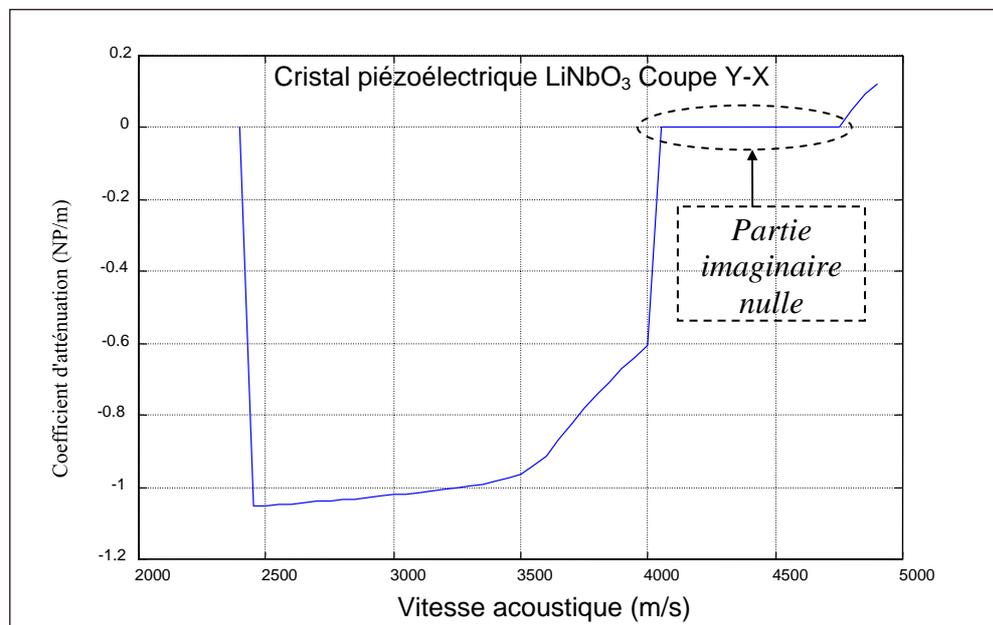


Fig. 2.7 - Partie imaginaire de α_3

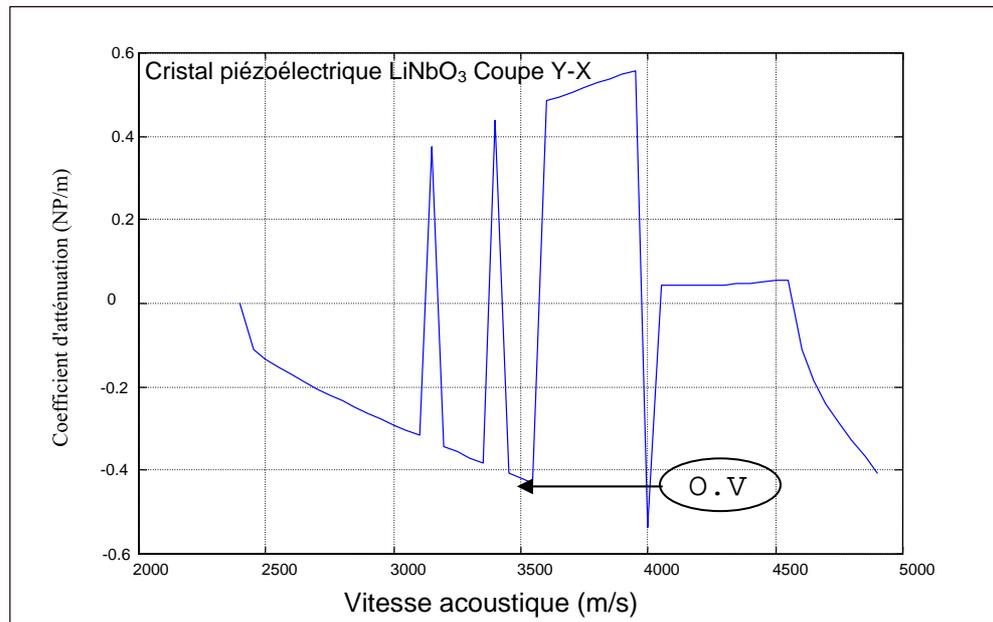


Fig. 2.8 - Partie réelle de α_4

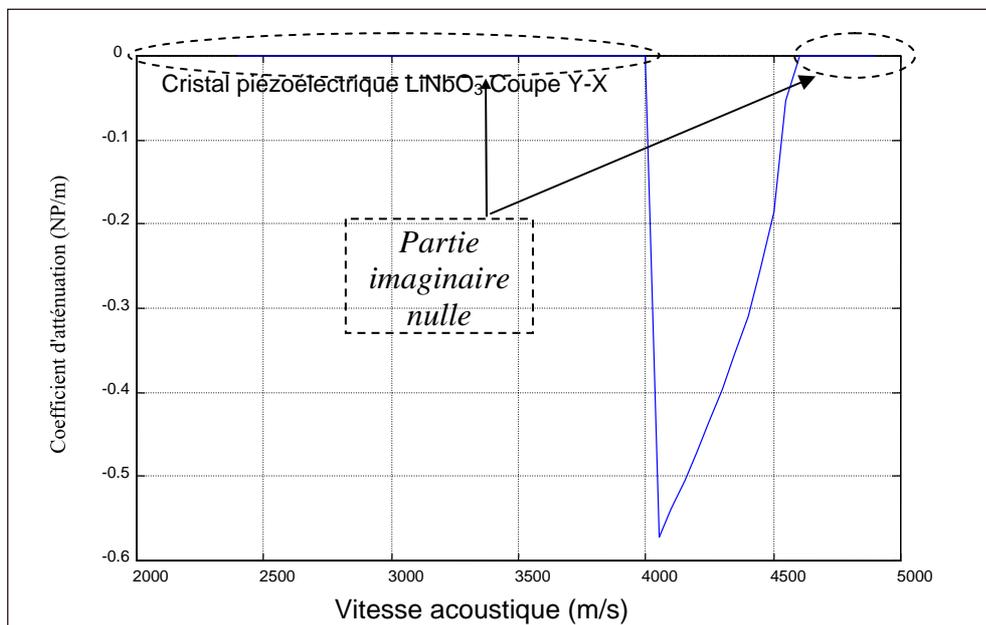


Figure 2. 9 - Partie imaginaire de α_4

Chapitre 3 :

MODELISATION D'UN ECHOGRAPHE ULTRASONIQUE ET IMAGERIE ECHOGRAPHIQUE

1^{ère} partie

ETUDE DES ULTRASONS

1. Introduction

On appelle ultrasons les ondes élastiques dont la fréquence est comprise entre 2 kHz et quelques centaines de mégahertz [17, 19]. En médecine, les fréquences ultrasonores les plus utilisées sont situées dans la gamme allant de 3 à 15 MHz, ce qui correspond à des longueurs d'onde d'une fraction de millimètre, la vitesse des ultrasons dans les tissus mous étant de 1540 m s^{-1} [20]. Les ultrasons se propagent par l'intermédiaire de la vibration des molécules ou des atomes présents dans le milieu. La pénétration relativement aisée des ultrasons dans les tissus mous permet l'exploration de la plupart des organes à l'exception du squelette et des poumons. Des images échographiques morphologiques sont obtenues en analysant les échos réfléchis par les tissus. L'analyse des tissus en mouvement en mode « Doppler », quant à elle, permet de réaliser une imagerie fonctionnelle de l'appareil cardiovasculaire et une évaluation des écoulements du sang dans l'arbre vasculaire [21].

2. L'onde ultrasonore

L'onde ultrasonore est une onde acoustique dont le mode de propagation de l'énergie s'effectue sans transport de matière, elle provoque localement des variations de pression dans le milieu élastique traversé. Une onde ultrasonore est caractérisée par sa célérité (vitesse du son dans le milieu) son impédance et sa fréquence. L'onde subira ensuite diverses modifications qui dépendent des propriétés du milieu matériel étudié [21].

La longueur d'onde ultrasonore dans un milieu est liée à une fréquence donnée, elle est donnée par la relation suivante [17, 18, 19]:

$$c = f\lambda \quad (3.1)$$

Où:

- c est la vitesse du son dans le milieu en m.s^{-1}

- f est la fréquence d'émission en Hz.

2.1. Principaux types d'ondes

Les ondes ultrasoniques sont des ondes élastiques, résultantes du déplacement de particules de la matière : fluide ou solide. Il existe différents types d'ondes selon les conditions aux limites des milieux de propagation (milieu infini : ondes de volume, milieu semi-infini : ondes de surface, milieu limité : ondes guidées, ondes de Lamb) [22].

Les ondes ultrasonores peuvent se propager dans les gaz, les liquides ou les solides, c'est-à-dire dans toute substance possédant des propriétés élastiques. Lorsqu'elles se propagent dans un milieu infini, elles peuvent le faire soit avec une symétrie sphérique dans toutes les directions (source isotopique), soit sous forme de faisceaux parallèles d'ondes planes. Ceci dépend de la nature et de la géométrie de la source de vibration. De manière idéale, si le rayon de la source est petit vis-à-vis de la longueur d'onde de l'onde émise, celle-ci est alors sphérique. Cependant, si le rayon de la source est plus grand que la longueur d'onde émise, cette dernière est alors une onde plane [10].

En régime d'ondes planes, on distingue deux types d'ondes fondamentaux : les ondes longitudinales, pour lesquelles le déplacement des particules est colinéaire à la direction de propagation (la figure 3.1).

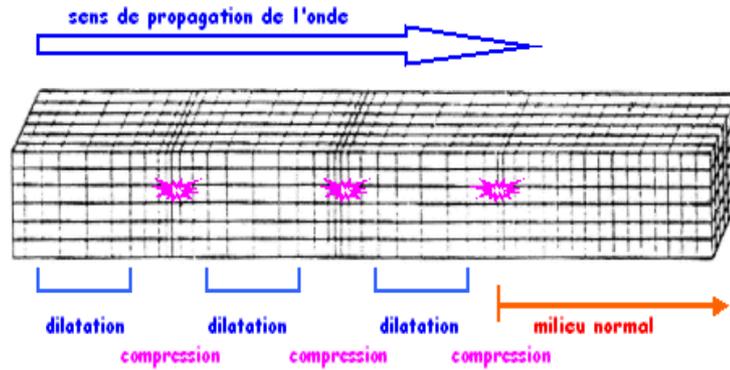


Figure 3.1- Propagation des ondes longitudinales dans un solide [10].

Par opposition, on peut distinguer les ondes transversales ou de cisaillement, lorsque la direction de vibration des particules est perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde, comme illustré dans la figure 3.2 [10].

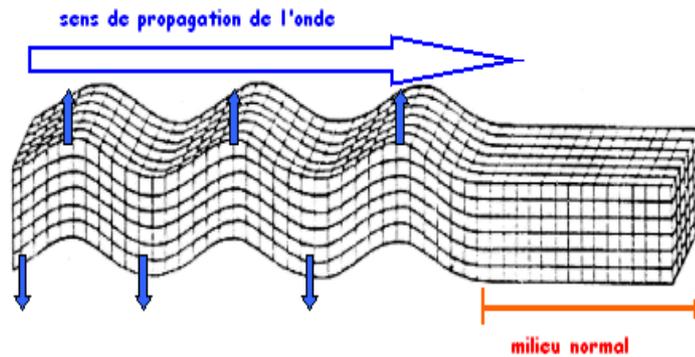


Figure 3.2 - Propagation des ondes transversales dans un solide [10].

3. Comportement des ondes ultrasonores

3.1. L'impédance acoustique

Le comportement du milieu vis-à-vis des ultrasons est exprimé par une constante appelée impédance acoustique Z . Elle est définie comme le produit de la densité et de la vitesse du son du milieu et donnée par la relation suivante [17, 18]:

$$Z = \rho c \quad (3.2)$$

Où:

- c est la vitesse du son dans le milieu en m.s^{-1}

- ρ est la densité du milieu en kg.m^{-3}

3.2. Réflexion et réfraction

Lorsqu'un faisceau d'ultrason arrive sur une interface séparant 2 milieux d'impédance acoustiques Z_1 et Z_2 , une partie est Réfléchi et repart dans le sens opposé, et l'autre partie est transmise (traverse l'interface). La proportion d'ultrasons réfléchis ou coefficient de transmission est directement proportionnelle à la différence d'impédance acoustique entre les 2 milieux [21].

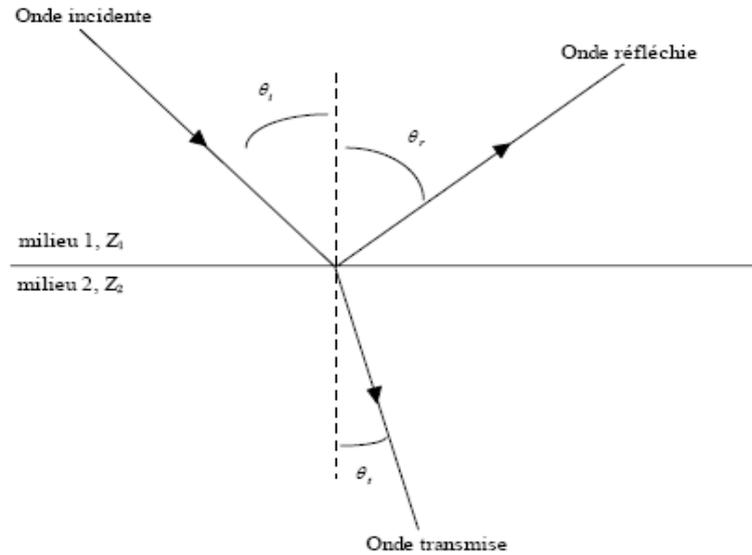


Figure 3.3 - Réflexion et réfraction d'une onde acoustique sur une surface plane [21].

Lorsque le faisceau ultrasonore arrive sur une surface réfléchissante avec un angle oblique, une partie du faisceau est réfléchi avec un angle de réflexion égal à l'angle incident. La partie transmise est déviée avec un angle qui dépend de la vitesse de propagation des 2 milieux concernés. Il s'agit du phénomène de réfraction. Ces événements se produisent avec un angle qui est fonction des différences d'impédances (différences de vitesses de propagation) entre les deux milieux selon la loi de Snell [23].

$$\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_t} = \frac{v_1}{v_2} \quad (3.3)$$

Le rapport entre la pression incidente p_i et la pression réfléchie p_r peut être donné, pour une onde plane, par la relation suivante [18] :

$$\frac{p_r}{p_i} = \frac{Z_2 \cos \theta_i - Z_1 \cos \theta_r}{Z_2 \cos \theta_i + Z_1 \cos \theta_r} \quad (3.4)$$

D'un point de vue énergétique, le taux de transmission et le taux de réflexion peuvent être donné, dans le cas d'une incidence normale ($\theta_i=0$), par :

$$R = \frac{P_r}{P_i} = \frac{(Z_1 - Z_2)}{(Z_1 + Z_2)} \quad (3.5)$$

$$T = 1 - R = \frac{(2Z_2)}{Z_1 + Z_2} \quad (3.6)$$

On constate que si les impédances acoustiques des deux milieux sont très différentes, l'énergie réfléchie sera très élevée. C'est ainsi, qu'une couche d'air, même très fine, dans le champ de propagation des ultrasons, agit comme un écran infranchissable. C'est pour cette raison qu'il est nécessaire d'utiliser un milieu de couplage entre le transducteur et le milieu dans lequel on souhaite faire propager l'onde acoustique (un gel).

3.3. Atténuation d'une onde ultrasonore

L'atténuation d'une onde ultrasonore dépend principalement de la fréquence considérée. Pour la plupart des matériaux, plus la fréquence est haute plus l'atténuation est importante. La théorie prévoit que l'atténuation est directement proportionnelle au carré de la fréquence pour une onde plane [23]. Considérons une onde plane se propageant suivant la direction $+z$, P est la pression acoustique spécifiée par la relation suivante [23] :

$$p_\alpha = P_0 e^{-2\alpha z} \quad (3.7)$$

Où α est le coefficient d'atténuation exprimé en dB/m et donné par la relation suivante :

$$\alpha = \frac{\eta \omega^2}{2v_L^3 \rho} \quad (3.8)$$

Avec

- η est le coefficient de viscosité exprimée par en $N s m^{-2}$ ou Pa s.

- ρ est la densité du milieu en kg m^{-3} .

- v_L est la vitesse longitudinale dans le milieu en m s^{-1} .

3.4. L'absorption et la dispersion

L'absorption des ultrasons dans les solides dépend beaucoup de la structure de ces derniers. Dans les milieux homogènes, l'absorption du son est due essentiellement au coefficient de viscosité et à la conductivité thermique [18]. Comme dans les liquides, l'absorption est proportionnelle au carré de la fréquence sonore. Dans le cas des substances polycristallines comme la glace, c'est-à-dire des substances formées d'un grand nombre de petits cristaux séparés (les monocristaux), l'absorption du son est principalement déterminée par les dimensions relatives des cristaux et de la longueur d'onde. À haute fréquence, lorsque la longueur d'onde λ est petite par rapport à la taille des cristaux, l'absorption se fait dans chaque monocristal. Le coefficient d'absorption étant proportionnel au carré de la fréquence dans ce cas, il est égal à [18]:

$$\mu = \frac{8\eta\pi^2}{3\rho\lambda^2 c} \quad (3.9)$$

Où: μ est le coefficient d'absorption en m^{-1} .

- η est le coefficient de viscosité qui varie en fonction de la température.

La dispersion et la diffusion se présentent lorsqu'une onde ultrasonore rencontre un obstacle de dimensions nettement inférieures à la longueur d'onde. L'onde incidente est très faiblement diffractée et une onde de faible amplitude rayonnant dans toutes les directions est générée. Pour des obstacles sphériques, l'intensité de l'onde ainsi diffusée est inversement proportionnelle à la puissance de la longueur d'onde. On parle alors de diffusion de Rayleigh [18].

4. Les paramètres ultrasoniques les plus utilisés pour la caractérisation acoustique des tissus mous :

Les champs ultrasonores utilisés en médecine peuvent être caractérisés par un ensemble de paramètres physiques qui seront utilisés pour visualiser les organes et les tissus d'organe afin de rechercher certaines malformations et d'éventuelles anomalies ou tumeurs en évitant le risque de survenue d'effets biologiques indésirables (des lésions thermiques). Parmi les paramètres du premier

ordre on trouve les amplitudes de déplacement acoustique des particules, la vitesse de l'onde ultrasonore dans le milieu et la pression [24].

Les paramètres du second ordre sont la puissance acoustique totale ou encore l'intensité du faisceau ultrasonore et le maximum de pression. Des paramètres définissent le champ ultrasonore tel qu'il existe à l'intérieur du corps du patient ou dans un système expérimental, tandis que les paramètres de l'exposition caractérisent le champ libre généré par l'instrument et peut être déterminé dans l'eau (Intensité acoustique dans la zone de travail du faisceau ultrasonore I_{SATA} et I_{SPTA}) [24].

4.1 La mise en équations des paramètres ultrasoniques

L'étude de la propagation des ondes acoustiques, en mode linéaire dans un milieu continu, utilise les équations d'Euler qui s'écrivent [25]:

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right] = -\vec{\nabla} P \quad (\text{Equation du mouvement}) \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0 \quad (\text{Equation de conservation de la masse}) \quad (3.11)$$

$$p = p(\rho) \quad (\text{Equation d'état}) \quad (3.12)$$

Ces équations sont valables pour un milieu dit idéal, c'est-à-dire sans dissipation, sans conduction thermique et sans dispersion. $p(\vec{r}, t)$, $\rho(\vec{r}, t)$ et $\vec{v}(\vec{r}, t)$ sont respectivement la pression, la masse volumique et la vitesse particulière [25].

L'équation d'onde en régime linéaire est la suivante [26] :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \quad (3.13)$$

$$c = \sqrt{\frac{1}{\rho k}} \quad (3.14)$$

Où c est la vitesse du son et k : la compressibilité du milieu

La solution de l'équation est une onde plane [26] :

$$p(t, x) = p_0 \sin\left(\omega_0\left(t - \frac{x}{c}\right)\right) \quad (3.15)$$

Pour ondes sphériques sont utilisées pour la description de la diffraction, la focalisation et des champs ultrasonores [26].

$$p(t, \vec{r}) = \frac{p_0}{|\vec{r}|} \sin\left(2\pi f_0\left(t - \frac{|\vec{r}|}{c}\right)\right) \quad (3.16)$$

4.2. La pression acoustique

La pression acoustique varie selon la fréquence de l'onde ultrasonore. L'énergie délivrée dans le milieu dépend de ces variations de pression qui soumettent les particules du milieu à des mouvements vibratoires.

Pour trouver la relation entre la pression et la vitesse de la particule on considère le cas d'une onde plane (voir annexe B) [26]:

$$p(t, x) = p_0 \sin\left(\omega_0\left(t - \frac{x}{c}\right)\right) \quad (3.17)$$

$$u(t) = -\frac{1}{\rho} \int \frac{\partial p}{\partial x} dt = +\frac{1}{\rho} p_0 \omega_0 \frac{1}{c} \int \cos\left(\omega_0\left(t - \frac{x}{c}\right)\right) dt \quad (3.18)$$

$$u(t) = \frac{1}{\rho c} p_0 \sin\left(\omega_0\left(t - \frac{x}{c}\right)\right) = \frac{p(t)}{\rho c} = \frac{p(t)}{z} \quad (3.19)$$

$$P(t) = z u(t) \quad (3.20)$$

Dans les tissus mous la célérité variant peu on considéré qu'elle a une valeur moyenne de 1540m/s. Les vitesses du son pour différents organes sont données dans le tableau 3.1 (fournies à titre indicatif).

Tableau 3.1 : Paramètres acoustiques des différents organes du corps humains en comparaison avec l'air et l'eau distillé (milieux de références) [26].

Milieu de propagation	Densité (kg/m ³)	Vitesse (m/s)	Impédance acoustique
Air	1,2	333	0,4 10 ³
Sang	1,06 10 ³	1566	1,66 10 ⁶
os	1,38-1,81 10 ³	2070-5350	3,75-7,38 10 ⁶
cerveau	1,03 10 ³	1505-1612	1,55-1,66 10 ⁶
Graisse	0,92 10 ³	1446	1,33 10 ⁶
Rein	1,04 10 ³	1567	1,62 10 ⁶
Poumon	0,40 10 ³	650	0,26 10 ⁶
Foie	1,06 10 ³	1566	1,66 10 ⁶
Muscle	1,07 10 ³	1542-1626	1,55-1,74 10 ⁶
Rate	1,06 10 ³	1566	1,66 10 ⁶
Eau distiller	1,00 10 ³	1480	1,48 10 ⁶

4.3. Intensité de l'onde ultrasonore

On définit l'intensité acoustique comme le flux d'énergie acoustique traversant une unité de surface perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde par unité de temps. L'intensité acoustique instantanée est donc le travail de l'onde acoustique par une unité de surface et pendant une unité de temps qui est égale au produit de la pression p par la vitesse u de cette particule [25] :

$$I = p u = \rho_0 C_0 u^2 = \frac{p^2}{\rho_0 C_0} \quad (3.21)$$

L'intensité pour une onde plane est définie comme une pression par unité de surface (pour les ultrasons mesurés en (mW/cm²) [26].

$$I = \frac{1}{T} \int_0^T p(t)u(t)dt \quad (3.22)$$

$$p(t, x) = p_0 \sin\left(\omega_0\left(t - \frac{x}{c}\right)\right) \quad (3.23)$$

$$u(t, x) = \frac{p(t, x)}{z} = \frac{p_0}{z} \sin\left(\omega_0\left(t - \frac{x}{c}\right)\right) \quad (3.24)$$

Et donc :

$$I = \frac{p_0^2}{2z} \quad (3.25)$$

Selon le type de transducteur utilisé et la période temporelle sur laquelle sont effectuées les mesures, l'intensité que l'on mesure n'est pas la même, on peut parler alors d'intensité I_{SPTP} , I_{SPTA} , ou bien I_{SATA} [27].

I_{SATA} : Si on calcule intensité moyenne sur un plan perpendiculaire à l'axe acoustique on parle alors de l'intensité SA (spatial average) et l'intensité moyenne sur une période de signal (comprenant le temps entre deux impulsions) représente l'intensité acoustique en sortie de sonde TA (time average) [27].

4.4 Intensité I_{SPTA}

Spatial peak temporal average intensity (intensité du pulse, moyennée sur la durée du pulse ou sur une période) (w/cm^2) [26].

$$I_{SPTA}(t, \vec{r}) = \frac{1}{T} \int_0^T I_i(t, \vec{r}) dt \quad (3.26)$$

4.5 Intensité I_{SPTP}

Spatial peak temporel peak intensity (valeur instantanée de l'intensité moyennée sur le pic seulement) (w/cm^2) [26].

$$I_{SPTP}(t, \vec{r}) = \max\{I_i(t, \vec{r})\} \quad (3.27)$$

Le I_{SPTP} énergie moyennée dans le temps (une période) et sur toute la section du faisceau (watts).

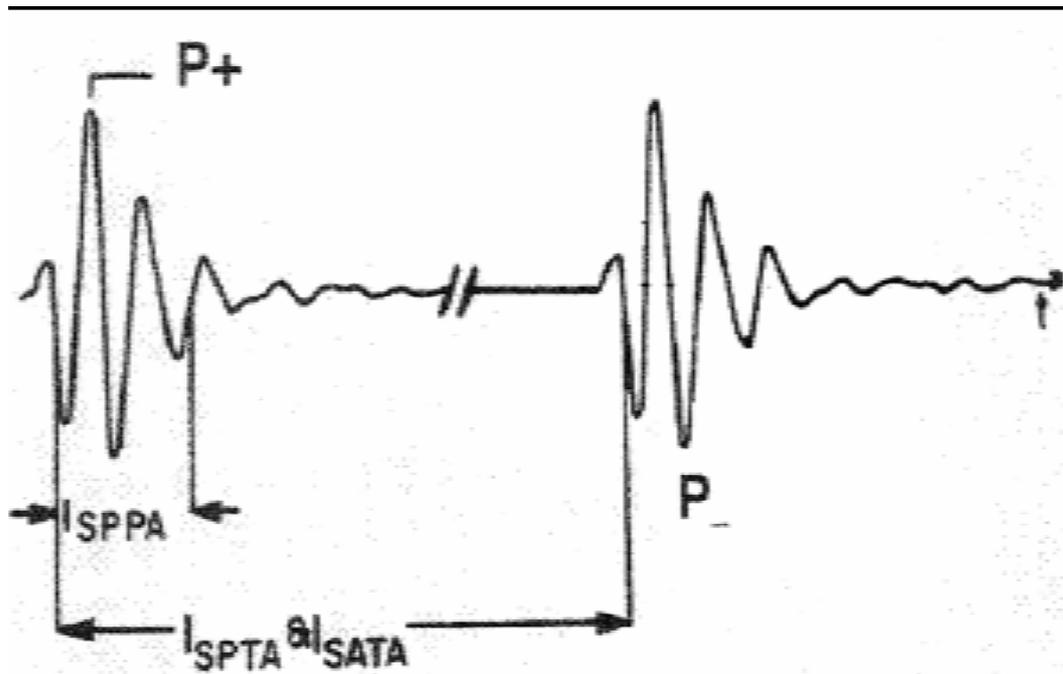


Figure 3.4 - Onde ultrasonore pulsée : paramètre d'intensité d'expositions les plus utilisées (I_{SPTA} , I_{SATA} , I_{SPPA}) [26].

2^{ème} partie

L'ECHOGRAPHE ULTRASONIQUE

1. L'échographe

1.1. Le transducteur ultrasonore

La sonde constitue le maillon essentiel de la chaîne échographique. Elle offre la particularité remarquable d'être à la fois un émetteur et un récepteur, elle transforme l'impulsion électrique en onde ultrasonore puis convertit les informations ultrasonores en signaux électrique [21].

Il existe plusieurs types de transducteurs ultrasonores : les transducteurs magnétostrictifs, les transducteurs électrohydroliques, les lasers et les transducteurs piézoélectriques. Ce sont ces derniers qui sont utilisés pour les applications médicales étant donnée leur maniabilité, leur souplesse d'emploi et la possibilité de les utiliser à hautes fréquences.

L'élément actif des transducteurs piézo-électriques peut être constitué de monocristaux naturels, comme le quartz ou le sulfate de lithium, de céramiques polycristallines, telles que le PZT, ou de matériaux composites ou de PVDF (polyfluorure de vinylidène). Le transducteur ultrasonore peut comporter un ou plusieurs cristaux qui peuvent être ajustés les uns aux autres pour constituer des barrettes de transducteurs, linéaires ou curvilignes. Elle est constituée de trois éléments de base qui sont le cristal, l'amortisseur et l'adaptateur d'impédance. La figure 3.6 représente une sonde ultrasonore monoélément. Le cristal est découpé dans une céramique de type PZT (titanate zirconate de plomb) à fortes propriétés piézo-électriques [28].

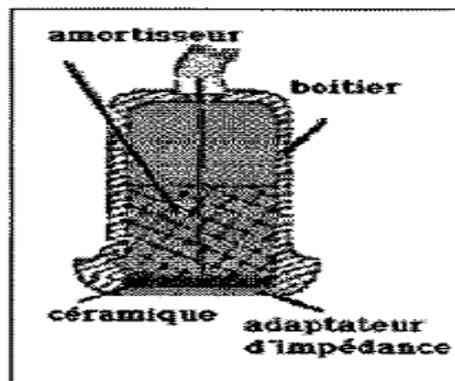


Figure 3.4 - Constitution d'une sonde monoélément [28].

1.1.1 Géométrie

Il existe deux types de géométrie de transducteurs : les transducteurs plans et les transducteurs focalisés. Ces derniers permettent la focalisation de l'énergie acoustique dans une zone restreinte du champ acoustique. Cette focalisation peut être obtenue simplement par la forme concave du transducteur utilisé, ou bien en utilisant une lentille acoustique, ou, enfin, par focalisation électronique. Dans tous les cas, l'utilisation de transducteurs de dimensions finies est à l'origine de phénomènes de bord (réflexion, réfraction) [25].

1.1.2 Fonctionnement d'une sonde acoustique

Un générateur de courant délivre des impulsions électriques de haute fréquence qui sont appliquées à la surface d'une céramique : cette dernière voit son épaisseur varier si la fréquence des impulsions est de l'ordre de grandeur de sa fréquence de résonance (effet piézoélectrique indirect). Ces vibrations mécaniques se transmettent de proche en proche ; il y a production d'ultrasons si la fréquence est comprise entre 2 et 10 MHz. L'excitation de la céramique avec ce courant de haute fréquence se fait par courtes impulsions de 1 à 2 ms répétées à intervalles réguliers à fréquence de récurrence de 2 KHz [21].

Les contraintes mécaniques dues aux variations de pression des ondes réfléchies dans l'organisme font apparaître à la surface de la céramique de la sonde des différences de potentiel dont la fréquence correspond à celle de l'onde réfléchie et dont l'intensité dépend de l'intensité de l'écho [21].

Tout système ultrasonique utilisé en échographie peut permettre plusieurs types de balayage en utilisant des différentes sondes (transducteur) pour examiner différentes régions du corps humain.

1.1.3 Sondes à balayage mécanique

Les sondes à balayage mécanique sont composées d'un ou plusieurs cristaux montés sur une pièce mécanique. Les cristaux émettent à une fréquence constante. Certaines sondes à balayage mécanique sont composées de plusieurs cristaux montés en anneaux. Le groupe de cristaux subit un balayage mécanique pour former une image sectorielle. On distingue trois différents types de sondes mécaniques utilisées en échographie [28] :

- La «roue tournante» où sont fixés 3 ou 4 éléments piézo-électriques séparés de 90 à 120°. Le cristal émet un faisceau ultrasonore sectoriel lorsqu'il passe devant la fenêtre d'émission (figure 3.7 a).
- La céramique oscillante fixée à un aimant oscille en fonction d'impulsions électriques appliquées à un bobinage qui provoque un changement à l'aimant permanent, et donc un mouvement de la céramique (figure 3.7 b);
- Les sondes mécaniques annulaires sont constituées de céramiques disposées en anneaux concentriques de diamètre variable, entraînées par un moteur dans un mouvement oscillant. Elles permettent d'avoir une zone de focalisation (ZF) étendue. Le balayage mécanique est actuellement réservé aux sondes de fréquences ultrasonores supérieures à 15 MHz, pour lesquelles le balayage électronique n'est pas encore utilisable.

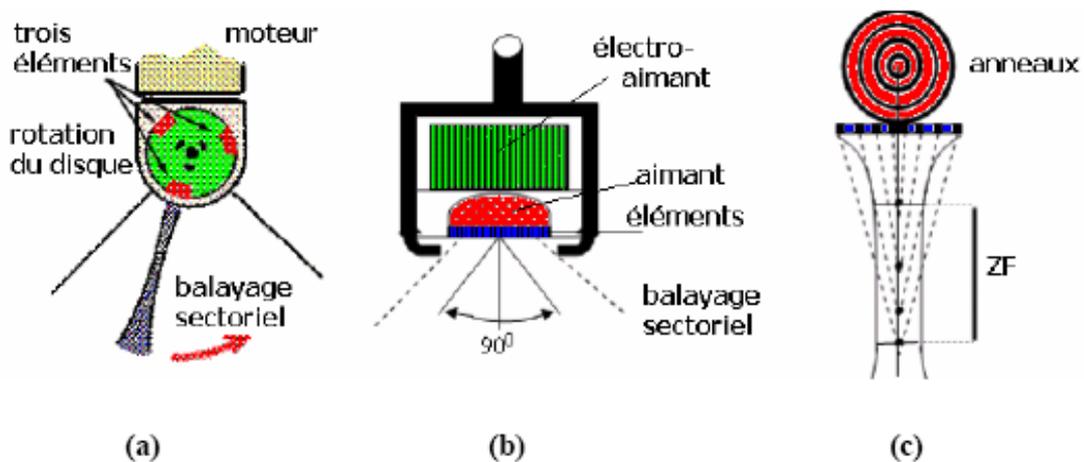


Figure 3.5 - Sondes ultrasoniques à balayage mécanique [28].

1.1.4 Sondes à balayage électronique

Les sondes à balayage électroniques sont composées de plusieurs cristaux montés en rangés ou en anneaux. L'émission et la réception des faisceaux ultrasonores sont assurées par des moyens purement électroniques pour former l'image en insérant des délais fixes à la transmission et variables à la réception. On distingue deux types de sondes électroniques les plus utilisées [28]:

Sondes électroniques à balayage linéaire (Linear Array, figure 3.8 a): Il s'agit d'un assemblage en ligne sur 10 cm de 100 éléments piézo-électriques ajustés ensemble. Ces éléments sont excités par groupe de 8 à 32. Donc le faisceau ultrasonore se déplace en ligne parallèle et donne une image rectangulaire.

Sondes électroniques à balayage sectoriel (Phased Array): On distingue les barrettes droites où tous les éléments piézo-électriques ajustés ensemble (figure 3.8 b). Ces éléments sont excités les uns après les autres avec un délai fixe pour former une ligne d'image. Cette image est oblique par rapport à un axe vertical. La focalisation est obtenue par une lentille acoustique ou une focalisation électronique. On distingue aussi les barrettes courbées ou radiale (sonde convexe) où les éléments piézo-électriques sont disposés selon un arc de cercle de rayon de courbure variable (figure 3.8 c)

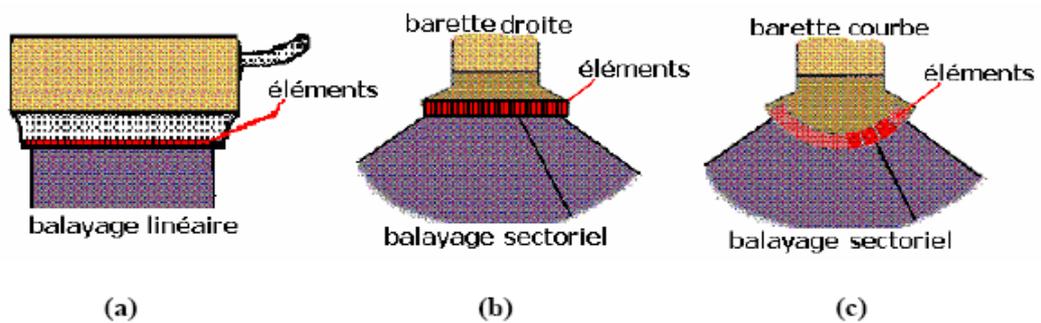


Figure 3.6 - Sondes ultrasoniques à balayage électronique [28].

1.2 Représentation de l'image ultrasonore

Plusieurs techniques à base d'ultrasons utilisent les mêmes moyens pour capter l'information ultrasonique sous forme d'échos. Des variations sont souvent distinctes seulement dans la manière par laquelle le faisceau d'ultrasons est dirigé dans le corps ou dans la présentation des signaux sur le moniteur. Parmi ces techniques, on peut citer les suivantes: mode-A, mode-B, mode-M ou TM et effet Doppler [29].

1.2.1 Mode A

Le mode A (A pour amplitude) est le mode de représentation de l'image le plus ancien utilisé en échographie. Il permet d'afficher l'amplitude du signal reçu par la sonde en fonction de la profondeur. Un seul faisceau ultrasonore de direction constante est utilisé.

1.2.2 Mode B

Le mode B (B pour brillance) est le mode de représentation le plus utilisé dans l'échographie. Il permet de représenter l'intensité du signal par la brillance sur l'écran. Plus le point (pixel) est brillant, plus la réflexion des ultrasons est importante. Il permet d'obtenir une image en deux dimensions qui représente une certaine coupe des organes.

1.2.3 Mode M ou TM

Le mode M ou TM (M pour mouvement et TM pour Temps-Mouvement) est le mode utilisé pour la représentation des variations de la position et de la brillance des échos en fonction de temps . Ce mode de représentation est obtenu en faisant défiler sur un moniteur vidéo les signaux échographiques successifs correspondants à une même direction de tir. L'amplitude du signal est codée en niveau de gris. Ce mode est utile en échocardiographie pour l'analyse des mouvements des valves cardiaques.

1.2.4 Écho Doppler

Cette technique consiste à émettre de brèves impulsions ultrasonores séparées par un temps de récurrence afin de connaître la vitesse de circulation du sang à chaque profondeur d'un vaisseau sanguin. L'utilisation de l'écho doppler permet aussi d'étudier la qualité (spectre) des flux sanguins dans les vaisseaux fœtaux.

Les modes d'imageries actuelles utilisées sont les modes multilignes (multibeam) avec une cadence d'images ultrarapide et l'elastographies qui exploite les caractéristiques mécaniques du milieu.

1.3 Echographie multilignes (formation de voies)

La technologie des échographes est aujourd'hui conçue pour fournir une cadence d'imagerie légèrement supérieure à la persistance rétinienne, typiquement entre 20 et 60 Hz en radiologie et jusqu'à 100 ou 200 Hz en cardiologie. Les échographes à rayon multiples (multilignes ou beamforming) ou formations de voies sont, de plus, devenus des systèmes très fins et très complexes. Parfaitement optimisés pour les fonctionnalités et les modes d'imageries proposés, ils fournissent une imagerie de très haute qualité [30].

L'utilisation de cadences plus élevées (>1000 Hz) ouvre la voie à un champ d'investigation expérimental qui permet d'atteindre des cadences d'images échographiques nettement supérieures, de l'ordre de plusieurs milliers de Hz (on parle alors de cadences ultrarapides) [31].

Ces cadences pourraient servir à une imagerie quantitative des propriétés mécaniques du corps humain. L'échographie peut devenir un véritable outil de diagnostic autonome pour les pathologies cancéreuses des organes humains en tenant compte des propriétés mécaniques des organes [32].

1.3.1 L'imagerie échographique : du mode standard au mode ultrarapide

La cadence d'un mode d'imagerie est déterminée par la façon d'acquérir une image échographique, c'est à dire par la séquence ultrasonore d'illumination du milieu considéré.

Pour le mode standard l'image d'une coupe bidimensionnelle du corps humain est acquise en éclairant séquentiellement le milieu le long de différentes lignes avec des faisceaux ultrasonores focalisés.

Ces faisceaux sont créés par une barrette ultrasonore composée généralement d'un ensemble de N petits transducteurs piezo-électriques contrôlés électroniquement par l'échographe ($64 < N < 256$, pour une barrette linéaire). Le principe d'acquisition d'une ligne ultrasonore est illustré Figure (3.4) [32]. On y distingue deux étapes :

a) L'émission

Un faisceau ultrasonore, focalisé à une profondeur donnée, éclaire progressivement une ligne du milieu. Ce faisceau est créé via l'émission, par les transducteurs (ou éléments) de la barrette, d'un jeu de signaux identiques décalés dans le temps les uns par rapport aux autres. Le processus, réalisé par l'échographe, est appelé « beamforming en émission » (littéralement formation de faisceaux ou formations de voies) [33].

b) La réception

Les signaux rétrodiffusés par le milieu suite à cet éclairage ultrasonore sont enregistrés par les N éléments de cette même barrette et numérisés. La matrice de données spatio-temporelles ainsi récupérée sur les N voies de l'échographe est appelée matrice de « signaux RF » (Radio-Fréquence).

Elle contient la signature acoustique brute de la ligne du milieu éclairée par le faisceau. Le processus permettant de reformer l'image acoustique de la ligne à partir de ces signaux RF est appelé « beamforming en réception » (ou formation de voies).

Il consiste d'abord à décaler les signaux dans le temps de manière à mettre en phase toutes les réponses acoustiques provenant d'une profondeur donnée de la ligne, puis à sommer ces signaux sur l'ensemble des voies de l'échographe de manière à estimer la signature acoustique d'un volume élémentaire du milieu situé à la profondeur en question [33].

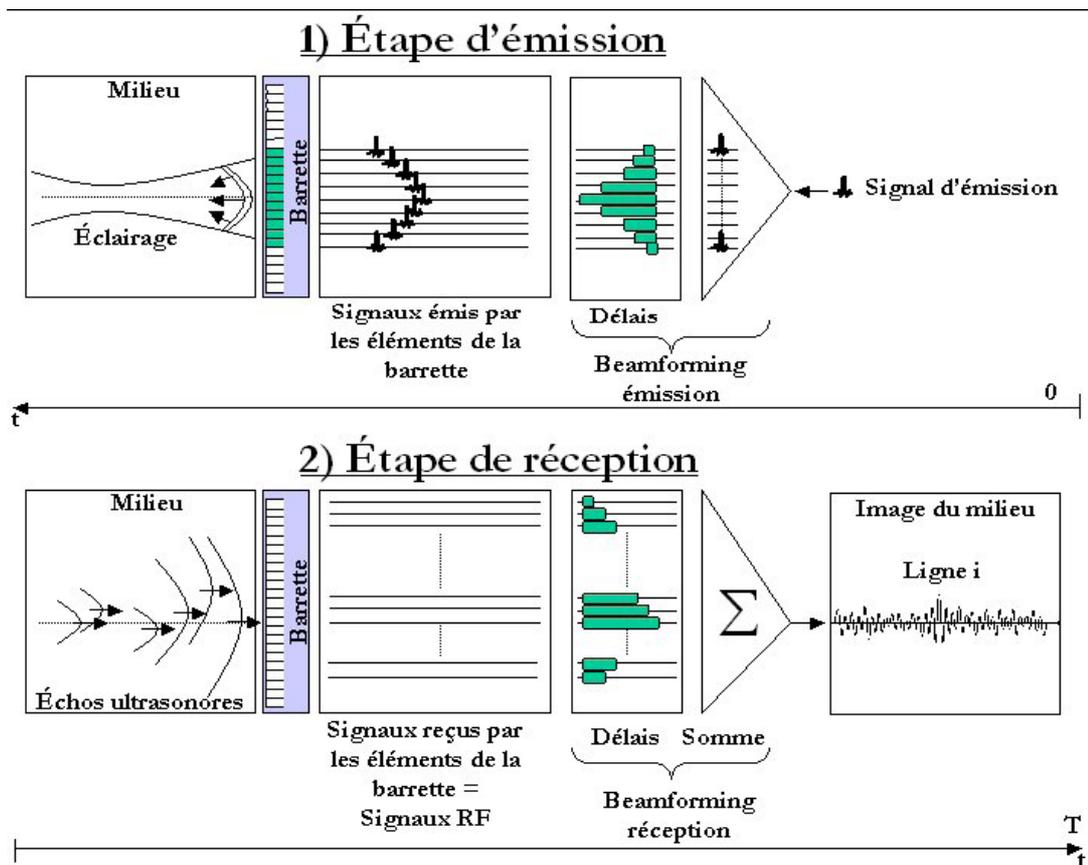


Figure 3.7 - Principe d'acquisition d'une ligne de l'image échographique [33].

Le nombre de lignes d'une image échographique est généralement identique au nombre de transducteurs N de la barrette échographique utilisée. Le temps d'acquisition de la signature acoustique d'une ligne de l'image est fixé par le temps d'aller-retour des signaux ultrasonores jusqu'à la profondeur maximale imagée. Il est de l'ordre de quelques dizaines de microsecondes. En supposant la vitesse des ultrasons de 1500 m s^{-1} et une profondeur d'image de 60 mm , ce temps est

de 80 μ s. Le temps d'acquisition d'une image échographique ne peut donc être inférieur à N fois le temps d'acquisition d'une ligne. En supposant une barrette linéaire de 128 éléments, ce temps est de 10 ms dans l'exemple envisagé, ce qui revient à une cadence maximale d'imagerie de 100 Hz [33].

1.3.2. La nécessité d'augmenter la cadence en imagerie échographique

Compte tenu des ordres de grandeur de cadences donnés ci-dessus (< 100 Hz), le mode standard semble totalement adapté à une imagerie bidimensionnelle temps-réel. Il était, pour ses performances et son faible coût, pratiquement le seul mode d'acquisition utilisé en échographie.

L'arrivée, au début des années 2000, d'échographes capables de fournir des images tridimensionnelles en temps réel a changé la donne [31].

De nouvelles stratégies d'illuminations du milieu qui consiste à illuminer le milieu avec un faisceau large couvrant plusieurs lignes ultrasonores et à traiter en parallèle les signaux ultrasonores pour former simultanément plusieurs lignes de l'image échographique. La cadence d'images est alors nettement plus rapide, multipliée par le nombre P de lignes reçues simultanément par un même faisceau transmis (en général $P=4$ sur les échographes modernes). Aujourd'hui les cadences des modes ont pu être multipliées par 4, permettant de fournir une imagerie tridimensionnelle temps-réel de bonne qualité. Ces modes l'imagerie d'échographes 3D ultrarapides permettent de fournir une imagerie couleur des flux sanguins ainsi que des modes mixtes 3D (fonctionnel et imagerie temps réel simultanément) [32, 33].

1.4. L'elastographie

1.4.1 L'elastographie Impulsionnelle

L'Elastographie Impulsionnelle (ou Transient Elastography) fut introduite par le Laboratoire Ondes et Acoustique (LOA) à la fin des années 1990 [34]. L'idée directrice de cette technique est de générer une excitation mécanique transitoire basse fréquence dans le milieu et de suivre la propagation du front d'onde de cisaillement induit par des techniques ultrasonores [35].

L'excitation, qui revient à donner un coup bref sur le milieu, est produite à l'aide d'un vibreur extérieur situé à la surface du milieu. Cette impulsion basse fréquence génère des ondes de compression et de cisaillement. Dans les milieux mous tels que les tissus biologiques ($\lambda \gg \mu$), les ondes de compression se propagent très vite (1540 m/s) et ont des longueurs d'ondes de plusieurs mètres. Les ondes de cisaillement ont des vitesses nettement plus faibles, de l'ordre du m/s et des

longueurs d'ondes de l'ordre du centimètre. Les laboratoires Ondes et Acoustique a développé un certain nombre d'outils permettant de générer et d'imager ces ondes de cisaillement impulsives puis d'en extraire les informations mécaniques [36].

Afin appréhender les propriétés mécaniques des tissus, seules les ondes de cisaillement nous intéressent, les ondes mécaniques de compression et de cisaillement sont naturellement découplées, la première se propageant et s'atténuant avant même que la deuxième ne se propage [37].

1.4.2 Supersonic Shear Imaging (SSI)

L'utilisation de la pression de radiation pour créer une vibration mécanique a été proposée par Sarvazyan donc La possibilité de générer et d'imager des ondes de cisaillement expérimentalement à l'aide d'un échographe ultrarapide.

Une pression de radiation ultrasonore offre une possibilité d'exciter mécaniquement le milieu directement avec des ultrasons et de s'affranchir de vibreurs externes.

Rappelons que son principe repose sur la focalisation d'un faisceau ultrasonore à une profondeur donnée pendant un temps suffisamment long pour pousser les tissus (typiquement de l'ordre de la centaine de μ s). L'idée est basée sur la création d'une source mécanique se déplaçant à une vitesse supersonique, elle permet de créer une onde de cisaillement dans les tissus induisant des déplacements mécaniques d'amplitude suffisante pour fournir une carte du module d'élasticité en quelques dizaines de ms. Cette approche, représente une nouvelle technique d'imagerie des propriétés mécaniques des tissus baptisée Supersonic Shear Imaging (SSI) [38].

2. Modélisation d'un échographe ultrasonique avec l'échographie multibeam (ultrarapide)

L'utilisation alors des échographes multibeam associés à une élastographie développée qui vise à améliorer les paramètres utiles à l'analyse des caractéristiques élastiques et physiques du milieu pour détecter la dureté des tissus et leurs souplesses à se déformer lors du passage des ultrasons, l'échographie donnerait alors des paramètres additifs pour la détection et la localisation précoce des tissus cancéreux.

Dans ce concept, nous allons présenter une méthode ultrasonore qui peut contribuer dans l'avenir à créer une cartographie des tissus biologiques en exploitant les cadences ultrarapides de l'imagerie échographique avec l'illustration des échos des ondes ultrasonore émis et certaines caractéristiques acoustiques (physiques).

La mise en pratique de cette modélisation nécessite l'accès à l'ensemble des données brutes de l'échographe, nous avons utilisé le programme Field II créé par Jorgen Arendt Jensen (Université Technologique du Danemark), qui réalise la simulation de transducteurs ultrasoniques et permet l'acquisition ainsi que la modélisation d'image échographique en utilisant des transducteurs multi lignes (beamforming ou formations de voies).

Dans le chapitre 4 (résultats et discussion), nous verrons de manière plus détaillée :

- Le principe du programme Field II
- les organigrammes et les résultats du programme utilisé.
- La modélisation des paramètres physiques : l'intensité et le maximum de pression (peak pressure) sont réalisés avec le programme Field II [8] (voir annexe A) et le système de mise en équations des paramètres physiques liés aux ultrasons qui a fait l'objet de la première partie du chapitre 3 et qui sera bien détaillé dans l'annexe B.

Chapitre 4 :

RESULTATS ET DISCUSSION

1. Partie expérimentale

Dans cette de simulation, une méthode de modélisation et d'estimation des paramètres ultrasoniques est réalisée selon les étapes suivantes :

- La mise en place de structure de simulation comprenant des microdiffuseurs disposés dans plusieurs endroits différents et de dimensions différentes. Nous avons utilisé un transducteur avec 2 éléments en émissions et 64 éléments en réception donc c'est un transducteur à 128 éléments (128 lignes) avec une fréquence égale à $f_0 = 3 \cdot 10^6$ Hz illustrée dans le programme Field II [8].
- Visualisation des échos en fonctions du temps.
- Illustration des courbes représentant la variation de l'intensité et du maximum de pression (peak pressure) en fonction de la profondeur traversée par les ondes ultrasonores.

1.1. Programme Field II

Field II consiste en un ensemble de programmes développés par le Dr Jorgen Arendt Jensen de l'Université Technologique du Danemark qui utilise le Matlab et permet de simuler des transducteurs et de l'imagerie ultrasonore [8]. Les programmes sont capables de calculer le champ acoustique en émission et en réception (sous excitations continues ou pulsées) pour un grand nombre de transducteurs.

Ces programmes utilisent le concept de la réponse impulsionnelle spatiale développée par Tupholme et Stepanishen [8]. L'approche est basée sur la théorie des systèmes linéaires pour déterminer le champ acoustique pour des ondes continues et pulsées (voir annexe A).

Cela est réalisé à l'aide de la réponse impulsionnelle spatiale. Cette réponse donne le champ émis en un point spécifique dans l'espace en fonction du temps lorsque le transducteur est excité par une impulsion de Dirac (le champ pour toute autre sorte d'excitation peut alors être déterminé en convoluant la réponse impulsionnelle avec la fonction d'excitation).

La réponse impulsionnelle spatiale varie en fonction de la position relative par rapport au transducteur et c'est la raison pour laquelle on l'appelle la réponse impulsionnelle spatiale :

$$P_r(\vec{r}_5, t) = v_{pe} \otimes_t f_m(\vec{r}_1) \otimes_r h_{pe}(\vec{r}_1, \vec{r}_5, t)$$

Les symboles \otimes_t et \otimes_r représentent les produits de convolutions temporelle et spatiale respectivement. Les vecteurs r_1 et r_5 représentent les positions spatiales du transducteur et du rétrodiffuseur respectivement. La fonction v_{pe} représente l'excitation, le terme $h_{pe}(\vec{r}_1, \vec{r}_5, t)$ comprend la convolution temporelle entre la réponse impulsivomelle spatiale du transducteur en émission et en réception et le terme tissulaire $f_m(\vec{r}_1)$ définit les fluctuations de la vitesse de propagation et de la densité volumique (voir Annexe A).

Le logiciel de simulation Field II présente plusieurs avantages. D'abord, nous pouvons modifier facilement certains paramètres importants, tels que la vitesse de propagation, le coefficient d'atténuation, les types de focalisation et les différents types de transducteurs, afin d'étudier leurs effets sur la variation du modèle de formation d'images.

Quelques modifications ont été faite sur le programme de base : en ce qui concerne la visualisation des échos. Ensuite la modélisation de l'intensité et du maximum de pression est réalisée pour permettre une meilleurs localisation des différentes cibles (microdiffuseurs) en se basant sur la relation qui existe entre la pression et l'intensité (voir chapitre 3 (3.25))

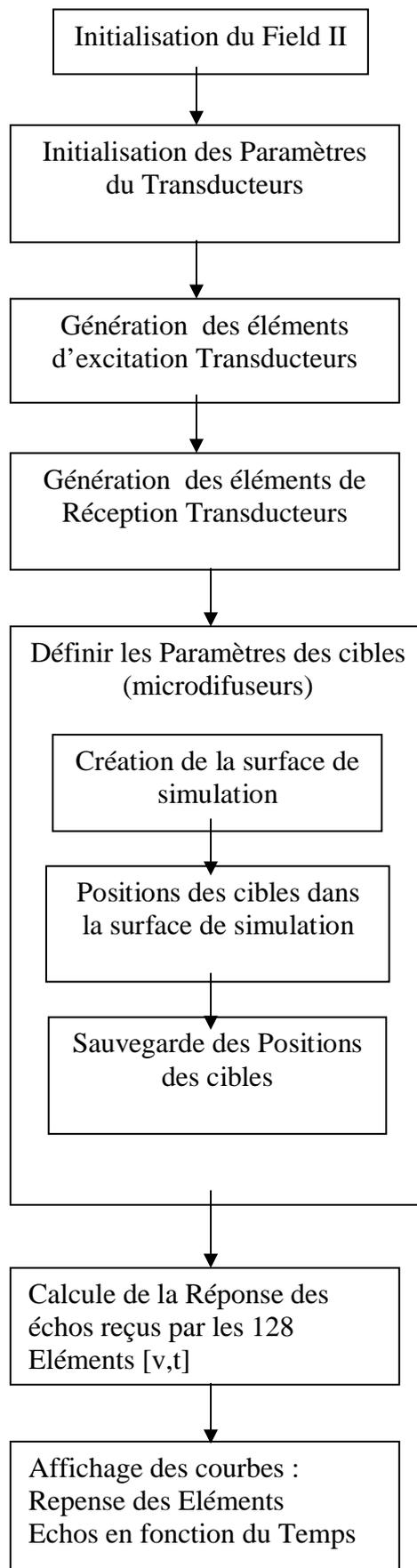
1.2. Partie programmation

On suppose en premiers lieu que ces structures de simulation (qui pourrait être un volume de tissu humain) sont constituées de microdiffuseurs ou cibles localisées dans un volume de (40,10, 60) et afin de mieux distingués les échos, on procède à la modification de formes et d'emplacement des cibles introduites dans la surface ; le tableau 4.1 présente les différentes situations et les rayons des cibles et le tableau 4.2 indique l'intervalle d'espace occupés par les cibles et l'intervalle de temps qui correspond au passage du signal à travers la cible.

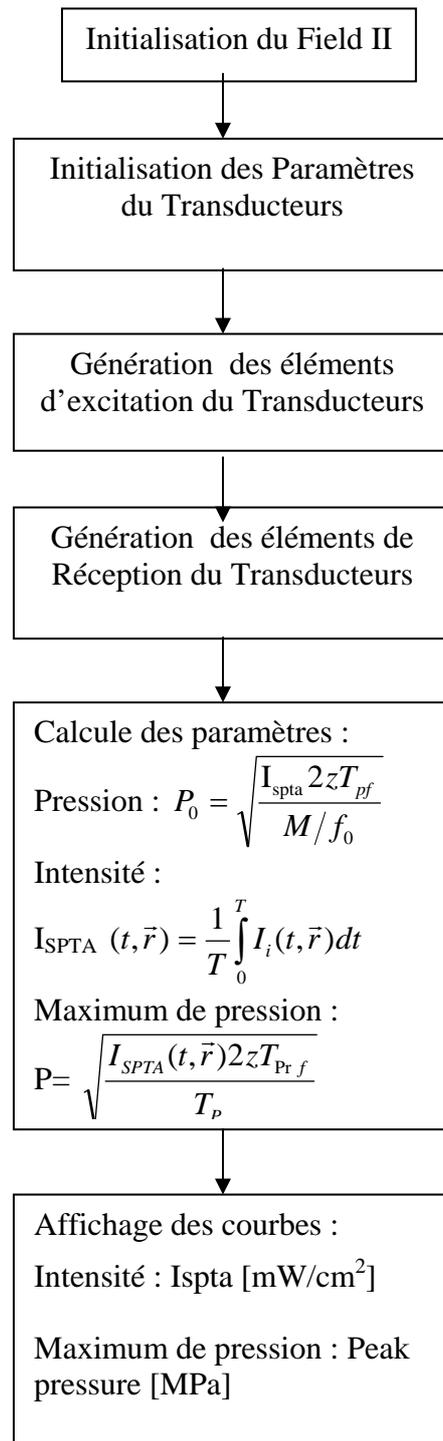
La deuxième étape consiste à générer les courbes qui représentent l'intensité et le maximum de pression (peak pressure) correspondantes à chaque structure illustrée précédemment par la première partie du programme.

Nous allons maintenant présentés les organigrammes qui concrétise les étapes du programme utilisé :

1.2.1 Organigramme 1



1.2.2 Organigramme 2



Remarque :

$f_0=3 \cdot 10^6$ fréquence du transducteur [Hz], $M=8$ nombre de cycles de pulsation,

$I_{spta}=0.730 \cdot 10^4$: I_{spta} initial pour tissu cardiaque [w/m^2], $T_{prf}=1/5 \cdot 10^6$: répétition de fréquence de pulsation [s], $T_p=M/f_0$, durée de pulsation [s].

Tableau 4.1 : Positions et dimensions des cibles (r : rayon de la cible, xc, zc, xi : les positions initiales des cibles dans la structure de volume (40, 10,60).

<p>Cibles 1 (mm): r=8 xi=-5 zc=30 xc=20</p>	<p>Cibles 2 (mm) : r=10 xi=-15 zc=30 xc=10</p>	<p>Cibles 3 (mm) : r=16 xi=-25 zc=30 xc=20</p>
<p>Cibles 4 (mm) : r=8 xi=10 zc=30 xc=10</p>	<p>Cibles 5 (mm) : r=10 xi=25 zc=30 xc=10</p>	<p>Cibles 6 (mm) : r=16 xi=45 zc=30 xc=20</p>

2. Résultats

Tableau 4.2 - Les distances occupées par les cibles et les intervalles de temps correspondant.

Cibles (mm)	Distance (mm) : épaisseur	Temps (s)
Cibles 1 :	5-25 : 20 mm	4,5-5,5 10 ⁻⁵
Cibles 2 :	15-30 : 15 mm	5-6 10 ⁻⁵
Cibles 3 :	15-48 : 23 mm	5,5-6,5 10 ⁻⁵
Cibles 4 :	10-40 : 30 mm	4,5-5,5 10 ⁻⁵
Cibles 5 :	5-30 : 25 mm	5-6 10 ⁻⁵
Cibles 6 :	20-60 : 45 mm	5,5-7 10 ⁻⁵

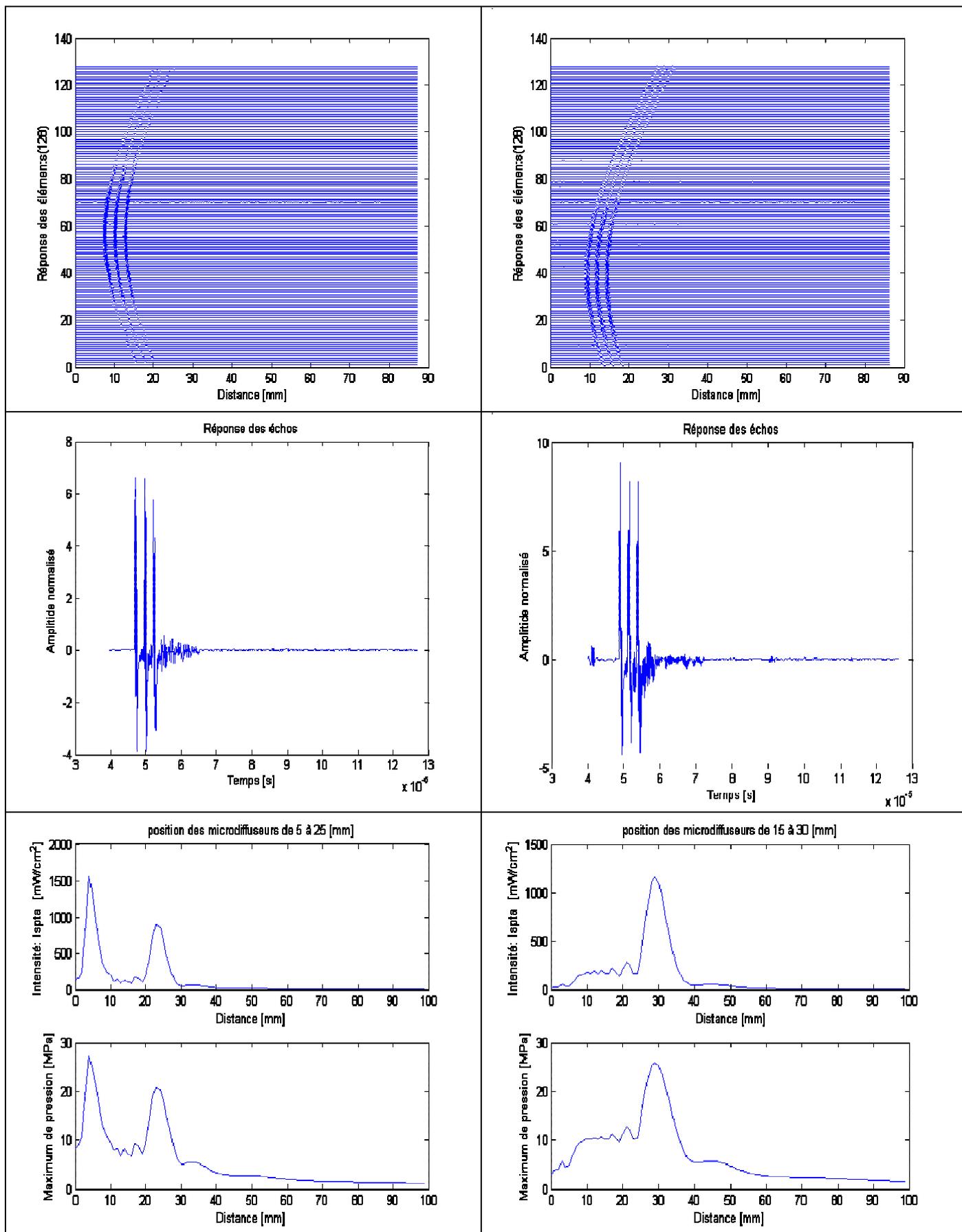


Fig. 4.1- Modélisation de la réponse des éléments, des échos et des paramètres physiques (intensité et maximum de pression).

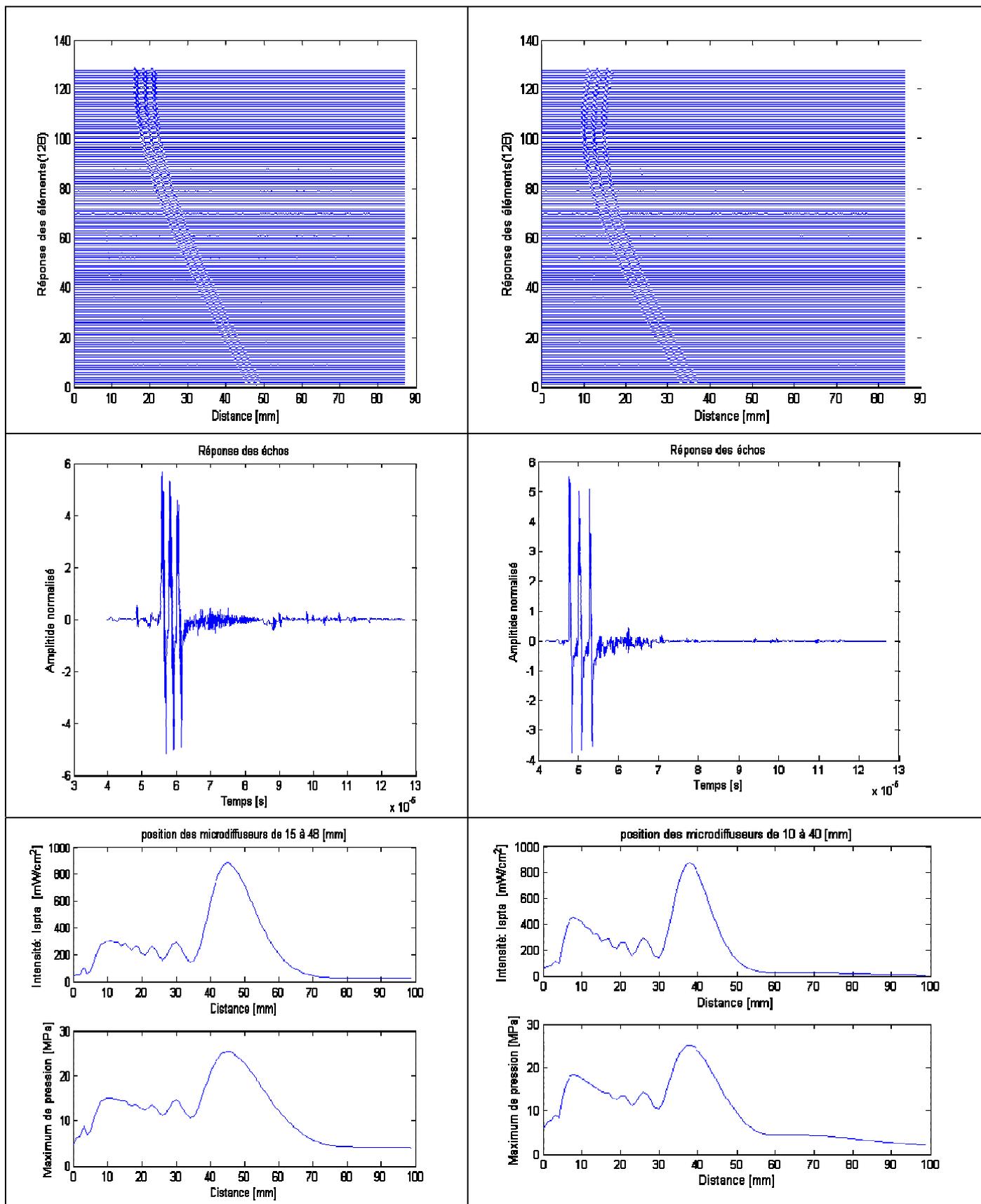


Fig. 4.2- Modélisation de la réponse des éléments, des échos et des paramètres physiques (intensité et maximum de pression).

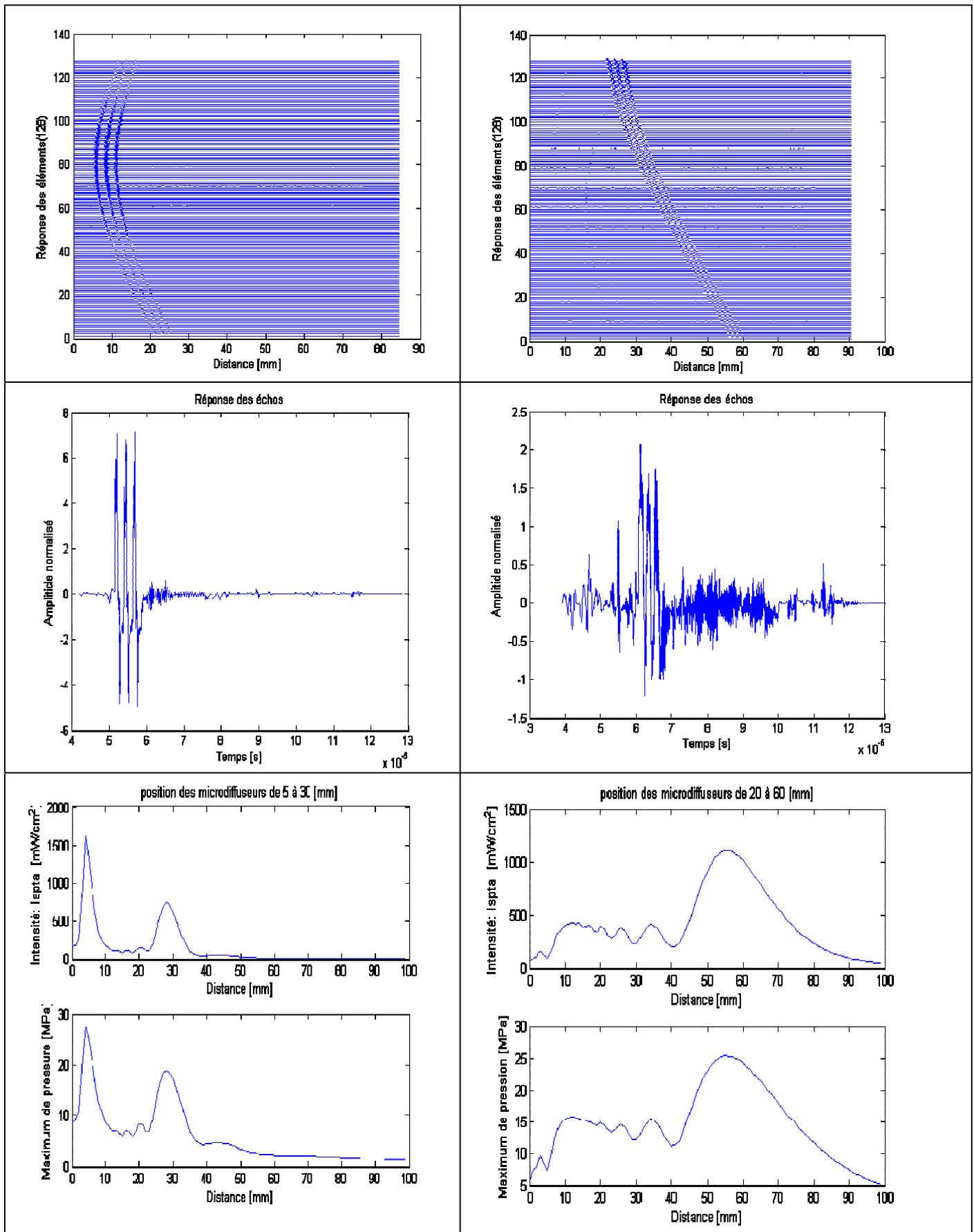


Fig. 4.3 - Modélisation de la réponse des éléments, des échos et des paramètres physiques (intensité et maximum de pression).

3. Discussion

Toutes ces variations constatées dans les figures 4.1, 4.2 et 4.3 indique de façon directe la présence d'une partie non homogène dans le volume analysé et donne de nouvelles informations pour la détection des cibles (microdiffuseurs), on peut distinguer de façons très clair les variations du signal lorsqu'il rencontre des microdiffuseurs.

Les courbes d'intensité et de maximum de pression (peak pressure) illustrées par la deuxième partie du programme nous informe sur la position latérale de ces microdiffuseurs et l'estimation de l'épaisseur qu'ils occupent sur la totalité de la zone envahie des microdiffuseurs.

Pour toutes les images recueillies du programme, les variations du voltage pour chaque élément montrent clairement que le passage des ondes ultrasoniques dans un volume provoque des variations de plusieurs paramètres physiques de l'onde ultrasonique, elle-même due aux propriétés relatives aux caractéristiques du milieu.

On distingue dans les résultats de notre étude :

- Si on compare les signaux RF des échos on peut constater le décalage de ces signaux à la rencontre des microdiffuseurs (des inhomogénéités).
- Concernant les intensités et les maximum de pression : on peut distinguer des taux très élevés dans le périmètre où sont localisés les microdiffuseurs (rétrodiffuseurs).
- L'estimation du périmètre des variations peut donner une nouvelle information qui représente l'épaisseur de cette inhomogénéité du tissu (tableau 4.2).
- Les paramètres physiques (intensité et de maximum de pression) liés au passage de l'onde ultrasonore à travers des microdiffuseurs subissent des fluctuations diverses comparativement aux variations retrouvées lors de l'analyse d'un tissu homogène, prenant l'exemple représenté par le programme Field II pour l'analyse d'un tissu cardiaque (figure 4.4).

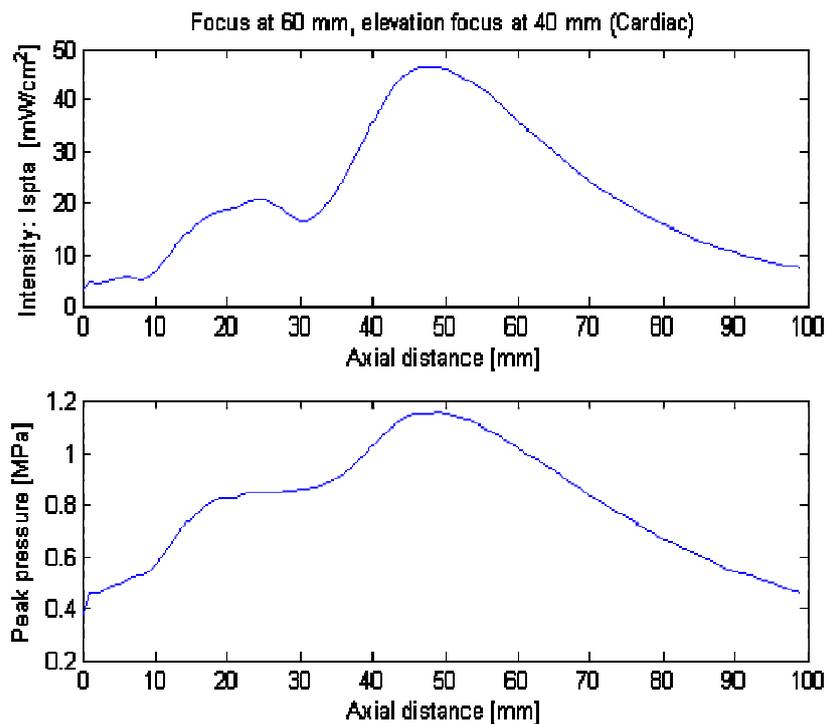


Fig. 4.4 - Représente un profil de simulation d'intensité pour un balayage cardiaque en utilisant un transducteur à 65 éléments de fréquences 5 mégahertz focalisé à 60 millimètres avec un foyer d'altitude à 40 millimètres.

On peut alors suggérer la possibilité de distinguer entre des variations qui représentent le passage à travers les différentes interfaces constituant un organe et certaine inhomogénéité qui peuvent être une malformation ou une tumeur dans le volume analysé. En effet les tumeurs malignes sont très ancrées dans les tissus et possèdent une structure complexe et un réseau d'alimentation sanguine important. Il est fort probable que ces caractéristiques entraînent des fluctuations remarquables des différents paramètres physiques est mécaniques du milieu, l'étude de la réponse non linéaire des tissus aux variations de pression instantanées liées au passage de l'onde acoustique représente l'intérêt générale de plusieurs recherches actuelle [33].

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Dans cette thèse une nouvelle méthode est présentée pour concrétiser les modifications de caractéristiques du milieu analysé avec une visualisation de la réponse des échos et la représentation des variations des paramètres acoustiques (intensité et maximum de pression). Cette méthode n'est autre qu'une modélisation d'un échographe qui affiche en même temps la réponse du signal ultrasonique émis et les variations de l'intensité et du maximum de la pression.

Nous avons démontré clairement que l'existence de cibles (microdiffuseur) cause directement des fluctuations dans différents paramètres acoustiques du milieu et ces variations sont perçues par la sonde qui reçoit un signal de rétrodiffusions.

L'approche choisie dans ce travail est celui qui pourrait donner un moyen nouveau pour un meilleur diagnostic dans la détection de nodules cancéreux ou des malformations congénitales. Il met en valeur le rôle important que pourrait jouer l'imagerie ultrarapide (multibeam) dans l'échographie du futur. Son apport peut se situer aussi bien dans l'amélioration de fonctionnalités déjà existantes, en permettant une imagerie de haute résolution et une élastographie couplé au résultats des courbes obtenues (intensité et du maximum de pression) qui sera mieux adapté afin de distinguer l'élasticité des tissus (les cellules cancéreuses sont plus rigide et agit différemment des autres cellules du même tissu lors du passage des ultrasons [35]).

- Cette modélisation rend un échographe sensible à de nouvelles informations : tels que l'estimation des propriétés physiques et peut prévoir une variation des paramètres mécaniques des tissus avec la visualisation des échos.
- Cette étude peut être exploitée en association avec une application sur l'Elastographie SSI, utilisant une pression de radiation qui n'est autre qu'une onde de cisaillement émise par l'échographe lui même (une onde de cisaillement focalisé dans la zone à analyser au lieu d'utiliser comme source de vibration mécanique un vibreur externe qui complique l'acte médical et rend l'expérience élastographique très délicate).
- La visualisation de la propagation des ondes deviendrait alors transparente avec notre échographe ultrasonique, l'illustration des différents paramètres physiques (intensité et du maximum de pression) et les échos provenant des tissus analysés apporteront à l'élastographie des performances nouvelles pour bien localiser une tumeur ou d'éventuelles kystes par imagerie ultrarapide (multibeam).

- En ajoutant une étude des caractéristiques acoustiques (détection des ondes de volumes) pour les matériaux piézoélectriques les plus utilisés dans la fabrication des sondes échographiques (barrettes utilisée dans l'imagerie ultrarapide) tels que les céramiques PZT ou les polymère PVDF ou PVF2. Ces matériaux souples à faible densité, sont bien adaptés pour l'émission comme pour la réception des ondes acoustiques dans les milieux sous-marins, vivants ou encore à travers d'autres polymères [10]. Cette étude complémentaire contribuera à mieux cerner les techniques de génération et de détection des ultrasons pour pouvoir évaluer et développer la fabrication des sondes échographiques.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] Chilowsky C. et Langevin M.P. « Procédés et appareils pour la production de signaux sous-marins dirigés et pour la localisation à distance d'obstacles sous-marins ». French Patent. No. 5029, 13. 1916.
- [2] Curie J. et Curie P. « Sur l'électricité polaire dans les cristaux hémiédries à faces inclinées », C. R. Séances Acad. Sci., Paris, pp. 91-294, 1880.
- [3] Millon C. « Contribution à l'étude de procédés de réalisation de structures Métal /PZT/MÉTAL sur Silicium pour microsystemes piézoélectriques ». Thèse doctorat de l'INSA, Lyon, juillet 2003.
- [4] Freundlich H., Sollner K., Rogowski F., «Klin Wochenscher», vol. 11, pp. 1512, 1933.
- [5] Satomura S. et Nimira T. « A study on examining the heart with ultrasonics. 1 ». Principale. II. Instrument. Jpn. Circ. J., 20, 227. 1956.
- [6] Wild J.J. and Reid. J.M. « Further pilot echographic studies on the histology structure of tumors of the living intact human breast ». Am. J. Pathol. 28. 893, 1952.
- [7] Torkpour H. « Modélisation de la réponse impulsionnelle d'une sonde échographique ». Thèse doctorat présenté à l'université de Montréal, janvier 2000.
- [8] Jensen A.J. Field-II ultrasound simulation», <http://www.es.oersted.dtu.dk/staff/jaj/field/>.
- [9] Bullo M. « Modélisation et commande du moteur piézoélectrique à onde progressive ». Thèse doctorat de Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2005
- [10] Ghalmi Z. « Contribution au développement d'un capteur ultrasonique pour mesurer l'épaisseur de la glace ». Thèse en doctorat présenté à l'université du Québec à Chicoutimi, Mars 2006.
- [11] Patat F. « Elaboration et caractérisation de céramique ferroélectrique de type PZT ». Thèse de Doctorat de l'INSA, Lyon, 1999.

- [12] Frayssignes H. « Etude des effets non-linéaires et des pertes dans les moteurs ultrasonores Introduction au problème de couplage mécanique entre les voies ». Thèse de Doctorat de l'INSA, Lyon, 2001.
- [13] Rizet N. « Contrôle actif de vibrations utilisant des matériaux piézo-actifs ». PhD Thesis,
- [14] D. BENATIA and M. BENSLAMA « Identification of bulk microwaves and detection of Pseudo-singularities by wavelet technique in piezoelectric medium », *International Journal of Electronics (U.K)*, August 2006, Vol. 93, N°8, pp. 567-576.
- [15] Milsom R. F., Reilly N. H. C. and Redwood M. « Analysis of Generation and Detection of Surface and Bulk Acoustic Waves by Interdigital Transducers ». *IEEE Transactions on sonics and Ultrasonics*, vol. Su-24, No. 3, May 1977
- [16] Elias E. and Jhunjunwala A. « Analysis of planer bulk acoustic wave response ». *IEEE Transactions on sonics. and Ultrasonics.*, vol. Su-24, No. 3, May 1977
- [17] Banks B., Gordon E. et Rawding H. « La détection ultrasonique des défauts dans les matériaux », Paris 1966
- [18] Brown B et Goodman J.E., « Ultrasons de haute intensité », Applications Industrielles, Ed Dunod, Paris 1971.
- [19] Syrota A., « Bases physiques de l'imagerie ultrasonore », N° Paris Onze édition H37, 1994.
- [20] Pourcelot .L. « Les ultrasons : Applications médicales ». Université F. Rabelais et CHRU Bretonneau, Tours
- [21] Rousseau F. « Méthodes d'analyse d'images et de calibration pour l'échographie 3D en mode main libre ». Thèse en doctorat présenté à l'université de Rennes I.2003
- [22] Mahaut S. « Contribution de La Focalisation dynamique à la caractérisation ultrasonore des défauts ». Thèse de doctorat de l'université Paris VII, octobre 1997.
- [23] Ristic V. « Principles of Acoustic Devices ». John Wiley&Sons, New York 1983.
- [24] Arbeille Ph. « Les effets biologiques des ultrasons. 1ère partie : Généralités sur les mécanismes physiques des effets biologiques des ultrasons ». J. Lewiner, les éditions de physique edition, (1999).

- [25] Ribault M. « Caractérisation ultrasonore de lésions induites par ultrasons focalisés de haute intensité » Thèse de doctorat présentée à l'université Claude Bernard-Lyon 1, janvier 1999.
- [26] Jensen, J.A. « Medical Imaging systems Lecture 2 » Ultrasound physics. 1992.
- [27] Livet A.J. and Preston R.C. « A Comparison of the AIUM/NEMA, IEC and FDA (1980) Definitions of Various Acoustic Output Parameters for Ultrasonic Transducers », *Ultrasound in Med. & Biol.*, vol. 11., N°. 6, pp. 793-802, 1985.
- [28] SOLACROUP J.C., GRENIER N. et PELLEGRIN P. « Imagerie Ultrasonore », http://www.med.univ-rennes1.fr/cerf/edicerf/BASES/BA003_cv_rb_1.html.
- [29] SELB J. « Source virtuelle acousto-optique pour l'imagerie des milieux diffusants ». Thèse de Doctorat de l'université Paris XI. novembre 2002.
- [30] K. Ranganathan and W. F. Walker. « A novel beamformer design method for medical ultrasound. Part I: Theory », *IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 50, pp. 15-24, 2003.
- [31] Shattuck D. P., M. D. Weinshenker, S. W. Smith, and O. T. Vonramm, "Explososcan. « a Parallel Processing Technique for High-Speed Ultrasound Imaging with Linear Phased-Arrays », *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 75, pp. 1273-1282, 1984.
- [32] Bertrand. M. et Soualmi. L. « Guide de laboratoire du cours d'imagerie médicale ». Institut de génie biomédical. École Polytechnique. 1998.
- [33] Bercoff J. « L'imagerie Echographique Ultrarapide et son application à l'étude de la viscoélasticité du corps humain ». Thèse doctorat présenté à Ecole Doctorale de Physique Macroscopique Université Paris 7, décembre 2004.
- [34] L. Sandrin, « Elastographie impulsionnelle par ultrasons: du palpeur acoustique à l'imagerie ultrarapide ». in *Acoustique physique*. Paris: Pierre et Marie Curie (Paris VI), 2000, pp. 234.
- [35] J. Ophir, I. Cespedes, H. Ponnekanti, Y. Yazdi, and X. Li, « Elastography - a Quantitative Method for Imaging the Elasticity of Biological Tissues ». *Ultrasonic Imaging*, vol. 13, pp. 111-134, 1991.

- [36] L. Sandrin, M. Tanter, J. L. Gennisson, S. Catheline, and M. Fink, « Shear elasticity probe for soft tissues with 1-D transient elastography ». *IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 49, pp. 436-446, 2002.
- [37] J. L. Gennisson, "Le palpeur acoustique: un nouvel outil d'investigation des tissus biologiques," in *Electronique et instrumentation*. Paris: Pierre et Marie Curie (Paris VI), 2003, pp. 136.
- [38] J. Bercoff, M. Tanter, and M. Fink, « Supersonic Shear Imaging: a new technique for soft tissue elasticity mapping ». *IEEE Transactions for Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 51, pp.374-409, 2004.

Annexe A :

CALCULE DU CHAMP ACOUSTIQUE UTILISE

PAR LE PROGRAMME FEILD II

1. Introduction

Il existe un certain nombre de différentes méthodes pour calculer des champs d'ultrasons. L'approche développée par Tupholme et Stepanishen semble être la plus utilisée.

Ils ont développés une méthode pour déterminer la réponse spatiale d'impulsion d'une ouverture, rapportant le temps de la réponse reçue à un point spécifique dans l'espace pour une vitesse donnée normale à la surface du transducteur.

L'approche est fondée sur la théorie linéaire des systèmes et assume la propagation des ultrasons linéaires dans un milieu homogène. Le champ est calculé sans approximations, si l'ouverture est plate. Pour les transducteurs légèrement incurvés la solution est encore applicable, si le rayon de courbure est petit comparé à la longueur d'onde du champ ultrasonore. Il est, ainsi, possible avec cette méthode de calculer le champ dans l'espace mobile pour tous les points et à tout moment, et pour n'importe quelle vitesse normale à surface du capteur (transducteur).

Un certain nombre d'auteurs ont dérivé des équations pour la réponse impulsionnelle spatiale pour différentes ouvertures. Stepanishen [1] a développé la réponse pour une ouverture plate et circulaires. Penttinen et Luukkala [2] ont donné des équations pour le rayonnement d'un capteur concave. Le champ d'une ouverture rectangulaire a été décrit par Lockwood et Willette.

Le concept des réponses impulsionnelles spatiales développées par Tupholme [3] et Stepanishen [1], considère que les champs utilisés dans les ultrasons médicaux sont des ondes pulsées et pour un champ proche.

2. la mise en équations pour le calcul des champs ultrasonores

La première approximation déclare que la pression et la densité acoustiques instantanées peuvent être données par :

$$p_{ins}(\vec{r}, t) = p + p_1(\vec{r}, t) \quad (\text{A.1})$$

$$\rho_{ins}(\vec{r}, t) = \rho(\vec{r}) + \rho_1(\vec{r}, t) \quad (\text{A.2})$$

Où P est la pression moyenne du milieu et ρ est la densité du milieu avant toute perturbation.

Ici p_1 est la variation de pression provoquée par l'onde ultrasonore et elle est considérée petite comparé à P et le ρ_1 est la variation de la densité causé par l'onde.

La deuxième prétention est qu'aucune conduction de la chaleur ou conversion des ultrasons en énergie thermique n'a lieu. Ainsi, l'entropie est constante pour le processus, de sorte que la pression et la densité acoustiques satisfassent l'équation adiabatique suivante :

$$\frac{dp_{ms}}{dt} = c^2 \frac{d\rho_{ms}}{dt} \quad (\text{A.3})$$

L'équation contient les dérivés totaux, car la relation est satisfaite pour une particule donnée du tissu plutôt qu'à un point donné dans l'espace, c'est la description de Lagrange du mouvement. La description d'Euler est la plus appropriée, elle décrit les propriétés de quelques particules du fluide pour un point donné à un moment donné :

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial p_1}{\partial t} = \frac{\partial p_1}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \rho \quad (\text{A.4})$$

P et ρ ne dépendent pas du temps et ρ_1 est petit comparé au ρ . Ici u est la vitesse de particule et le \cdot : symbolise le produit scalaire.

La pression, la densité, et la vitesse de particules doivent également satisfaire les équations hydrodynamiques :

$$\rho_{ms} \frac{d\vec{u}}{dt} = -\nabla p_{ms} \quad (\text{A.5})$$

$$\frac{\partial \rho_{ms}}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho_{ms} \vec{u}) \quad (\text{A.6})$$

Ce sont l'équation dynamique et l'équation de la continuité.

En utilisant (A.1) et (A.2), nous pouvons écrire :

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -\nabla p_1 \quad (\text{A.7})$$

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \vec{u}) \quad (\text{A.8})$$

En dérivant (A.8) en respectant le temps t et l'insertion de (A.7) donne :

$$\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial^2 t} = -\nabla \cdot (\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t}) = -\nabla \cdot (-\nabla p_1) = \nabla^2 p_1 \quad (\text{A.9})$$

En dérivant (A.4) par rapport au temps t :

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p_1}{\partial^2 t} = \frac{\partial^2 p_1}{\partial^2 t} + \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} \cdot \nabla \rho \quad (\text{A.10})$$

Et l'insertion (A.9) et (A.7) dans (A.10) mène à :

$$\nabla^2 p_1 = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p_1}{\partial^2 t} = \frac{1}{\rho} \nabla \rho \cdot \nabla p_1 \quad (\text{A.11})$$

Supposons que la vitesse de propagation et la densité changent légèrement par rapport à leurs valeurs moyennes : où $\rho_0 \gg \Delta \rho$ et $c_0 \gg \Delta c_0$

$$\begin{aligned} \rho(\vec{r}) &= \rho_0 + \Delta \rho(\vec{r}) \\ c(\vec{r}) &= c_0 + \Delta c(\vec{r}) \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

$$\nabla^2 p_1 = \frac{1}{(c_0 + \Delta c)^2} \frac{\partial^2 p_1}{\partial^2 t} = \frac{1}{(\rho_0 + \Delta \rho)} \nabla(\rho_0 + \Delta \rho) \cdot \nabla p_1 \quad (\text{A.13})$$

En ignorant le terme du deuxième ordre et en d'employant l'approximation suivante ($\Delta \ll 1$) nous avons :

$$\frac{1}{1 + \Delta} = 1 - \Delta \quad (\text{A.14})$$

$$\nabla^2 p_1 = \left(\frac{1}{c_0^2} - \frac{2\Delta c}{c_0^3} \right) \frac{\partial^2 p_1}{\partial^2 t} = \frac{1}{\rho_0} \nabla(\Delta \rho) - \frac{\Delta \rho}{\rho_0^2} \nabla(\Delta \rho) \cdot \nabla p_1 \quad (\text{A.15})$$

En négligeant le terme du second degré $\frac{\Delta \rho}{\rho_0^2} \nabla(\Delta \rho) \cdot \nabla p_1$

L'équation d'ondes est donc la suivante :

$$\nabla^2 p_1 = -\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p_1}{\partial^2 t} = -\frac{2\Delta c}{c_0^3} \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial^2 p_1}{\partial^2 t} + \frac{1}{\rho_0} \nabla(\Delta \rho) \cdot \nabla p_1 \quad (\text{A.16})$$

3. Calcul du champ dispersé

Après avoir développé une équation d'ondes appropriée, nous calculons maintenant le champ dispersé d'une petite inhomogénéité inclus dans un entourage homogène Fig A.1. L'inhomogénéité est identifiée par r_1 et inclus dans le volume V . Le champ dispersé est calculé

au point indiqué par \vec{r}_2 par l'intégration de toutes les ondes sphériques émanant de la région V' de dispersion, en utilisant la fonction de Green dépendant du temps pour un espace illimité, la pression du champ dispersé est :

$$p_s(\vec{r}_2, t) = \iint_{V'T} \left[\frac{1}{\rho_0} \nabla(\Delta\rho(\vec{r}_1)) \cdot \nabla p_i(\vec{r}_1, t_1) - \frac{2\Delta c(\vec{r}_1)}{c_0^3} \frac{\partial^2 p_i(\vec{r}_1, t_1)}{\partial t^2} \right] G(\vec{r}_1, t_1 | \vec{r}_2, t) dt_1 d^3\vec{r}_1 \quad (\text{A.17})$$

Où G est la fonction de Green dans un espace libre :

$$G(\vec{r}_1, t_1 | \vec{r}_2, t) = \frac{\delta\left(t - t_1 - \frac{|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|}{c_0}\right)}{4\pi|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|} \quad (\text{A.18})$$

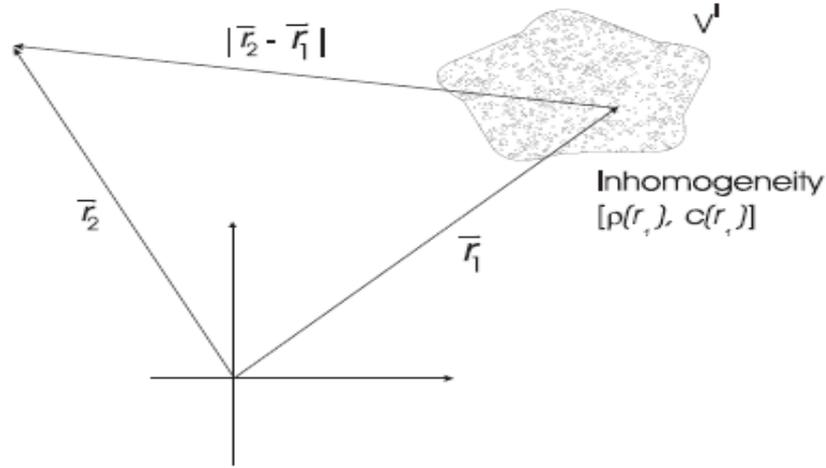


Fig. A.1 : schéma utilisé pour le calcul du champ dispersé

r_1 sur le volume V' , et T dénote l'intégration en temps.

Nous dénotons F_{OP} l'opérateur de dispersion :

$$F_{OP} = \frac{1}{\rho_0} \nabla(\Delta\rho(\vec{r}_1)) \cdot \nabla - \frac{2\Delta c(\vec{r}_1)}{c_0^3} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \quad (\text{A.19})$$

Le champ de pression à l'intérieur de la région de dispersion est :

$$P_1(\vec{r}, t) = p_i(\vec{r}, t) + p_s(\vec{r}, t) \quad (\text{A.20})$$

Où p_i est le champ de pression incident.

L'intégrale ne peut pas être résolue directement. Pour la résoudre nous appliquons l'expansion Soutenue-Neumann [4] : si le G_i symbolise l'opérateur intégral représentant la fonction de Green et F_{op} l'opérateur de dispersion, alors nous avons :

$$p_{s1}(\vec{r}_2, t) = G_i F_{OP} P_i(\vec{r}_1, t_1) \quad (A.21)$$

Ici P est à zéro de l'équation (A.20).

Insérant P_{s1} dans (A.20) et ensuite dans (A.17) nous avons alors :

$$\begin{aligned} p_{s2}(\vec{r}_2, t) &= G_i F_{OP} [P_i(\vec{r}_1, t_1) + G_i F_{OP} P_i(\vec{r}_1, t_1)] \\ &= G_i F_{OP} P_i(\vec{r}_1, t_1) + [G_i F_{OP}]^2 P_i(\vec{r}_1, t_1) \end{aligned} \quad (A.22)$$

On souligne l'ici que le G_i indique une intégrale sur r_1 et t_1 , et pas de pression au point r_1 et au temps t_1 mais sur le volume de V' indiqué par r_1 et t_1 .

L'expression générale pour le champ dispersé est alors :

$$p_s(\vec{r}_2, t) = G_i F_{OP} P_i(\vec{r}_1, t_1) + [G_i F_{OP}]^2 P_i(\vec{r}_1, t_1) + [G_i F_{OP}]^3 P_i(\vec{r}_1, t_1) + [G_i F_{OP}]^4 P_i(\vec{r}_1, t_1) + \dots \quad (A.23)$$

Les termes impliquant $[G_i F_{OP}]^N p_i(r_1, t_1)$, où $N > 1$: décrivent la dispersion multiple d'ordre N . La dispersion de petits obstacles est considéré faible ainsi les termes évoluées peuvent être négligées. Une approximation utile utilise seulement le premier terme de l'expression, ceci correspond au premier terme de l'approximation de Born

Employer ceci en (A.17), notons le remplacement de $p_1(r_1, t_1)$ avec $p_i(r_1, t_1)$:

$$p_s(\vec{r}_2, t) = \iint_{V'T} \left[\frac{1}{\rho_0} \nabla(\Delta\rho(\vec{r}_1)) \cdot \nabla p_i(\vec{r}_1, t_1) - \frac{2\Delta c(\vec{r}_1)}{c_0^3} \frac{\partial^2 p_i(\vec{r}_1, t_1)}{\partial t^2} \right] G(\vec{r}_1, t_1 | \vec{r}_2, t) dt_1 d^3\vec{r}_1 \quad (A.24)$$

Afin de calculer ainsi le champ dispersé, le champ incident pour un milieu homogène doit être calculé.

4. Calcul du champ d'incident

Le champ d'incident est produit par le transducteur ultrasonore et supposant qu'aucune autre source n'existe dans le tissu Fig A.2. Le champ est calculé en utilisant ψ le potentiel de vitesse $\psi(r, t)$.

Le potentiel de vitesse satisfait l'équation d'ondes suivante pour un milieu homogène :

$$\nabla^2 \psi - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0 \quad (A.25)$$

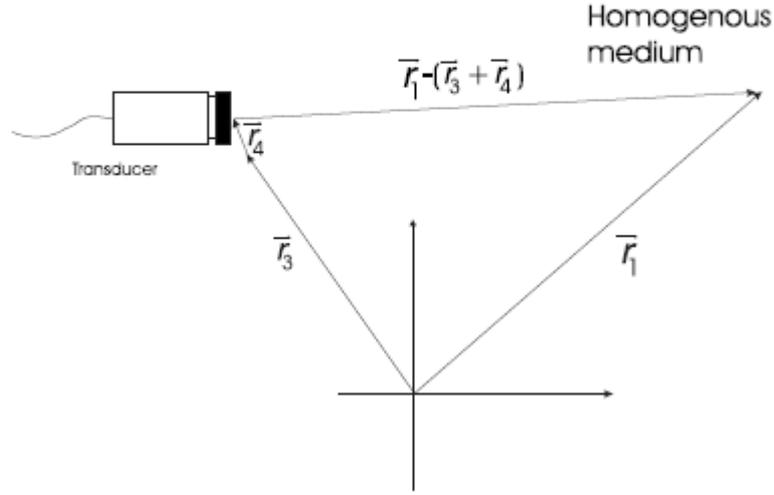


Fig. A.2 : schéma utilisé pour le calcul du champ incident

Et la pression est calculée à partir de l'équation (A.7) puisque ψ représente une vitesse :

$$p(\vec{r}, t) = \rho_0 \frac{\partial \psi(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (\text{A.26})$$

Le même schéma de figure A.2 est employé dans le calcul de la vitesse des particules et la vitesse normale à la surface du transducteur est notée par v (r_3 identifie la position du capteur et r_4 un point sur la surface du transducteur relatif à r_3).

La solution de l'équation d'ondes homogène (A.25) [1] est:

$$\psi(\vec{r}_1 + \vec{r}_3, t) = \int_S \int_T v(\vec{r}_3 + \vec{r}_4, t_3) g(\vec{r}_1, t | \vec{r}_3 + \vec{r}_4, t_3) dt_3 d^2 \vec{r}_4 \quad (\text{A.27})$$

S dénote la surface de capteur.

g est la fonction du Green pour un milieu limité :

$$g(\vec{r}_1, t | \vec{r}_3 + \vec{r}_4, t_3) = \frac{\delta(t - t_3 - \frac{|\vec{r}_1 - \vec{r}_3 - \vec{r}_4|}{c_0})}{2\pi |\vec{r}_1 - \vec{r}_3 - \vec{r}_4|} \quad (\text{A.28})$$

$|\vec{r}_1 - \vec{r}_3 - \vec{r}_4|$ est la distance de S au point où le champ est calculé et c_0 la vitesse moyenne de propagation. Le champ est calculé pour un rayonnement dans un milieu isotrope, homogène, non diffusé [2, 5].

Si on assume que la vitesse de particules est uniforme au-dessus de la surface du capteur (A.27) peut être réduit à [6] :

$$\psi(\vec{r}_1 + \vec{r}_3, t) = \int_s v(\vec{r}_3) \int_T g(\vec{r}_1, t | \vec{r}_3 + \vec{r}_4, t_3) d^2 \vec{r}_4 dt_3 \quad (\text{A.29})$$

C'est la réponse impulsionnelle spatiale, et la pression acoustique pour le champ incident est :

$$p(\vec{r}_1, \vec{r}_3, t) = \rho_0 \frac{\partial \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_3, t)}{\partial t} = \rho_0 v(t) *_t \frac{\partial h(\vec{r}_1, \vec{r}_3, t)}{\partial t} \quad (\text{A.30})$$

$$p(\vec{r}_1, \vec{r}_3, t) = \rho_0 \frac{\partial v(t)}{\partial t} *_t h(\vec{r}_1, \vec{r}_3, t) \quad (\text{A.31})$$

5. Calcul du signal reçu

Le signal reçu est le champ dispersé de pression intégré au-dessus de la surface de capteur, convoler avec réponse impulsionnelle l'électromécanique $E_m(t)$ du transducteur. Pour calculer ceci nous présentons le système par la figure A.3, r_6+r_5 indique un élément de réception sur la surface du transducteur qui est localisés par r_5 ,

Le signal Reçu est :

$$P_s(\vec{r}_5, t) = E_m(t) *_t \int_s P_s(\vec{r}_6 + \vec{r}_5, t) d^2 \vec{r}_6 \quad (\text{A.32})$$

Le champ dispersé est :

$$P_s(\vec{r}_6 + \vec{r}_5, t) = \frac{1}{2} \iint_{V's} F_{OP} |P_i(\vec{r}_1, t_1)| \frac{\delta(t - t_1 - \frac{|\vec{r}_6 + \vec{r}_5 - \vec{r}_1|}{c_0})}{2\pi |\vec{r}_6 + \vec{r}_5 - \vec{r}_1|} dt_1 d^3 \vec{r}_1 \quad (\text{A.33})$$

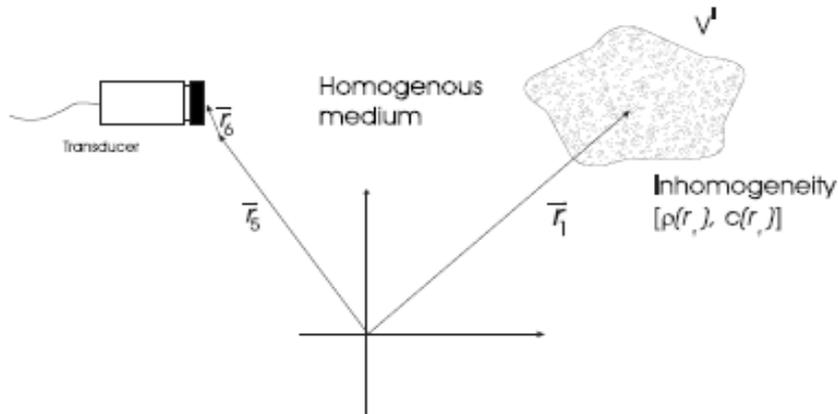


Fig. A.3 : le système utilisé pour calculer le signal reçu

La fonction de Green pour un espace limité intégré en dehors de la surface de transducteur, est égale à la réponse impulsionnelle spatiale. L'insertion de l'expression de p_i et en effectuant l'intégration au cours du temps et en dehors de surface du transducteur dans l'équation (A.33) nous donne :

$$p_r(\vec{r}_5, t) = E_m(t) *_t \frac{1}{2} \int_{V'} F_{OP} \left[\rho_0 \frac{\partial v(t)}{\partial t} *_t h(\vec{r}_1, \vec{r}_3, t) \right] *_t h(\vec{r}_5, \vec{r}_1, t) d^3 \vec{r}_1 \quad (\text{A.34})$$

Si la position du transducteur en transmission et en réception donc ($r_3 = r_5$) :

$$p_r(\vec{r}_5, t) = \frac{\rho_0}{2} E_m(t) *_t \frac{\partial v(t)}{\partial t} *_t \int_{V'} F_{OP} [h_{pe}(\vec{r}_1, \vec{r}_5, t)] d^3 \vec{r}_1 \quad (\text{A.35})$$

$$h_{pe}(\vec{r}_1, \vec{r}_5, t) = h(\vec{r}_1, \vec{r}_5, t) *_t h(\vec{r}_5, \vec{r}_1, t) \quad (\text{A.36})$$

h_{pe} est la réponse impulsionnelle spatiale .

Le signal calculé est la réponse mesurée en une position donnée du transducteur pour une image de balayage de B-mode, un certain nombre de balayage-lignes est mesurées et combinées pour constituer une image. Pour analyser cette situation, le dernier facteur dans (A.34) est explicitement écrit en (A.37).

$$\int \left[\frac{1}{\rho_0} \nabla(\Delta\rho(\vec{r}_1)) \cdot \nabla h_{pe}(\vec{r}_1, \vec{r}_5, t) - \frac{2\Delta c(\vec{r}_1)}{c_0^3} \frac{\partial^2 h_{pe}(\vec{r}_1, \vec{r}_5, t)}{\partial t^2} \right] d^3 \vec{r}_1 \quad (\text{A.37})$$

h_{pe} est en fonction de la distance entre r_1 et r_5 , alors que le $\Delta\rho$ et le Δc sont seulement en fonctions de r_1 . Ainsi quand r_5 varie en dehors du volume étudié, l'image résultante est une convolution spatiale non stationnaire entre le $\Delta\rho$ et Δc et aussi une forme modifiée de la réponse impulsionnelle spatiale.

Si nous supposons que la réponse impulsionnelle spatiale change lentement de sorte que le contenu spatial de fréquence soit constant au-dessus d'un volume fini, alors (A.37) peut être réécrit en (A.38).

$$\int_{V'} \left[\frac{1}{\rho_0} \nabla(\Delta\rho(\vec{r}_1)) \cdot \nabla^2 h_{pe}(\vec{r}_1, \vec{r}_5, t) - \frac{2\Delta c(\vec{r}_1)}{c_0^3} \frac{\partial^2 h_{pe}(\vec{r}_1, \vec{r}_5, t)}{\partial t^2} \right] d^3 \vec{r}_1 \quad (\text{A.38})$$

h_{pe} est une fonction de la distance entre le capteur et le diffuseur ou d'une manière équivalente du temps correspondant donné par :

$$t = \frac{|\vec{r}_1 - \vec{r}_5|}{c_0} \quad (\text{A.39})$$

L'opérateur de Laplace peut être approximé avec la seconde dérivé par rapport au temps ainsi :

$$\nabla^2 h_{pe}(\vec{r}_1, \vec{r}_5, t) = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 h_{pe}(\vec{r}_1, \vec{r}_5, t)}{\partial t^2} \quad (\text{A.40})$$

En employant toutes ces approximations, (A.35) peut être réécrite comme suit:

$$p_r(\vec{r}_5, t) = \frac{\rho_0}{2c_0^2} E_m(t) *_t \frac{\partial v^3(t)}{\partial t^3} *_r \int_{V'} \left[\frac{\Delta \rho(\vec{r}_1)}{\rho_0} - \frac{2\Delta c(\vec{r}_1)}{c_0} \right] h_{pe}(\vec{r}_1, \vec{r}_5, t) d^3 \vec{r}_1 \quad (\text{A.41})$$

*_r : dénote la convolution spatiale.

$$p_r(\vec{r}_5, t) = v_{pe}(t) *_t f_m(t) *_r h_{pe}(\vec{r}_1, \vec{r}_5, t) \quad (\text{A.42})$$

Le v_{pe} est l'ondelette de la réponse impulsionnelle spatiale qui inclut l'excitation de capteur et la réponse impulsionnelle électromécanique pendant l'émission et la réception de l'impulsion.

Le f_m représente les inhomogénéités dans le tissu dues aux perturbations de densité et de la vitesse de propagation que provoque le signal dispersé.

Le h_{pe} est la réponse impulsionnelle spatiale modifiée qui relie la géométrie du transducteur et le degré spatial du champ dispersé. Explicitement on peut écrire ces trois termes comme suit:

$$v_{pe} = \frac{\rho_0}{2c_0^2} E_m(t) *_t \frac{\partial v^3(t)}{\partial t^3} \quad (\text{A.43})$$

$$f_m(t) = \frac{\Delta \rho(\vec{r}_1)}{\rho_0} - \frac{2\Delta c(\vec{r}_1)}{c_0} \quad (\text{A.44})$$

$$h_{pe}(\vec{r}_1, \vec{r}_5, t) = h(\vec{r}_1, \vec{r}_5, t) *_t h(\vec{r}_5, \vec{r}_1, t) \quad (\text{A.45})$$

L'expression (A.42) se compose de trois termes distincts. Le signal intéressant, et celui qui devraient être modélisé dans les ultrasons médicaux : $f_m(\vec{r}_1)$.

Références :

- [1] P. R. Stepanishen. « The time-dependent force and radiation impedance on a piston in a rigid infinite planar baffle ». *J. Acoust. Soc. Am.*, vol 49:841–849, 1971.
- [2] A. Penttinen and M. Luukkala. « The impulse response and nearfield of a curved ultrasonic radiator ». *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 9:1547–1557, 1976.
- [3] G. E. Tupholme. « Generation of acoustic pulses by baffled plane pistons ». *Mathematika*, vol 16:209–224, 1969.
- [4] P.E. Chandler S. Leeman, V.C. Roberts and L.A. Ferrari. « Inverse imaging with strong multiple scattering ». In M.A. Viergever and A. Todd-Pokropek, editors, *Mathematics and computer science in medical imaging*, pages 279–289. Springer-Verlag, 1988.
- [5] P. M. Morse and K. U. Ingard. « *Methods of theoretical physics, part I* ». McGraw-Hill, New York, 1953.
- [6] P. R. Stepanishen. « Transient radiation from pistons in an infinite planar baffle ». *J. Acoust. Soc. Am.*, 49:1629–1638, 1971.

Annexe B:

CALCULE DES PARAMETRES PHYSIQUES

1. Pression acoustique

En chaque point, la pression acoustique P varie selon la fréquence de l'onde ultrasonore. L'énergie délivrée au tissu dépend de ces variations de pression qui soumettent les particules du milieu à des mouvements vibratoires.

Les deux relations qui relient entre la pression et la vitesse de la particule sont les suivantes :

$$\frac{\partial \rho}{\partial x} = -\frac{\partial u}{\partial t} \quad (\text{B.1})$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} = -k \frac{\partial p}{\partial t} \quad (\text{B.2})$$

Si on dérive la 1^{ère} équation par rapport à t et la seconde par rapport à x on obtient :
équation de propagation suivante :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{B.3})$$

$$c = \sqrt{\frac{1}{\rho k}} \quad (\text{B.4})$$

Ou c est la vitesse du son (k : la compressibilité du milieu)

La solution de l'équation est :

$$p(t, x) = p_0 \sin\left(\omega_0 \left(t - \frac{x}{c}\right)\right) \quad (\text{B.5})$$

Les ondes sphériques sont utilisées pour la description de la diffraction, la focalisation et des champs ultrasonores.

$$p(t, \vec{r}) = \frac{p_0}{|\vec{r}|} \sin\left(2\pi f_0 \left(t - \frac{|\vec{r}|}{c}\right)\right) \quad (\text{B.6})$$

Pour trouver la relation entre la pression et la vitesse de la particule on considère le cas d'une onde plane ou :

$$p(t, x) = p_0 \sin\left(\omega_0\left(t - \frac{x}{c}\right)\right) \quad (\text{B.7})$$

$$u(t) = -\frac{1}{\rho} \int \frac{\partial p}{\partial x} dt = +\frac{1}{\rho} p_0 \omega_0 \frac{1}{c} \int \cos\left(\omega_0\left(t - \frac{x}{c}\right)\right) dt \quad (\text{B.8})$$

$$= \frac{1}{\rho c} p_0 \sin\left(\omega_0\left(t - \frac{x}{c}\right)\right) = \frac{p(t)}{\rho c} = \frac{p(t)}{z} \quad (\text{B.9})$$

Z : impédance du milieu

D'après la loi d'Ohm en acoustique nous avons :

$$P(t) = z u(t) \quad (\text{B.10})$$

Tableau B.1 : Paramètres acoustiques des différents organes du corps humains en comparaison avec l'air et l'eau distillée (milieux de références).

Milieu de propagation	Densité (kg/m ³)	Vitesse (m/s)	Impédance acoustique
Air	1,2	333	0,4 10 ³
Sang	1,06 10 ³	1566	1,66 10 ⁶
cerveau	1,03 10 ³	1505-1612	1,55-1,66 10 ⁶
Graisse	0,92 10 ³	1446	1,33 10 ⁶
Rein	1,04 10 ³	1567	1,62 10 ⁶
Poumon	0,40 10 ³	650	0,26 10 ⁶
Foie	1,06 10 ³	1566	1,66 10 ⁶
Muscle	1,07 10 ³	1542-1626	1,55-1,74 10 ⁶
Rate	1,06 10 ³	1566	1,66 10 ⁶
Eau distiller	1,00 10 ³	1480	1,48 10 ⁶

Exemple 1 : si on prend des valeurs typiques on peut évaluer la vitesse et le déplacement de particule:

$$C = 1500 \text{ m/s}, \rho = 100 \text{ kg/m}^3 Z = 1,5 \cdot 10^6 \text{ kg/[M}^2 \text{ s]} = 1,5 \text{ MRayl}$$

$$P = 100 \text{ KPa}, \omega_0 = 2\pi \cdot 5 \cdot 10^6 \text{ rad/s}$$

$$\text{Alors : } u = 0.06 \text{ m/s et le déplacement et donc : } \int u(t) dt = v/\omega_0 = 2,1 \text{ nm}$$

Caractéristiques du mode pulsé ultrasonore: en échographie, on fonctionne en mode pulsé avec une intermittence entre émission et réception, la fréquence de répétition des pulses (PRF) : nombre de pulses émis par secondes : en Hz

2. L'intensité

On appelle intensité ultrasonore l'énergie qui traverse perpendiculairement l'unité de surface pendant l'unité de temps. Elle est reliée à la pression acoustique par la formule :

$$I = \frac{p^2}{2\rho c} \quad (\text{B.11})$$

Avec P : pression acoustique, ρ : masse volumique et, c : célérité.

Pour une onde plane : définie comme une pression par unité de surface (pour les ultrasons mesurées en [mW/cm²]) :

$$I = \frac{1}{T} \int_0^T p(t) \cdot u(t) dt \quad (\text{B.12})$$

$$p(t, x) = p_0 \sin\left(\omega_0\left(t - \frac{x}{c}\right)\right) \quad (\text{B.13})$$

$$u(t, x) = \frac{p(t, x)}{z} = \frac{p_0}{z} \sin\left(\omega_0\left(t - \frac{x}{c}\right)\right) \quad (\text{B.14})$$

Et donc :

$$I = \frac{p_0^2}{2z} \quad (\text{B.15})$$

2.1 L'intensité instantanée

L'intensité instantanée est calculé comme suit:

$$I_i(t, \vec{r}) = \frac{P(t, \vec{r})^2}{z} \quad (\text{B.16})$$

2.2 Intensité: paramètre d'expositions les plus utilisées

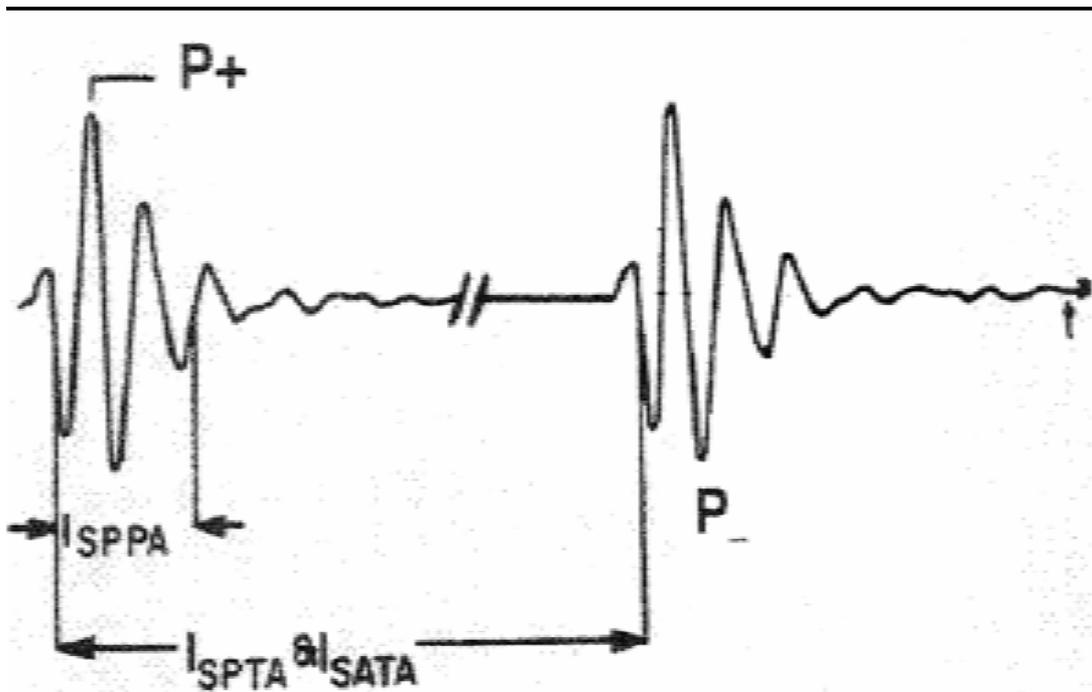
Intensité ISPTA : Spatial peak temporal average intensity (intensité du pulsé, moyennée sur la durée du pulse ou sur une période) (w/cm^2).

$$I_{SPTA}(t, \vec{r}) = \frac{1}{T} \int_0^T I_i(t, \vec{r}) dt \quad (B.17)$$

Le I_{SPTP} OU I_{SPPA} : Spatial peak temporel peak intensity (valeur instantanée de l'intensité moyennée sur le pic seulement (w/cm^2)).

$$I_{SPTP}(t, \vec{r}) = \max\{I_i(t, \vec{r})\} \quad (B.18)$$

Le ISATA énergie moyennée dans le temps (une période) et sur toute la section (Az) du faisceau (watts).



Onde ultrasonore pulsée : paramètre d'intensité d'expositions les plus utilisées (I_{SPTA} , I_{SATA} , I_{SPPA}) [1].

Exemple 2

Considérons une onde plane avec une intensité de 730 Mw/cm^2

L'impulsion émise : $f_0 = 5 \text{ MHz}$, $M = 2$ période , $T_{prf} = 200 \mu\text{s}$

La pression émise :

$$I_{\text{SPTA}}(t, \vec{r}) = \frac{1}{T_{\text{prf}}} \int_0^{M/f_0} I_i(t, \vec{r}) dt = \frac{M/f_0 P_0}{T_{\text{prf}} 2z} \quad (\text{B.19})$$

$$P_0 = \sqrt{\frac{I_{\text{spta}} 2z T_{\text{prf}}}{M/f_0}} = 3.35 \cdot 10^6 \text{ Pa} \quad (\text{B.20})$$

La vitesse des particules est :

$$U_0 = \frac{P_0}{Z} = \frac{3.35 \cdot 10^6}{1.48 \cdot 10^6} = 2.18 \text{ m/s} \quad (\text{B.21})$$

La vitesse de particule est la dérivé du déplacement de particule, donc :

$$z(t) = \int U_0 \sin(\omega_0 t - kz) dt = \frac{U_0}{\omega_0} \cos(\omega_0 t - kz) \quad (\text{B.22})$$

Le déplacement est : $z_0 = U_0 / \omega_0 = 2.18 / (2\pi \cdot 5 \cdot 10^6) = 69 \text{ nm}$

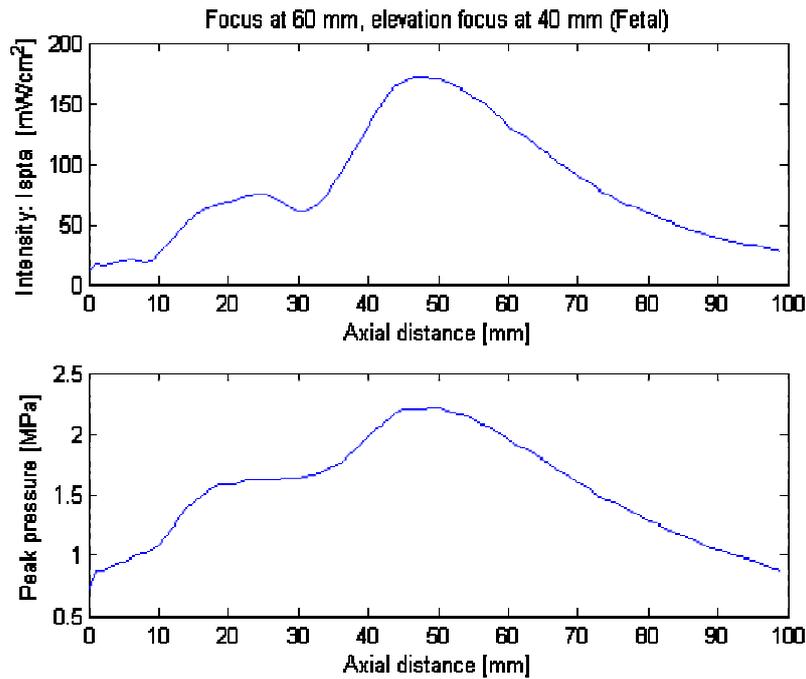


Fig. B.2 : Représente un profil de simulation d'intensité pour un balayage foetal en utilisant un transducteur à 65 éléments de fréquences 5 mégahertz focalisé à 60 millimètres avec un foyer d'altitude à 40 millimètres[1].

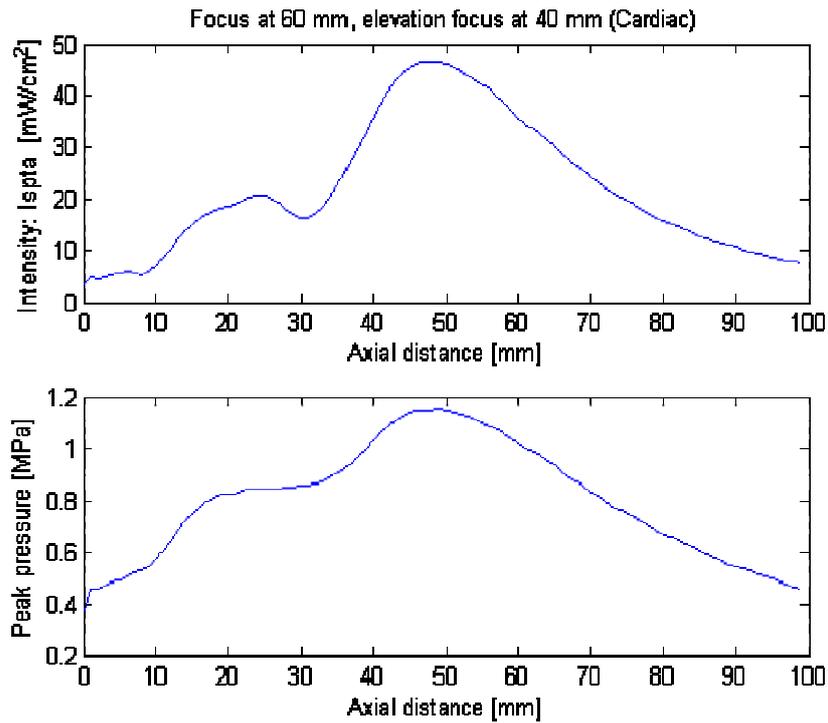


Fig. B.2 : Représente un profile de simulation d'intensité pour un balayage cardiaque en utilisant un transducteur à 65 éléments de fréquences 5 mégahertz focalisé à 60 millimètres avec un foyer d'altitude à 40 millimètres [1].

Référence :

- [1] Jensen, J.A. « Medical Imaging systems Lecture 2 » Ultrasound physics. 1992.

Résumé

De nos jours, l'utilisation de l'échographie a envahi les milieux cliniques à des fins diagnostiques et thérapeutiques. Cette technique d'investigation du corps humain à caractère non invasif, utilise les systèmes relatifs à la transformation d'énergie électrique en énergie acoustique.

Les sondes échographiques susceptibles de permettre l'émission et la réception des ondes ultrasonores de fréquences élevées (de l'ordre de mégahertz) sont conçues à base de matériaux piézoélectriques. Dans notre travail, on s'intéresse à la détection et génération des ondes de volume dans les structures piézoélectriques afin de cerner les techniques de productions des ondes ultrasonores utilisées dans le domaine médical.

Une méthode de caractérisation tissulaire est ensuite développée de manière à acquérir à la sortie d'un échographe les signaux radio fréquence (RF) rétrodiffusés par les tissus (les échos) ainsi que les courbes d'intensité et du maximum de pression. Pour cela on s'est basé sur la visualisation de microdiffuseur (microréflecteur) disposé dans une structure de simulation. Cette étude peut être complémentaire à l'élastographie, qui est une technique d'imagerie fondée sur le principe de production des images de la distribution de l'élasticité des tissus mous.

Abstract

Nowadays, the use of echography invaded the clinical mediums at diagnostic and therapeutic ends. This technique of investigation of the human body in noninvasive matter uses the systems relating to the electric energy conversion into acoustic energy. The echographic probes likely to allow the emission and the reception of the ultrasonic waves of high frequencies (about megahertz) are conceived containing piezoelectric materials. In this context, the study of detection and the generation of the waves of volume in the piezoelectric structures were our prime objective in order to determine the techniques of productions of the ultrasonic waves used in the medical field.

A method of characterization tissue is then developed. So as to acquire, at the exit of an echograph, the signals radio operator frequency (RF) retrodiffused by the fabrics (echoes) and the curves of intensity and the maximum of pressure, while basing themselves on the visualization of microdiffusor (microreflector) laid out in a structure of simulation. This study can be complementary to the elastography which is a technique of imagery based on the principle of producing images of the distribution of the elasticity of soft fabrics.