

**MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE

HOUARI BOUMEDIENNE

FACULTE DE PHYSIQUE

Thèse

Présentée pour l'obtention du diplôme de

Docteur d'Etat en Physique

Spécialité : Acoustique

Par

M. SI-CHAIB Mohammed Ouali

**Comportement des ondes ultrasonores de compression et de cisaillement
dans des pièces soumises à des contraintes.**

Soutenue Publiquement le Samedi 24/Novembre/2001.

Devant le Jury composé de :

M. BENDAOUD Mohamed	Professeur (USTHB)	Président
M. OUIBRAHIM Ahmed	Professeur (U. Boumerdès)	Examineur
M. BENCHAALA Amar	Professeur (USTHB)	Examineur
M. SALHI Essaïd	Maître de Conférences (ENP)	Examineur
M. BOUBNIDER Fouad	Maître de Conférences (USTHB)	Examineur
M. DJELOUAH Hakim	Professeur (USTHB)	Directeur de Thèse

SOMMAIRE

<i>INTRODUCTION GENERALE</i>	1
------------------------------------	---

Chapitre I Eléments fondamentaux de l'acoustoélasticité

Introduction	7
I.1. Tenseur des déformations de Green – Lagrange	7
I.2. Tenseur des contraintes ..	11
I.3. Equations d'équilibre et de mouvement	12
I.4. Relations contraintes - déformations	14
I.5. Eléments d'acoustoélasticité	16
I.6. Acoustoélasticité en milieu orthotrope	19
I.7. Acoustoélasticité en milieu isotrope	23
I.7.1. Expressions des vitesses de propagation des ondes en fonction des déformations	24
I.7.2. Expressions des vitesses de propagation des ondes en fonction des contraintes appliquées	26
Conclusion	26

Chapitre II Etude théorique de l'influence des contraintes axiales

Introduction	27
II.1. Expressions des vitesses de propagation des ondes dans les cas de contraintes axiales du type compression et traction.	27
II.2. Analyse des effets d'une contrainte sur les vitesses de propagation des ondes dans des matériaux métalliques de nuance C35 et S185.....	31
II.3. Analyse des effets d'une contrainte sur les célérités des ondes dans le cas d'un alliage d'aluminium AUG4.	35
Conclusion	37

Chapitre III Etude théorique de la propagation des ondes ultrasonores dans des milieux élastiques soumis à une flexion simple

Introduction	38
III.1. Evaluation ultrasonore en flexion simple dans les matériaux métalliques	38
III.2. Simulation numérique des signaux ultrasonores en présence des contraintes élastiques de flexion simple	48
III.3. Influence de l'effet de moyennage de la surface rayonnée en présence des contraintes élastiques de flexion simple.	59
III.4. Influence de la géométrie du transducteur sur les réponses acousto-électriques simulées en présence des contraintes de flexion.	64
Conclusion	73

CHAPITRE IV Etude expérimentale de la propagation des ondes ultrasonores dans un milieu soumis à une flexion simple

Introduction	74
IV.1. Chaîne de mesure électroacoustique	74
IV.2. Principe de mesure du temps de vol	77
IV.3. Technique de mesure du temps de vol	79
IV.4. Variations des vitesses des ondes longitudinales en présence de l'effort de flexion simple	80
IV.5. Variations de l'amplitude des ondes ultrasonores longitudinales en présence de l'effort de flexion simple	86
IV.6. Variations des vitesses des ondes transversales polarisées en présence de l'effort de flexion simple	88
IV.7. Evaluation de la précision des mesures de vitesse ultrasonore.....	93
IV.8. Simulation numérique des signaux expérimentaux.....	94
IV.9. Analyse des propriétés spectrales des signaux en flexion simple	101
IV.10. Discussion	105

Conclusion	106
------------------	-----

Chapitre V Conception et réalisation d'un transducteur électroacoustique à relais

Introduction.....	108
V.1. Propagation d'une onde ultrasonore dans un milieu isotrope illimité en absence de contrainte.....	109
V.2. Comportement des ondes aux interfaces.	111
V.3. Traitement numérique des équations de distribution.	119
V.4. Etudes de quelques cas d'interfaces.	121
V.5. Principe du transducteur réalisé à relais acoustique métallique	124
Conclusion	127

Chapitre VI Applications du transducteur droit à relais acoustique métallique E/R d'ondes ultrasonores transversales polarisées.

Introduction	128
VI.1. Chaîne de mesures	129
VI.2. Détection et analyse des vibrations harmoniques... ..	131
VI.3. Réponse du capteur aux chocs	135
VI.4. Application particulière	139
VI.5. Discussion.	142
VI.6. Forme du faisceau acoustique.	144
VI.7. Variation de l'amplitude de l'onde transversale réfléchie en présence de perturbations mécaniques.	146
Conclusion	155

CONCLUSION GENERALE	156
----------------------------------	------------

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	159
--	------------

Introduction générale

La fonction principale des matériaux utilisés en construction mécanique et métallique consiste à résister aux contraintes mécaniques, thermiques, physico-chimiques. Pour toute pièce mécanique, cette capacité de résistance dépend de plusieurs facteurs ; à savoir : la géométrie de la pièce, les conditions de chargement en surface, la composition chimique du milieu environnant, la microstructure, les contraintes appliquées et/ou résiduelles, la présence de défauts ou de fissures ainsi que les propriétés intrinsèques du matériau.

En service, l'état de contrainte d'une pièce mécanique repose sur la superposition de plusieurs champs de contraintes résultant des conditions de chargement mécanique, des effets thermiques découlant du gradient thermique au sein de la pièce, des contraintes consécutives aux chargements statiques de bridage et celles dues aux sollicitations dynamiques. Les méthodes d'évaluation ultrasonore constituent un des moyens privilégiés d'investigation permettant une estimation optimale du comportement mécanique d'une pièce en service et une analyse des propriétés dynamiques d'une structure.

Les ultrasons sont des ondes élastiques dont l'utilisation dépend essentiellement des fréquences et des niveaux de puissance émis. Pour des applications industrielles ou médicales, on utilise des ultrasons dans la gamme fréquentielle comprise entre 0.5 et 20 MHz. Ces ondes sont générées par un capteur ultrasonore qui émet et reçoit des ondes longitudinales ou transversales. Les ondes de compression ou longitudinales, pour lesquelles le déplacement des particules est parallèle à la direction de propagation de l'onde, sont produites essentiellement par des éléments électroacoustiques piézo-électriques ou ferroélectriques excités électriquement pour vibrer en épaisseur. Pour les ondes de cisaillement ou transversales, pour lesquelles le déplacement des particules est perpendiculaire au sens de propagation, l'élément électroacoustique vibre soit radialement, soit selon une direction perpendiculaire à l'épaisseur.

Les caractéristiques de propagation des ondes ultrasonores dépendent de certaines grandeurs physiques comme de la masse volumique du milieu, des constantes élastiques et de la déformation du milieu de propagation résultant des contraintes appliquées et/ou résiduelles présentes au sein du matériau. Elles dépendent également de la nature de l'onde longitudinale ou transversale et dans ce dernier cas, elles dépendent aussi de la direction de polarisation de l'onde. La vitesse de l'onde transversale, polarisée selon la direction de la contrainte, diffère de celle dont la polarisation est perpendiculaire à la contrainte. Par conséquent, en utilisant les mesures de l'onde dans un matériau, en absence ou en présence de contraintes, et les constantes élastiques connues, les contraintes appliquées au solide peuvent être déterminées. A partir des mesures de célérité de l'onde dans un milieu non contraint et la connaissance de ses constantes élastiques du second et du troisième ordre ainsi que sa masse volumique, on peut déterminer l'évolution théorique des vitesses en fonction des contraintes appliquées au solide. L'exploitation du phénomène de l'acoustoélasticité est une étude délicate en raison de l'influence :

- des contraintes sur la variation très faible de la vitesse ultrasonore.
- de l'orientation préférentielle de cristallites ou encore de la texture et de la microstructure.

De ce fait, leur importance devient indispensable à évaluer.

Au cours de ces dernières années, de nombreux travaux ont porté sur l'utilisation des ultrasons pour la caractérisation et l'analyse des propriétés mécaniques et structurelles des matériaux soumis à des contraintes. Ces travaux de recherche ont montré que les propriétés acoustiques ou ultrasonores des pièces soumises à des contraintes étaient modifiées [1-10].

Pour des matériaux homogènes et isotropes, Hughes et Kelly [11] ont utilisé la mécanique non linéaire pour rendre compte de la dépendance des vitesses en fonction des constantes élastiques du troisième ordre. A partir du modèle de Murnaghan [12-13], Hughes et Kelly ont déterminé sept relations entre les vitesses de propagation et les contraintes [14-16].

De récents développements de l'acoustoélasticité non linéaire ont été accomplis par Cantrell et Salama [17] pour la détermination des contraintes hétérogènes et la caractérisation des matériaux avec l'introduction des propriétés thermoélastiques et, dans des cas appropriés, des propriétés magnétoélastiques pour des matériaux multiphases ou multicouches.

Heyman et al [18] ont étudié la sensibilité de variation des constantes acoustoélastiques et des vitesses longitudinales ultrasonores en fonction de la fraction du volume des précipités composés dans des aciers au carbone et alliages d'aluminium de traitement thermique. Cette étude révèle que les constantes acoustoélastiques dans les alliages d'aluminium prédisposés au traitement thermique 6061 et 2024 diminuent en fonction de la deuxième phase des précipités. Récemment, Schneider et al [19] ont étudié la relation entre les constantes acoustoélastiques et le pourcentage de précipités pour cinq alliages d'aluminium 1100, 3003, 5052, 6061 et 2024. Selon d'autres travaux [20], les constantes acoustoélastiques ne changent pas considérablement avec le vieillissement, bien que la dimension moyenne des particules du précipité soit présagée au changement.

L'influence de la température sur la variation de la vitesse en fonction de la contrainte constitue une nouvelle méthode de caractérisation des champs de contraintes appliquées ou résiduelles dans les matériaux. Dans ce domaine, Salama et al ont présenté des travaux inhérents aux matériaux métalliques et alliages d'aluminium [21].

Pour évaluer une contrainte dans des matériaux, Sato et al [22] ont exploré des échantillons métalliques par combinaison d'ondes de contraintes d'origines hydraulique et ultrasonore. Pour obtenir l'amplitude des déformations élastiques et plastiques, ils ont étudié par une méthode acoustoélastique la distribution de l'état de contrainte au sein des métaux. Cette méthode repose sur la détermination de la variation de phase de l'onde ultrasonore rayonnée dans le matériau contraint [23]. Kato et al [24] ont présenté une nouvelle méthode basée sur l'utilisation de la dépendance non linéaire entre la vitesse ultrasonore et la contrainte pour un alliage d'aluminium (A5052) et ce en étudiant le changement de phase résultant de l'accumulation de la contrainte au sein d'un petit parcours lors de la propagation de l'onde. Récemment, Kato [24] a proposé une nouvelle approche pour décrire la variation de vitesse ultrasonore dans les métaux contraints. Cette approche permet d'analyser la relation entre l'effet acoustoélastique et les caractéristiques macroscopiques des métaux contraints. Cette analyse utilise la valeur efficace de la compliance des constantes élastiques d'ordre supérieur déterminées à partir de mesures de vitesse ultrasonore dans un métal.

Dubuget [25] a proposé un dispositif ultrasonore par immersion permettant de déterminer, d'une part, les constantes élastiques par mesure de vitesses, et d'autre part, les constantes élastiques du troisième ordre à partir des réponses acoustoélastiques.

L'acoustoélasticité constitue une puissante méthode d'investigation pour la détection et la caractérisation de l'endommagement dans les matériaux. Dans ce domaine, Dobmann [26] a proposé des travaux portant sur la caractérisation non destructive des états de matériaux ainsi que l'évaluation de leurs propriétés. Nazarov [27] a étudié aussi un modèle physique permettant d'expliquer la non-linéarité observée dans un milieu fissuré pour lequel les constantes acoustiques linéaires et non linéaires ont été calculées. Pour ce milieu, il est indiqué que les valeurs négatives du coefficient de Poisson et les hautes valeurs anormales des constantes non linéaires sont possibles.

Concernant les travaux en flexion pure, Fischer [28] a traité les variations de la vitesse sous contraintes élastiques et plastiques induites dans un alliage d'aluminium sollicité en flexion. L'échantillon étudié est de forme parallélépipédique, d'épaisseur très petite devant sa hauteur et sa longueur. Le sondage par ultrasons a été effectué au centre de l'éprouvette le long d'une ligne parallèle au plan de chargement.

Dans cette thèse, nous étudions l'interaction de l'onde ultrasonore avec un milieu, supposé élastique et isotrope, soumis à des contraintes mécaniques. Nous analysons les variations des vitesses de propagation et des amplitudes des ondes ultrasonores longitudinales réfléchies ou transmises. Cette étude a été menée sur un matériau métallique de nuance C 35 retenu pour son homogénéité et ses propriétés acoustiques et mécaniques. A titre de comparaison, un autre matériau de nuance S 185 a fait aussi l'objet de simulations numériques sous contraintes normales de flexion simple. Les aciers C 35 et S 185 sont couramment utilisés en construction mécanique de structures et machines.

Cette recherche porte sur l'étude du comportement des ondes ultrasonores longitudinales et transversales de polarisation rectiligne se propageant dans des pièces, de formes cylindrique et parallélépipédique, soumises à des chargements mécaniques du type contraintes de flexion, chocs et vibrations. Deux méthodes d'investigation ont été retenues.

La première méthode réside dans l'étude des variations des effets acoustoélastiques de la propagation des ondes longitudinales et transversales polarisées linéairement dans des pièces de géométrie simple soumises aux contraintes uniaxiales et aux efforts de flexion simple.

Compte tenu des effets des contraintes recherchés, les mesures de vitesses impliquent le recours aux méthodes de traitement des signaux pour réaliser des mesures avec une grande sensibilité. Pour cela, la méthode retenue est basée sur le calcul du temps de propagation à l'aide d'une technique de corrélation pour la détermination de la variation de vitesse résultant de l'application de contraintes extérieures aux échantillons.

La seconde méthode, quant à elle, est basée sur l'étude de l'évolution de l'amplitude de l'onde réfléchiée par les extrémités des échantillons en fonction de la sollicitation mécanique. En effet, en présence de sollicitations dynamiques externes du type vibrations et chocs, transmises au capteur, les modalités de contact acoustique entre le relais acoustique et le milieu intermédiaire de transmission subissent des modifications.

Cette thèse est constituée de six chapitres :

- ◆ Au premier chapitre, les bases physiques du problème seront décrites avec l'introduction des éléments fondamentaux de l'acoustoélasticité.
- ◆ Au second chapitre, nous présentons une étude théorique de l'influence des contraintes uniaxiales dans le cas de matériaux usuels, de caractéristiques physiques et acoustiques connues.
- ◆ Le chapitre III traite de l'étude théorique de la propagation des ondes ultrasonores dans des milieux élastiques soumis à une flexion simple.
- ◆ Le chapitre IV porte sur une étude expérimentale de la propagation des ondes longitudinales et transversales polarisées dans des éprouvettes, de formes cylindriques et parallélépipédiques en acier C 35, soumises à des contraintes mécaniques du type flexion simple.

◆ Au chapitre V, sur la base des éléments théoriques de la physique des ondes ultrasonores, nous avons déterminé, en fonction des caractéristiques physico-acoustiques des milieux de propagation et de l'angle d'incidence de l'onde, la distribution énergétique des ondes générées à l'interface lors de la transformation de l'onde incidente émise en trajet aller et celle de l'onde réfléchie constituant le parcours retour vers la réception. L'exploitation de ces résultats a contribué au choix de matériaux favorisant une transformation optimale des ondes de compression émises en ondes de cisaillement polarisées d'amplitudes maximales, soit par transmission, soit par réflexion et ce avec prise en compte des parcours aller et retour de ces ondes. L'exploitation des résultats théoriques obtenus a conduit à la réalisation d'un nouveau type de transducteur ultrasonore droit de conversion de mode par réflexion.

◆ Le chapitre VI porte sur l'influence de perturbations mécaniques externes du type vibration harmonique ou choc, sur les conditions de propagation d'une onde ultrasonore à une interface Duralumin – sable. L'analyse de la variation temporelle des amplitudes du signal ultrasonore et de son spectre associé fournit ainsi des informations intéressantes relatives à la variation de l'impédance acoustique du milieu poreux sec et aux caractéristiques des sollicitations mécaniques externes du choc ou de la vibration. L'ensemble des résultats obtenus expérimentalement ont fait l'objet d'une validation par simulation numérique de la variation de l'amplitude de l'onde transversale réfléchie en présence de perturbations du type vibration et choc impulsionnel.

CHAPITRE I

Éléments fondamentaux de l'acoustoélasticité

Introduction

Les effets acoustoélastiques traduisent une dépendance des vitesses de propagation des ondes ultrasonores en fonction de l'état des contraintes appliquées. L'application d'une contrainte sur un corps isotrope et homogène provoque une modification du comportement mécanique du matériau. A cet effet, la propagation des ondes ultrasonores dans les matériaux homogènes manifeste une certaine sensibilité à la présence d'un état de contraintes résiduelles et/ou appliquées. Un tel comportement dépend d'une part des directions de propagation et de polarisation de l'onde considérée et d'autre part de la direction de la contrainte appliquée. Ce phénomène a donné lieu au développement de la théorie d'acoustoélasticité qui relie la mécanique non linéaire et l'acoustique ultrasonore [29-36]. Dans ce cadre, la présente partie de cette étude porte sur les éléments d'acoustoélasticité, appliquée aux matériaux isotropes, permettant d'établir les expressions des vitesses de propagation des ondes ultrasonores en fonction des contraintes mécaniques appliquées lors d'un chargement uniaxial.

I.1. Tenseur des déformations de Green -Lagrange dans la configuration perturbée

La théorie de l'élasticité décrit la physique des petites déformations dans des matériaux supposés homogènes et élastiques. Pour linéariser les relations qui décrivent ces phénomènes, nous supposons que les déplacements résultant d'une déformation finie sont suffisamment petits pour négliger, lors du développement des déformations, les termes d'ordre supérieur à deux.

Pour établir, dans le cas des matériaux isotropes, les expressions des vitesses de propagation des ondes ultrasonores en fonction des contraintes, nous sommes amenés à considérer trois états du milieu à étudier. Soit un milieu solide homogène dans son état naturel

(S°) de densité ρ° et libre de tout état de contrainte. En subissant une première déformation réversible statique et homogène, celle-ci l'amène dans l'état(S). A la suite d'une seconde déformation induite par la perturbation d'une onde ultrasonore, petite devant la première déformation élastique, variable dans l'espace et dans le temps, l'état final du milieu solide devient (S^*). Les grandeurs caractéristiques du milieu dans l'état perturbé sont affectées de l'exposant (*). Dans l'état naturel état (S°), elles sont affectées de l'exposant ($^\circ$). Dans l'état (S) correspondant à la déformation statique réversible, elles ne sont affectées d'aucun signe particulier. Etant donné que l'état (S^*) résulte de la superposition de la déformation élastique et de la perturbation ultrasonore, les termes relatifs à la déformation statique ayant un ordre supérieur ou égal à deux ne sont plus négligés. Comme le champ de déplacement associé à l'onde ultrasonore se trouve très petit devant celui de la déformation élastique homogène, nous pouvons n'en conserver que les termes linéaires. En supposant que le milieu est élastiquement non linéaire (hyperélastique), on serait amené à considérer trois états pour le matériau (fig.I.1).

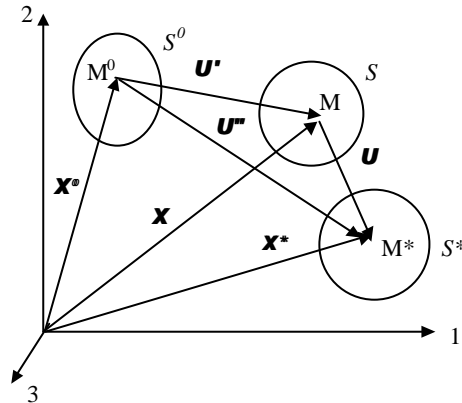


Figure I.1. Configuration naturelle, initiale et finale d'un milieu pré-déformé avec superposition d'une onde ultrasonore. Etat (S°) : état naturel dans un repère R° de densité ρ° et libre de tout état de contrainte. Etat (S) : état contraint statique dans un repère R de densité ρ . Etat (S^*) : état contraint dynamique dans un repère R^* de densité ρ .

Les vecteurs X° , X et X^* sont les vecteurs position d'une particule matérielle M correspondant respectivement aux états (S°), (S), (S^*). L'état (S^*) est décrit par le vecteur position $X^* = X + U$; U étant le vecteur déplacement infinitésimal correspondant à la perturbation ultrasonore et dépendant du temps t . Les vecteurs U' et U'' sont définis comme suit : $U' = X - X^\circ$ et $U'' = X^* - X^\circ$. La déformation dynamique due à la perturbation par onde ultrasonore est supposée infinitésimale.

Pour établir les expressions des vitesses de propagation des ondes ultrasonores en fonction des contraintes et des constantes du second et du troisième ordre, nous écrivons, pour les différents états, les divers tenseurs de déformations et de contraintes ainsi que les équations d'équilibre et de mouvement. Les relations établies se basent sur la démarche suivante :

- ◆ l'expression de l'équation du mouvement dans l'état déformé/perturbé est établie dans l'hypothèse de faibles perturbations ;
- ◆ l'existence de solutions non nulles conduit à la résolution du problème en considérant que les vitesses de propagation et les directions de polarisation représentent respectivement les valeurs propres et les vecteurs propres.

Désormais, nous pouvons adopter la convention d'Einstein sur les indices muets. Le symbole de Kronecker δ_{ij} : $\delta_{ij}=1$ si $i=j$ et $\delta_{ij}=0$ si $i \neq j$.

L'étude des phénomènes physiques à travers l'exploitation des variables de temps t et d'espace \mathbf{X}^\bullet est dite lagrangienne ou matérielle. Ainsi, pour la transformation d'un point matériel de l'état S° à l'état S , on associe le tenseur de déformation de Green - Lagrange dont la forme est :

$$E'_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U'_i}{\partial X_j^0} + \frac{\partial U'_j}{\partial X_i^0} + \frac{\partial U'_k}{\partial X_j^0} \frac{\partial U'_k}{\partial X_i^0} \right) \quad (\text{I.1})$$

Pour la transformation de l'état S° à l'état S , le déplacement se traduit par :

$$\mathbf{U}' = \mathbf{X} - \mathbf{X}^\circ \quad (\text{I.2})$$

De même, pour la transformation de l'état S° à l'état S^* , on associe le tenseur de Green-Lagrange :

$$E''_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U''_i}{\partial X_j^0} + \frac{\partial U''_j}{\partial X_i^0} + \frac{\partial U''_k}{\partial X_j^0} \frac{\partial U''_k}{\partial X_i^0} \right) \quad (\text{I.3})$$

avec :
$$U'' = X^* - X^0 \quad (\text{I.4})$$

et :
$$U'' = U' + U \quad (\text{I.5})$$

Pour la transformation de l'état S à l'état S^* ; le déplacement se traduit par :

$$U = X^* - X$$

Le tenseur Lagrangien des déformations de cette transformation s'exprime de manière différente. Par le fait que la perturbation provoque une déformation petite par rapport à la déformation constante, nous pouvons alors écrire :

$$\|U'\| \gg \|U\|$$

$$\|E'_{ij}\| \gg \|E''_{ij} - E'_{ij}\|$$

En négligeant les termes du second ordre, considérés infiniment petits, le tenseur E_{ij} se présente sous la forme :

$$E_{ij} = E''_{ij} - E'_{ij}$$

$$E_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial X_j^0} + \frac{\partial U_j}{\partial X_i^0} + \frac{\partial U'_k}{\partial X_i^0} \frac{\partial U_k}{\partial X_j^0} + \frac{\partial U'_k}{\partial X_j^0} \frac{\partial U_k}{\partial X_i^0} \right) \quad (\text{I.6})$$

Le choix des tenseurs $[E']$, $[E'']$ et $[E]$, comme définition des déformations n'est pas fortuit, car si les déplacements sont rigides les tenseurs lagrangiens sont nuls. Un autre avantage réside dans la simplification de ces tenseurs dans l'hypothèse de déformations infinitésimales, qui permet d'obtenir les tenseurs traditionnels des déformations. En effet, si le déplacement est infinitésimal, il est alors permis de négliger les termes du second degré et le tenseur E_{ij} se transforme en tenseurs habituels des déformations e_{ij} :

$$e_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial X_j^0} + \frac{\partial U_j}{\partial X_i^0} \right) \quad (\text{I.7})$$

$$e'_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U'_i}{\partial X_j^0} + \frac{\partial U'_j}{\partial X_i^0} \right) \quad (\text{I.8})$$

$$e''_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U''_i}{\partial X_j^0} + \frac{\partial U''_j}{\partial X_i^0} \right) \quad (\text{I.9})$$

L'exploitation de cette simplification débouche ainsi sur la théorie de l'élasticité linéaire.

I.2. Tenseur des contraintes

La relation contrainte déformation est difficile à expliciter dans la mesure où la déformation E'_{ij} se réfère de manière lagrangienne à l'état non déformé. Pour pallier cet inconvénient, on introduit un nouveau tenseur, le second tenseur de Piola-Kirchhoff. Ce dernier est défini à l'aide de la densité d'énergie de déformations W dans la configuration de référence. Pour un matériau hyperélastique (élastique non linéaire), le tenseur symétrique de Piola-Kirchhoff s'exprime en fonction des déformations de Green-Lagrange par la relation suivante :

$$t_{ij} = \rho^0 \frac{\partial W}{\partial E_{ij}} \quad (\text{I.10})$$

Où :

ρ^0 représente la masse volumique du matériau dans son état naturel et W désigne la fonction de densité d'énergie de déformation.

Pour une transformation de l'état S^0 à l'état S , le tenseur habituel des contraintes de Cauchy T'_{ij} est relié au tenseur de Piola-Kirchhoff t'_{ij} par [32-34] :

$$T'_{ij} = \frac{\rho^0}{\rho} \frac{\partial X_i}{\partial X_k^0} \frac{\partial X_j}{\partial X_m^0} t'_{km} \quad (\text{I.11})$$

Pour l'état perturbé (S^*), le tenseur des contraintes de Cauchy T_{ij}'' est relié au second tenseur de Piola-Kirchhoff par [32-34] :

a) En coordonnées naturelles, la transformation de l'état S^o à l'état S^* :

$$T_{ij}'' = \frac{\rho^o}{\rho^*} \frac{\partial X_i^*}{\partial X_k^o} \frac{\partial X_j^*}{\partial X_m^o} t_{km}'' \quad (\text{I.12})$$

b) En coordonnées initiales, la transformation de l'état S à l'état S^* :

$$T_{ij} = \frac{\rho}{\rho^*} \frac{\partial X_i^*}{\partial X_k} \frac{\partial X_j^*}{\partial X_m} t_{km} \quad (\text{I.13})$$

I.3. Equations d'équilibre et de mouvement

La pré-déformation du matériau étant statique et les forces volumiques considérées comme négligeables, l'équation d'équilibre dans l'état contraint statique est donnée par :

$$\frac{\partial T_{ij}'}{\partial X_j} = 0 \quad (\text{I.14})$$

En faisant intervenir le tenseur de Piola-Kirchhoff t_{ij}'' et l'expression $U' = X - X^o$ et après dérivation de l'équation (I.14), nous aurons :

$$\frac{\partial}{\partial X_m^o} \left(t_{km}' \frac{\partial X_i}{\partial X_k^o} \right) = 0 \quad (\text{I.15})$$

Comme : $X_i = U_i' + X_i^o$, nous obtenons alors :

$$\frac{\partial}{\partial X_m^o} \left(t_{km}' \left(\frac{\partial U_i'}{\partial X_k^o} + \delta_{ik} \right) \right) = 0 \quad (\text{I.16})$$

Où :

δ_{ij} est le symbole de Kronecker. $\delta_{ij} = 1$ si $i=j$ et $\delta_{ij} = 0$ si $i \neq j$.

L'état pré-déformé étant maintenant perturbé par la propagation d'une onde acoustique de très faible amplitude, l'équation de mouvement pour l'état dynamique (transformation de l'état S^0 à l'état S^*) est transposée de la manière suivante :

$$\rho^0 \frac{\partial^2 U_i''}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial X_m^0} \left(t_{km}'' \left(\frac{\partial U_i''}{\partial X_k^0} + \delta_{ik} \right) \right) \quad (\text{I.17})$$

Pour la transformation de l'état S à l'état S^* :

$$\rho \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial X_m} \left(t_{km} \left(\frac{\partial U_i}{\partial X_k} + \delta_{ik} \right) \right) \quad (\text{I.18})$$

Mais comme la déformation initiale est constante ; la relation (I.17) devient :

$$\rho \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2} = \rho^0 \frac{\partial^2 U_i''}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial X_m} \left(t_{km}'' \frac{\partial U_i''}{\partial X_k} + t_{im}'' \right) \quad (\text{I.19})$$

Le tenseur symétrique de Piola-Kirchhoff t_{ij} dû à la perturbation dynamique est donné :

- a) dans l'état naturel : $t_{ij} = t_{ij}'' - t_{ij}'$
- b) dans l'état déformé : $t_{ij} = t_{ij}'' - T_{ij}'$.

En tenant compte de ces remarques et en négligeant le produit des petites quantités, le développement des expressions (I.15), (I.16) et (I.17) fournit l'équation du mouvement exprimée dans l'état déformé :

$$\rho^0 \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial X_m^0} \left(t_{km}' \frac{\partial U_i}{\partial X_k^0} + t_{km}'' \frac{\partial U_i'}{\partial X_k^0} + t_{im}'' \right) \quad (\text{I.20})$$

De même, le développement de l'équation (I.18) fournit l'équation du mouvement dans l'état initial :

$$\dot{t}_{km} \frac{\partial^2 U_i}{\partial X_k \partial X_m} + \frac{\partial t_{im}}{\partial X_k} = \rho \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2} \quad (\text{I.21})$$

I.4. Relation contraintes - déformations

Cette analyse consiste à déterminer la relation qui lie le tenseur des contraintes au tenseur des déformations, relation connue sous le nom de Loi de Hooke en élasticité linéaire. Le milieu étant supposé hyperélastique (élastiquement non linéaire), on choisit l'état de référence du milieu exempt de contrainte $W(X^0, E'_{ij})=0$.

Ainsi la fonction densité d'énergie élastique de déformation W' s'exprime dans la configuration déformée par [32-34] :

$$\rho^0 W' = \frac{1}{2!} C_{ijkl} E'_{ij} E'_{kl} + \frac{1}{3!} C_{ijklmn} E'_{ij} E'_{kl} E'_{mn} + \frac{1}{4!} C_{ijklmn} E'_{ij} E'_{kl} E'_{mn} E'_{pq} + \dots \quad (\text{I.22})$$

A partir de la fonction de densité d'énergie W' , nous établissons l'expression du tenseur des contraintes de Piola-Kirchhoff \dot{t}_{ij} au second ordre près :

$$\dot{t}_{ij} = \rho^0 \frac{\partial W'}{\partial E'_{ij}} = C_{ijkl} E'_{kl} + \frac{1}{2} C_{ijklmn} E'_{kl} E'_{mn} \quad (\text{I.23})$$

Où :

C_{ijkl} et C_{ijklmn} sont respectivement les constantes du deuxième ordre et troisième ordre.

Du fait que la propagation d'une onde ne modifie pas les constantes élastiques, la fonction densité d'énergie, exprimée dans la configuration perturbée, se présente comme suit [32-34] :

$$\rho^0 W'' = \frac{1}{2!} C_{ijkl} E''_{ij} E''_{kl} + \frac{1}{3!} C_{ijklmn} E''_{ij} E''_{kl} E''_{mn} + \frac{1}{4!} C_{ijklmnpq} E''_{ij} E''_{kl} E''_{mn} E''_{pq} + \dots \quad (\text{I.24})$$

Ainsi l'expression du tenseur des contraintes associé à l'état final s'écrit :

$$t_{ij}'' = \frac{\partial W''}{\partial E_{ij}''} = C_{ijkl} E_{kl}'' + \frac{1}{2} C_{ijklmn} E_{kl}'' E_{mn}'' \quad (\text{I.25})$$

En négligeant les termes d'ordre supérieur à deux, nous cherchons, par soustraction, la relation contrainte - déformation de la perturbation :

$$t_{ij} = C_{ijkl} E_{kl} + \frac{1}{2} C_{ijklmn} e_{kl}' e_{mn}' \quad (\text{I.26})$$

Dans cette relation, le tenseur E_{kl} est défini par la relation (I.6), alors que e_{kl}' et e_{mn}' représentent les déformations linéaires définies par les relations (I.7) et (I.8). En termes de gradients de déplacements et du fait des symétries des différents tenseurs, la relation précédente (I.26) devient :

$$t_{ij} = C_{ijkl} \left(\delta_{pk} + \frac{\partial U_p'}{\partial X_k^o} \right) \frac{\partial U_p'}{\partial X_l^o} + C_{ijklmn} \frac{\partial U_k'}{\partial X_l^o} \frac{\partial U_m'}{\partial X_n^o} \quad (\text{I.27})$$

En substituant cette équation à l'équation du mouvement (I.28), nous aurons [31-33] :

$$\rho^0 \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial X_m^o} \left(t_{km}' \frac{\partial U_i}{\partial X_k^o} + \Gamma_{ijkl} \frac{\partial U_k}{\partial X_l^o} \right) \quad (\text{I.28})$$

Avec:

$$\Gamma_{ijkl} = C_{ijkl} + C_{ijpl} \frac{\partial U_k'}{\partial X_p^o} + C_{pjkl} \frac{\partial U_i'}{\partial X_p^o} + C_{ijklmn} e_{mn}' \quad (\text{I.29})$$

Nous remarquons que l'équation précédente (I.28) se réfère à l'état naturel qui n'est pas toujours un état matériellement exploitable. En effet, pour l'étude de phénomènes comme les effets de texture ou de contraintes résiduelles, la connaissance de l'état naturel est difficile, sinon impossible car le matériau a subi des déformations plastiques. Il est alors nécessaire

d'écrire les équations dans l'état déformé qui devient l'état matériel. Par conséquent, la relation contrainte - déformation s'écrit :

$$t_{ij} = G_{ijkl} \frac{\partial U_k}{\partial X_l} \quad (\text{I.30})$$

Avec :

$$G_{ijkl} = C_{ijkl}(1 - e'_{nn}) + C_{ijklmn} e'_{mn} + C_{mjkl} \frac{\partial U'_i}{\partial X_m} + C_{imkl} \frac{\partial U'_j}{\partial X_m} + C_{ijml} \frac{\partial U'_k}{\partial X_m} + C_{ijkm} \frac{\partial U'_l}{\partial X_m} \quad (\text{I.31})$$

Dans cette expression, e'_{mn} est la déformation linéaire fournie par la relation (I.8) et e'_{nn} est la dilatation volumique exprimée par :

$$e'_{nn} = e'_{11} + e'_{22} + e'_{33} \quad (\text{I.32})$$

L'équation du mouvement devient :

$$\rho \frac{\partial^2 U'_i}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial X_j} \left[(\delta_{ik} t'_{il} + G_{ijkl}) \frac{\partial U_k}{\partial X_l} \right] \quad (\text{I.33})$$

I.5. Eléments d'acoustoélasticité

Pour étudier la propagation d'une onde élastique plane dans un milieu déformé, nous supposons que le tenseur des déformations est identique en tout point du milieu considéré. Nous supposons également que toute onde plane qui se propage suivant une direction voit tous les points de son front d'onde se mouvoir avec la même vitesse constante [29-30]. Considérons l'équation du mouvement en coordonnées naturelles (I.28) qui peut s'écrire :

$$A'_{ijkl} \frac{\partial^2 U_k}{\partial X_j^0 \partial X_l^0} = \rho^0 \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2} \quad (\text{I.34})$$

Avec:

$$A'_{ijkl} = t'_{jl} \delta_{ik} + \Gamma_{ijkl} \quad (\text{I.35})$$

où : Γ_{ijkl} sont donnés par la relation (I.29).

Considérons une onde plane sinusoïdale dont le déplacement s'exprime en notation complexe par :

$$U_i = u_i \exp[j(k^\circ N_j^\circ X_j^\circ - \omega t)] \quad (\text{I.36})$$

où:

- u_i est la composante du vecteur amplitude complexe et constant.
- ω est la pulsation de l'onde.
- k° est le nombre d'onde pour l'état naturel.
- N_j° est la composante du vecteur unitaire perpendiculaire au plan d'onde.

Substituant l'équation (I.36) dans la relation (I.34), nous obtenons :

$$\left[A_{ijkl} N_j^\circ N_l^\circ - \rho^0 (\omega/k^\circ)^2 \delta_{ik} \right] U_k = 0 \quad (\text{I.37})$$

Ces relations forment un système dont l'équation caractéristique est le déterminant suivant :

$$\left| \Delta'_{ik} - \rho^0 V'^2 \delta_{ik} \right| = 0 \quad (\text{I.38})$$

Relation dans laquelle Δ'_{ik} est le tenseur acoustique défini sur l'état naturel (équivalent au tenseur de Christoffel en élasticité linéaire) [29-36] :

$$\Delta'_{ik} = A_{ijkl} N_j^0 N_l^0 \quad (\text{I.39})$$

Les vitesses de propagation et les directions de polarisation des ondes qui peuvent se propager dans la direction N^\bullet sont respectivement les valeurs propres et les vecteurs propres du tenseur acoustique. Soit les trois valeurs propres $\rho^0 V_{(1)}'^2$, $\rho^0 V_{(2)}'^2$ et $\rho^0 V_{(3)}'^2$. $V_{(3)}'$ est la plus grande des vitesses ; $V_{(1)}'$ et $V_{(2)}'$ sont les plus faibles. Soit $u^{(1)}$, $u^{(2)}$ et $u^{(3)}$ les trois vecteurs propres correspondants. Comme $V_{(3)}'$ est la vitesse la plus grande, on montre que $u^{(3)}$ est le vecteur propre, le plus proche de N^\bullet , qui définit la polarisation d'une onde appelée onde quasi-

longitudinale. Les deux autres types d'ondes sont dites quasi-transversales. Lorsque la direction du vecteur de propagation $\mathbf{u}^{(3)}$ est strictement parallèle à \mathbf{N}^\bullet , l'onde devient longitudinale (onde de compression de mode pur). Dans le cas où la direction de propagation \mathbf{N}^\bullet serait strictement perpendiculaire à $\mathbf{u}^{(1)}$ ou à $\mathbf{u}^{(2)}$, l'onde concernée est transversale de mode pur.

Pour déterminer les vitesses et les polarisations des ondes qui peuvent se propager selon une direction donnée, il est nécessaire de connaître entièrement le matériau ($\rho, C_{ijkl}, C_{ijklmn}$) et les actions du milieu extérieur (contraintes, déplacements initiaux). Réciproquement, la mesure des vitesses de propagation de polarisations particulières permet, soit le calcul d'une combinaison linéaire de certains coefficients élastiques du matériau, si les conditions extérieures sont connues ; soit la connaissance des conditions extérieures si le matériau est parfaitement défini. La première méthode est utilisée pour calculer les coefficients élastiques, la deuxième est la méthode utilisée en acoustoélasticité pour mesurer les contraintes exercées par le milieu extérieur. Il est à mentionner que les matériaux se trouvent souvent dans des états modifiés de manière irréversible. Dans cette situation, il est nécessaire d'exploiter les relations dans le système déformé. L'équation (I.34) s'écrit de la manière suivante:

$$A''_{ijkl} \frac{\partial^2 U_k}{\partial X_j \partial X_l} = \rho^0 \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2} \quad (\text{I.40})$$

Avec:
$$A''_{ijkl} = t'_{jl} \delta_{ik} + G_{ijkl} \quad (\text{I.41})$$

Où :

G_{ijkl} sont donnés par la relation (I.31).

En coordonnées initiales, une onde plane s'écrit :

$$U_i = u_i \exp[jk(N_j X_j - V'' t)] \quad (\text{I.42})$$

où :

- k est le nombre d'onde pour l'état initial.
- N_j est la composante du vecteur unitaire N perpendiculaire au plan d'onde.
- V'' est la vitesse de phase de l'onde.

En substituant l'équation (I.42) dans la relation (I.40), nous obtenons le système d'équations suivant :

$$\left[A''_{ijkl} N_j N_l - \rho V''^2 \delta_{ik} \right] U_k = 0 \quad (\text{I.43})$$

son équation caractéristique est :

$$\left| \Delta''_{ik} - \rho V''^2 \delta_{ik} \right| = 0 \quad (\text{I.44})$$

Dans cette dernière relation, Δ''_{ik} est le nouveau tenseur acoustique défini sur l'état initial :

$$\Delta'_{ik} = A''_{ijkl} N_j N_l \quad (\text{I.45})$$

Les vitesses calculées par les tenseurs $\left[\Delta' \right]$ et $\left[\Delta''' \right]$ sont généralement différentes étant donné que la direction de propagation dans l'état naturel change pendant la pré-déformation.

I.6. Acoustoélasticité en milieu orthotrope

Considérons un corps qui a subi depuis son état naturel (S) une succession de déformations, de contraintes mécaniques, de traitements thermiques, etc. Ceci confère à ce milieu une certaine anisotropie. Si cette anisotropie est caractérisée par trois plans de symétrie orthogonaux, le corps dans son état déformé est dit orthotrope comme dans le cas d'un matériau isotrope ayant subi une opération de laminage [37].

L'étude de la symétrie des milieux orthotropes montre qu'ils sont caractérisés par 9 constantes du deuxième ordre et 20 constantes du troisième ordre [11-15]. En recourant à la notation

condensée de Voigt ($11 \rightarrow 1, 22 \rightarrow 2, 33 \rightarrow 3, 32 \rightarrow 4, 13 \rightarrow 5$ et $21 \rightarrow 6$), le tenseur des constantes du second ordre C_{pq} se présente comme suit :

$$[C] = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{22} & C_{23} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{23} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{66} \end{bmatrix} \quad (\text{I.46})$$

A noter que le tenseur des constantes du troisième ordre est désigné par C_{pqr} . Considérons que les axes du repère relatif à l'état naturel $R^0(X_1^0, X_2^0, X_3^0)$ coïncident avec les axes de l'orthotropie. A cet état naturel, ajoutons un état de déformation $[E']$ et un état de contrainte $[t']$ ou $[T']$. Nous considérons également que l'onde plane se propage selon l'axe X_3^0 (fig.I.2). Pour simplifier les notations, on écrit $V' = V$. Dans ce cas, le système d'équations (I.40) devient :

$$[A'_{i3j3} - \rho^0 V^2 \delta_{ik}] u_k = 0 \quad (\text{I.47})$$

L'équation caractéristique devient [37] :

$$\begin{bmatrix} A'_{55} - \rho^0 V^2 & A'_{54} & A'_{53} \\ A'_{45} & A'_{44} - \rho^0 V^2 & A'_{43} \\ A'_{35} & A'_{34} & A'_{33} - \rho^0 V^2 \end{bmatrix} = 0 \quad (\text{I.48})$$

Avec :

$$\begin{aligned} A'_{33} &= t'_{33} + C_{33}(1 + 2e'_{33}) + C_{331}e'_{11} + C_{332}e'_{22} + C_{333}e'_{33} \\ A'_{44} &= t'_{33} + C_{44}(1 + 2e'_{22}) + C_{441}e'_{11} + C_{442}e'_{22} + C_{443}e'_{33} \\ A'_{55} &= t'_{33} + C_{55}(1 + 2e'_{11}) + C_{551}e'_{11} + C_{552}e'_{22} + C_{553}e'_{33} \\ A'_{43} &= A'_{34} = C_{33} \frac{\partial U'_2}{\partial X_3^0} + C_{44} \frac{\partial U'_3}{\partial X_2^0} + 2C_{344}e'_{23} \\ A'_{53} &= A'_{35} = C_{33} \frac{\partial U'_1}{\partial X_3^0} + C_{55} \frac{\partial U'_3}{\partial X_1^0} + 2C_{355}e'_{31} \\ A'_{54} &= A'_{45} = C_{44} \frac{\partial U'_1}{\partial X_2^0} + C_{55} \frac{\partial U'_2}{\partial X_1^0} + 2C_{456}e'_{12} \end{aligned} \quad (\text{I.49})$$

Si les trois axes principaux de déformations $E^{(1)}$, $E^{(2)}$ et $E^{(3)}$ coïncident avec le repère R^0 , et en particulier quand les vecteurs $E^{(3)}$, X_3^0 et N^0 sont confondus, nous aurons :

$$A'_{43} = A'_{53} = 0 \quad \text{et} \quad e'_{31} = e'_{32} = 0 \quad (\text{I.50})$$

L'équation caractéristique est alors réduite à la forme suivante :

$$(A'_{33} - \rho^0 V^2)^2 \left[(\rho^0 V^2)^2 - (A'_{55} + A'_{44}) \rho^0 V^2 + A'_{55} A'_{44} - A'^2_{45} \right] = 0 \quad (\text{I.51})$$

Cette équation caractéristique nous fournit évidemment la valeur propre suivante :

$$\rho^0 V^2 = A'_{33}$$

Cette dernière permet d'exprimer la vitesse de l'onde longitudinale de mode pur :

$$V_L = V_{(3)} = (A'_{33} / \rho^0)^{1/2} \quad (\text{I.52})$$

Le vecteur propre correspondant $u^{(3)}$ est parallèle à X_3^0 . Les deux autres vitesses sont obtenues à partir des équations suivantes :

$$2\rho^0 V_{(1)}^2 = A'_{55} + A'_{44} + \left[(A'_{55} - A'_{44})^2 + 4A'^2_{54} \right]^{1/2} \quad (\text{I.53})$$

$$2\rho^0 V_{(2)}^2 = A'_{55} + A'_{44} - \left[(A'_{55} - A'_{44})^2 + 4A'^2_{54} \right]^{1/2} \quad (\text{I.54})$$

Les vecteurs propres correspondants $u^{(1)}$ et $u^{(2)}$ font un angle généralement quelconque θ avec les axes X_1^0 et X_2^0 (voir figure I.2). L'angle θ est donné par la relation [37] :

$$\text{tg} \theta = \frac{u_2^{(1)}}{u_1^{(1)}} = \frac{A'_{45}}{\rho^0 V_{(1)}^2 - A'_{44}} = \frac{\rho^0 V_{(1)}^2 - A'_{55}}{A'_{54}} \quad (\text{I.55})$$

De plus, si les axes X_1^0 et X_2^0 sont colinéaires aux directions principales de déformations $E^{(1)}$ et $E^{(2)}$ alors $A_{54}^{\cdot} = A_{45}^{\cdot} = 0$ et donc $\Theta = 0$. Les deux ondes sont transversales de mode pur et ont pour vitesses de propagation :

$$V_{T1} = (A_{55}^{\cdot} / \rho^0)^{1/2} \quad (\text{I.56})$$

$$V_{T2} = (A_{44}^{\cdot} / \rho^0)^{1/2} \quad (\text{I.57})$$

$$V_L = (A_{33}^{\cdot} / \rho^0)^{1/2} \quad (\text{I.58})$$

Avec :

$$\begin{aligned} e_{12}^{\cdot} &= e_{13}^{\cdot} = e_{23}^{\cdot} = 0 \\ t_{33}^{\cdot} &= C_{31} e_{11}^{\cdot} + C_{32} e_{22}^{\cdot} + C_{33} e_{33}^{\cdot} \\ A_{33}^{\cdot} &= C_{33} + (C_{31} + C_{331})e_{11}^{\cdot} + (C_{32} + C_{332})e_{22}^{\cdot} + (3C_{33} + C_{333})e_{33}^{\cdot} \\ A_{44}^{\cdot} &= C_{44} + (C_{31} + C_{441})e_{11}^{\cdot} + (C_{32} + 2C_{44} + C_{442})e_{22}^{\cdot} + (C_{33} + C_{443})e_{33}^{\cdot} \\ A_{55}^{\cdot} &= C_{55} + (C_{31} + 2C_{55} + C_{551})e_{11}^{\cdot} + (C_{32} + C_{552})e_{22}^{\cdot} + (C_{33} + C_{553})e_{33}^{\cdot} \end{aligned} \quad (\text{I.59})$$

La connaissance de l'état naturel est difficile, sinon impossible car le matériau a subi différentes opérations technologiques. Il est nécessaire d'écrire des équations acoustoélastiques définies dans le repère associé à l'état déformé (S). Pour ce faire, nous utiliserons les termes A'' à la place des termes A' . Pour simplifier aussi les notations, nous écrivons $V'' = V$. Ainsi, pour une onde qui se propage selon l'axe X_3 en état déformé (S), le système d'équations (I.43) devient :

$$\left[A_{i3k3}'' - \rho^0 V^2 \delta_{ik} \right] u_k = 0 \quad (\text{I.60})$$

En notation de Voigt l'équation caractéristique (I.56) devient :

$$\begin{vmatrix} A_{55}'' - \rho^0 V^2 & A_{54}'' & A_{53}'' \\ A_{45}'' & A_{44}'' - \rho V^2 & A_{43}'' \\ A_{35}'' & A_{34}'' & A_{33}'' - \rho^0 V^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (\text{I.61})$$

Les coefficients A'' sont donnés par la relation (I.41). Pour une onde se propageant suivant l'axe X_3 de l'état déformé (S) et pour des directions principales de déformation parallèles aux axes, les ondes qui se propagent sont de modes purs et ont pour vitesses :

$$\begin{aligned} \rho^0 V_L^2 &= A''_{33} = T'_{33} + C_{33} + C_{331} e'_{11} + C_{332} e'_{22} + (4C_{33} + C_{333}) e'_{33} \\ \rho^0 V_{T1}^2 &= A''_{55} = T'_{33} + C_{55} + (2C_{55} + C_{551}) e'_{11} + C_{552} e'_{22} + (2C_{55} + C_{553}) e'_{33} \\ \rho^0 V_{T2}^2 &= A''_{44} = T'_{33} + C_{44} + C_{441} e'_{11} + (2C_{44} + C_{442}) e'_{22} + (2C_{44} + C_{443}) e'_{33} \end{aligned} \quad (I.62)$$

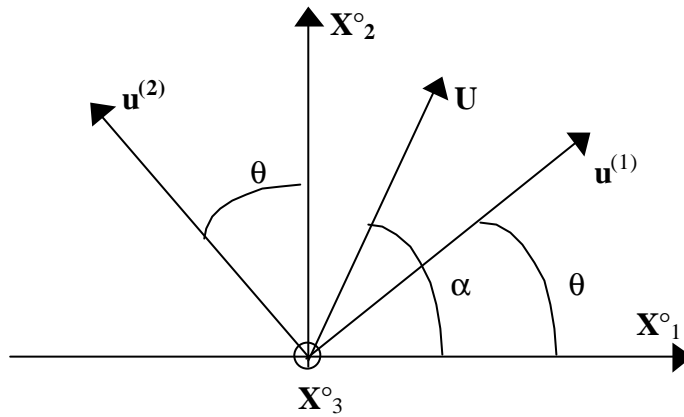


Figure I.2. Orientation des axes dans le cas d'un milieu orthotrope.

I.7. Acoustoélasticité en milieu isotrope

Pour étudier les équations acoustoélastiques en milieu isotrope, nous reprenons les résultats d'acoustoélasticité du cas général, développés au paragraphe I.5. et I.6. Pour ce faire, nous introduisons les tenseurs des constantes élastiques du deuxième et du troisième ordre d'un matériau isotrope. Les constantes élastiques du second ordre [11,30,38] s'expriment respectivement en fonction des coefficients de Lamé λ et μ par la relation :

$$C_{ijkl} = \lambda \delta_{ij} \delta_{kl} + \mu (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) \quad (I.63)$$

Les constantes élastiques du troisième ordre [12,30,38] s'expriment en fonction des constantes de Murnaghan l , m et n au moyen des relations suivantes :

$$\begin{aligned}
 C_{ijklmn} = & 2l \delta_{ij} \delta_{kl} \delta_{mn} + m \left[\delta_{ij} (\delta_{km} \delta_{ln} + \delta_{kn} \delta_{lm}) + \delta_{kl} (\delta_{im} \delta_{jn} + \delta_{jm} \delta_{in}) \right. \\
 & - \delta_{mn} (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) - 2 \delta_{ij} \delta_{kl} \delta_{mn} \left. \right] + n \left[\delta_{ij} \delta_{kl} \delta_{mn} - \frac{1}{2} (\delta_{ij} \delta_{km} \delta_{ln} \right. \\
 & - \delta_{ij} \delta_{kn} \delta_{lm} + \delta_{kl} \delta_{im} \delta_{jn} + \delta_{kl} \delta_{jm} \delta_{in} + \delta_{mn} \delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{mn} \delta_{il} \delta_{jk}) \\
 & - \frac{1}{4} (\delta_{ik} \delta_{jm} \delta_{ln} + \delta_{ik} \delta_{jn} \delta_{ml} + \delta_{jl} \delta_{im} \delta_{kn} + \delta_{jl} \delta_{in} \delta_{mk} - \delta_{il} \delta_{jm} \delta_{kn} \\
 & \left. - \delta_{il} \delta_{jn} \delta_{mk} + \delta_{jk} \delta_{im} \delta_{ln} + \delta_{jk} \delta_{in} \delta_{lm}) \right]
 \end{aligned} \tag{I.64}$$

Ainsi, nous obtenons les constantes élastiques du second ordre pour un matériau isotrope :

$$\begin{aligned}
 C_{11} = C_{22} = C_{33} &= \lambda + 2\mu \\
 C_{12} = C_{13} = C_{23} &= \lambda \\
 C_{44} = C_{55} = C_{66} &= \mu
 \end{aligned}$$

Les constantes élastiques du troisième ordre, quant à elles se présentent comme suit :

$$\begin{aligned}
 C_{111} = C_{222} = C_{333} &= 2l + 4m \\
 C_{112} = C_{113} = C_{122} = C_{223} = C_{133} = C_{233} &= 2l \\
 C_{224} = C_{344} = C_{155} = C_{355} = C_{166} = C_{266} &= m \\
 C_{144} = C_{255} = C_{366} &= m - \frac{n}{2} \\
 C_{123} = 2l - 2m + n \text{ et } C_{456} &= \frac{n}{4}
 \end{aligned}$$

I.7.1. Expressions des vitesses de propagation des ondes en fonction des déformations :

Les vitesses de propagation des ondes de mode pur dans la référence naturelle (S°) sont :

$$\rho^0 V_L^2 = \lambda + 2\mu + (\lambda + 2l) e'_{ii} + 2(\lambda + 3\mu + 2m) e'_{33} \tag{I.65}$$

$$\rho^0 V_{T1}^2 = \mu + \left(\lambda + m - \frac{n}{2} \right) e'_{ii} + \left(2\mu + \frac{n}{2} \right) (e'_{11} + e'_{33}) \tag{I.66}$$

$$\rho^0 V_{T_2}^2 = \mu + \left(\lambda + m - \frac{n}{2} \right) e'_{ii} + \left(2\mu + \frac{n}{2} \right) (e'_{22} + e'_{33}) \quad (\text{I.67})$$

Les expressions des vitesses de propagation des ondes de mode pur dans la configuration déformée (S) sont :

$$\rho^0 V_L^2 = \lambda + 2\mu + (\lambda + 2l) e'_{ii} + 2(2\lambda + 5\mu + 2m) e'_{33} \quad (\text{I.68})$$

$$\rho^0 V_{T_1}^2 = \mu + \left(\lambda + m - \frac{n}{2} \right) e'_{ii} + \left(2\mu + \frac{n}{2} \right) (e'_{11} + e'_{33}) + 2\mu e'_{33} \quad (\text{I.69})$$

$$\rho^0 V_{T_2}^2 = \mu + \left(\lambda + m - \frac{n}{2} \right) e'_{ii} + \left(2\mu + \frac{n}{2} \right) (e'_{22} + e'_{33}) + 2\mu e'_{33} \quad (\text{I.70})$$

Rappelons que la loi de Hooke fournit les déformations linéaires en fonction des contraintes :

$$e'_{11} = \frac{1}{2\mu} \left(T'_{11} - \frac{\lambda}{3K} T'_{ii} \right) \quad (\text{I.71})$$

$$e'_{22} = \frac{1}{2\mu} \left(T'_{22} - \frac{\lambda}{3K} T'_{ii} \right) \quad (\text{I.72})$$

$$e'_{33} = \frac{1}{2\mu} \left(T'_{33} - \frac{\lambda}{3K} T'_{ii} \right) \quad (\text{I.73})$$

Avec : $K = \lambda + \frac{2}{3}\mu$ désigne le module de compression uniforme, $T'_{ii} = T'_{11} + T'_{22} + T'_{33}$ et

$e'_{ii} = e'_{11} + e'_{22} + e'_{33}$ est la dilatation volumique.

I.7.2. Expressions des vitesses de propagation des ondes en fonction des contraintes appliquées [16] :

Expressions des vitesses de propagation des ondes de mode pur dans la configuration naturelle (S^0) :

$$\rho^0 V_L^2 = \lambda + 2\mu + \frac{T'_{ii}}{3K} \left(-\lambda \frac{\lambda + 2\mu}{\mu} + 2l - \frac{2m\lambda}{\mu} \right) + \frac{\lambda + 3\mu + 2m}{\mu} T'_{33} \quad (I.74)$$

$$\rho^0 V_{T1}^2 = \mu + \frac{T'_{ii}}{3K} \left(2\lambda + 2\mu + m + \frac{\lambda n}{4\mu} \right) - \left(1 + \frac{n}{4\mu} \right) T'_{22} \quad (I.75)$$

$$\rho^0 V_{T2}^2 = \mu + \frac{T'_{ii}}{3K} \left(2\lambda + 2\mu + m + \frac{\lambda n}{4\mu} \right) - \left(1 + \frac{n}{4\mu} \right) T'_{11} \quad (I.76)$$

Expressions des vitesses de propagation des ondes de mode pur dans la configuration déformée (S) :

$$\rho^0 V_L^2 = \lambda + 2\mu + \frac{T'_{11}}{3K} \left[\frac{\lambda + \mu}{\mu} (4\lambda + 10\mu + 4m) + \lambda + 2l \right] + \frac{T'_{22}}{3K} \left[-\frac{2\lambda}{\mu} (\lambda + 2\mu + m) + 2l \right] + \frac{T'_{33}}{3K} \left[-\frac{2\lambda}{\mu} (\lambda + 2\mu + m) + 2l \right] \quad (I.77)$$

$$\rho^0 V_{T1}^2 = \mu + \frac{T'_{11}}{3K} \left[4\lambda + 4\mu + m + \frac{n\lambda}{4\mu} \right] + \frac{T'_{22}}{3K} \left[\lambda + 2\mu + m + \frac{n\lambda}{4\mu} \right] + \frac{T'_{33}}{3K} \left[-2\lambda + m - \frac{(\lambda + \mu)}{2\mu} n \right] \quad (I.78)$$

$$\rho^0 V_{T2}^2 = \mu + \frac{T'_{11}}{3K} \left[4\lambda + 4\mu + m + \frac{n\lambda}{4\mu} \right] + \frac{T'_{22}}{3K} \left[-2\lambda + m - \frac{(\lambda + \mu)}{2\mu} n \right] + \frac{T'_{33}}{3K} \left[\lambda + 2\mu + m + \frac{nl}{4\mu} \right] \quad (I.79)$$

Conclusion

A présent, il est donc plus aisé d'écrire les expressions des vitesses dans des cas particuliers de chargement.

CHAPITRE II

Etude théorique de l'influence des contraintes axiales

Introduction

La théorie de l'acoustoélasticité permet d'établir les expressions des vitesses de propagation d'ondes ultrasonores longitudinales et transversales en fonction de certaines caractéristiques intrinsèques du matériau et de l'ensemble des contraintes agissant sur ce matériau (interaction ondes ultrasonores - contraintes appliquées). Dans ce cadre, pour montrer l'évolution des vitesses de propagation des différentes ondes longitudinales et transversales polarisées en fonction des contraintes axiales, nous proposons une simulation numérique des effets acousto-élastiques dans le cas de matériaux usuels en aciers C 35 et S 185 et d'un alliage d'aluminium AU G4.

II.1. Expressions des vitesses de propagation des ondes ultrasonores dans les cas de contraintes axiales du type compression et traction

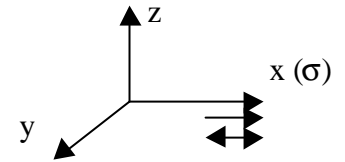
Pour étudier l'interaction entre les ondes ultrasonores et les contraintes mécaniques appliquées, il y a lieu d'établir les expressions des vitesses de propagation d'ondes ultrasonores longitudinales et transversales en fonction de certaines caractéristiques intrinsèques du matériau et de l'ensemble des contraintes agissant sur le matériau à analyser.

Pour ce faire, on étudie en milieu isotrope les effets acoustoélastiques des ondes ultrasonores dont les polarisations sont parallèles ou perpendiculaires à la direction de la

contrainte axiale appliquée. Ces effets sont étudiés à l'aide des expressions des vitesses de propagation des ondes en fonction des contraintes dans la configuration déformée. En se référant aux relations (I.77), (I.78) et (I.79), nous pouvons montrer que pour un corps soumis à une contrainte mécanique de direction connue, les vitesses de propagation d'ondes ultrasonores se propageant dans la direction x (ou 1) et polarisées suivant les directions x (ou 1), y (ou 2) et z (ou 3) s'expriment selon les cas indiqués ci-après [16].

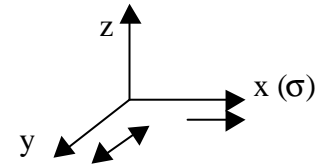
a) **Contrainte appliquée suivant l'axe x avec $\sigma = T=T'_{xx}$ et $T'_{yy}=T'_{zz}=0$**

Propagation d'une onde longitudinale selon l'axe x



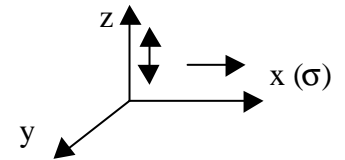
$$\rho^0 V_{xx(x)}^2 = \lambda + 2\mu + \frac{\sigma}{3K} \left[\frac{\lambda + \mu}{\mu} (4\lambda + 10\mu + 4m) + \lambda + 2l \right] \quad (\text{II.1})$$

Propagation d'une onde transversale selon l'axe x, polarisée suivant l'axe y



$$\rho^0 V_{xy(x)}^2 = \mu + \frac{\sigma}{3K} \left[4\lambda + 4\mu + m + \frac{n\lambda}{4\mu} \right] \quad (\text{II.2})$$

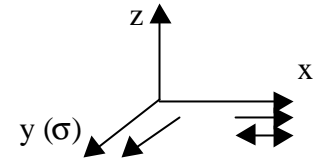
Propagation d'une onde transversale selon l'axe x, polarisée suivant l'axe z



$$\rho^0 V_{xz(x)}^2 = \mu + \frac{\sigma}{3K} \left[4\lambda + 4\mu + m + \frac{n\lambda}{4\mu} \right] \quad (\text{II.3})$$

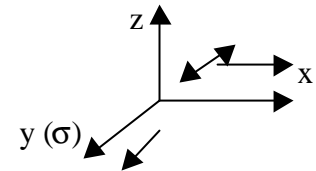
b) Contrainte appliquée suivant l'axe y avec $\sigma = T = T'_{yy}$ et $T'_{xx} = T'_{zz} = 0$

Propagation d'une onde longitudinale selon l'axe x



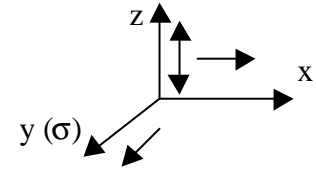
$$\rho^0 V_{xx(y)}^2 = \lambda + 2\mu + \frac{\sigma}{3K} \left[-\frac{2\lambda}{\mu}(\lambda + 2\mu + m) + 2l \right] \quad (\text{II.4})$$

Propagation d'une onde transversale suivant l'axe x, polarisée selon l'axe y



$$\rho^0 V_{xy(y)}^2 = \mu + \frac{\sigma}{3K} \left[\lambda + 2\mu + m + \frac{n\lambda}{4\mu} \right] \quad (\text{II.5})$$

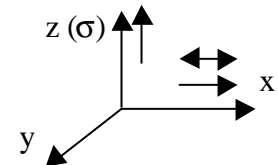
Propagation d'une onde transversale suivant l'axe x, polarisée selon l'axe z



$$\rho^0 V_{xz(y)}^2 = \mu + \frac{\sigma}{3K} \left[-2\lambda + m - \frac{(\lambda + \mu)}{2\mu} n \right] \quad (\text{II.6})$$

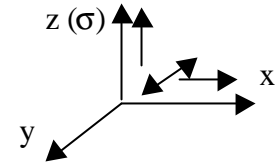
Contrainte appliquée suivant l'axe z avec $\sigma = T = T'_{zz}$ et $T'_{xx} = T'_{yy} = 0$

Propagation d'une onde longitudinale selon l'axe x



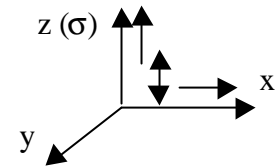
$$\rho^0 V_{xz(z)}^2 = \mu + \frac{\sigma}{3K} \left[-\frac{2\lambda}{\mu}(\lambda + 2\mu + m) + 2l \right] \quad (\text{II.7})$$

Propagation d'une onde transversale suivant l'axe x, polarisée selon l'axe y



$$\rho^0 V_{xy(z)}^2 = \mu + \frac{\sigma}{3K} \left[-2\lambda + m + \frac{(\lambda + \mu)}{2\mu} n \right] \quad (\text{II.8})$$

Propagation d'une onde transversale suivant l'axe x, polarisée selon l'axe z



$$\rho^0 V_{xz(z)}^2 = \mu + \frac{\sigma}{3K} \left[\lambda + 2\mu + m + \frac{n\lambda}{4\mu} \right] \quad (\text{II.9})$$

V_{xx} , V_{xy} et V_{xz} sont respectivement les vitesses de propagation des ondes ultrasonores suivant la direction 1 avec un déplacement des particules respectivement suivant les directions x(ou 1), y(ou 2), et z(ou 3). Notons que dans ces expressions, la contrainte appliquée T est remplacée par σ qui désigne la contrainte axiale de compression ($\sigma < 0$) ou de traction ($\sigma > 0$). Les directions de chargement mécanique et de propagation de l'onde considérée sont désignées par \longrightarrow . Quant à la direction de polarisation de l'onde considérée, elle est désignée par \longleftrightarrow .

A relever que pour certaines équations, la vitesse de l'onde transversale polarisée parallèlement à la direction de la contrainte diffère de celle dont la polarisation est perpendiculaire à la contrainte. A présent, nous proposons une simulation numérique de l'évolution des célérités des différentes ondes longitudinales et transversales en fonction des contraintes appliquées. Les matériaux utilisés pour ces simulations sont deux aciers C 35 et S 185 et un alliage d'aluminium AU G4. Pour ces matériaux, nous introduisons les hypothèses simplificatrices suivantes : le matériau est supposé linéairement élastique, homogène, isotrope et

subissant de petites déformations résultant de l'application des contraintes élastiques de compression, de traction et de flexion.

II.2. Analyse des effets d'une contrainte sur les vitesses de propagation des ondes dans des matériaux métalliques de nuance C 35 et S 185

II.2.1 Evolution des célérités des ondes longitudinales en fonction des contraintes de compression et de traction dans le cas des matériaux métalliques C 35 et S 185

Pour mettre en évidence les effets des contraintes en sollicitations axiales sur la variation des vitesses, nous exploitons l'ensemble des équations énumérées de (II.1) à (II.9). Pour concrétiser cette étude théorique, nous présentons ci-après un exemple de simulation numérique pour un acier de nuance C 35 de caractéristiques élastiques déterminées expérimentalement (se référer au § IV.1).

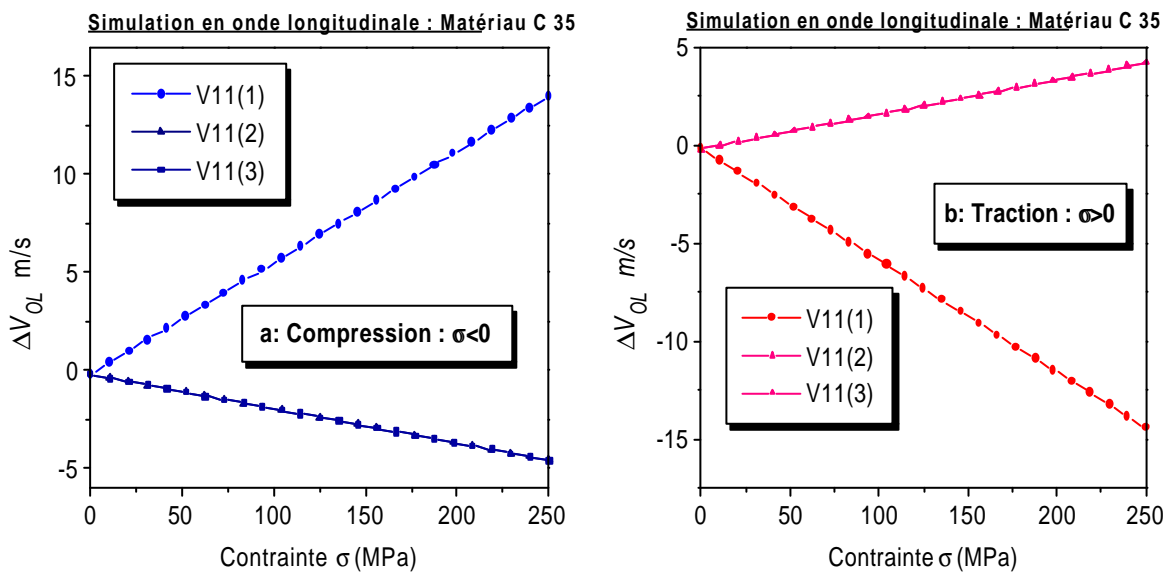


Figure II.1. Variation de la vitesse théorique de l'onde longitudinale en fonction de la contrainte appliquée $\Delta V_{OL} = f(\sigma)$ dans le cas d'un chargement axial en compression (a) et en traction (b). Cas d'un matériau C 35 : Constantes de Lamé $\lambda=112.35$ GPa , $\mu =80.8$ GPa, Constantes de Murnaghan $l=- 37.5$ GPa, $m=- 594$ GPa, $n =-931.5$ GPa et la masse volumique $\rho=7890$ kg/m³.

Les équations (II.1), (II.2) et (II.3) appliquées à ce matériau fournissent une dépendance linéaire des vitesses en fonction de la contrainte imposée (fig.II.1). A ce titre, pour une contrainte de 250 MPa, la variation de la vitesse de l'onde longitudinale ΔV_{OL} est de l'ordre de 14 m/s lorsque la contrainte de compression est appliquée parallèlement à la direction de propagation et de polarisation de l'onde (fig.II.1a). Par contre, cette tendance s'inverse sous l'effet d'une contrainte identique du type traction et donne lieu à une variation négative de la vitesse de -14 m/s (fig.II.1b). Lorsque la direction de chargement mécanique est perpendiculaire au mouvement des particules de l'onde longitudinale, la contrainte de compression induit une diminution de la vitesse qui correspond à -4.6 m/s pour une contrainte de 250 MPa. Mais, cette prédisposition devient contraire pour une contrainte de traction.

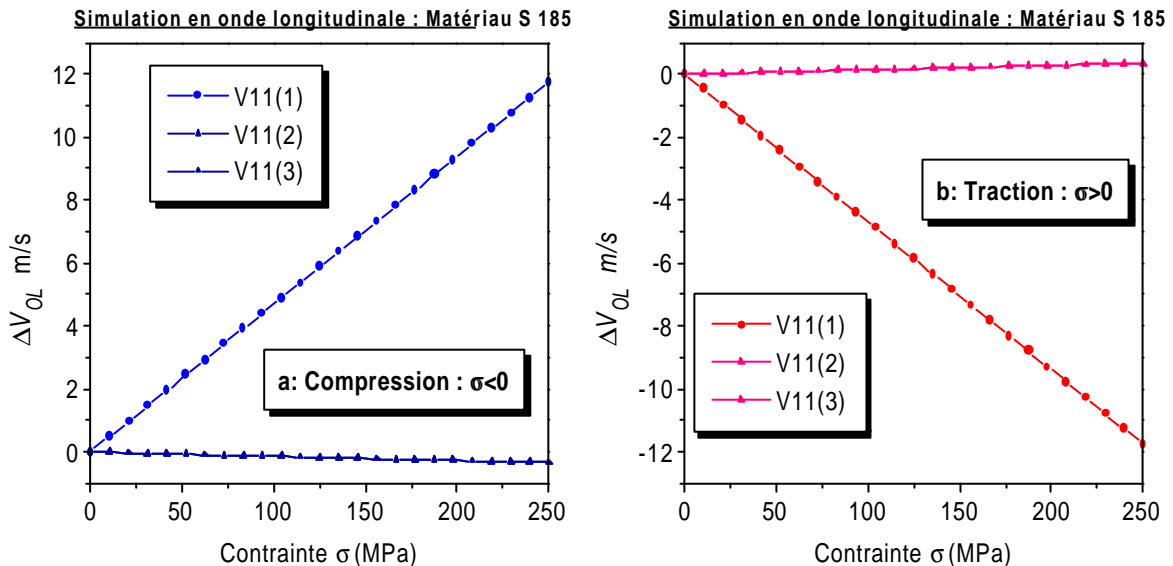


Figure II.2. Variation de la vitesse théorique de l'onde longitudinale en fonction de la contrainte appliquée $\Delta V_{OL} = f(\sigma)$ dans le cas d'un chargement axial en compression (a) et en traction (b). Cas d'un matériau S 185 : $\lambda=112$ GPa, $\mu =81$ GPa, $l=-274$ GPa, $m=-495$ GPa, $n =-630$ GPa et $\rho =7800$ kg/m³ [8].

Quant au matériau S 185 (A 33), les effets acoustoélastiques obtenus en onde longitudinale sont représentés par la figure II.2. Pour une contrainte de compression de 250 MPa, la variation de la

célérité de l'onde longitudinale est de l'ordre de +11.7 m/s lorsque cette contrainte est appliquée parallèlement à la direction de propagation et de polarisation de l'onde (fig.II.2a). Pour une direction de chargement mécanique perpendiculaire au mouvement des particules de l'onde longitudinale, la contrainte de compression induit une très faible diminution de la vitesse qui correspond à -0.34 m/s pour une contrainte de 250 MPa. Par contre, sous l'effet d'une contrainte similaire du type traction, les résultats précédents sont de tendance inverse

II.2.2. Evolution des célérités des ondes transversales polarisées en fonction des contraintes de compression et de traction dans le cas des matériaux C 35 et S 185

Les vitesses des ondes ultrasonores transversales varient également linéairement en fonction de la contrainte appliquée (fig.II.3). A titre d'exemple, cette variation est de l'ordre de 6.4 m/s pour une contrainte de compression de 250 MPa agissant parallèlement à la direction de propagation et perpendiculairement à la direction de polarisation (fig.II.3a). Ce caractère d'évolution s'inverse dans la situation des contraintes de traction (fig.II.3b).

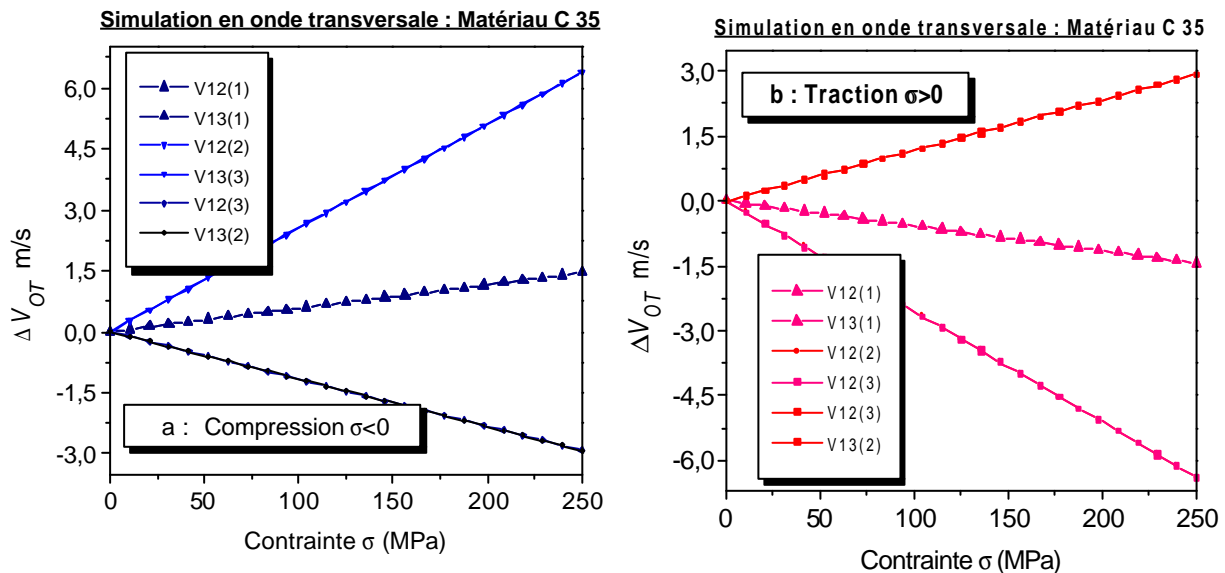


Figure II.3. Variation de la vitesse théorique de l'onde transversale en fonction de la contrainte appliquée $\Delta V_{OT} = f(\sigma)$ dans le cas d'un chargement axial en compression (a) et en traction (b). Cas d'un acier C 35.

Dans le cas d'une contrainte identique de compression agissant perpendiculairement à la direction de propagation et de polarisation, la variation de la vitesse de l'onde transversale est de l'ordre de -3 m/s (fig.II.3a). Cette tendance s'inverse dans le cas d'une contrainte similaire de traction (fig.II.3b). Ces variations de vitesse en fonction de la contrainte sont plus faibles en comparaison à celles des ondes longitudinales et dépendent de la direction de propagation et du mouvement des particules de l'onde considérée.

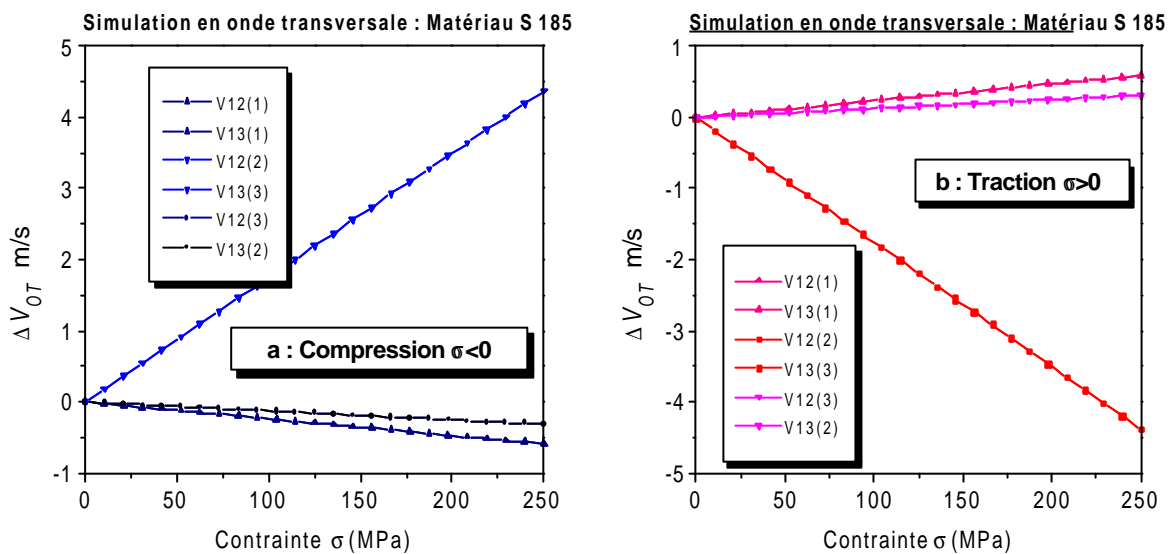


Figure II.4. Variation de la vitesse théorique de l'onde transversale en fonction de la contrainte appliquée $\Delta V_{OT} = F(\sigma)$ dans le cas d'un chargement axial en compression (a) et en traction (b).

La figure II.4 représente la variation de la vitesse en fonction de la contrainte pour des ondes transversales dans le cas du matériau S 185.

II.3. Analyse des effets d'une contrainte sur les célérités des ondes dans le cas d'un alliage d'aluminium AU G4

II.3.1 Evolution des célérités des ondes longitudinales en fonction des contraintes de compression et de traction dans le cas d'un alliage d'aluminium AU G4

Pour mettre en évidence les effets des contraintes sur la variation des vitesses, nous appliquons également les équations énumérées de (II.1) à (II.9). Les calculs permettent d'obtenir pour un matériau en aluminium les variations des vitesses en fonction de la contrainte appliquée du type compression et traction. A titre d'illustration, pour une contrainte de 150 MPa, la variation de la vitesse de l'onde longitudinale est de l'ordre de 57 m/s lorsque la contrainte de compression est appliquée parallèlement à la direction de propagation et de polarisation de l'onde (fig.II.5a).

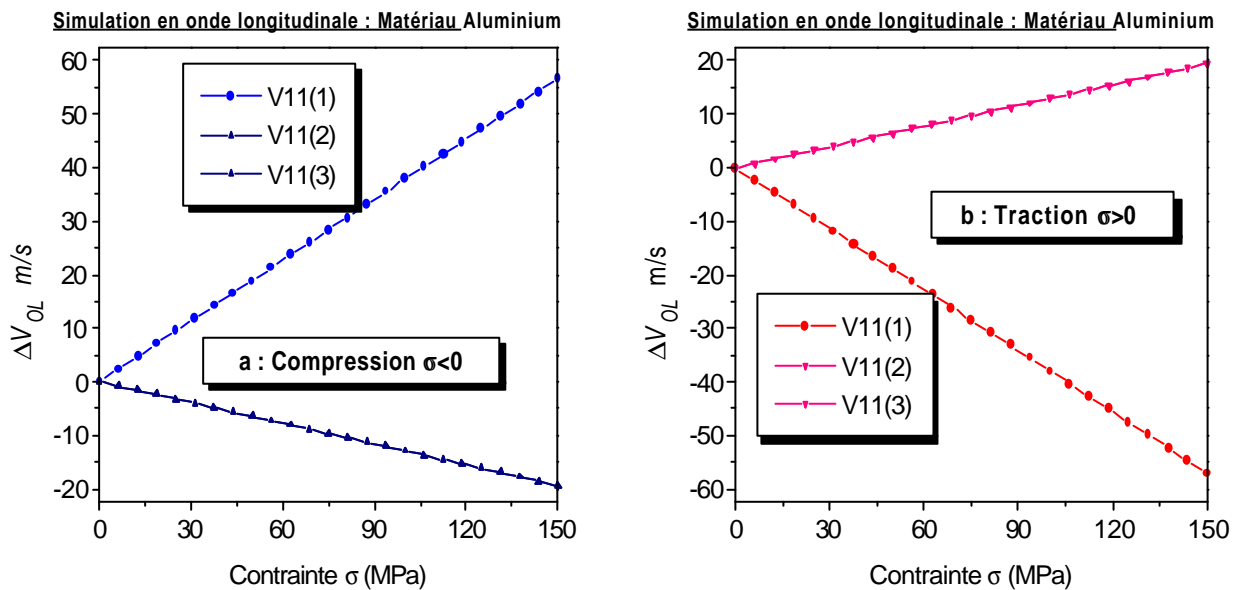


Figure II.5. Variation de la vitesse théorique de l'onde longitudinale ΔV_{OL} en fonction de la contrainte appliquée σ dans le cas d'un chargement axial en compression (a) et en traction (b). Cas d'un aluminium : $\lambda = 61$ GPa, $\mu = 24.9$ GPa, $l = -47$ GPa, $m = -342$ GPa, $n = -248$ GPa et $\rho = 2700$ Kg / m³ [8].

Par contre, cette tendance s'inverse sous l'effet d'une contrainte de traction identique et donne lieu à une variation négative de -57 m/s (fig.II.5b). A noter que pour l'aluminium, les variations de vitesses sont plus importantes que celles obtenues dans le cas des aciers C 35 et S 185.

II.3.2. Evolution des célérités des ondes transversales polarisées en fonction des contraintes de compression et de traction dans le cas d'un alliage d'aluminium AU G4

Les variations des ondes transversales restent faibles en comparaison à celles des ondes longitudinales. Selon la figure II.6a et II.6b, ces variations sont de l'ordre de $+24$ m/s pour une contrainte de compression de 150 MPa, appliquée parallèlement au mouvement des particules, et de l'ordre de -24 m/s pour une contrainte similaire de traction appliquée perpendiculairement au mouvement des particules.

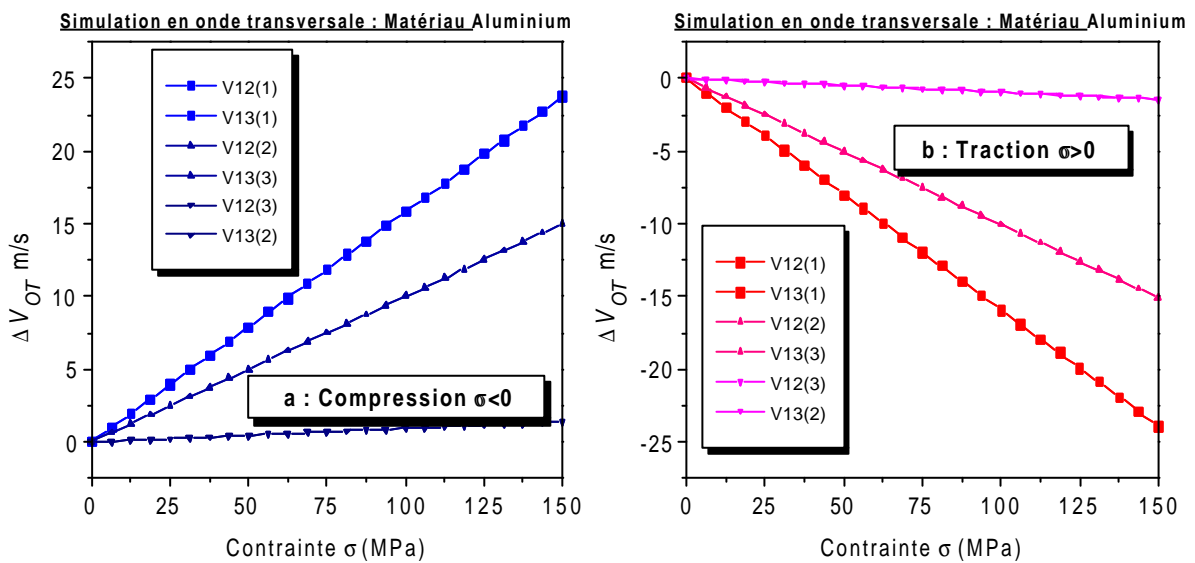


Figure II.6. Variation de la vitesse théorique de l'onde transversale polarisée ΔV_{OT} en fonction de la contrainte appliquée σ dans le cas d'un chargement axial en compression (a) et en traction (b). Cas d'un matériau en aluminium.

Conclusion

Au travers de ces résultats obtenus par des évaluations numériques des équations acoustoélastiques qui dépendent des caractéristiques physiques et acoustoélastiques du matériau, de la nature des contraintes axiales appliquées, il ressort que les vitesses des ondes ultrasonores longitudinales et transversales varient linéairement en fonction de la contrainte appliquée. L'ensemble des résultats dénote que les effets acoustoélastiques sont tributaires des directions de propagation et du mouvement des particules de l'onde considérée et de la direction du chargement mécanique.

CHAPITRE III

Etude théorique de la propagation des ondes ultrasonores dans des milieux élastiques soumis à une flexion simple

Introduction

Dans cette partie, nous nous intéressons à l'évaluation numérique des effets acoustoélastiques des ondes longitudinales et transversales polarisées linéairement se propageant dans des pièces de géométrie simple soumises à des contraintes de flexion simple. La direction de propagation de l'onde, longitudinale et transversale polarisée, est parallèle à l'axe longitudinal de l'échantillon sous flexion en trois points. Les calculs ont été réalisés selon trois zones sous charge de flexion : fibres comprimées, centrales et tendues. Pour les ondes longitudinales, les contraintes normales de flexion sont parallèles à la polarisation. Quand les ondes transversales polarisées sont utilisées, les contraintes principales de flexion sont perpendiculaires à la polarisation.

III.1. Evaluation ultrasonore en flexion simple dans les matériaux métalliques

Cette étude a été menée sur un acier de nuance C 35 retenu pour son homogénéité et ses propriétés acoustiques et mécaniques. A titre de comparaison, un autre matériau de nuance S 185 a fait l'objet de simulations numériques sous contraintes normales de flexion simple. Ces matériaux sont couramment utilisés en construction mécanique des structures et machines.

Les hypothèses suivantes sont introduites : les matériaux sont supposés linéairement élastiques, homogènes et isotropes, subissant de petites déformations résultant de l'application de charges élastiques en flexion simple.

Les contraintes induites dans un échantillon soumis à une flexion simple varient de zéro sur l'axe qui correspond à la fibre neutre, jusqu'à un maximum sur les fibres extérieures (fig.III.1).

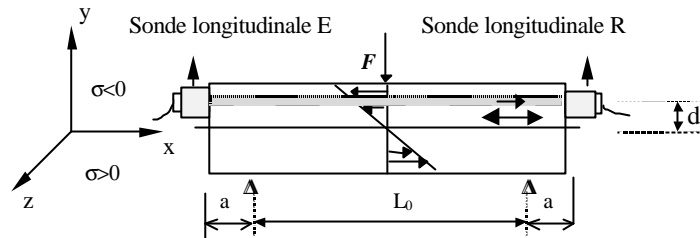


Figure III.1. Chargement par un effort concentré et représentation de l'état des contraintes de flexion pour les fibres en compression.

En étant sous contraintes, les fibres de la partie inférieure se trouvent en état d'extension et celles de la partie supérieure en état de compression. Les fibres tendues subissent des contraintes de tension dans la direction de l'axe longitudinal de la pièce, tandis que les fibres comprimées sont sous de contraintes de compression.

Pour évaluer l'effet acoustoélastique sous contraintes de flexion, nous utilisons le modèle géométrique représenté par la figure III.1. Le parcours de propagation de l'onde est $L_0 + 2a \pm \delta l$; $L_0 + 2a$ est le parcours de l'onde ultrasonore se propageant en absence de contraintes et δl représente l'allongement dans la direction de la propagation pendant l'application des contraintes élastiques de flexion. Les signes moins et plus correspondent respectivement aux états de compression et d'extension des fibres. Connaissant la longueur du parcours de l'onde se propageant dans l'échantillon, le temps de propagation en mode de la transmission est défini par :

$$\tau_\sigma = \frac{L_0 + 2a \pm \delta l}{V_\sigma} \quad (\text{III.1})$$

Où V_σ désigne la vitesse ultrasonore en état contraint.

III.1.1. Evolution de la vitesse de l'onde longitudinale rayonnée en présence de contraintes de flexion simple :

La vitesse de l'onde longitudinale sous contraintes s'exprime en fonction des constantes élastiques, de la masse volumique et de la contrainte normale de flexion par [16 et 39] :

$$V_{OL}^{(\sigma)}(x, y) = \left(\frac{\lambda + 2\mu + \chi_{OL} \sigma_x}{\rho_0} \right)^{0.5} \quad (\text{III.2})$$

$$\text{où : } \chi_{OL} = \frac{1}{3K} \left[\frac{\lambda + \mu}{\mu} (4\lambda + 10\mu + 4m) + \lambda + 2l \right]$$

La contrainte normale de flexion σ_x , agissant le long de la fibre longitudinale distante de y de l'axe neutre de la poutre, est [40] :

$$\sigma_x = \frac{F y}{2I_z} x \quad (\text{III.3})$$

Où: I_z représente le moment d'inertie autour de l'axe neutre et F constitue l'effort appliqué de flexion.

Pour concrétiser cette étude théorique, nous étudions ci-après un acier de nuance C 35 (se référer au § IV.1) caractérisé par : $\lambda = 112.35$ GPa, $\mu = 80.8$ GPa, $l = -37.5$ GPa, $m = -594$ GPa, $n = -931.5$ GPa et $\rho = 7890$ kg/m³. L'application de l'équation acoustoélastique de l'onde longitudinale $V_{OL}(x, y)$ (III.2) permet d'évaluer les vitesses dans les zones sous contraintes. Le déplacement de l'axe neutre est pris en compte pour chaque effort élastique appliqué. Cette déflexion s'exprime par [40]:

$$v_x = -\frac{1}{48} \frac{F}{EI} (3L_0^2 x - 4x^3) \quad (\text{III.4})$$

Notons que l'expression (III.4) comprend le module d'élasticité longitudinal E et le moment de l'inertie I.

Considérons le cas où l'axe acoustique de la sonde dans le plan Oxy est situé à $d = +5$ mm. Pour illustration, la figure III.2a illustre les contraintes de compression le long de l'axe x de l'échantillon et ce pour un effort de flexion de 4 kN. Cette position correspond à la fibre comprimée.

Pour l'étude des fibres tendues, nous considérons que l'axe acoustique central de la sonde, dans le plan Oxy, est positionné à $d = -5$ mm. Pour les fibres centrales, l'axe longitudinal de la sonde se trouve à $d=0$. La figure III.2b indique l'évolution des contraintes de traction le long de l'axe de l'échantillon ; alors que la figure III.2c montre la contrainte selon la fibre neutre de l'échantillon sous charge.

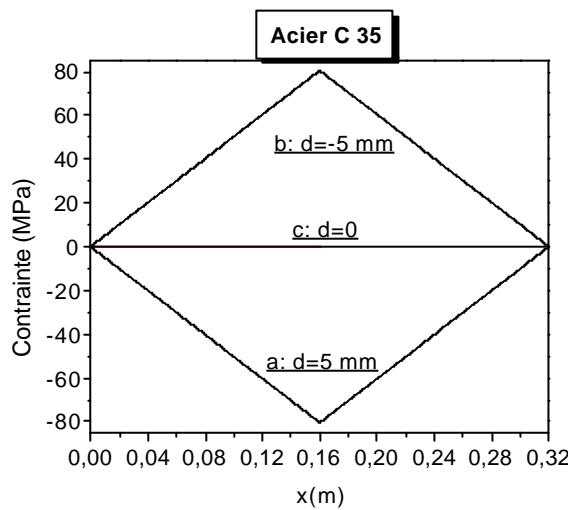


Figure III.2. Variation des contraintes le long de l'axe x de l'échantillon pour un effort de flexion de 4 kN.

Le temps de propagation de l'onde longitudinale en état contraint est décrit comme suit [23,39] :

$$\tau_{\sigma} = 2 \int_0^{L_0/2} \frac{dx}{V_{OL}^{(\sigma)}(x, y = d + v_x)} = 2 \int_0^{L_0/2} \left(\frac{\rho_0}{\lambda + 2\mu + \chi_{OL} \sigma_x} \right)^{0.5} dx \quad (III.5)$$

Nous devons noter que dans l'expression III.5, le paramètre y représente la position relative par rapport à la fibre neutre ; il est égal à $y = d + v_x$, d : étant la position latérale des transducteurs.

La vitesse moyenne dans la zone sous contrainte de flexion est exprimée par :

$$V_{OL}^{(\sigma)} = \frac{L_0 + 2a \pm \delta l}{\tau_\sigma} \quad (\text{III.6})$$

Où δl est l'allongement total :

$$\delta l = \frac{2}{E} \int_0^{L_0/2} \sigma_x dx \quad (\text{III.7})$$

$\pm \delta l$ représente l'allongement élastique dans la direction de propagation de l'onde étudiée en présence de l'effort de flexion. Les signes moins et plus correspondent respectivement aux fibres comprimées et tendues.

La variation de la vitesse de l'onde longitudinale ultrasonore en présence de contraintes de flexion est :

$$\Delta V_{OL} = V_{OL}^{(\sigma)} - V_{OL}^{(0)} \quad (\text{III.8})$$

Où :

$$V_{OL}^{(0)} = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho_0}}$$

est la vitesse de l'onde longitudinale en absence de contraintes.

Le calcul permet d'obtenir les variations de la vitesse de l'onde de compression $\Delta V_{OL} = V_{OL}^{(\sigma)} - V_{OL}^{(0)}$ en fonction de l'effort de flexion F et ce pour trois cas : fibres comprimées, tendues et centrales. Pour les fibres supérieures en état de la compression ($\sigma < 0$), nous notons une augmentation de la vitesse de l'onde longitudinale (fig.III.3a). Pour les fibres inférieures, dans état de tension ($\sigma > 0$), nous obtenons une diminution de la vitesse de l'onde longitudinale (fig.III.3b). Quand l'axe du transducteur est placé sur l'axe longitudinal de l'échantillon ($\sigma = 0$), nous obtenons une augmentation très faible de la vitesse de l'onde de compression pendant la charge (fig.III.3c).

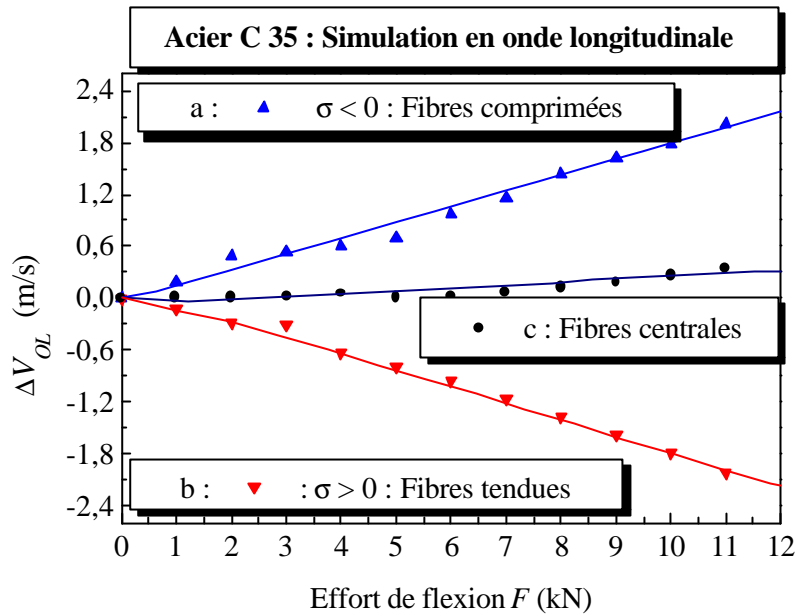


Figure III.3. Variations des vitesses ultrasonores de l'onde longitudinale en fonction de l'effort appliqué de flexion : $\Delta V_{OL} = f(F)$ pour l'acier C 35.

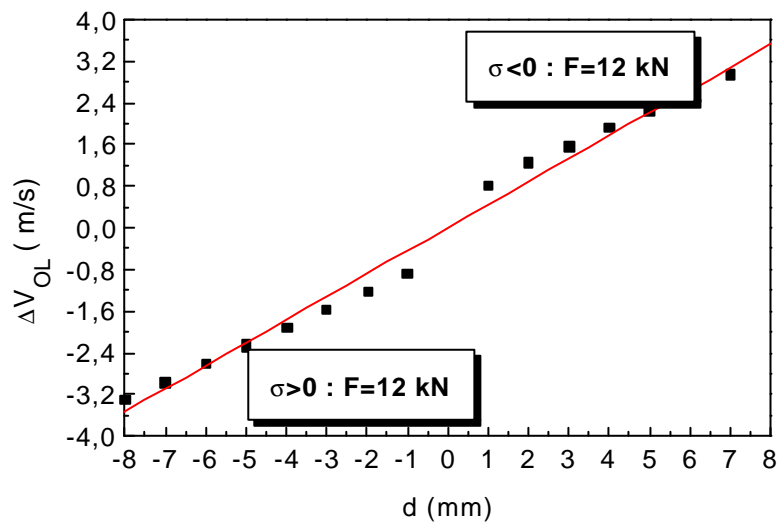


Figure III.4. Variations des vitesses de l'onde ultrasonore longitudinale en fonction des positions latérales de sondage du transducteur "d" dans le matériau C 35.

La figure III.4 montre la variation des vitesses de l'onde ultrasonore longitudinale pour différentes valeurs de la position latérale de sondage du transducteur "d" dans le matériau C 35. La courbe révèle que la réponse simulée du transducteur est presque linéaire et elle augmente en fonction de la position latérale de sondage.

Concernant l'influence de la position latérale de sondage "d", la figure III.5 montre les variations simulées du temps de vol de l'onde longitudinale en fonction de l'effort de flexion F dans le cas des fibres comprimées et tendues dans le matériau C 35.

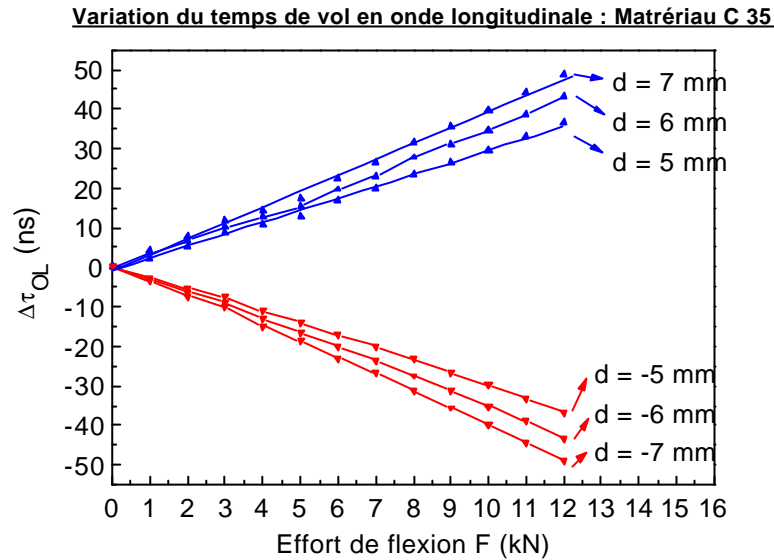


Figure III.5. Variations du temps de propagation de l'onde longitudinale en fonction de l'effort de flexion F pour différentes positions latérales de sondage des fibres comprimées et tendues dans le matériau C 35.

III.1.2. Evolution de la vitesse de l'onde transversale polarisée rayonnée en présence de contraintes de flexion simple :

La vitesse de cisaillement en fonction des constantes élastiques sous contraintes de flexion est donnée par [16 et 39] :

$$V_{OT}^{(\sigma)}(x, y) = \left(\frac{\mu + \chi_{OT} \sigma_x}{\rho_0} \right)^{0.5} \quad \text{(III.9)}$$

Comme dans le cas précédent, le temps de vol de l'onde transversale dans la zone sous contraintes s'exprime par [23,39]:

$$\tau_{\sigma} = 2 \int_0^{L_0/2} \frac{dx}{V_{OT}^{(\sigma)}(x, y = d + v_x)} = 2 \int_0^{L_0/2} \left(\frac{\rho_0}{\mu + \chi_{OT} \sigma_x} \right)^{0.5} dx \quad (III.10)$$

Où: $\chi_{OT} = \frac{1}{3K} \left[4\lambda + 4\mu + m + \frac{n\lambda}{4\mu} \right]$

La variation de la vitesse de l'onde de cisaillement en présence de contraintes de flexion :

$$\Delta V_{OT} = V_{OT}^{(\sigma)} - V_{OT}^{(0)} \quad (III.11)$$

Où :

$V_{OT}^{(0)} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho_0}}$ représente la vitesse de l'onde de cisaillement en absence de contraintes.

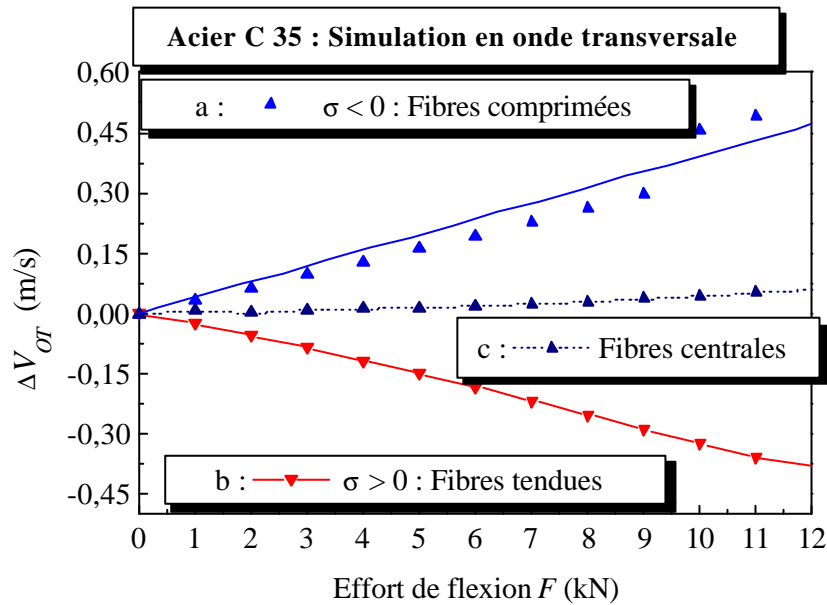


Figure III.6. Variations des vitesses de l'onde ultrasonore transversale polarisée en fonction de l'effort appliqué de flexion : $\Delta V_{OT} = f(F)$ pour l'acier C 35.

Ainsi, le calcul permet d'obtenir les variations de la vitesse de l'onde de cisaillement $\Delta V_{OT} = V_{OT}^{(\sigma)} - V_{OT}^{(0)}$ en fonction de l'effort de flexion F . Pour les fibres supérieures en état de compression ($\sigma < 0$), nous notons une légère augmentation de la vitesse de l'onde transversale (fig.III.6a). Pour les fibres inférieures en état de tension ($\sigma > 0$), nous remarquons une légère

diminution de la vitesse de l'onde transversale polarisée (fig.III.6b). Quand l'axe du transducteur est placé sur l'axe neutre de l'échantillon ($\sigma=0$), nous obtenons une très petite diminution de la vitesse de l'onde transversale pendant la charge (fig.III.6c).

III.1.3. Evaluations acoustoélastiques en ondes longitudinales et transversales polarisées rayonnées en présence de contraintes de flexion dans un matériau métallique S 185

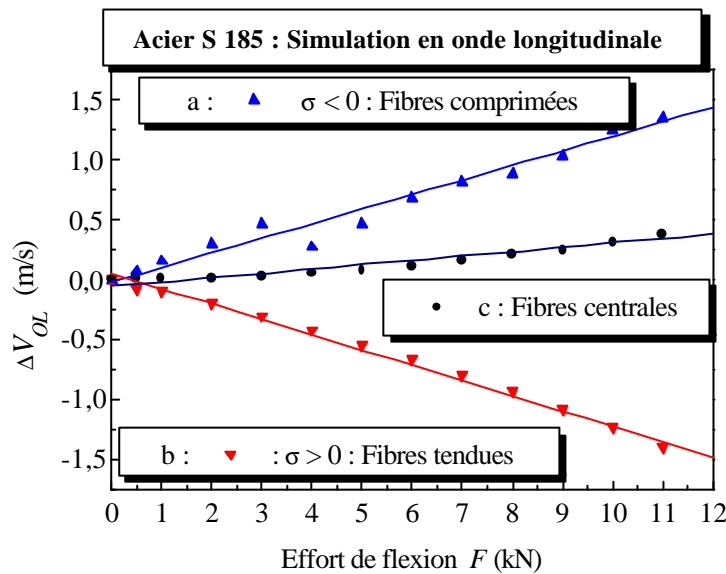


Figure III.7. Variations des vitesses de l'onde ultrasonore longitudinale en fonction de l'effort appliqué de flexion : $\Delta V_{OL} = f(F)$ pour l'acier S 185.

Le comportement acoustoélastique du matériau S 185 pour les différents états de contraintes des fibres comprimées, tendues et centrales est décrit par la figure III.7. Les courbes obtenues sont semblables à celles observées avec le matériau C 35 (voir fig.III.3).

La figure III.8 représente l'effet acoustoélastique relatif aux ondes transversales polarisées. Dans ce présent cas, les variations de vitesse en fonction de l'effort sont en opposition par rapport au matériau C 35 (voir fig.III.4).

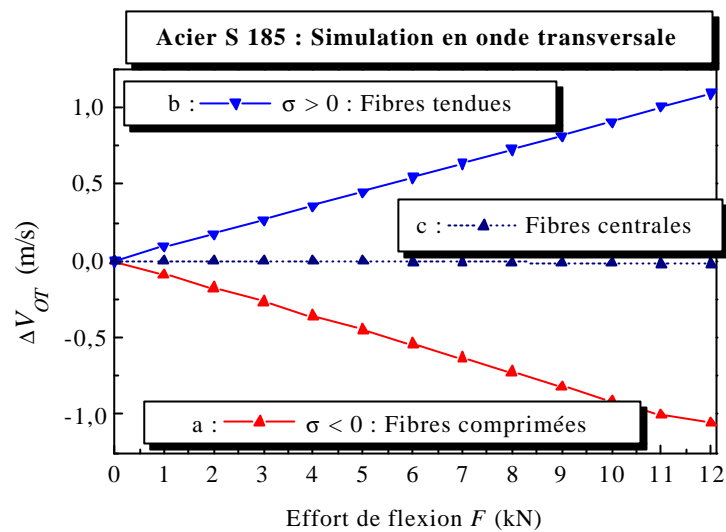


Figure III.8. Variations des vitesses de l'onde ultrasonore transversale polarisée en fonction de l'effort appliqué de flexion : $\Delta V_{OT} = f(F)$ pour l'acier S 185.

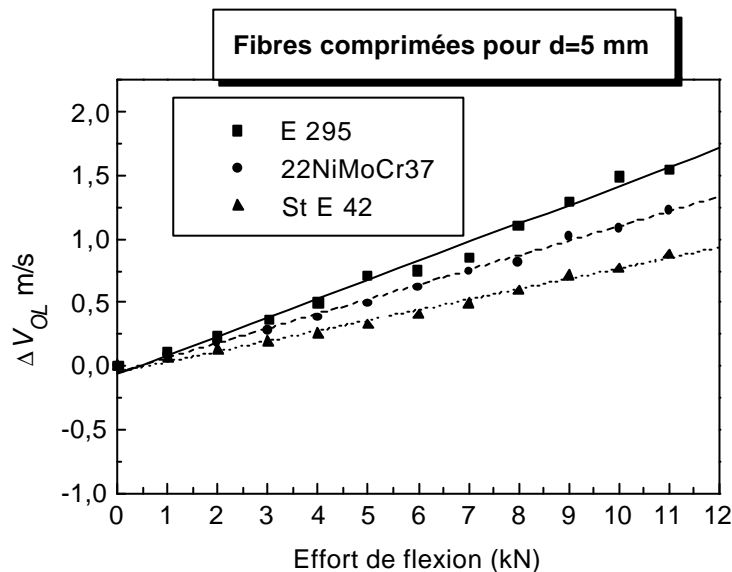


Figure III.9. Variations des vitesses des ondes ultrasonores longitudinales en fonction de l'effort appliqué de flexion : $\Delta V_{OL} = f(F)$ pour divers matériaux métalliques [41].

D'autres matériaux, comme "St. E42, 22NiMoCr37" [41] et E 295 (voir tableau III.1), ont fait l'objet d'une étude acoustoélastique. Les figures III.9 et III.10 illustrent respectivement les variations simulées des ondes ultrasonores longitudinales et transversales en fonction des efforts appliqués de flexion. Les tendances d'évolution sont partiellement identiques aux résultats obtenus avec les aciers C 35 et S 185.

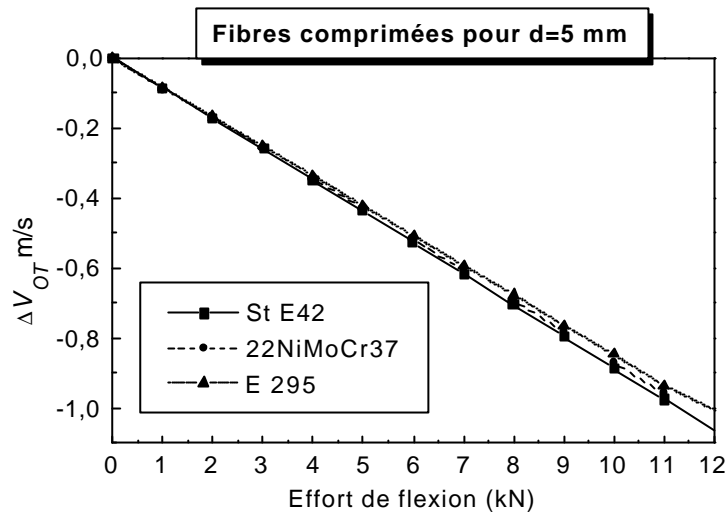


Figure III.10. Variations des vitesses des ondes ultrasonores transversales polarisées en fonction de l'effort appliqué de flexion : $\Delta V_{OT} = f(F)$ pour divers matériaux métalliques [41].

Acier	λ (GPa)	μ (GPa)	L (GPa)	m (GPa)	n (GPa)	ρ (kg/m ³)
StE42 [41]	110.4	81.4	-48.3	-501	-639.6	7800
22NiMoCr37 [41]	109.1	81.9	-196.4	-520.2	-656.5	7850
E 295	110	83	-251	-519	-656	7800

Tableau III.1. Constantes de Lamé et de Murnaghan pour divers matériaux métalliques.

III.2. Simulation numérique des signaux ultrasonores en présence de contraintes élastiques de flexion simple

Pour évaluer l'effet acoustoélectrique en ondes longitudinales et transversales, nous réalisons une simulation numérique basée sur le modèle géométrique présenté à la figure III.1. Le calcul de la différence du temps de parcours permet de déterminer la variation de la vitesse de propagation de l'onde ultrasonore et ce en prenant en compte la déformation élastique du matériau. Les réponses acoustoélectriques fournies par les sondes ultrasonores représentent la

valeur moyenne de la contrainte exercée sur la surface de la sonde réceptrice. Cette réponse est simulée numériquement par un découpage de la surface de l'élément sensible du transducteur récepteur en i tranches. Chaque tranche de la surface rayonnée prend en compte la déflexion de la poutre, la contrainte locale et la position moyenne de la fibre sondée. Cette méthode permet de calculer numériquement le temps moyen de propagation de l'onde en fonction de l'effort de flexion appliqué.

III.2.1. Etude de l'effet de moyennage de la surface du transducteur récepteur en onde longitudinale

Pour évaluer l'effet acoustoélastique en onde longitudinale, nous utilisons le modèle géométrique présenté à la figure III.1. Pour une position donnée de l'axe de la sonde ultrasonore, les évaluations acoustoélastiques ont été réalisées dans trois zones correspondant aux fibres comprimées, centrales et tendues.

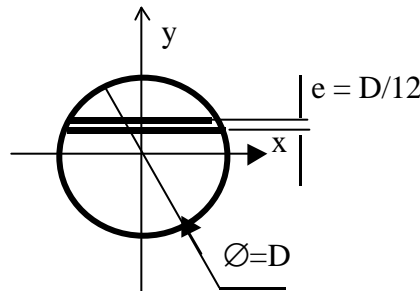


Figure III.11. Mode de découpage de la surface rayonnée de l'élément acoustique de diamètre D .

Les réponses acoustoélectriques fournies par les sondes ultrasonores représentent la valeur moyenne de la contrainte exercée sur la surface de la sonde réceptrice. Cette réponse est simulée numériquement par un découpage de la surface sensible du transducteur, en pondérant la contribution relative de chaque tranche de la surface rayonnée et en prenant en compte la déflexion de la poutre, la contrainte locale et la position moyenne de la fibre sondée. Le signal moyenné $S_{\alpha}(t)$ se compose d'une série de signaux transmis dans les différentes fibres sous contraintes $S_{\alpha}(t)$. Pour prendre en compte ce phénomène, nous procédons au découpage de la surface rayonnée de l'élément sensible en i tranches selon la figure III.11.

Dans une première approche, nous découpons la surface de l'élément sensible en 12 tranches (i=1 à 12 tranches). Par conséquent, le signal ultrasonore émis par chaque surface acoustique rayonnée $s_{\sigma_i}(t)$ sera pondéré par un coefficient k_{y_i} exprimé par :

$$k_{y_i} = \frac{2}{3\pi D} \sqrt{R^2 - Y_i^2} \quad (\text{III.12})$$

Où : Y_i désigne la position latérale en ordonnée de la tranche étudiée.

Tenant compte de l'influence de la contrainte normale $\sigma_x(y)$ et de la déflexion $v_x(y)$, le temps de vol moyen sous charge est calculé selon l'expression suivante :

$$\tau_{\sigma_i} = 2 \int_0^{L_0/2} \frac{dx}{V_{OL}^{(\sigma)}(x, y = d \pm \frac{D}{12}i + v_x)} \quad (\text{III.13})$$

Ainsi, pour une position donnée de l'axe central de la sonde d , le calcul de la variation du temps de vol sous charge de flexion peut être obtenu à partir de cette relation :

$$\Delta\tau_i = \tau_0 - \tau_{\sigma_i} \quad (\text{III.14})$$

où : τ_0 constitue le temps de vol en absence de contraintes.

Pour la simulation des signaux en absence de contraintes, nous proposons un signal ultrasonore d'une onde longitudinale reçue de la forme :

$$s_0(t) = S_0 \exp(-at) \sin \omega t \quad (\text{III.15})$$

En présence d'une contrainte donnée pour $y=cte$, le signal de l'onde reçue s'exprime par :

$$s_{\sigma_i}(t) = S_0 \exp[-(at \pm \beta \Delta\tau_i)^2] \sin \omega(t \pm \Delta\tau_i) \quad (\text{III.16})$$

Ainsi, ce signal moyenné s'exprime par :

$$s_{\sigma}(t) = S_0 \sum_{i=1}^{12} k_{y_i} \exp\left[-(at \pm \beta \Delta\tau_i)^2\right] \sin \omega(t \pm \Delta\tau_i) \quad (\text{III.17})$$

Notons que l'expression (III.17) constitue la valeur moyenne du signal détecté sur la surface du transducteur récepteur. Dans cette simulation, le temps de propagation concerne uniquement la zone sous contraintes ; localisée entre les deux appuis de l'échantillon sous charge. Pour concrétiser cette étude théorique, nous présentons ci-après, pour un diamètre du transducteur $D = 12$ mm, un exemple de simulation numérique appliqué au matériau C 35.

III.2.1.1. Simulation des signaux émis en onde longitudinale

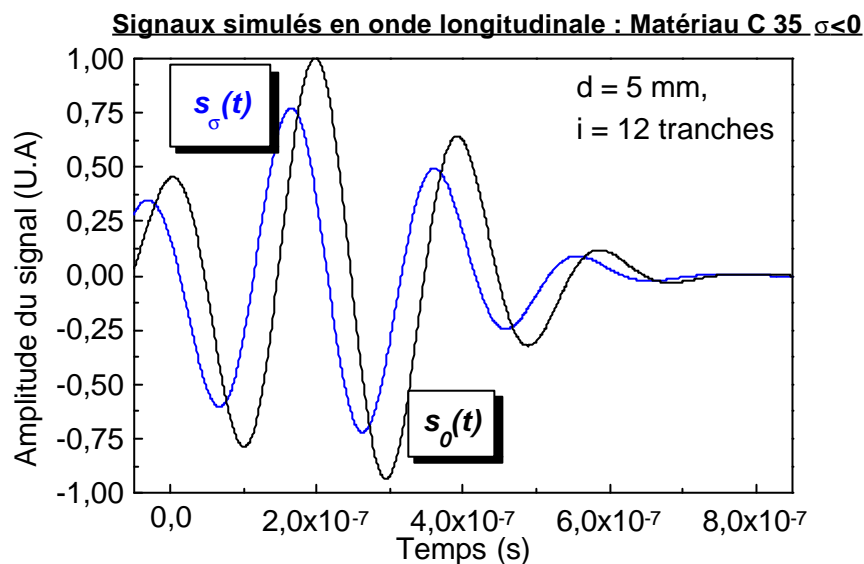


Figure III.12. Signaux simulés des ondes ultrasonores longitudinales $S(t)$ avant et $S_{\sigma}(t)$ pendant chargement lors de la caractérisation des fibres comprimées du matériau C 35 ($\sigma < 0$, $d=5$ mm) pour un effort de flexion de 12 kN.

Nous présentons à la figure III.12 les signaux simulés numériquement dans la zone des fibres en état de compression ($\sigma < 0$, $d=5$ mm). Une avance du signal de l'onde longitudinale sous charge $S_{\sigma}(t)$ est confirmée encore. Une atténuation de l'amplitude de l'ordre de 25% se produit également.

Pour les fibres centrales ($d=0$), les signaux simulés numériquement sont indiqués à la figure III.13. Selon cette figure, aucun retard des signaux n'est apparent.

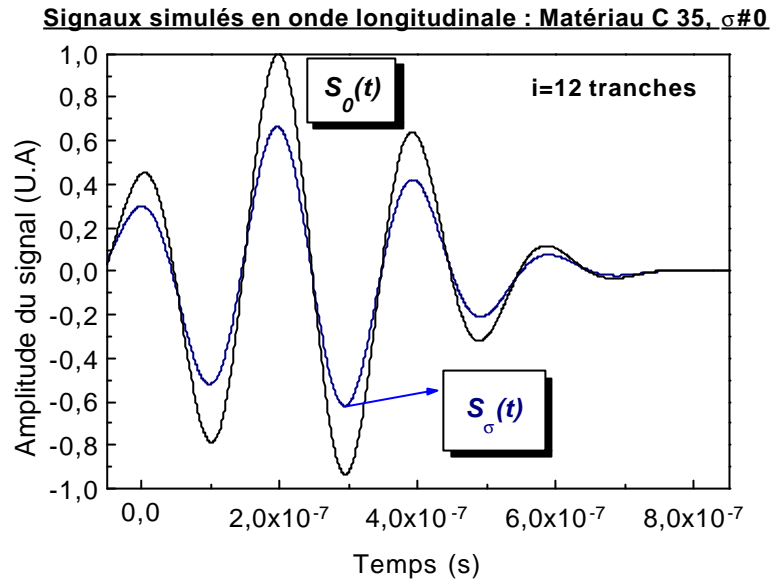


Figure III.13. Signaux simulés des ondes ultrasonores longitudinales $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant chargement lors de la caractérisation des fibres centrales du matériau C 35 pour un effort de flexion de 12 kN.

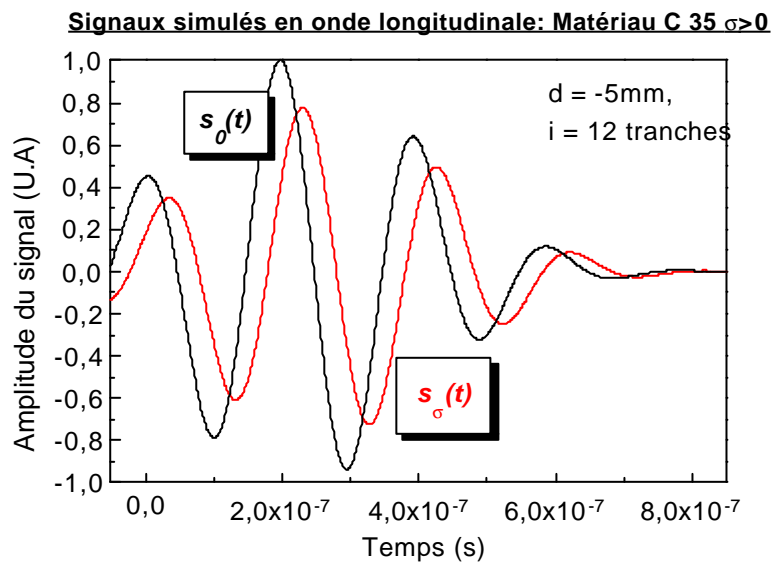


Figure III.14. Signaux simulés des ondes ultrasonores longitudinales $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant chargement lors de la caractérisation des fibres tendues du matériau C 35 ($\sigma > 0$, $d = -5$ mm) pour un effort de flexion de 12 kN.

y(mm)	-0.5	0.5	1.5	2.5	3.5	4.5	5.5	6.5	7.5	8.5	9.5	10.5
$\Delta\tau_i * 10^{-9}$ s	-7.2	3.8	13.1	17.8	24.3	29.6	35.5	40.9	46.7	52.3	57.9	63.5

Tableau III.2. Variation moyenne du temps de vol dans le cas des fibres comprimées en fonction de la position du centre de la tranche simulée.

y(mm)		0.5	1.5	2.5	3.5	4.5	5.5
$\sigma < 0$	$\Delta\tau$ (s)	$3.8 \cdot 10^{-9}$	$13.1 \cdot 10^{-9}$	$17.8 \cdot 10^{-9}$	$24.3 \cdot 10^{-9}$	$29.6 \cdot 10^{-9}$	$35.5 \cdot 10^{-9}$
y(mm)		-0.5	-1.5	-2.5	-3.5	-4.5	-5.5
$\sigma > 0$	$\Delta\tau$ (s)	$-7.2 \cdot 10^{-9}$	$-12.9 \cdot 10^{-9}$	$-18.5 \cdot 10^{-9}$	$-24.2 \cdot 10^{-9}$	$-29.8 \cdot 10^{-9}$	$-35.5 \cdot 10^{-9}$

Tableau III.3. Variation moyenne du temps de vol dans le cas des fibres centrales en fonction de la position du centre de la tranche simulée.

Notons qu'en fonction de la position du centre de la tranche simulée, les tableaux III.2, III.3 et III.4 fournissent respectivement les variations moyennes du temps de vol dans le cas des fibres comprimées, centrales et tendues.

y(mm)	-10.5	-9.5	-8.5	-7.5	-6.5	-5.5	-4.5	-3.5	-2.5	-1.5	-0.5	+0.5
$\Delta\tau_i * 10^{-9}$ (s)	-63.8	-58.1	-52.4	-46.8	-41.1	-35.5	-29.8	-24.2	-18.5	-12.9	-7.2	2.4

Tableau III.4. Variation moyenne du temps de vol dans le cas des fibres tendues en fonction de la position du centre de la tranche simulée.

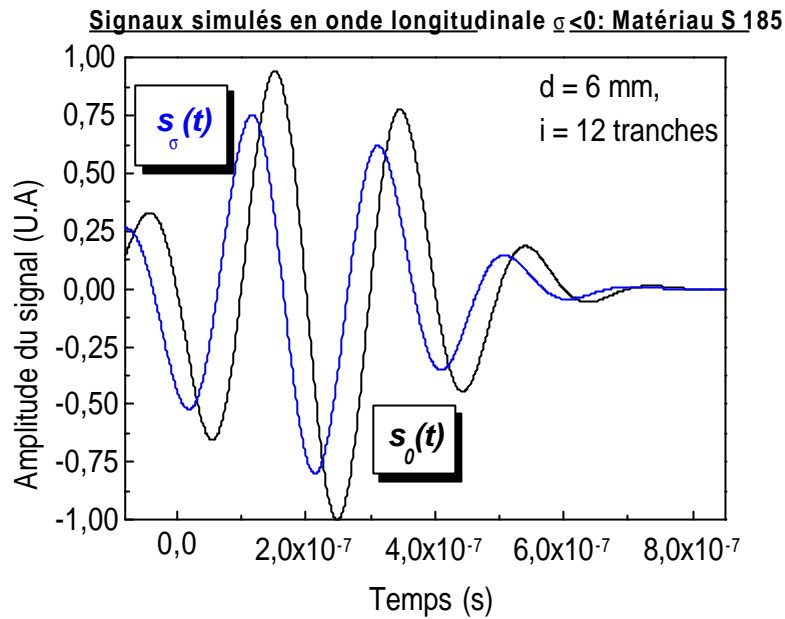


Figure III.15. Signaux simulés des ondes ultrasonores longitudinales $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant chargement lors de la caractérisation des fibres comprimées du matériau S 185 ($\sigma < 0$, $d=6 \text{ mm}$) pour un effort de flexion de 12 kN.

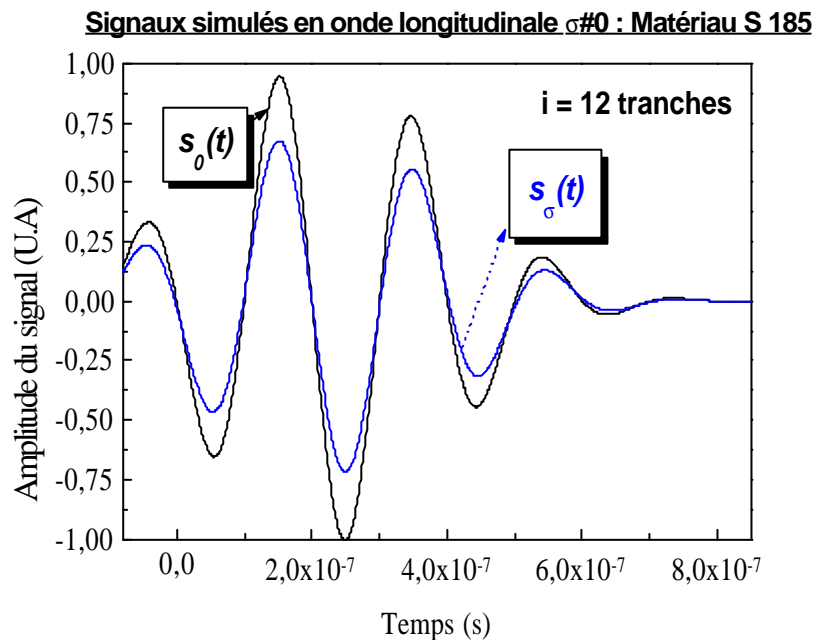


Figure III.16. Signaux simulés des ondes ultrasonores longitudinales $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant chargement lors de la caractérisation des fibres centrales du matériau S 185 pour un effort de flexion de 12 kN.

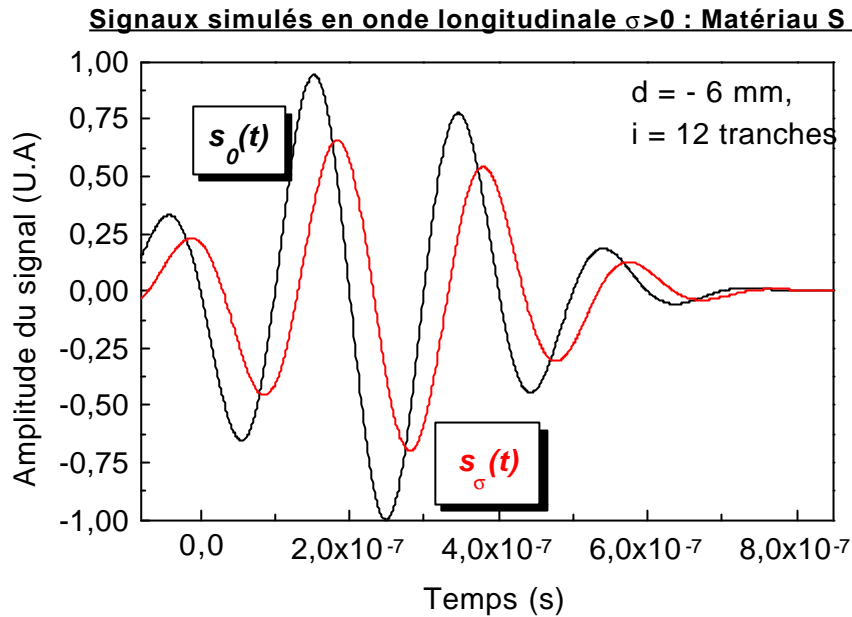


Figure III.17. Signaux simulés des ondes ultrasonores longitudinales $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant chargement lors de la caractérisation des fibres tendues du matériau S 185 ($\sigma > 0$, $d = -6$ mm) pour un effort de flexion de 12 kN.

A titre de comparaison pour un autre matériau de nuance S 185, nous proposons également une simulation numérique des signaux des ondes longitudinales lors de la caractérisation des différentes fibres (fig.III.15, III.16 et III.17).

III.2.2. Etude de l'effet de moyennage de la surface du transducteur récepteur en onde transversale de polarisation rectiligne

Pour le calcul du temps de vol de l'onde transversale, nous utilisons l'expression suivante :

$$\tau_{\sigma i} = 2 \int_0^{L_0/2} \frac{dx}{V_{OT}^{(\sigma)}(x, y = d \pm \frac{D}{12}i + v_x)} \quad (\text{III.18})$$

Pour respecter la symétrie du plan de chargement mécanique par rapport au plan de polarisation rectiligne de l'onde transversale [42-43], le matériau simulé (C 35) aura une

géométrie de parallélépipède. Par conséquent, pour un chargement mécanique élastique adéquat, nous retenons une position latérale de sondage $d = \pm 10$ mm et un effort de flexion de 50 kN.

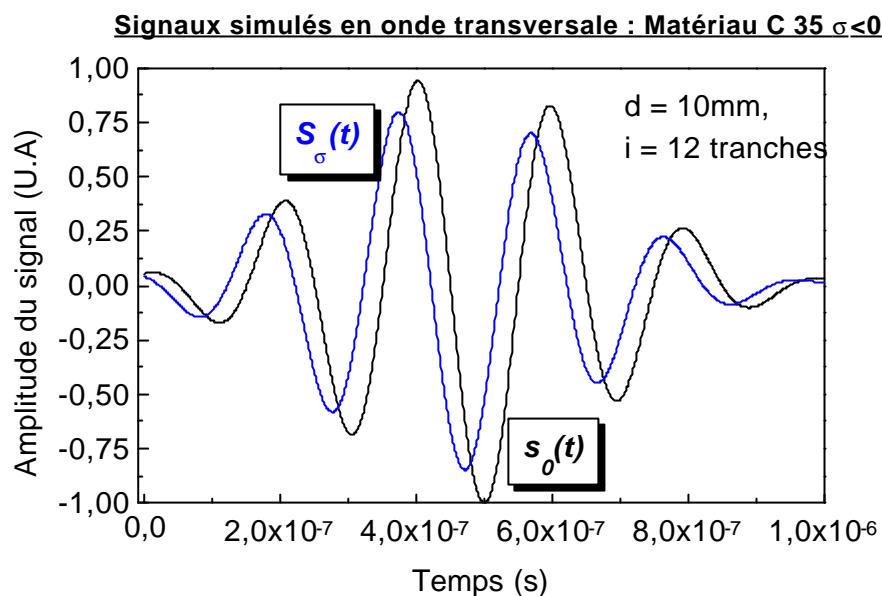


Figure III.18. Signaux simulés des ondes ultrasonores transversales $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant chargement lors de la caractérisation des fibres comprimées du matériau C 35 ($\sigma < 0$, $d = 10$ mm) pour un effort de 50 kN.

Nous présentons à la figure III.18 les signaux simulés numériquement pour les fibres en état de compression ($\sigma < 0$, $d = 10$ mm). Une réduction du temps de vol du signal de l'onde transversale polarisée sous charge $S_\sigma(t)$ est apparente. L'atténuation de l'amplitude de l'onde est de l'ordre de 25%.

y(mm)	4.5	5.5	6.5	7.5	8.5	9.5	10.5	11.5	12.5	13.5	14.5	15.5
$\Delta\tau_i \cdot 10^{-9}$ (s)	13.6	16.3	18.9	21.6	24.3	27	30.5	32.4	35.1	37.8	40.4	43.1

Tableau III.5. Variation moyenne du temps de vol dans le cas des fibres comprimées en fonction de la position du centre de la tranche simulée en onde transversale.

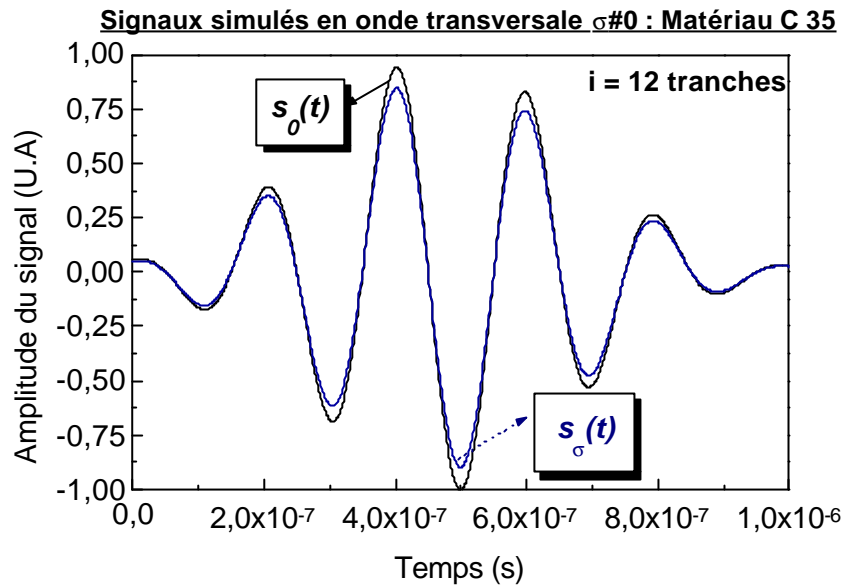


Figure III.19. Signaux simulés des ondes ultrasonores transversales $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant chargement lors de la caractérisation des fibres centrales du matériau C 35 pour un effort de 50 kN.

Pour les fibres centrales ($d=0$), les signaux simulés numériquement sont indiqués à la figure III.19. Selon la présente figure, aucun retard des signaux n'est palpable.

y(mm)	-0.5	-1.5	-2.5	-3.5	-4.5	-5.5
$\sigma < 0, \Delta\tau(s)$	$-2.4 \cdot 10^{-9}$	$-5.1 \cdot 10^{-9}$	$-7.8 \cdot 10^{-9}$	$-10.5 \cdot 10^{-9}$	$-13.1 \cdot 10^{-9}$	$-15.8 \cdot 10^{-9}$
y(mm)	0.5	1.5	2.5	3.5	4.5	5.5
$\sigma > 0, \Delta\tau(s)$	$2.8 \cdot 10^{-9}$	$5.5 \cdot 10^{-9}$	$7.2 \cdot 10^{-9}$	$10.9 \cdot 10^{-9}$	$13.6 \cdot 10^{-9}$	$16.3 \cdot 10^{-9}$

Tableau III.6. Variation moyenne du temps de vol dans le cas des fibres centrales en fonction de la position du centre de la tranche simulée en onde transversale.

y(mm)	-4.5	-5.5	-6.5	-7.5	-8.5	-9.5	-10.5	-11.5	-12.5	-13.5	-14.5	-15.5
$\Delta\tau_i \cdot 10^{-9}$ (s)	-13.1	-15.8	-18.4	-21.1	-23.8	-26.5	-29.2	-31.9	-34.5	-37.2	-39.9	-42.9

Tableau III.7. Variation moyenne du temps de vol dans le cas des fibres tendues en fonction de la position du centre de la tranche simulée en onde transversale.

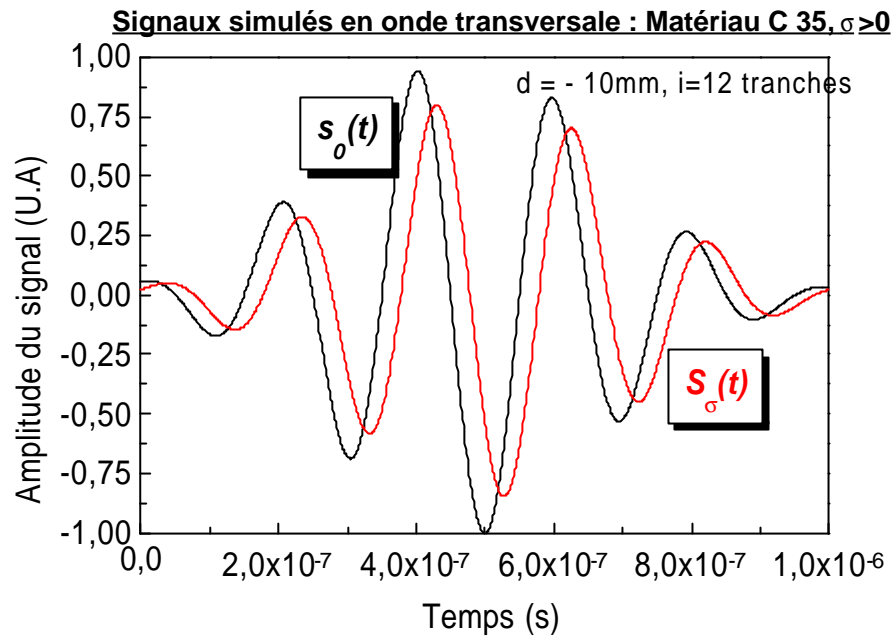


Figure III.20. Signaux simulés des ondes ultrasonores transversales $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant chargement lors de la caractérisation des fibres tendues du matériau C 35 ($\sigma > 0$, $d = -10$ mm) pour un effort de flexion de 50 kN.

La figure III.20 indique l'allure des signaux simulés numériquement pour les fibres tendues ($\sigma > 0$, $d = -10$ mm). Comme dans les cas précédents, il se produit un allongement du temps de vol de l'onde transversale sous charge.

Remarquons qu'en fonction de la position du centre de la tranche simulée, les tableaux III.5, III.6 et III.7 dressent respectivement les variations moyennes du temps de vol dans le cas des fibres comprimées, centrales et tendues.

Pour des matériaux de caractéristiques définies, cette méthode montre les possibilités d'évaluer numériquement l'effet acoustoélectrique en flexion. En calculant le temps moyen de propagation de l'onde en fonction de l'effort de flexion appliqué, nous avons simulé l'effet acoustoélectrique en flexion. Cette méthode ultrasonore révèle une réelle potentialité pour évaluer les propriétés acoustoélectriques des milieux déformés élastiquement par des contraintes variables.

III.3. Influence de l'effet de moyennage de la surface rayonnée en présence des contraintes élastiques de flexion simple

III.3.1. Etude de l'effet de moyennage de la surface rayonnée du transducteur récepteur en onde longitudinale

La figure III.21 illustre les signaux simulés des ondes ultrasonores longitudinales $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant chargement lors de la caractérisation des fibres comprimées du matériau C 35 ($\sigma < 0$, $d=5,6$ et 7 mm). Selon cette figure, le temps de vol sous charge subit des avances proportionnelles aux valeurs des positions latérales de sondage "d". Pour le même diamètre ($D = 12$ mm), la comparaison des signaux des figures A et B montre respectivement des écarts d'avance des temps de vol sous charge de 7.10^{-9} et 5.10^{-9} secondes. L'analyse de ces signaux indique aussi que les amplitudes des signaux de l'onde longitudinale sous charge sont réduites respectivement de 25% et 18% environ.

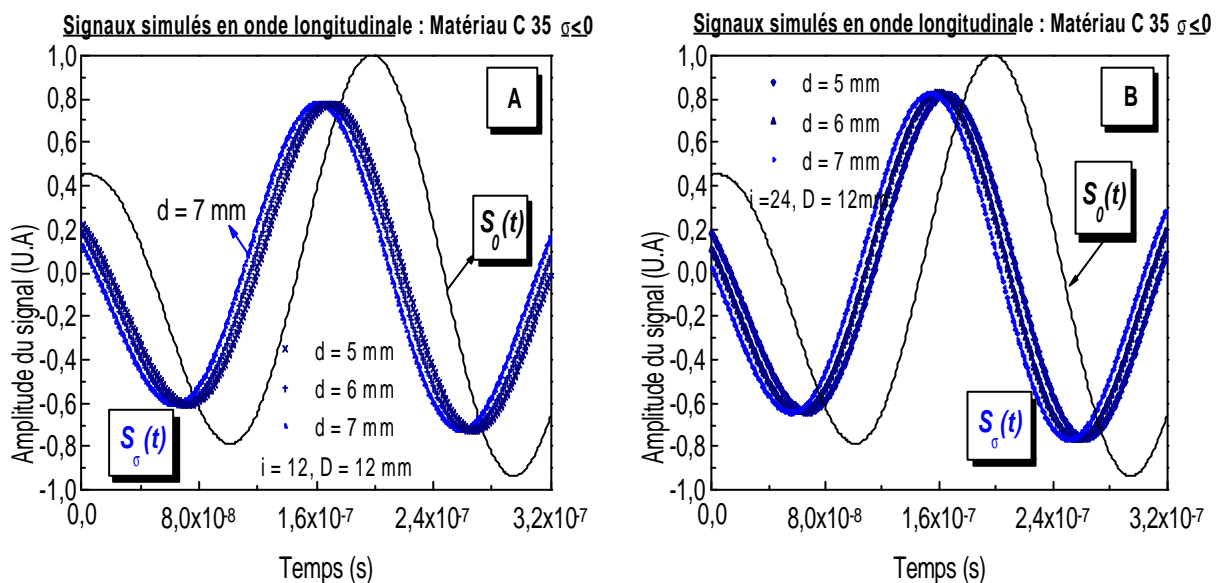


Figure III.21. Signaux simulés des ondes ultrasonores longitudinales $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant le chargement lors de la caractérisation des fibres comprimées du matériau C 35 pour deux valeurs de moyennage 12 et 24 tranches.

La simulation des fibres centrales (fig.III.22) montre l'absence de tout retard des signaux avant et pendant charge. A titre particulier, l'exploration des fibres centrales a été réalisée aussi avec un autre nombre de tranches i de 6. L'analyse de ces signaux montre que l'atténuation de l'amplitude de l'onde augmente avec la réduction de l'effet de moyennage. Dans le cas d'un moyennage $i = 4$ tranches, la diminution de l'amplitude est de l'ordre de 50%.

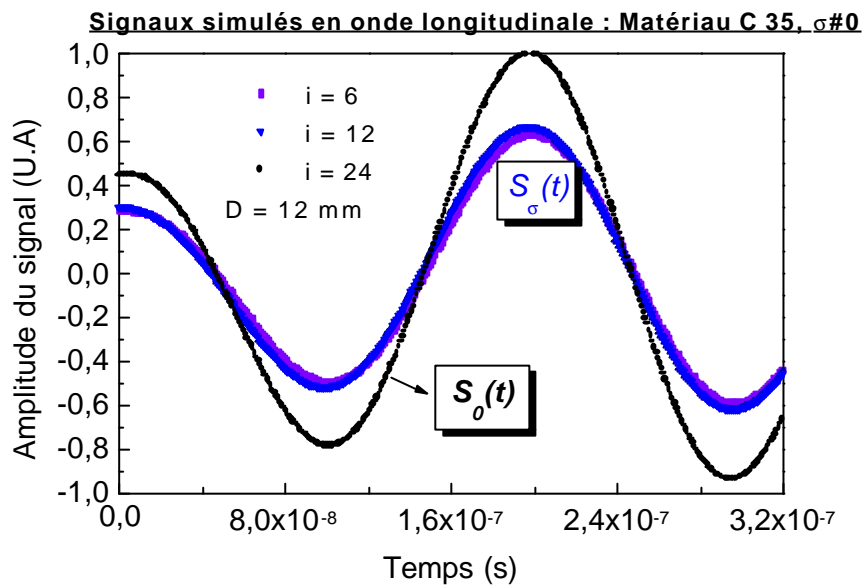


Figure III.22. Signaux simulés des ondes ultrasonores longitudinales $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant le chargement lors de la caractérisation des fibres centrales du matériau C 35 pour différentes valeurs de moyennage 6, 12 et 24 tranches.

La figure III.23 indique les signaux simulés des ondes ultrasonores longitudinales $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant chargement lors de la caractérisation des fibres tendues du matériau C 35 ($\sigma > 0$, $d = -5, -6$ et -7 mm). Pour un diamètre similaire $D = 12$ mm, la comparaison des signaux montre respectivement des écarts d'avance des temps de vol sous charge de $5 \cdot 10^{-9}$ et $6 \cdot 10^{-9}$ secondes. Quant aux amplitudes des signaux sous charge, elles se réduisent respectivement de l'ordre de 23% et 18%.

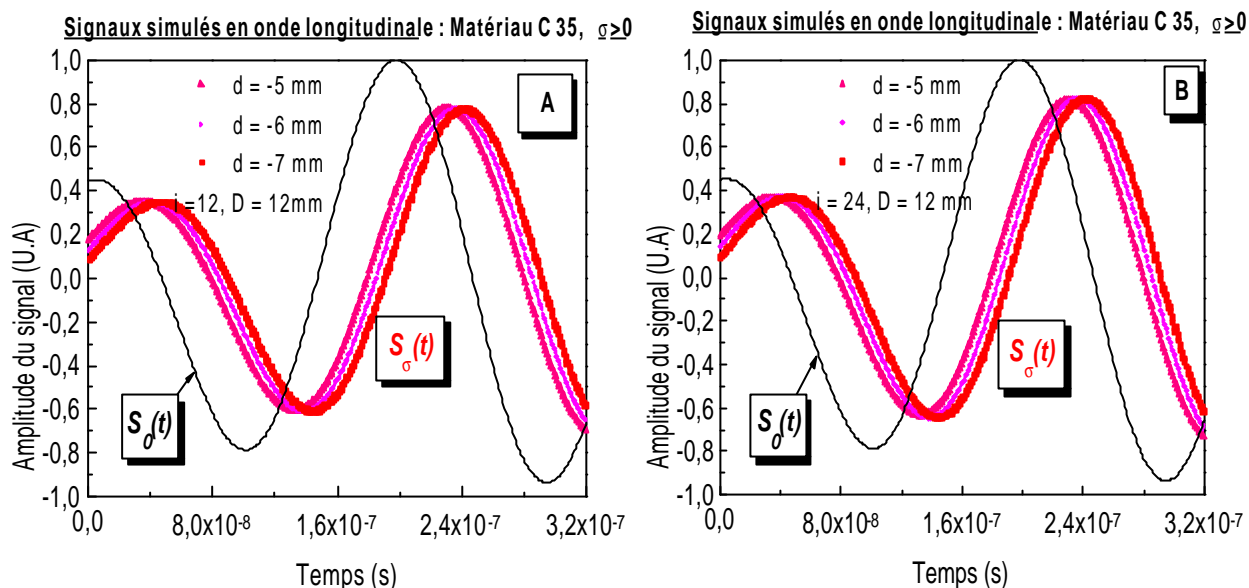


Figure III.23. Signaux simulés des ondes ultrasonores longitudinales $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant le chargement lors de la caractérisation des fibres tendues du matériau C 35 pour deux valeurs de moyennage 12 et 24 tranches.

III.3.2. Etude de l'effet de moyennage du transducteur récepteur en onde transversale

La figure III.24. illustre les signaux simulés des ondes ultrasonores transversales $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant chargement lors de la caractérisation des fibres comprimées du matériau C 35 ($\sigma < 0$, $d=10,12$ et 14 mm). Pour un diamètre D de 12 mm, la comparaison des signaux montre respectivement une avance sous charge de l'ordre de $5 \cdot 10^{-9}$ et $6 \cdot 10^{-9}$ s. Quant à l'atténuation des signaux de l'onde transversale, les amplitudes subissent respectivement des réductions de 20% et 14% .

Pour $d = 14$ mm, il y a lieu de noter une avance moyenne de la variation du temps de vol de l'ordre de $39 \cdot 10^{-9}$ s entre les signaux simulés des ondes ultrasonores transversales $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant chargement.

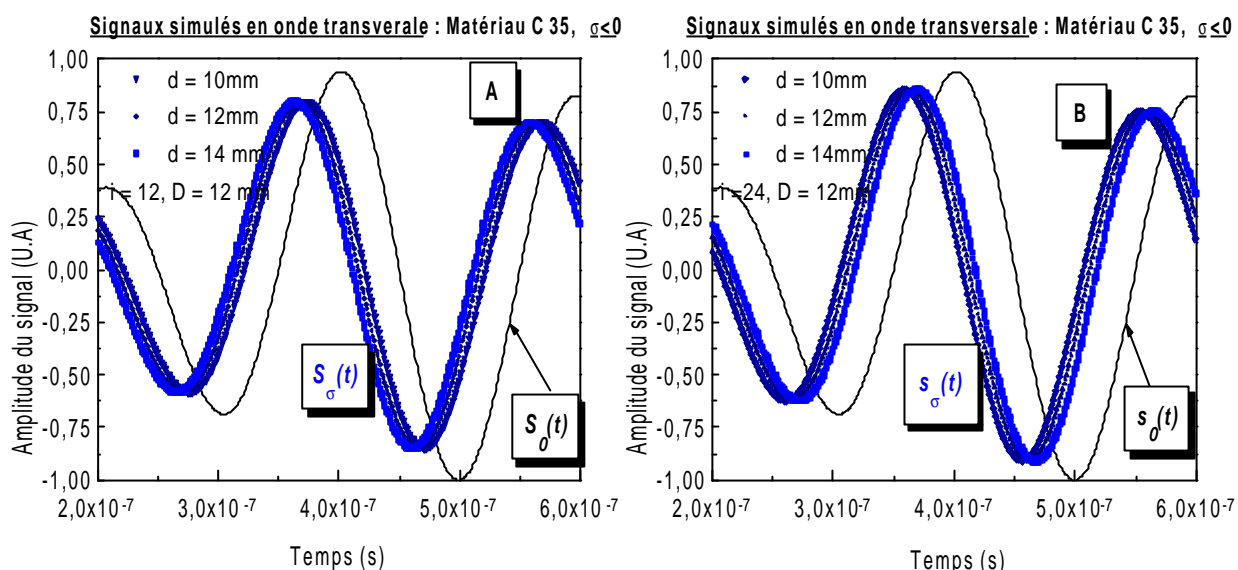


Figure III.24. Signaux simulés des ondes ultrasonores transversales polarisées $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant le chargement lors de la caractérisation des fibres comprimées du matériau C 35 pour deux valeurs de moyennage 12 et 24 tranches.

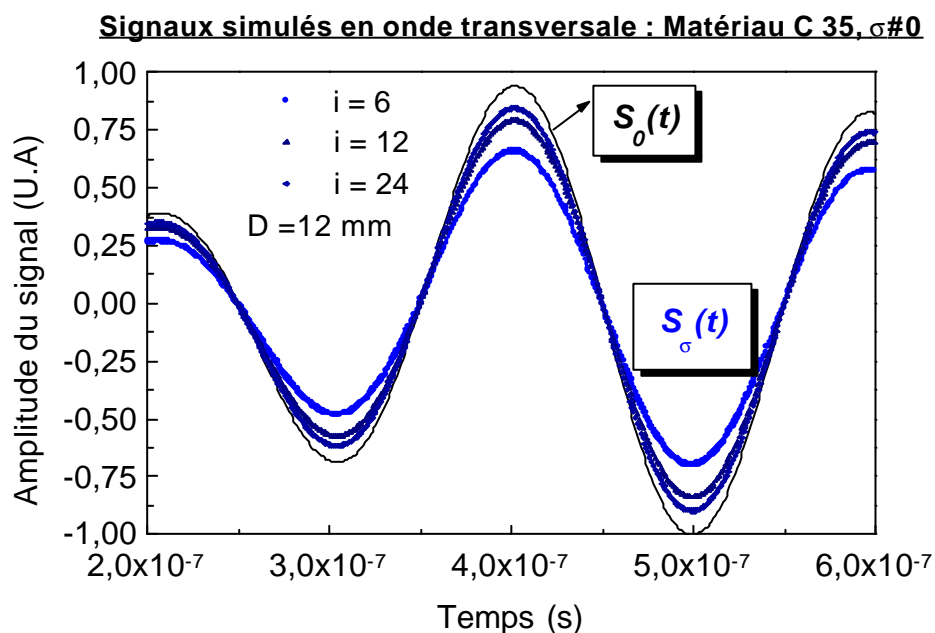


Figure III.25. Signaux simulés des ondes ultrasonores transversales $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant le chargement lors de la caractérisation des fibres centrales du matériau C 35 pour différentes valeurs de moyennage.

Nous montrons à la figure III.25 les signaux simulés des ondes ultrasonores transversales polarisées $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant chargement lors de la caractérisation des fibres centrales du matériau C 35. Comme dans le cas précédent, la simulation des fibres centrales a été réalisée aussi avec un autre nombre de tranches de 6. Les résultats obtenus indiquent que l'atténuation de l'amplitude de l'onde augmente avec la réduction du nombre de tranches. Pour $i=6$ tranches, l'atténuation est de l'ordre de 50%. Sous charge mécanique, aucun retard des signaux n'est perceptible.

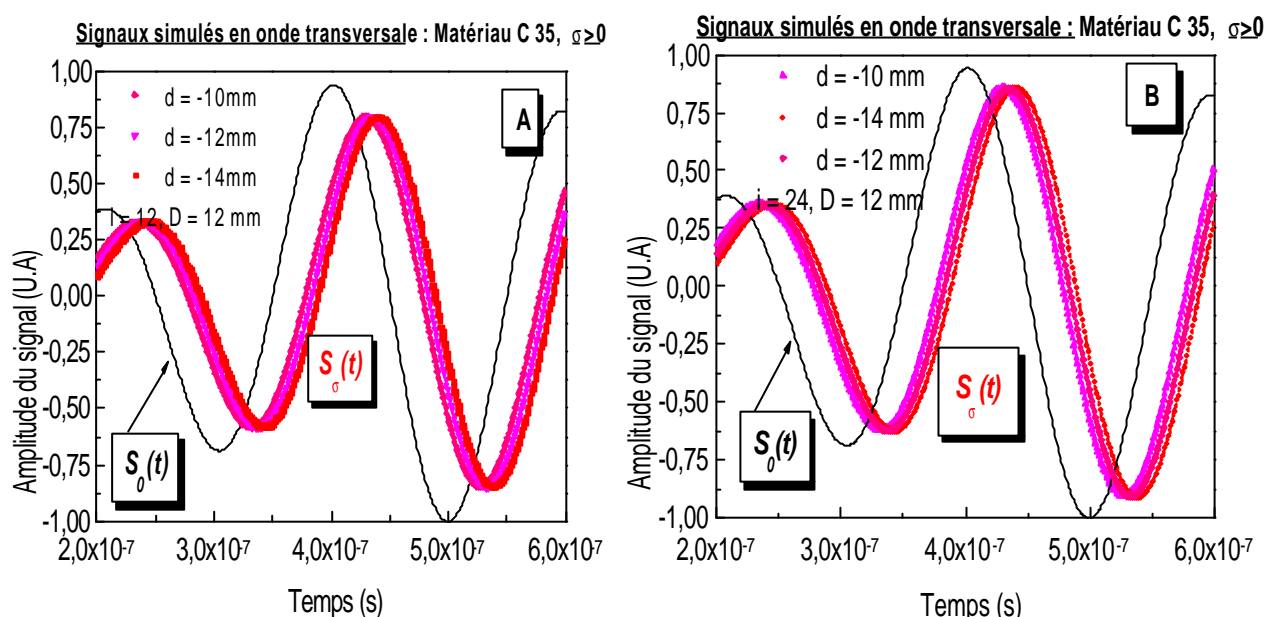


Figure III.26. Signaux simulés des ondes ultrasonores transversales polarisées $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ le pendant chargement lors de la caractérisation des fibres tendues dans le matériau C 35 pour deux valeurs de moyennage 12 et 24 tranches.

La figure III.26. décrit les signaux simulés des ondes ultrasonores transversales polarisées $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant chargement lors de la caractérisation des fibres tendues du matériau C 35 ($\sigma > 0$, $d = -10, -12$ et -14 mm). Pour un diamètre semblable $D = 12$ mm, la comparaison des signaux montre respectivement un retard sous charge de l'ordre de $5 \cdot 10^{-9}$ et $6 \cdot 10^{-9}$ s. Pour l'atténuation du signal de l'onde, l'amplitude est réduite respectivement de 20% et 15%. Pour $d = -14$ mm, le retard moyen du temps de vol est de $39 \cdot 10^{-9}$ s entre les signaux simulés des ondes ultrasonores transversales $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant chargement.

Pour conclure, en présence de contraintes de flexion, toute augmentation du moyennage de la surface rayonnée d'un transducteur s'accompagne d'une atténuation de l'amplitude du signal pondéré de l'onde étudiée. Notons aussi que le moyennage n'a pas d'influence sur les temps de vol.

III.4. Influence de la géométrie du transducteur sur les réponses acousto-électriques simulées en présence des contraintes élastiques de flexion simple

Cette partie d'étude traite de l'influence de la géométrie du transducteur sur les réponses acousto-électriques simulées en présence de contraintes élastiques de flexion simple. Pour ce faire, nous étudions deux types de géométrie de l'élément sensible : un disque et une lame. Pour la simulation des signaux ultrasonores des ondes longitudinales et transversales reçues en absence et présence de contraintes, nous étudions l'influence de deux diamètres : 3 et 6 mm. Pour un diamètre donné du transducteur récepteur, nous étudions l'influence du moyennage de la surface rayonnée dans le cas de nombre de tranches 6 et 12. Dans le cas du transducteur circulaire, le signal ultrasonore reçu par chaque surface acoustique rayonnée $s_{\alpha}(t)$ sera pondéré par un coefficient de pondération k_{yi} .

III.4.1. Etude de l'influence de la géométrie du transducteur à onde longitudinale sur les réponses acousto-électriques en flexion simple

III.4.1.1. Géométrie du transducteur en forme de disque à onde longitudinale

La simulation du sondage des fibres comprimées et tendues se fera respectivement avec $d = 6$ mm et $d = -6$ mm. Les figures III.27 et III.28 illustrent les signaux simulés et pondérés des ondes ultrasonores longitudinales $S_0(t)$ avant et $S_{\alpha}(t)$ pendant chargement lors de la caractérisation des fibres comprimées du matériau C 35 ($\sigma < 0$, $d=6$). En outre, ces figures indiquent aussi une atténuation des signaux respectivement de 28 % et 16% par rapport au signal avant charge. De ce fait, la géométrie des transducteurs de taille réduite conduit à des atténuations semblables aux cas étudiés dans le paragraphe §III.3.1.

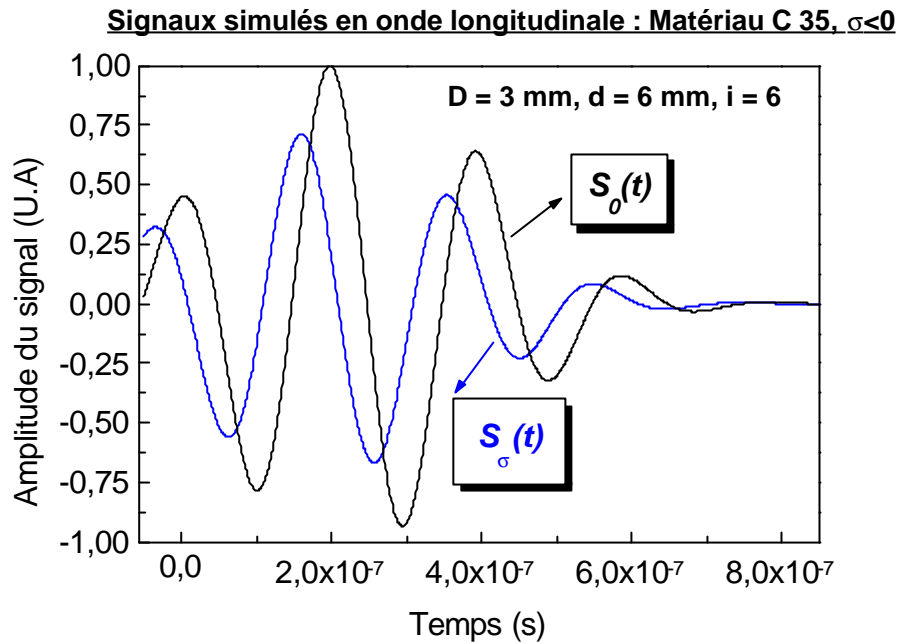


Figure III.27. Signaux simulés pondérés des ondes ultrasonores longitudinales $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant chargement lors de la caractérisation des fibres comprimées du matériau C 35 pour $D = 3 \text{ mm}$, $d = 6 \text{ mm}$ et un moyennage en six tranches.

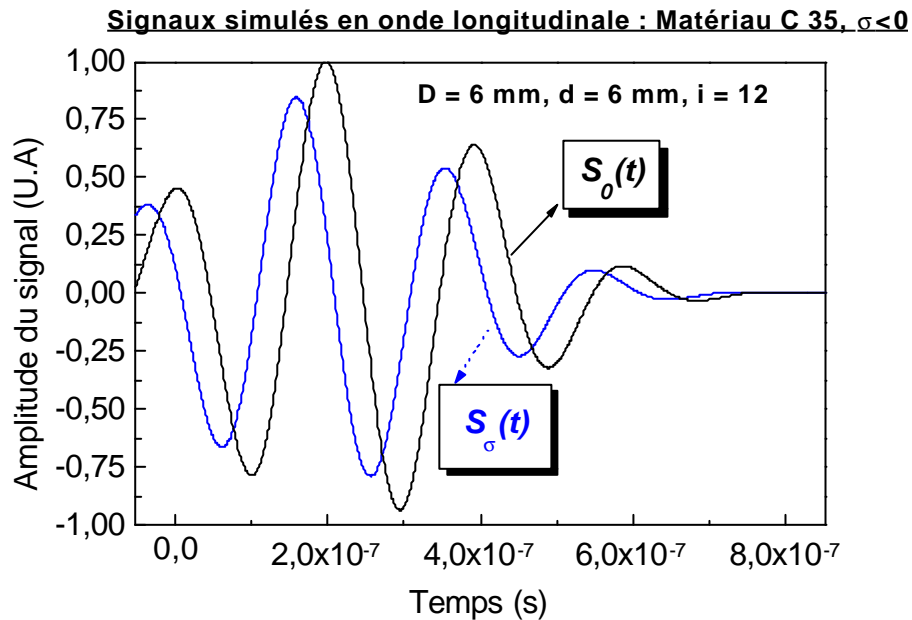


Figure III.28. Signaux simulés pondérés des ondes ultrasonores longitudinales $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant chargement lors de la caractérisation des fibres comprimées du matériau C 35 pour $D = 6 \text{ mm}$, $d = 6 \text{ mm}$ et un moyennage en douze tranches.

Quant aux figures III.29. et III.30, elles montrent les signaux simulés pondérés des ondes ultrasonores longitudinales $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant chargement lors de la caractérisation des fibres tendues du matériau C 35 ($\sigma > 0$, $d = -6$ mm).

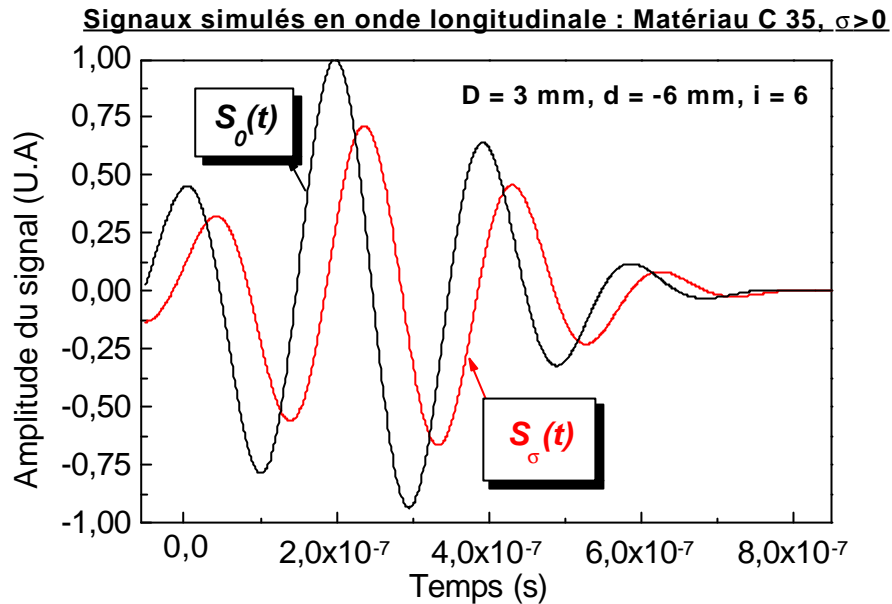


Figure III.29. Signaux simulés pondérés des ondes ultrasonores longitudinales $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant le chargement lors de la caractérisation des fibres tendues du matériau C 35 pour $D = 3$ mm, $d = -6$ mm et un moyennage en six tranches.

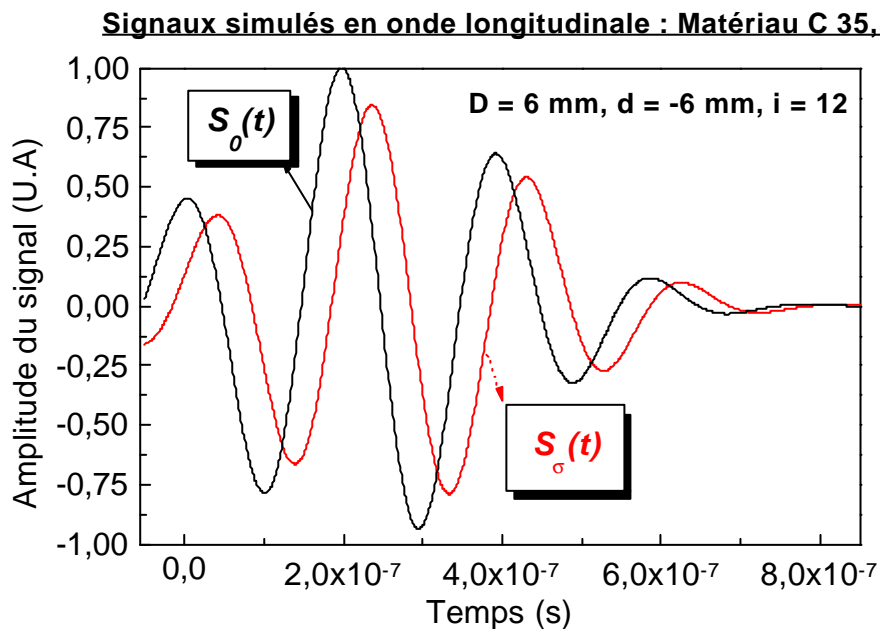


Figure III.30. Signaux simulés pondérés des ondes ultrasonores longitudinales $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant le chargement lors de la caractérisation des fibres tendues du matériau C 35 pour $D = 6$ mm, $d = -6$ mm et un moyennage en 12 tranches.

Ces figures manifestent respectivement une atténuation de 29 % et 16% par rapport au signal en absence de charge. De ce fait, la géométrie des transducteurs de taille réduite conduit à des atténuations comparables aux cas étudiés dans le paragraphe § III.3.1.

En conclusion, pour les diamètres de disque de taille réduite, les signaux simulés de l'onde longitudinale, se propageant dans les fibres comprimées et tendues, présentent des niveaux d'atténuation analogues en comparaison aux diamètres courants.

III.4.1.2. Géométrie du transducteur en forme de lame à onde longitudinale

La figure III.31. illustre les signaux simulés non pondérés des ondes ultrasonores longitudinales $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant chargement lors de la caractérisation des fibres comprimées du matériau C 35 ($\sigma < 0$, $d = 6$ mm). Le signal reçu, moyenné en douze tranches décrit une faible atténuation de 18% de niveau comparable au paragraphe § III.3.1.

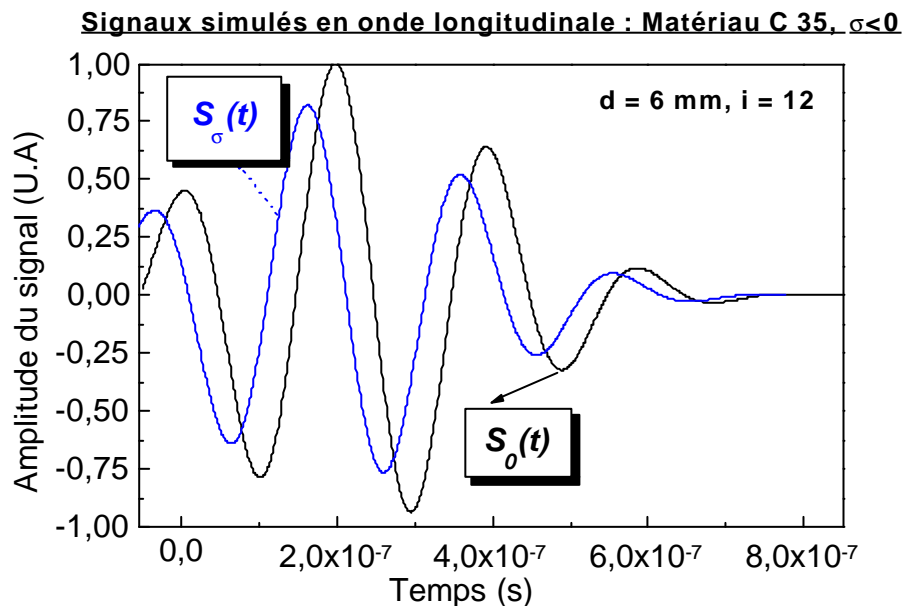


Figure III.31. Signaux simulés non pondérés des ondes ultrasonores longitudinales $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant le chargement lors de la caractérisation des fibres comprimées du matériau C 35 pour une position de sondage $d = 6$ mm et un moyennage en douze tranches.

Quant à la figures III.32, elle montre les signaux simulés non pondérés des ondes ultrasonores longitudinales $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant chargement lors de la caractérisation des fibres tendues du matériau C 35 ($\sigma > 0$, $d = -6$). Comme dans le cas précédent, le signal reçu, moyenné en douze tranches, montre aussi une faible atténuation de l'ordre de 18%.

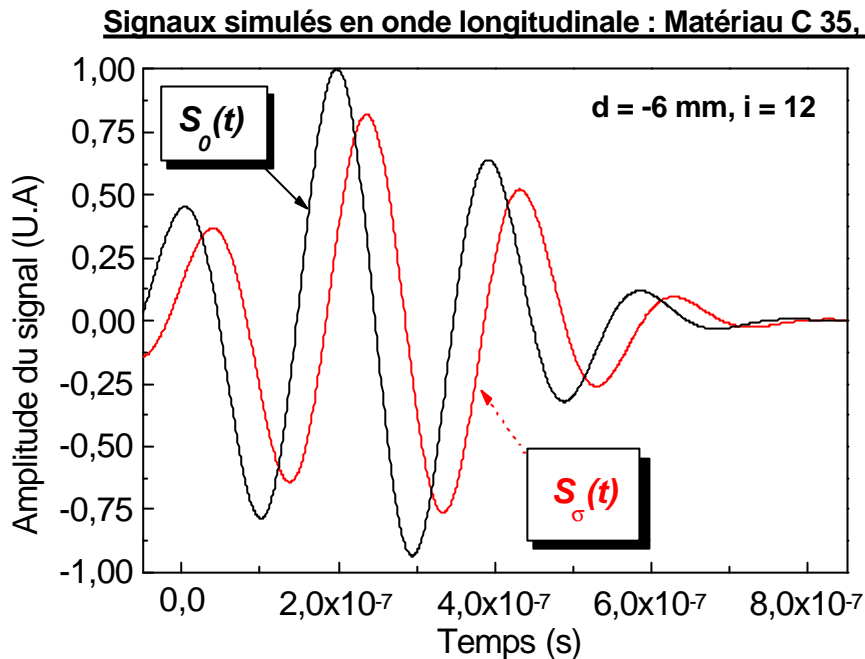


Figure III.32. Signaux simulés non pondérés des ondes ultrasonores longitudinales $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant le chargement lors de la caractérisation des fibres tendues du matériau C 35 pour une position de sondage $d = -6 \text{ mm}$ et un moyennage en douze tranches.

III.4.2. Etude de l'influence de la géométrie du transducteur à onde transversale sur les réponses acoustoélectriques en flexion simple

III.4.2.1. Géométrie du transducteur en forme de disque à onde transversale polarisée

Les figures III.33. et III.34 illustrent les signaux simulés pondérés des ondes ultrasonores transversales $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant chargement lors de la caractérisation des fibres comprimées du matériau C 35 ($\sigma < 0$, $d = 12 \text{ mm}$). Ces deux figures fournissent respectivement une atténuation de 33% et 24%. De ce fait, les diamètres de disque de taille

réduite influent sur l'effet de moyennage par une atténuation légèrement supérieure en comparaison au paragraphe § III.3.2.

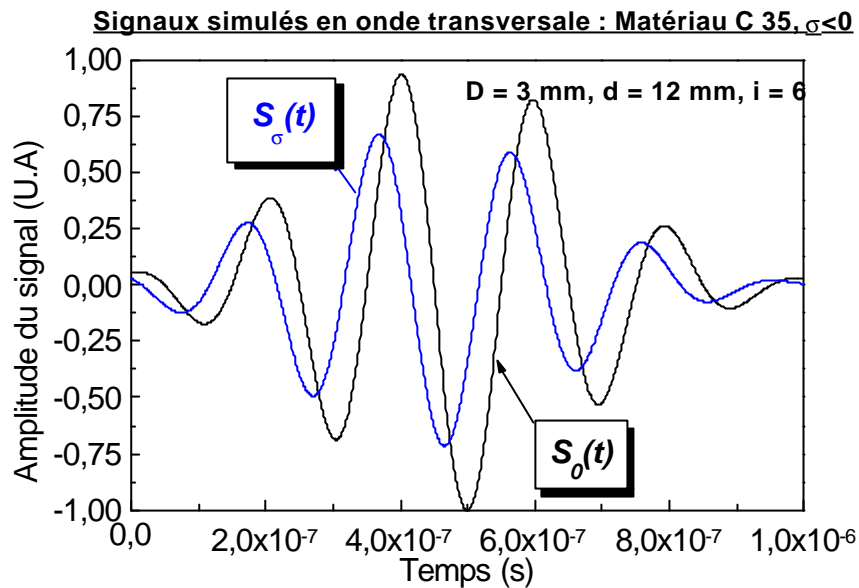


Figure III.33. Signaux simulés pondérés des ondes ultrasonores transversales polarisées $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant le chargement lors de la caractérisation des fibres comprimées du matériau C 35 pour $D = 3$ mm, $d = 12$ mm et un moyennage en six 6 tranches.

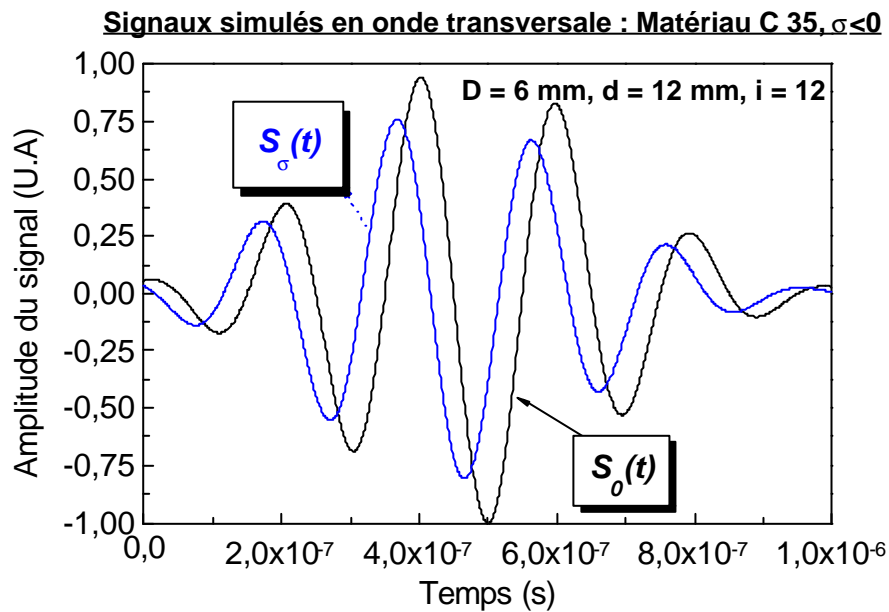


Figure III.34. Signaux simulés pondérés des ondes ultrasonores transversales polarisées $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant le chargement lors de la caractérisation des fibres comprimées du matériau C 35 pour $D = 6$ mm, $d = 12$ et un moyennage en douze tranches.

Quant aux figures III.35. et III.36, elles montrent les signaux simulés pondérés des ondes ultrasonores transversales polarisées $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant chargement lors de la caractérisation des fibres tendues du matériau C 35 ($\sigma > 0$, $d = -12$ mm).

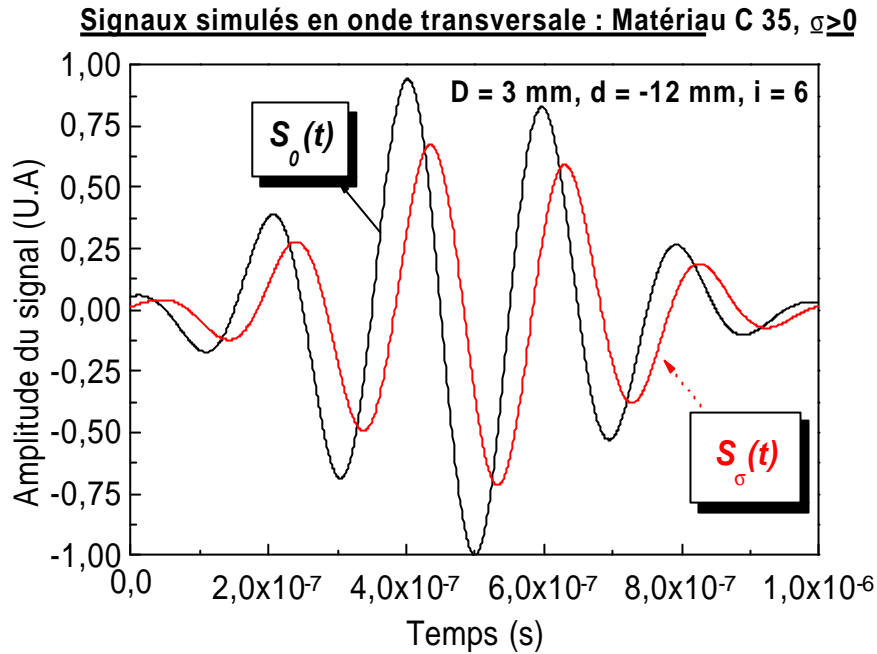


Figure III.35. Signaux simulés pondérés des ondes ultrasonores transversales polarisées $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant chargement lors de la caractérisation des fibres tendues du matériau C 35 pour $D = 3$ mm, $d = -12$ mm et un moyennage en six tranches.

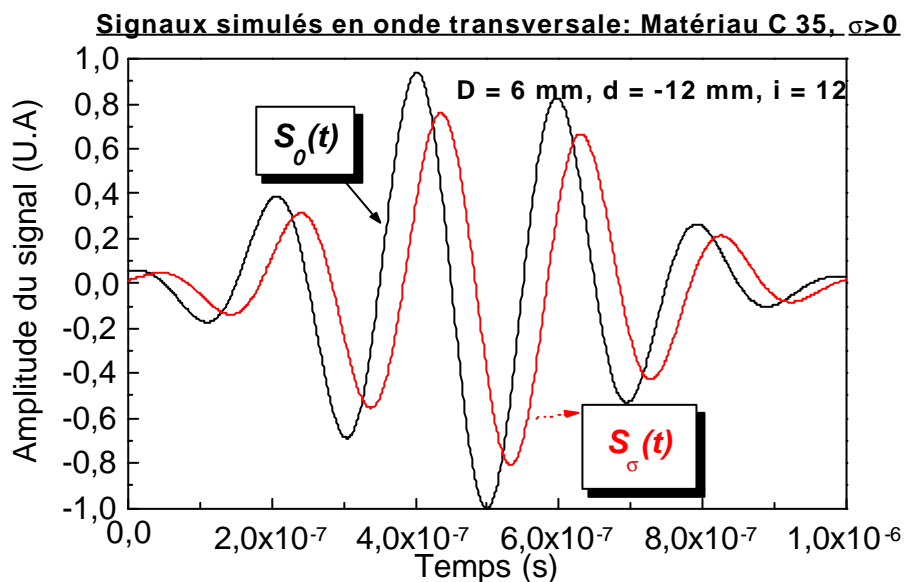


Figure III.36. Signaux simulés pondérés des ondes ultrasonores transversales polarisées $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant le chargement lors de la caractérisation des fibres comprimées du matériau C 35 pour $D = 6$ mm, $d = -12$ et un moyennage en douze tranches.

Ces figures donnent respectivement une atténuation de 33% et 25%. De ce fait, les diamètres de disque de taille réduite influe sur l'effet de moyennage par une atténuation légèrement supérieure en comparaison au paragraphe § III.3.2.

III.4.2.2. Géométrie du transducteur en forme lame à onde transversale polarisée

La figure III.37 présente les signaux simulés non pondérés des ondes ultrasonores transversales polarisées $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant chargement lors de la caractérisation des fibres comprimées du matériau C 35 ($\sigma < 0$, $d=12$ mm). Le signal reçu, moyenné en douze tranches, présente une faible atténuation de l'ordre de 20%.

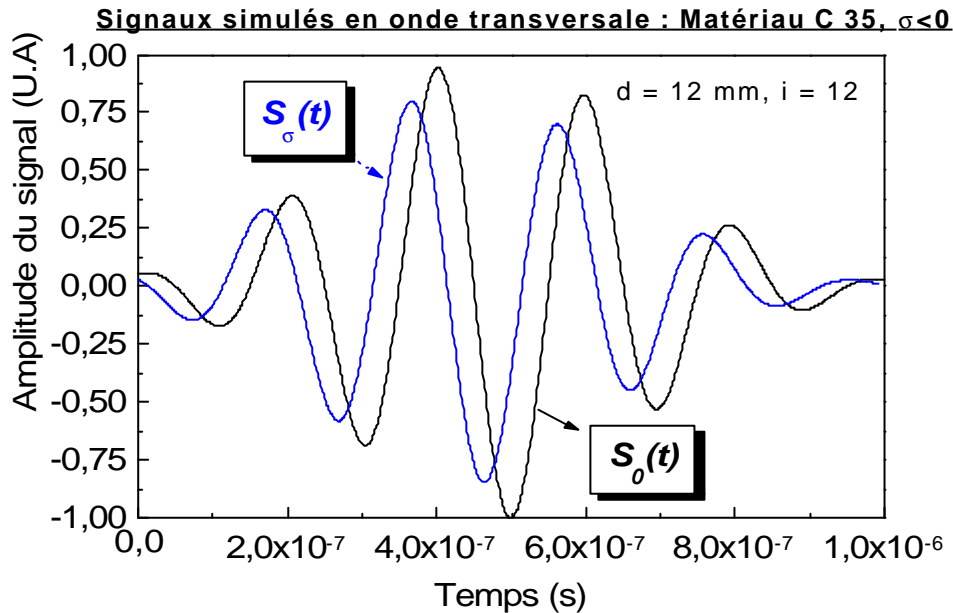


Figure III.37. Signaux simulés non pondérés des ondes ultrasonores transversales polarisées $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant le chargement lors de la caractérisation des fibres comprimées du matériau C 35 pour une position latérale de sondage $d = 12$ mm et un moyennage en douze tranches.

Quant à la figures III.38, elle décrit les signaux simulés non pondérés des ondes ultrasonores transversales polarisées $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant chargement lors de la caractérisation des fibres tendues du matériau C 35 ($\sigma > 0$, $d = -12$ mm). Comme dans le cas précédent, le signal reçu, moyenné en douze tranches, indique aussi une faible atténuation de l'ordre de 20% de niveau comparable au paragraphe § III.3.2.

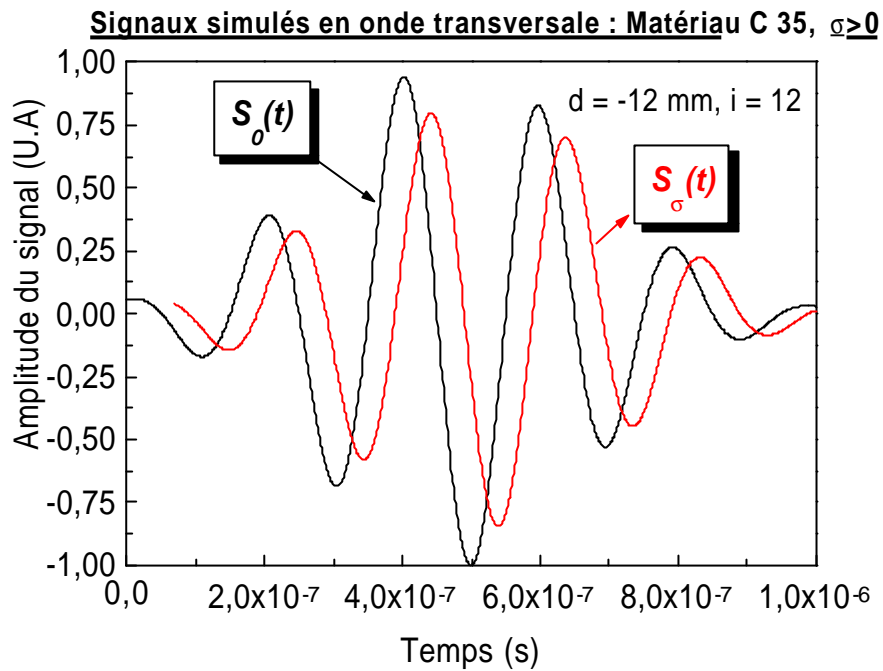


Figure III.38. Signaux simulés non pondérés des ondes ultrasonores transversales polarisées $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant le chargement lors de la caractérisation des fibres tendues du matériau C 35 pour une position latérale de sondage $d=-12$ mm et un moyennage en douze tranches.

En présence de contraintes de flexion, les signaux simulés pondérés ondes longitudinales et transversales se propageant dans les fibres comprimées et tendues présentent une atténuation légèrement supérieure pour les diamètres de disque de taille réduite en comparaison à un diamètre courant de 12 mm. Quant aux signaux simulés non pondérés ondes longitudinales et transversales, le moyennage des signaux selon douze tranches s'accompagne d'une atténuation de 20%.

Le phénomène d'atténuation des signaux simulés résulte de l'effet de moyennage de la surface active du transducteur récepteur en raison de sa taille finie.

Conclusion

Nous avons présenté des résultats numériques sur l'effet acoustoélastique induit selon la direction de sondage en ondes longitudinales et transversales polarisées se propageant dans deux matériaux métalliques courants en construction mécanique. La variation calculée de la

vitesse intègre l'allongement résultant de la déformation élastique dans la direction de propagation de l'onde rayonnée.

Comparées aux ondes de cisaillement, les ondes longitudinales sont plus sensibles à l'effet acoustoélastique. Ces résultats confirment partialement les tendances des différentes vitesses de l'onde longitudinale selon les études classiques de l'effet acoustoélastique citées par Schneider [41] et Bray [42]. Pour un matériau de caractéristiques macroscopiques définies, l'effet acoustoélastique induit sous charge de flexion simple peut être évalué numériquement à l'aide de cette méthode. Ceci pourrait contribuer au calcul d'autres modes de charge mécanique statique (charge sous flexion en 4-point, charge de torsion...). Cette méthode ultrasonore montre une réelle potentialité pour l'évaluation des propriétés acoustiques d'un milieu homogène déformé élastiquement par des contraintes variables.

CHAPITRE IV

Etude expérimentale de la propagation des ondes ultrasonores dans un milieu soumis à une flexion simple

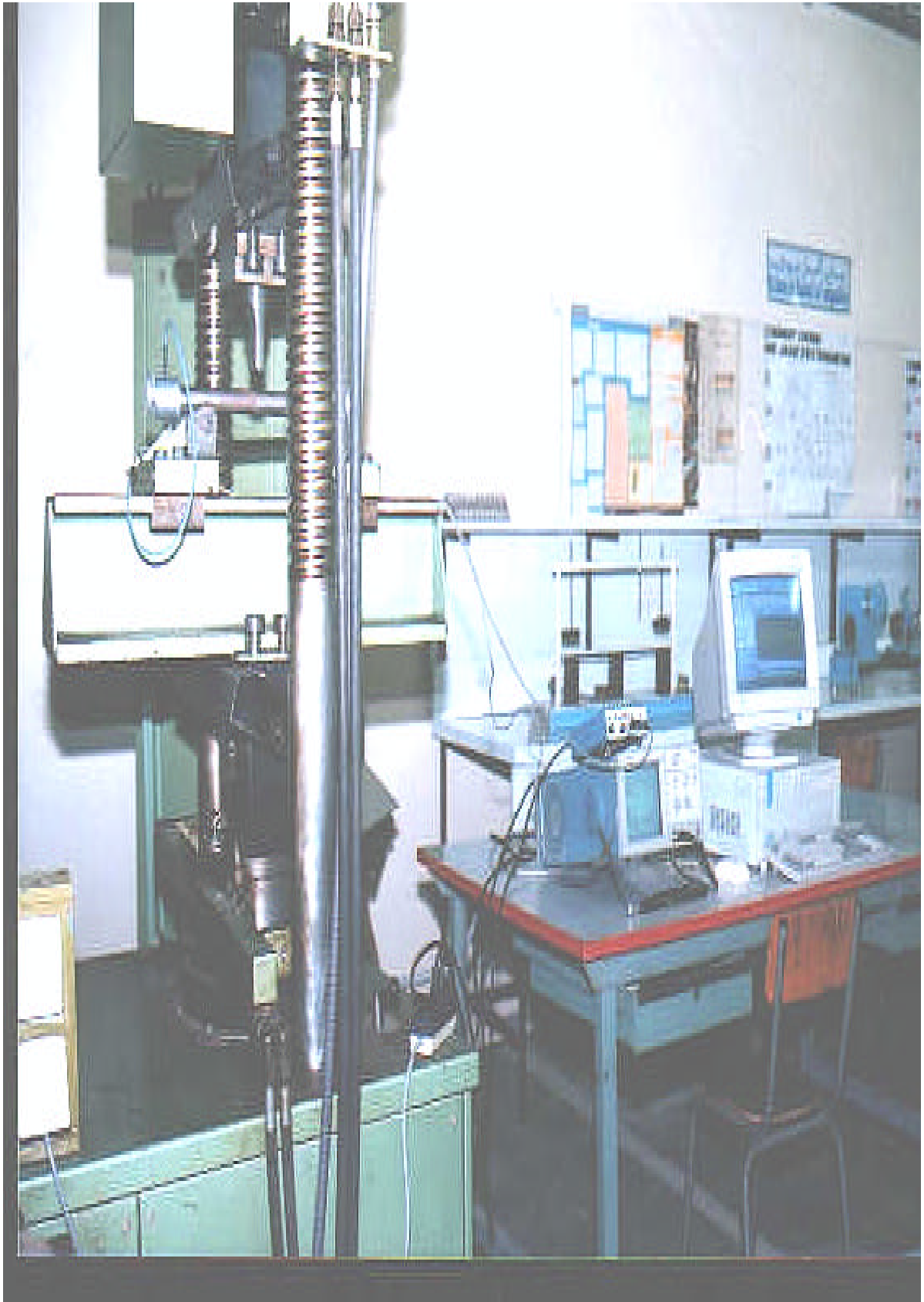
Introduction

La présente étude expérimentale est consacrée aux variations que subissent les vitesses de propagation des ondes longitudinales et transversales de polarisation rectiligne dans des pièces de géométrie simple soumises à la flexion simple. Pour mesurer expérimentalement les vitesses de propagation dans un solide sous contrainte, nous utilisons une méthode de mesure du temps de propagation à l'aide d'une technique de corrélation de deux signaux ultrasonores successifs qui permet des mesures de temps avec une bonne précision. De ce fait, nous pouvons déterminer expérimentalement l'évolution de la vitesse de l'onde ultrasonore longitudinale en fonction de la contrainte appliquée selon une direction connue. Cette étude a été menée sur le matériau C 35 (XC 38) retenu pour son homogénéité et ses propriétés acoustiques et mécaniques.

IV.1. Chaîne de mesure électroacoustique

La réalisation de l'ensemble des mesures de vitesses de propagation en fonction des charges appliquées fait appel à un dispositif d'acquisition et de mesure complexe composé des éléments suivants :

- Une machine universelle d'essai disposant d'un montage de flexion et développant une charge stable de 0 à 400 kN. La précision de l'effort appliqué de flexion est de l'ordre de $\pm 0.25\%$.



- Un banc de mesure par ultrasons (fig.IV.1) comprenant des transducteurs ultrasonores de fréquence 5 MHz, excités par un générateur d'ultrasons émetteur - récepteur de bande passante de 25 MHz équipé de deux filtres passe-haut, pour générer des ondes longitudinales ou transversales dans l'échantillon. Le couplage acoustique entre les faces émettrice et réceptrice des transducteurs droits à contact et la pièce à tester étant obtenu par l'emploi d'un couplant spécifique selon la nature des sondes utilisées. Les signaux sont visualisés sur un oscilloscope numérique permettant leurs échantillonnages avec des vitesses allant jusqu'à 500 Méch/s et une bande passante de 100 MHz. L'ensemble est piloté par un micro-ordinateur via une interface GPIB.

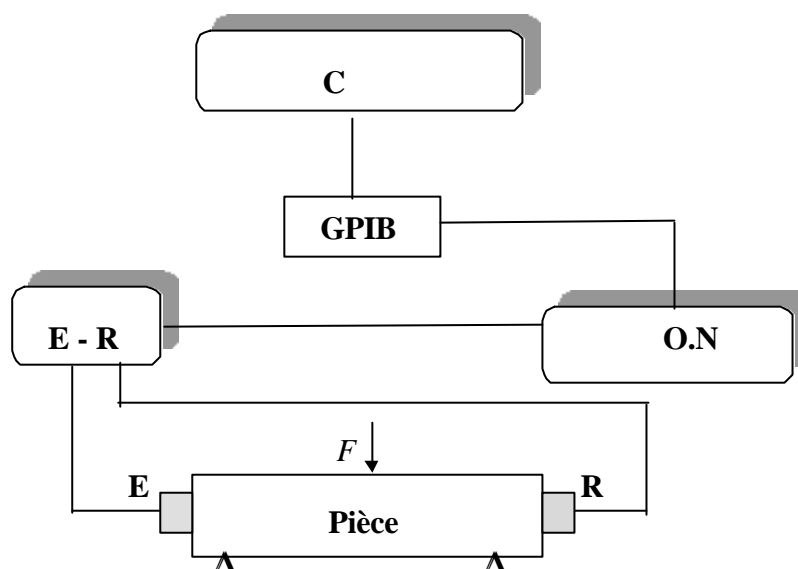


Figure IV.1. Synoptique du dispositif de mesures. *E* : Sonde émettrice. *R* : Sonde réceptrice. *E-R* : Emetteur - Récepteur à ultrasons. *F* : Charge mécanique concentrée. *O.N* : oscilloscope numérique. Carte d'interface GPIB. *C* : Micro-ordinateur.

A propos de l'expérimentation mécanique en flexion, il y a lieu d'insister sur la qualité requise pour le matériau d'essai sur les plans de l'homogénéité de sa structure et de ses propriétés acoustiques et mécaniques. Sur le plan de transparence aux ultrasons, un examen de la pièce à caractériser s'impose pour déceler une éventuelle présence de bandes ferritiques au sein du matériau. Notons que toute existence de ces bandes ferritiques dans un échantillon impliquerait d'autres mécanismes physiques tels que la conversion de mode de propagation, la

rétrodiffusion des ondes, etc. Ce choix a été orienté vers un acier au carbone à haute résistance mécanique (C 35). Ce matériau au comportement élastique et linéaire est supposé homogène et isotrope. Les expériences sont accomplies en absence de tout phénomène d'instabilité et le chargement appliqué est quasiment statique et produisant de petites déformations. L'échantillon de longueur 400 mm et de diamètre 30 mm est ajusté sur deux appuis du dispositif de flexion de la machine ($L_0=320$ mm).

Une étude expérimentale de l'acier C 35, de masse volumique $\rho=7890$ kg/m³, a été réalisée à l'aide d'éprouvettes issues du même barreau. En absence de contraintes, les mesures de vitesses des ondes longitudinales et transversales ont permis la détermination des constantes élastiques du second ordre ou de Lamé $\lambda=112.35$ GPa et $\mu=80.8$ GPa. Pour la détermination des constantes du troisième ordre, nous avons utilisé un système d'équations acoustoélastiques. Une optimisation de la résolution analytique du système d'équations à l'aide de données obtenues expérimentalement, sous charge, conduit aux constantes recherchées de Murnaghan $l=-37.5$ GPa, $m=-594$ GPa, $n=-931.5$ GPa.

Pour mesurer les vitesses de propagation, nous appliquons une méthode de mesure du temps de propagation ou de vol. Le principe de mesure est basé sur le calcul du temps de propagation à l'aide d'une technique de corrélation de deux signaux ultrasonores successifs, qui permet des mesures de temps avec une bonne précision. Connaissant le temps de vol et la longueur de l'éprouvette utilisée, la vitesse de propagation de l'onde ultrasonore dans le matériau est obtenue par calcul [46-47]. Les expériences menées permettent de relever les variations de vitesse de l'onde longitudinale $\Delta V_{OL}=V_{OL}^{(\sigma)} - V_{OL}^{(0)}$ en fonction de l'effort de flexion F et ce pour trois cas de sondages des fibres comprimées, centrales et tendues.

IV.2. Principe de mesure du temps de vol

La relation entre la vitesse de l'onde et l'effort concentré est obtenue par une mesure des variations des vitesses des ondes ultrasonores dans des pièces soumises à un effort de flexion. Expérimentalement, pour mesurer les vitesses de propagation, nous appliquons une méthode de

mesure du temps de vol entre deux signaux ultrasonores successifs. Le temps de vol, appelé τ , est défini comme étant le temps mis par l'onde ultrasonore pour parcourir un aller - retour à l'intérieur de l'éprouvette. En mode par transmission, connaissant le temps de vol τ , la vitesse de propagation de l'onde ultrasonore dans le matériau est obtenue par :

$$V = \frac{L}{\tau} \quad (\text{IV.1})$$

V et L représentent respectivement la vitesse de propagation de l'onde ultrasonore et la longueur de l'échantillon utilisé.

Selon la figure III.1, en absence de contraintes, le temps de propagation est :

$$\tau_0 = \frac{L_0 + 2a}{V^{(0)}} \quad (\text{IV.2})$$

L_0 et $V^{(0)}$ représentent respectivement la longueur de l'échantillon et la vitesse de l'onde ultrasonore.

Sous contraintes de flexion, le temps de vol de l'onde s'exprime par :

$$\tau_\sigma = \tau_0 \pm \Delta\tau \quad (\text{IV.3})$$

Où $\pm \Delta\tau$ représente la variation du temps de vol de l'onde.

Dans ce cas-là, la vitesse moyenne de propagation de l'onde ultrasonore dans le matériau contraint est obtenue par :

$$V^{(\sigma)} = \frac{L_0 + 2a \pm \delta l}{\tau_\sigma} \quad (\text{IV.4})$$

$\pm\delta l$ représente l'allongement élastique dans la direction de propagation de l'onde étudiée et ce en présence de l'effort de flexion. Les signes moins et plus correspondent respectivement aux fibres comprimées et tendues.

Expérimentalement, les effets des contraintes sur les réponses acoustoélectriques se révèlent par une modification du temps de parcours des signaux ultrasonores avant et pendant chargement. Le retard du signal signifie une variation de la vitesse de l'onde pendant le chargement mécanique. A titre d'exemple, les signaux $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant chargement (fig.IV.2) montrent une modification du temps de parcours des ondes ultrasonores. Le retard subi par le signal $S_\sigma(t)$ correspond à une diminution de la vitesse ultrasonore de l'onde reçue en présence d'une contrainte.

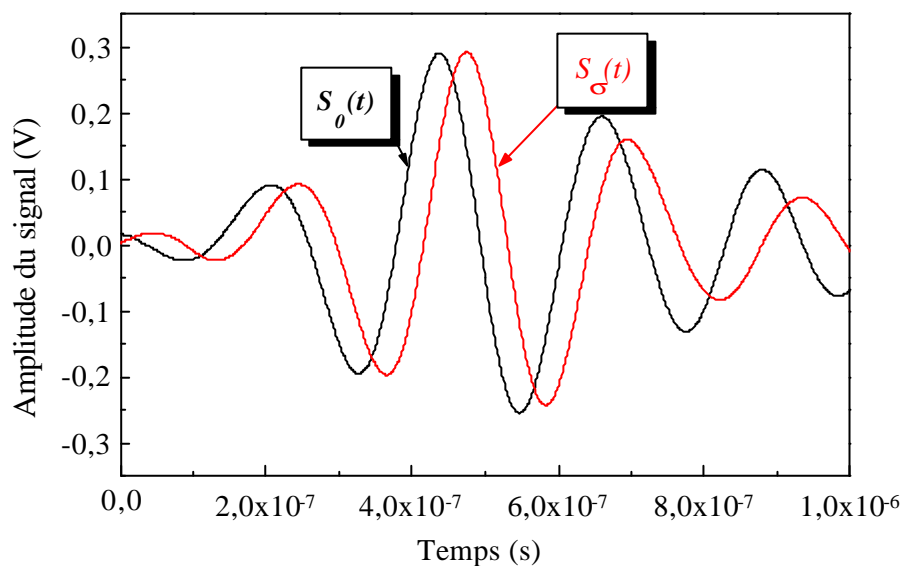


Figure IV.2. Signaux expérimentaux d'une onde ultrasonore reçue $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant chargement mécanique en flexion.

IV.3. Technique de mesure du temps de vol

Le principe de mesure adopté ici réside dans le calcul du temps de propagation à l'aide d'une technique de corrélation des signaux qui permet des mesures de temps de propagation avec une bonne précision. Le temps de vol ou de décalage peut être calculé à l'aide de la

fonction d'intercorrélation. La fonction d'intercorrélation entre deux signaux $x_1(t)$ et $x_2(t)$ est définie par :

$$C_{x_1x_2}(W) = \int_{-\infty}^{+\infty} x_1(t)x_2(t-W)dt \quad (\text{IV.5})$$

Si on suppose que le signal garde quasiment la même forme au retard τ près : $x_1(t) \cong x_2(t+\tau)$. Dans ce cas, la fonction d'intercorrélation devient :

$$C_{x_1x_2}(W) = \int_{-\infty}^{+\infty} x_1(t)x_1(t+\tau-W)dt \quad (\text{IV.6})$$

Soit :

$$C_{x_1x_2}(W) = C_{x_1x_1}(W-\tau)$$

Or, la fonction d'autocorrélation $C_{x_1x_1}(W-\tau)$ est maximale pour $(W-\tau)$ nul, c'est à dire quand $W = \tau$. Il suffit donc de déterminer la valeur de W pour laquelle $C_{x_1x_1}$ est maximale pour obtenir τ . Pour déterminer le retard temporel, on place le maximum absolu de la fonction d'intercorrélation à l'origine des retards. Pour obtenir avec précision la position du maximum, on utilise une méthode d'interpolation de la dérivée de $C_{x_1x_1}$ autour de $W = \tau$. Le calcul de la position de ce maximum est affiné par une interpolation linéaire sur la dérivée de la fonction d'autocorrélation. Connaissant le temps de vol et la longueur de l'éprouvette utilisée, la vitesse de propagation de l'onde ultrasonore dans le matériau est obtenue par calcul [47]. Pour diminuer le temps de calcul de la fonction d'autocorrélation et de sa dérivée, nous utilisons l'algorithme de la transformée de Fourier rapide "FFT" et son inverse.

IV.4. Variations des vitesses des ondes longitudinales en présence de l'effort de flexion simple

La relation entre la vitesse de l'onde et l'effort concentré ou contrainte normale de flexion est obtenue par l'étude de l'évolution des vitesses des ondes ultrasonores dans des pièces soumises à des contraintes mécaniques. Nous considérons que la pièce sollicitée en flexion simple n'est soumise qu'à des contraintes normales. Comme le présente la figure IV.3, ces contraintes varient depuis zéro sur l'axe qui correspond à la fibre neutre jusqu'à un maximum sur les fibres extérieures. En présence des contraintes, les fibres de la partie inférieure seront en extension et celles de la partie supérieure en contraction. Les fibres qui s'allongent subissent des contraintes de tension en direction de l'axe longitudinal de la pièce, tandis que les fibres qui se contractent se trouvent soumises à des contraintes de compression.

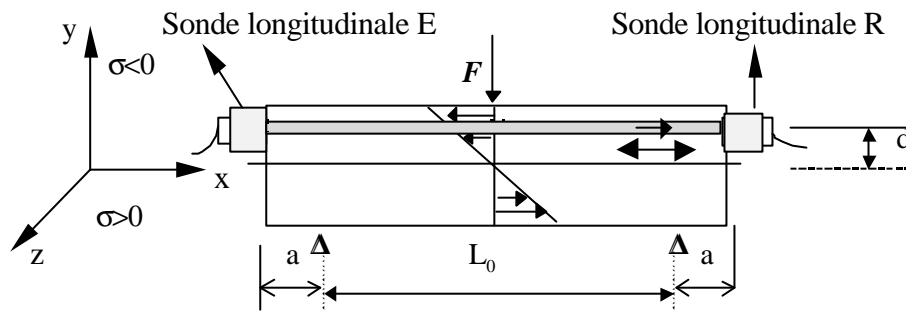


Figure IV.3. Mode de chargement par effort concentré et représentation de l'état de contraintes de flexion dans le cas d'une éprouvette cylindrique et ce lors du sondage des fibres supérieures en état de compression.

Ces essais consistent à appliquer un chargement en flexion sur des éprouvettes cylindriques en acier de nuance C 35 (XC 38) dans lesquelles se propagent des ondes longitudinales (fig.IV.3). Les deux sondes émettrice et réceptrice utilisées sont du type à ondes longitudinales. Pour la présente étude, la contrainte normale de flexion se trouve parallèle à la direction de propagation et de polarisation de l'onde longitudinale. Ainsi, les expériences menées permettent de relever les variations de vitesse $\Delta V_{OL} = V_{OL}^{(\sigma)} - V_{OL}^{(0)}$ en fonction de l'effort de flexion F et ce pour trois cas de sondages des fibres : comprimées, centrales et tendues.

IV.4.1. Exploration des fibres comprimées

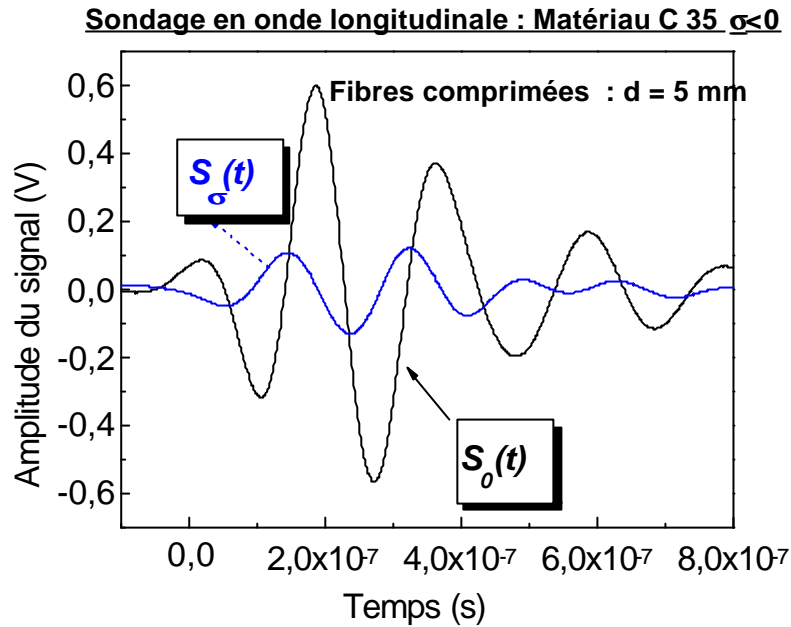


Figure IV.4. Allures des signaux ultrasonores de l'onde longitudinale $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant chargement lors du sondage des fibres comprimées.

Lors du sondage des fibres en état de compression (fig.IV.3), nous observons une avance du signal ultrasonore $S_\sigma(t)$ par rapport à $S_0(t)$. De ce fait, il résultera une augmentation de la célérité de l'onde longitudinale lors d'un chargement mécanique (fig.IV.4). La figure IV.5 décrit la variation de la célérité de l'onde longitudinale en fonction de l'effort appliqué de flexion. Une forte atténuation de l'amplitude de l'onde longitudinale est à signaler (fig.IV.4). A travers la figure IV.5, nous présentons aussi les valeurs simulées et expérimentales des variations de vitesses de l'onde longitudinale en fonction de l'effort appliqué de flexion : $\Delta V_{OL} = f(F)$ lors de l'exploration des fibres comprimées du matériau C 35. Il y a lieu de noter une même tendance d'évolution du phénomène avec un certain écart entre les résultats expérimentaux et numériques.

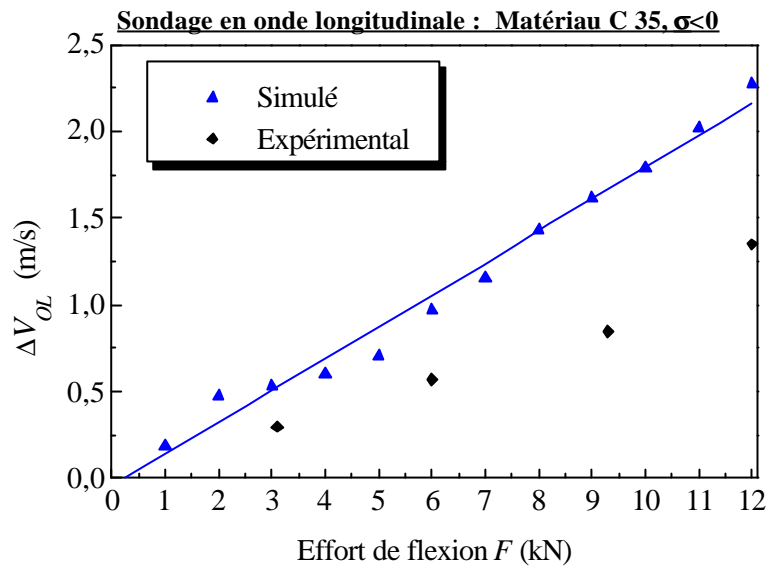


Figure IV.5. Variations mesurées et simulées des vitesses de l'onde longitudinale en fonction de l'effort appliqué de flexion : $\Delta V_{OL} = f(F)$ lors de l'exploration des fibres comprimées du matériau C 35.

IV.4.2. Exploration des fibres centrales

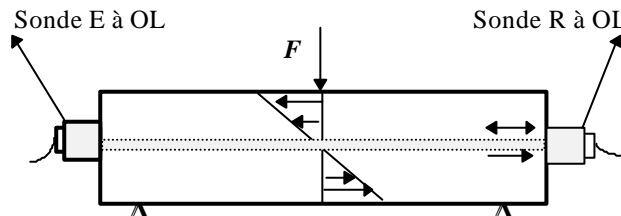


Figure IV.6. Positionnement des sondes lors de la caractérisation des fibres centrales.

Lorsque le transducteur est positionné sur la facette des fibres centrales (fig.IV.6), nous discernons, comme dans le cas précédent, la présence de deux phénomènes : une très faible augmentation de la célérité de l'onde longitudinale et une importante atténuation de l'amplitude de l'onde longitudinale lors du chargement (fig.IV.7).

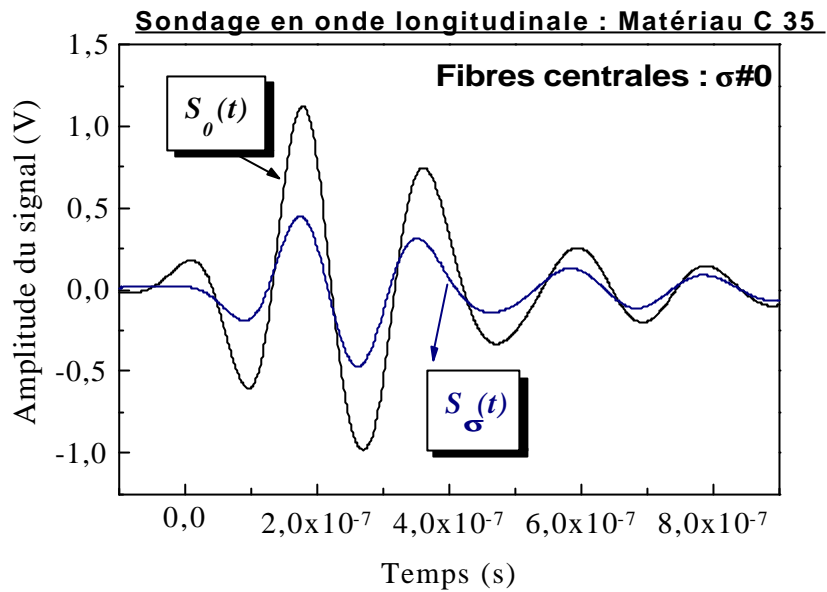


Figure IV.7. Allures des signaux ultrasonores de l'onde longitudinale $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ durant chargement lors du sondage des fibres centrales.

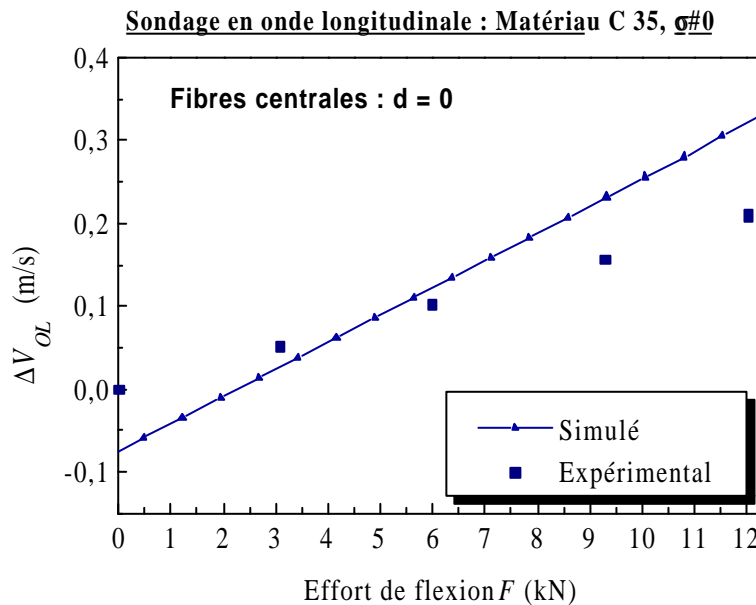


Figure IV.8. Comparaison des variations mesurées et simulées des vitesses de l'onde longitudinale en fonction de l'effort appliqué de flexion : $\Delta V_{OL} = f(F)$ lors de l'exploration des fibres centrales du matériau C 35.

La figure IV.8 illustre l'évolution de la vitesse de l'onde longitudinale en fonction de l'effort de flexion. En outre, nous remarquons à travers la figure IV.8 une même tendance d'évolution du phénomène avec une très faible dispersion entre les résultats expérimentaux et numériques.

IV.4.3. Exploration des fibres tendues

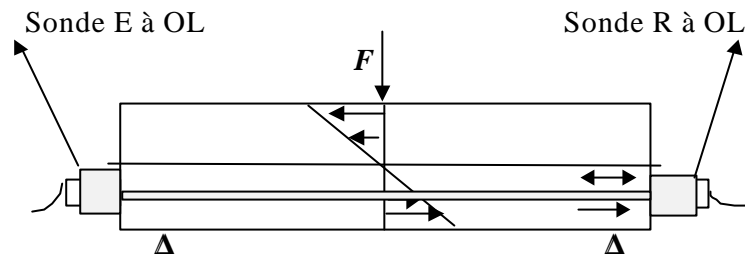


Figure IV.9. Positionnement des sondes lors de l'exploration des fibres inférieures en état de tension.

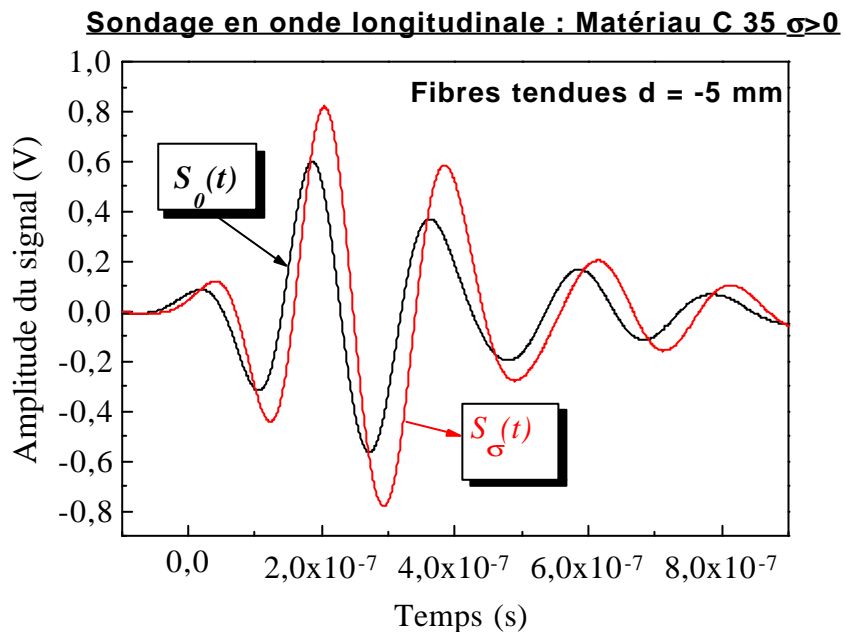


Figure IV.10. Allures des signaux ultrasonores de l'onde longitudinale $S_{\theta}(t)$ avant et $S_{\sigma}(t)$ durant chargement lors du sondage des fibres tendues.

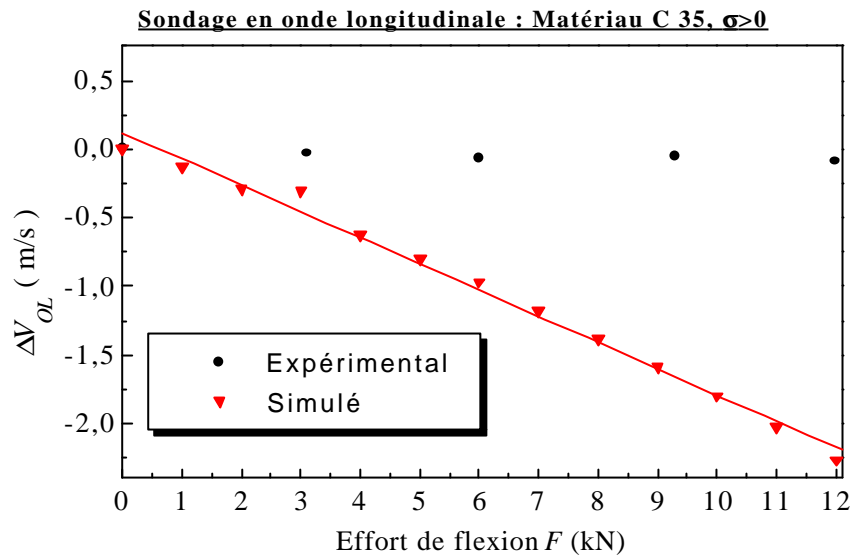


Figure IV.11. Comparaison des variations mesurées et simulées des vitesses de l'onde longitudinale en fonction de l'effort appliqué de flexion : $\Delta V_{OL} = f(F)$ lors de l'exploration des fibres tendues du matériau C 35.

Lors du positionnement de deux sondes suivant les fibres tendues (fig.IV.9), nous observons un retard du signal ultrasonore $S_{\alpha}(t)$ par rapport à $S_{\theta}(t)$ (fig.IV.10). Dès lors, nous discernons une diminution de la célérité longitudinale en fonction de la charge (fig.IV.11). Nous constatons en outre une augmentation notable de l'amplitude de l'onde longitudinale (fig.IV.10). En outre, la comparaison des résultats expérimentaux et numériques concernant les variations des vitesses de l'onde longitudinale donne des écarts importants quant à l'évolution du phénomène acoustoélastique lors de l'exploration des fibres tendues.

IV.5. Variations de l'amplitude des ondes ultrasonores longitudinales en présence de l'effort de flexion simple

IV.5.1. Exploration des fibres comprimées et tendues

Pour l'étude des variations de l'amplitude de l'onde longitudinale en présence des contraintes normales de flexion [48], nous avons appliqué le procédé de mesure par écho qui

consiste à étudier l'évolution de l'amplitude du premier écho de fond résultant d'une première réflexion normale du faisceau acoustique direct d'une onde longitudinale ultrasonore se propageant dans une pièce soumise à des efforts de flexion simple.

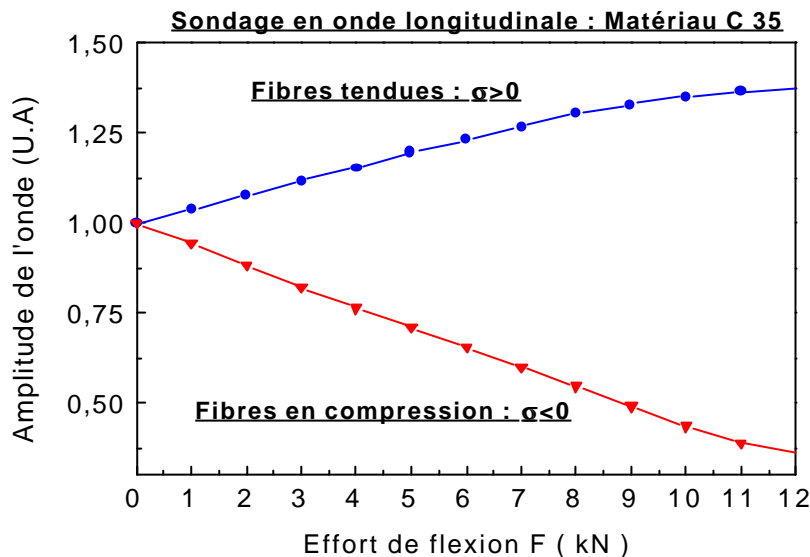


Figure IV.12. Variations de l'amplitude du signal ultrasonore de l'onde longitudinale en fonction de l'effort élastique de flexion.

La pièce étant dans un état non contraint, nous procédons à un chargement progressif depuis l'état de contrainte nulle jusqu'à la contrainte maximale admissible. Pour s'affranchir des écarts importants de variation des amplitudes par le fait que les conditions de couplage se modifient d'une expérience à une autre, les amplitudes mesurées sont rapportées à celle de l'amplitude de référence propre à chaque expérience, correspondant à un état non contraint. Les courbes présentées décrivent l'évolution des amplitudes en fonction du chargement de flexion F en kN. Lors du sondage des fibres supérieures en état de compression, nous observons une atténuation de l'amplitude de l'onde longitudinale en fonction de l'effort de flexion (fig.IV.12). Le sondage des fibres tendues fait apparaître une croissance de l'amplitude accompagnée d'une certaine stabilisation vers les charges maximales (fig.IV.12).

IV.5.2. Exploration des fibres centrales

Lorsque la sonde est positionnée sur la fibre neutre ou l'axe longitudinal de l'éprouvette, le caractère d'évolution de l'amplitude révèle une atténuation moindre par rapport au cas des fibres comprimées (fig.IV.13).

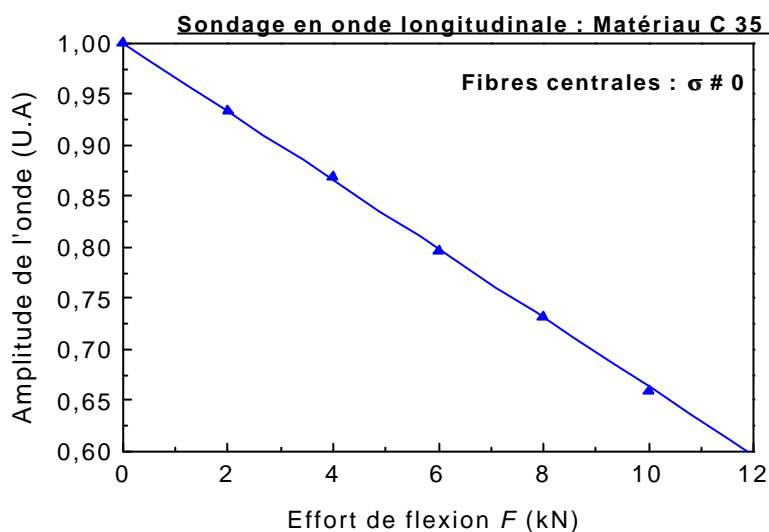


Figure IV.13. Variations de l'amplitude de l'onde longitudinale en fonction de l'effort élastique de flexion lors du sondage des fibres centrales.

Il ressort que l'amplitude de l'écho est inversement proportionnelle à l'effort élastique de flexion. Ces comportements sont dans l'ensemble reproductibles pour les matériaux en C 35 (XC 38). La comparaison des amplitudes de référence avant et après application des contraintes indique que les écarts sont pratiquement inexistantes. Par conséquent, nous pouvons affirmer l'absence d'hystérésis.

IV.6. Variations des vitesses des ondes transversales polarisées en présence de l'effort de flexion simple

Ces essais consistent à appliquer, à l'aide d'un dispositif de flexion, un chargement en flexion sur des éprouvettes métalliques en acier C 35 (XC 38) dans lesquelles se propagent des ondes transversales obtenues par conversion de mode à la réflexion à une interface métal - air

[43-44]. Cette conversion de mode présente deux avantages : un rendement électroacoustique maximum et une polarisation parfaitement linéaire de l'onde transversale. Pour la mesure du temps de vol de l'onde considérée, nous employons le procédé par transmission qui réside dans l'application de deux transducteurs en émission et réception séparées.

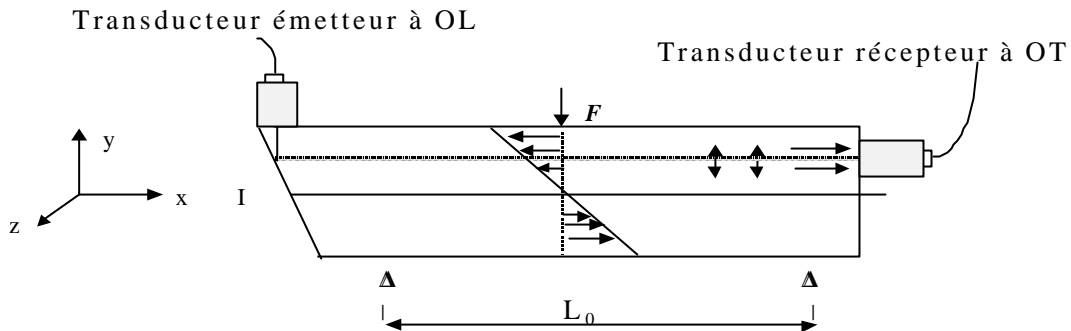


Figure IV.14. Disposition des sondes lors de l'exploration des contraintes de flexion et mode de chargement d'une éprouvette de section carrée.

Le transducteur émetteur génère des ondes longitudinales converties à l'interface (I) en ondes transversales. Ce transducteur à onde longitudinale est disposé sur l'éprouvette de façon à récupérer une énergie acoustique maximale de retour vers la réception. Puis les ondes transversales obtenues par conversion de mode sont captées à l'aide d'un transducteur à onde transversale couplé sur la base de l'éprouvette (fig.IV.14). En considérant que la contrainte normale de flexion se trouve perpendiculaire à la polarisation des particules de l'onde transversale (fig.IV.14), les expériences effectuées permettent de relever les variations de vitesse $\Delta V_{OT} = V_{OT}^{(\sigma)} - V_{OT}^{(0)}$ en fonction de l'effort de flexion F et ce pour trois cas de sondages des fibres comprimées, centrales et tendues.

IV.6.1. Exploration des fibres comprimées

Le sondage sous charge des fibres en état de compression consiste à positionner les sondes émettrice et réceptrice sur la partie subissant une compression. Lors de ces essais, nous

observons une avance du signal $S_{\sigma}(t)$, par rapport à $S_0(t)$, qui est due à une augmentation de la vitesse de propagation de l'onde de cisaillement polarisée (fig.IV.15).

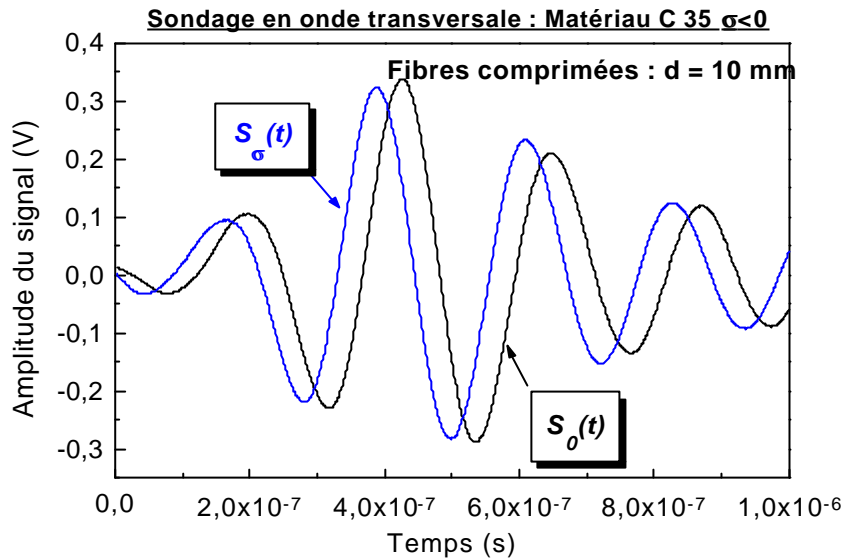


Figure IV.15. Allures des signaux ultrasonores de l'onde transversale polarisée $S_0(t)$ avant et $S_{\sigma}(t)$ pendant chargement lors du sondage des fibres comprimées du matériau C 35.

La figure IV.16 décrit l'évolution de la variation de vitesse ΔV_{OT} en fonction de l'effort de flexion. En outre, la figure IV.16 indique les valeurs simulées et expérimentales des variations de vitesses de l'onde longitudinale en fonction de l'effort appliqué de flexion : $\Delta V_{OL} = f(F)$ lors de l'exploration des fibres comprimées du matériau C 35. Il y a lieu de noter une même tendance d'évolution du phénomène avec une certaine dispersion entre les résultats expérimentaux et numériques. A travers la figure IV.16, les valeurs simulées et expérimentales des variations de vitesses de l'onde transversale en fonction de l'effort appliqué de flexion manifestent une tendance unique d'évolution du phénomène avec une certaine dispersion entre les résultats expérimentaux et numériques.

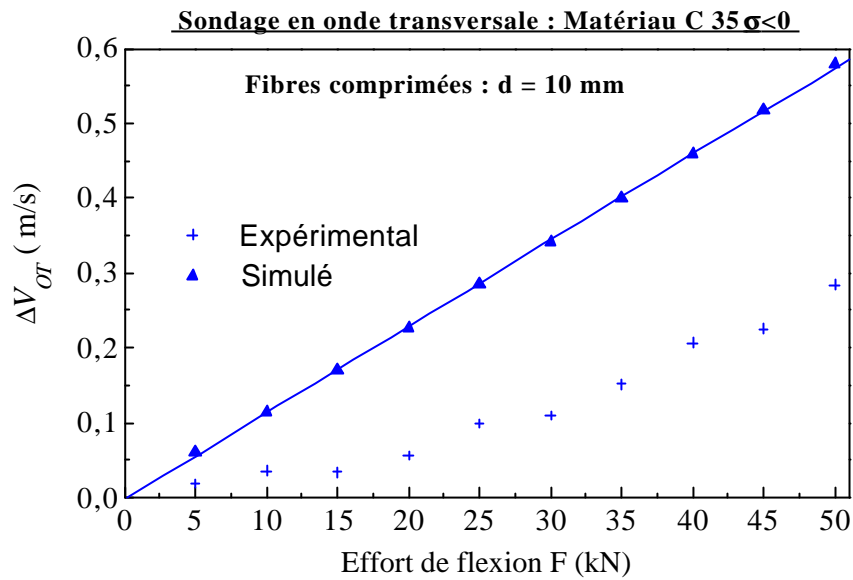


Figure IV.16. Variations mesurées et simulées des vitesses de l'onde transversale polarisée en fonction de l'effort appliqué de flexion : $\Delta V_{OT} = f(F)$ lors de l'exploration des fibres comprimées du matériau C 35.

IV.6.2. Exploration des fibres centrales

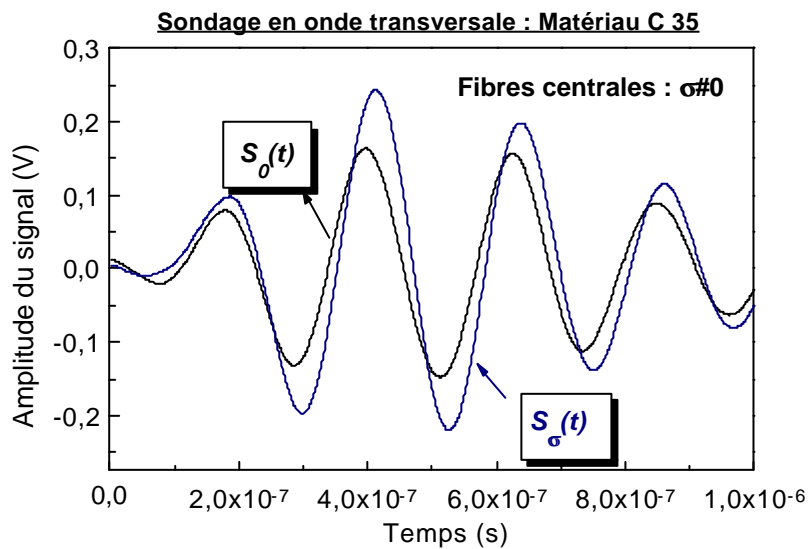


Figure IV.17. Allures des signaux ultrasonores de l'onde transversale polarisée $S_0(t)$ avant et $S_\sigma(t)$ pendant chargement lors du sondage des fibres centrales du matériau C 35.

Lorsque la sonde est positionnée sur les fibres centrales ou sur l'axe longitudinal de l'éprouvette, nous observons, selon la figure IV.17, un décalage en retard du signal $S_{\sigma}(t)$ par rapport à $S_0(t)$. Ceci correspond à une diminution de la vitesse de propagation de l'onde de cisaillement polarisée. Contrairement au cas des fibres en compression, la vitesse V_{OT} diminue lorsque l'effort de flexion F augmente (fig.IV.18).

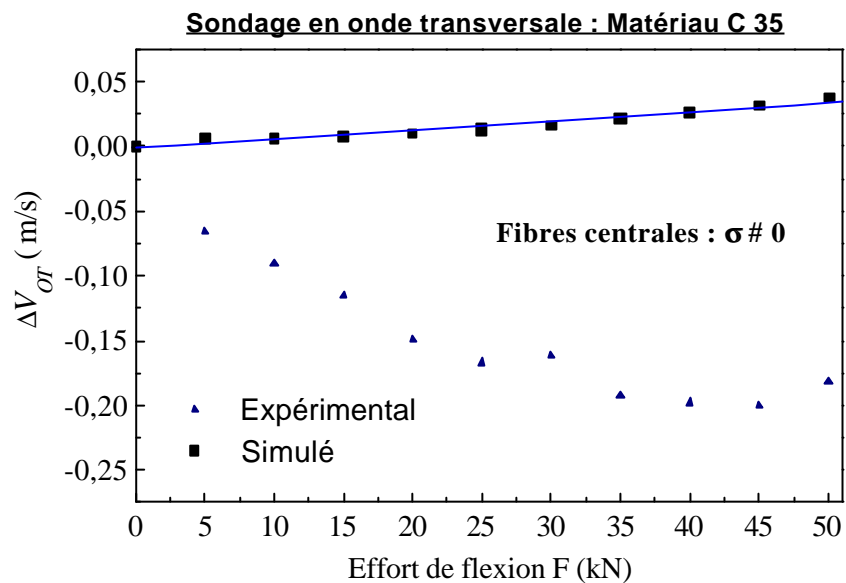


Figure IV.18. Variations mesurées et simulées des vitesses de l'onde transversale polarisée en fonction de l'effort appliqué de flexion : $\Delta V_{OT} = f(F)$ lors du sondage des fibres centrales du matériau C 35.

A noter que, selon la figure IV.17, l'amplitude du signal $S_{\sigma}(t)$ subit une augmentation par rapport à $S_0(t)$. Quant aux effets acoustoélastiques obtenus expérimentalement et numériquement, ils révèlent deux tendances de caractère opposé.

IV.6.3. Exploration des fibres tendues

Lorsque les sondes sont positionnées sur les fibres tendues de l'éprouvette, nous observons, selon la figure IV.19, un décalage en retard du signal $S_{\sigma}(t)$ par rapport à $S_0(t)$. Ceci correspond à une diminution de la vitesse de propagation de l'onde de cisaillement polarisée.

Contrairement au cas des fibres en compression, la vitesse V_{OT} diminue lorsque l'effort de flexion F augmente (fig.IV.20). Notons que, selon la figure IV.19, l'amplitude du signal $S_{\sigma}(t)$ ne subit aucun effet d'atténuation par rapport à $S_0(t)$.

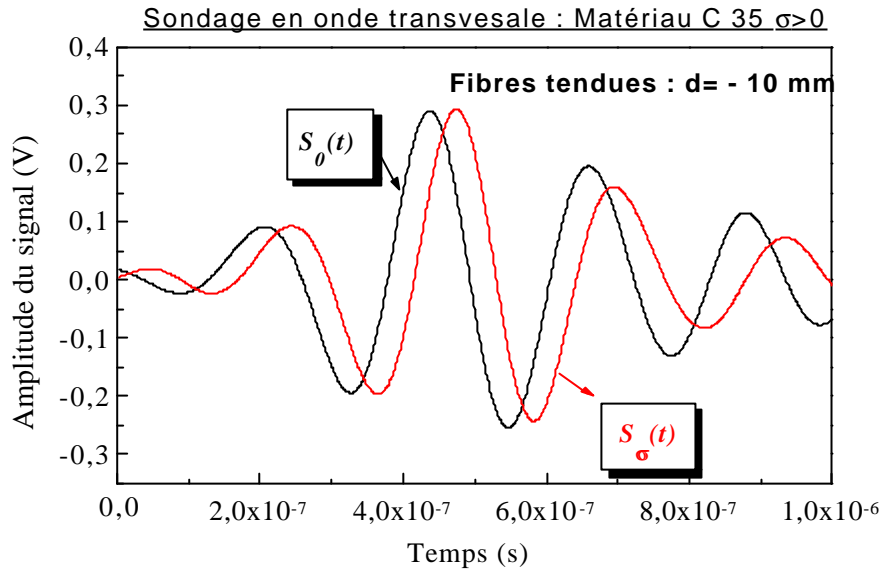


Figure IV.19. Allures des signaux ultrasonores de l'onde transversale polarisée $S_0(t)$ avant et $S_{\sigma}(t)$ pendant chargement lors du sondage des fibres tendues.

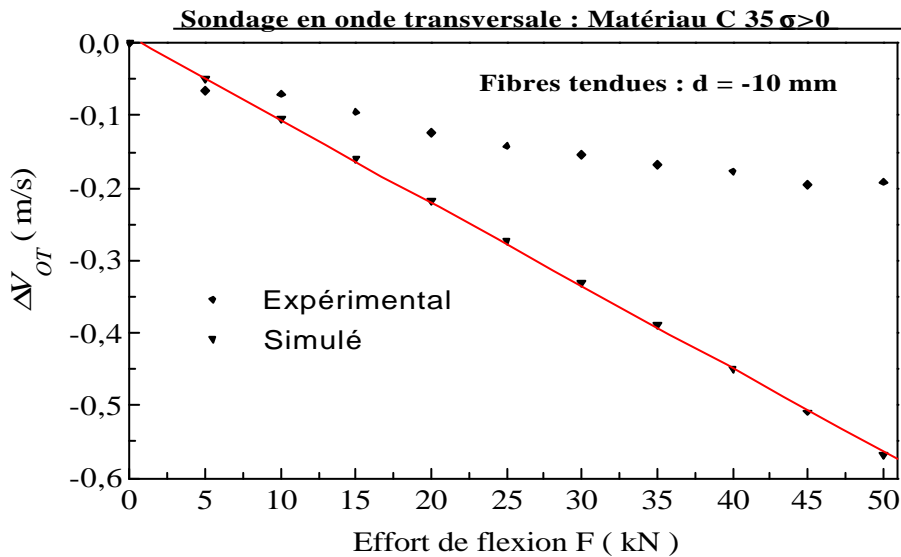


Figure IV.20. Variations mesurées et simulées des vitesses de l'onde transversale polarisée en fonction de l'effort appliqué de flexion : $\Delta V_{OT} = f(F)$ lors du sondage des fibres tendues du matériau C 35.

A travers la figure IV.20, les valeurs simulées et expérimentales des variations de vitesses de l'onde transversale montrent une tendance unique d'évolution du phénomène avec la présence d'une certaine dispersion des résultats expérimentaux et numériques.

IV.7. Evaluation de la précision des mesures de vitesse ultrasonore

Pour évoquer la précision des mesures de vitesses ultrasonores, il est important de mentionner qu'après suppression des différentes charges mécaniques, les ondes ultrasonores indiquent que les signaux retrouvent leur position initiale. Ces résultats confirment, d'une part, que les conditions de couplage entre le transducteur et l'échantillon ne varient pas durant l'expérimentation, d'autre part, les éprouvettes testées ne subissent aucun hystérésis notable après suppression des différentes charges mécaniques. Ce résultat est vérifié par le fait qu'après déchargement les signaux de mesures redeviennent parfaitement superposables.

A charge égale, un examen global de l'ensemble des résultats révèle que les ondes longitudinales présentent une sensibilité plus élevée de l'effet acoustoélastique par rapport aux ondes transversales polarisées. Ces résultats confirment partialement les différentes tendances des vitesses de l'onde ; selon les études classiques de l'effet acoustoélastique de Schneider [41] et Bray [42].

Pour évaluer en mode par transmission (fig.IV.3), la précision des mesures de vitesse ultrasonore, nous faisons un calcul d'incertitude sur la variation de la vitesse de l'onde considérée. Dans le cas le plus défavorable, cette estimation de l'incertitude sur la variation de la vitesse ΔV s'écrit :

$$\frac{\Delta(\Delta V)}{\Delta V} = \pm \left[\frac{\Delta(\delta l)}{\delta l} + \frac{\delta \tau_{\sigma}}{\tau_{\sigma}} + \frac{\delta \tau_0}{\tau_0} \right] \quad (\text{IV.7})$$

Dans cette l'expression IV.7, $\delta \tau_0$ et $\delta \tau_{\sigma}$ sont respectivement les erreurs absolues dépendant de la précision de la méthode d'autocorrélation. Compte tenu des performances de la chaîne de

mesures, la fenêtre d'acquisition d'un signal se situe à 2.10^{-6} secondes. Par conséquent, la période d'échantillonnage sera de 2.10^{-9} secondes pour une saisie de 1000 points. Dès lors, tout calcul affiné par une interpolation linéaire sur la dérivée de la fonction d'autocorrélation se situerait aux environs $\pm 2.10^{-9}$ secondes. Donc, les erreurs absolues circonscrites sont de l'ordre de $\pm 10^{-9}$ secondes. Considérant la déformation élastique, la précision de la mesure de la vitesse serait de l'ordre de $\pm 0.1\%$. Par exemple, pour un effort de flexion de 12 kN, en mode par transmission en ondes longitudinales l'incertitude sur une variation de la vitesse mesurée de 1.35 m/s sera de ± 0.001 m/s environ. La précision de l'effort appliqué de flexion serait de l'ordre de $\pm 0.25\%$.

IV.8. Simulation numérique des signaux expérimentaux

Cette partie d'étude réside dans la simulation numérique des signaux expérimentaux obtenus lors de la flexion simple par sondage en ondes longitudinales et transversales polarisées. Pour ce faire, nous appliquons un moyennage affiné de l'effet acoustoélastique avec un nombre de tranches de 24 pour un diamètre du transducteur récepteur de 12 mm. Pour toutes les positions des tranches rayonnées, nous déterminons les différents temps de vol. La sommation des signaux pondérés sur la base du signal expérimental et le moyennage des temps de vol permettent d'obtenir le signal expérimental simulé numériquement.

IV.8.1. Simulation numérique des signaux expérimentaux en onde longitudinale lors de la flexion simple

IV.8.1.1. Simulation des signaux dans le cas des fibres comprimées

Nous observons à travers la figure IV.21 l'allure du signal expérimental simulé sous charge de l'onde longitudinale $S_{\sigma Exp sim}(t)$ comparée aux signaux $S_{\theta}(t)$ avant et $S_{\sigma exp}(t)$ pendant chargement lors du sondage des fibres comprimées du matériau C 35.

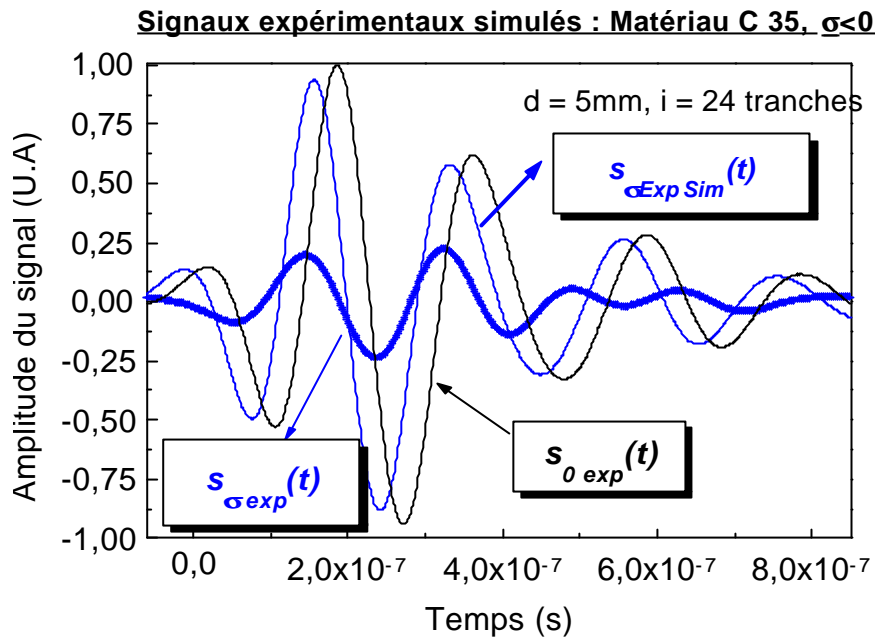


Figure IV.21. Allure du signal expérimental simulé sous charge de l'onde longitudinale $S_{\sigma \text{ Exp sim}}(t)$ comparée aux signaux $S_0(t)$ avant et $S_{\sigma \text{ exp}}(t)$ pendant chargement lors du sondage des fibres comprimées du matériau C 35.

Il ressort que le signal expérimental simulé sous charge ne présente aucune atténuation notable de l'amplitude en comparaison à celui obtenu expérimentalement.

IV.8.1.2. Simulation des signaux dans le cas des fibres centrales

La figure IV.22 révèle l'allure du signal expérimental simulé sous charge de l'onde longitudinale $S_{\sigma \text{ Exp sim}}(t)$ comparée aux signaux expérimentaux $S_0(t)$ avant et $S_{\sigma \text{ exp}}(t)$ pendant chargement lors du sondage des fibres centrales du matériau C 35. Il ressort que le signal expérimental simulé sous charge indique une atténuation moindre en comparaison à celui obtenu expérimentalement. Difficilement, nous discernons une variation de la vitesse de l'onde longitudinale rayonnée.

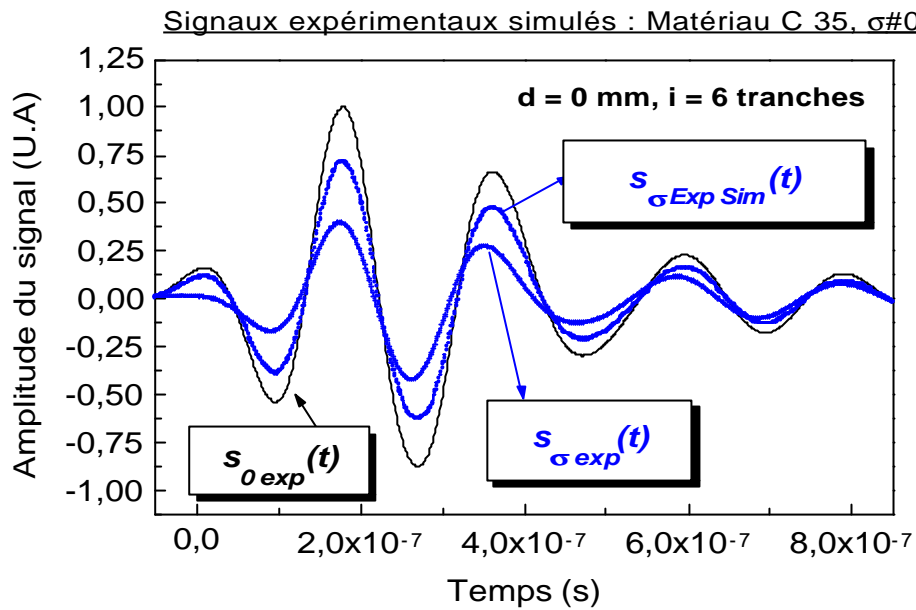


Figure IV.22. Allure du signal expérimental simulé sous charge de l'onde longitudinale $S_{\sigma \text{ Exp Sim}}(t)$ comparée aux signaux $S_0(t)$ avant et $S_{\sigma \text{ exp}}(t)$ pendant chargement lors du sondage des fibres centrales du matériau C 35.

IV.8.1.3. Simulation des signaux dans le cas des fibres tendues

La figure IV.23 montre l'allure du signal expérimental simulé sous charge de l'onde longitudinale $S_{\sigma \text{ Exp sim}}(t)$ comparée aux signaux expérimentaux $S_0(t)$ avant et $S_{\sigma \text{ exp}}(t)$ pendant chargement lors du sondage des fibres tendues du matériau C 35. Il se révèle que le signal expérimental simulé sous charge indique une atténuation négligeable en comparaison à celui obtenu expérimentalement. A travers la présente figure, nous distinguons une nette variation de la vitesse de l'onde longitudinale rayonnée et ce en se référant au changement du temps de vol.

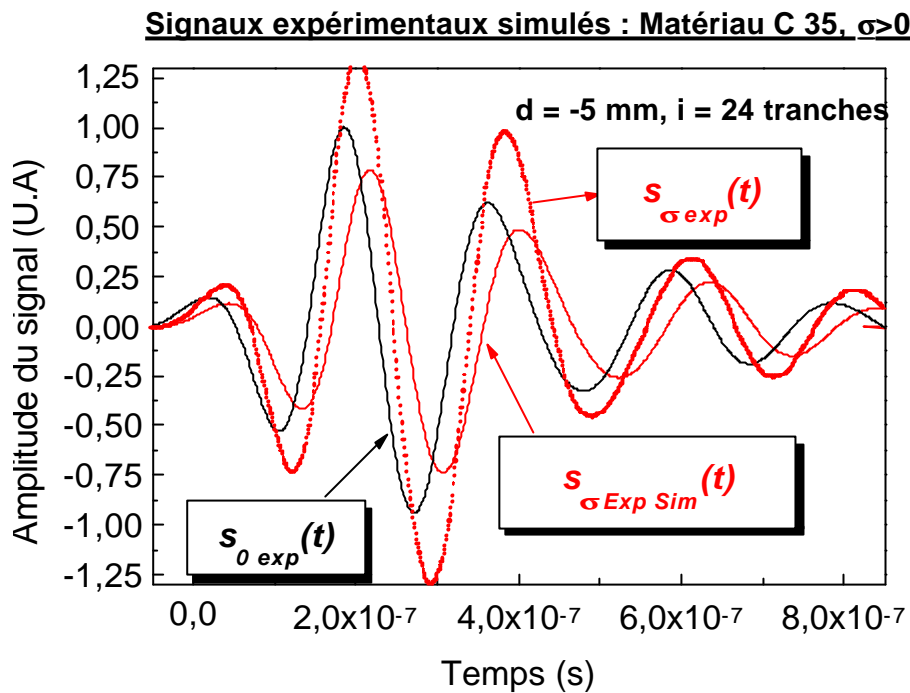


Figure IV.23. Allure du signal expérimental simulé sous charge de l'onde longitudinale $S_{\sigma \text{ Exp sim}}(t)$ comparée aux signaux $S_0(t)$ avant et $S_{\sigma \text{ exp}}(t)$ pendant chargement lors du sondage des fibres tendues du matériau C 35.

IV.8.2. Simulation numérique des signaux expérimentaux en onde transversale polarisée lors de la flexion simple.

IV.8.2.1. Simulation des signaux dans le cas des fibres comprimées

La figure IV.24 présente l'allure du signal expérimental simulé sous charge de l'onde transversale polarisée $S_{\sigma \text{ Exp sim}}(t)$ comparée aux signaux expérimentaux $S_0(t)$ avant et $S_{\sigma \text{ exp}}(t)$ pendant chargement lors du sondage des fibres comprimées du matériau C 35. Il est noter que les allures du signal expérimental simulé sous charge et celui obtenu expérimentalement sont pratiquement superposables. L'atténuation peut être considérée comme très faible. La réduction du temps de vol est confirmée aussi.

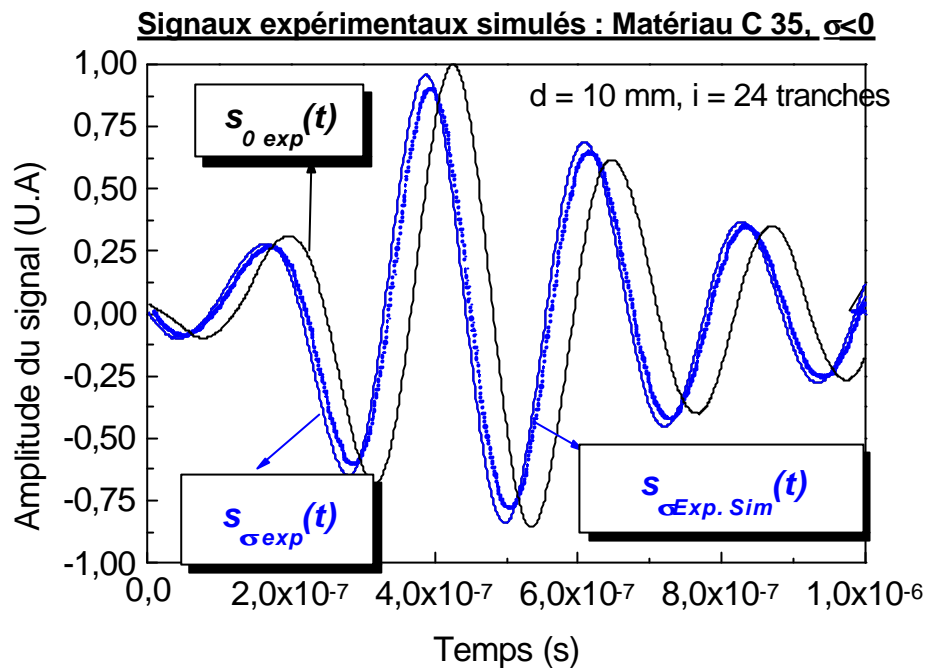


Figure IV.24. Allure du signal expérimental simulé sous charge de l'onde transversale polarisée $S_{\sigma \text{Exp Sim}}(t)$ comparée aux signaux $S_0(t)$ avant et $S_{\sigma \text{exp}}(t)$ pendant chargement lors du sondage des fibres comprimées du matériau C 35.

IV.8.2.2. Simulation des signaux dans le cas des fibres centrales

La figure IV.25 décrit l'allure du signal expérimental simulé sous charge de l'onde transversale polarisée $S_{\alpha \text{Exp sim}}(t)$ comparée aux signaux expérimentaux $S_0(t)$ avant et $S_{\alpha \text{exp}}(t)$ pendant chargement lors du sondage des fibres centrales du matériau C 35. Il ressort que le signal expérimental simulé sous charge indique atténuation notable en comparaison à celui obtenu expérimentalement dont l'amplitude s'amplifie sous charge. Difficilement, nous discernons une variation de la vitesse de l'onde transversale rayonnée.

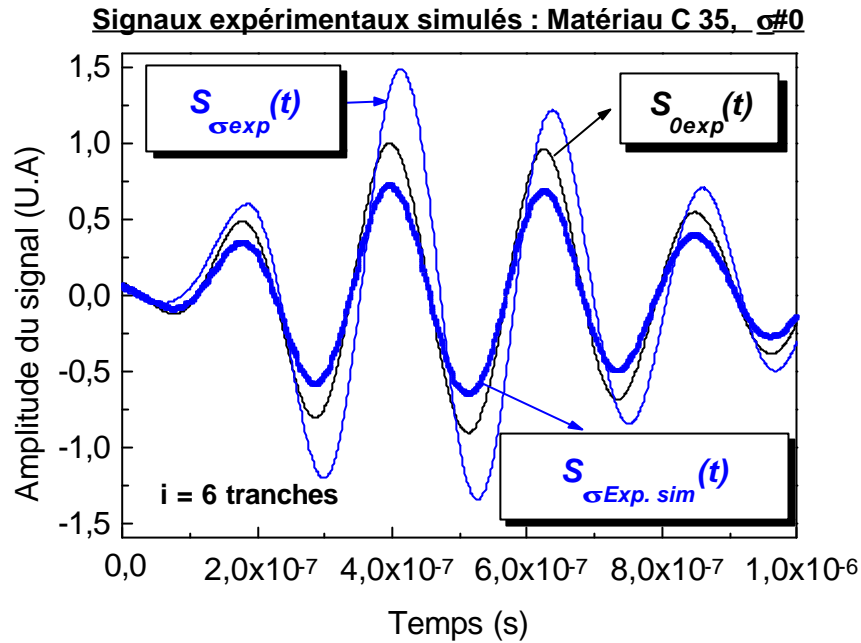


Figure IV.25. Allure du signal expérimental simulé sous charge de l'onde transversale polarisée $S_{\sigma_{Exp.sim}}(t)$ comparée aux signaux $S_{\theta}(t)$ avant et $S_{\sigma_{exp}}(t)$ pendant chargement lors du sondage des fibres centrales du matériau C 35.

IV.8.2.3. Simulation des signaux dans le cas des fibres tendues

La figure IV.26 révèle l'allure du signal expérimental simulé sous charge de l'onde transversale polarisée $S_{\sigma_{Exp.sim}}(t)$ comparée aux signaux expérimentaux $S_{\theta}(t)$ avant et $S_{\sigma_{exp}}(t)$ pendant chargement lors du sondage des fibres tendues du matériau C 35. Il est noter que les allures du signal expérimental simulé sous charge et celui obtenu expérimentalement sont pratiquement superposables. L'atténuation peut être considérée comme très faible. L'augmentation du temps de vol est nette.

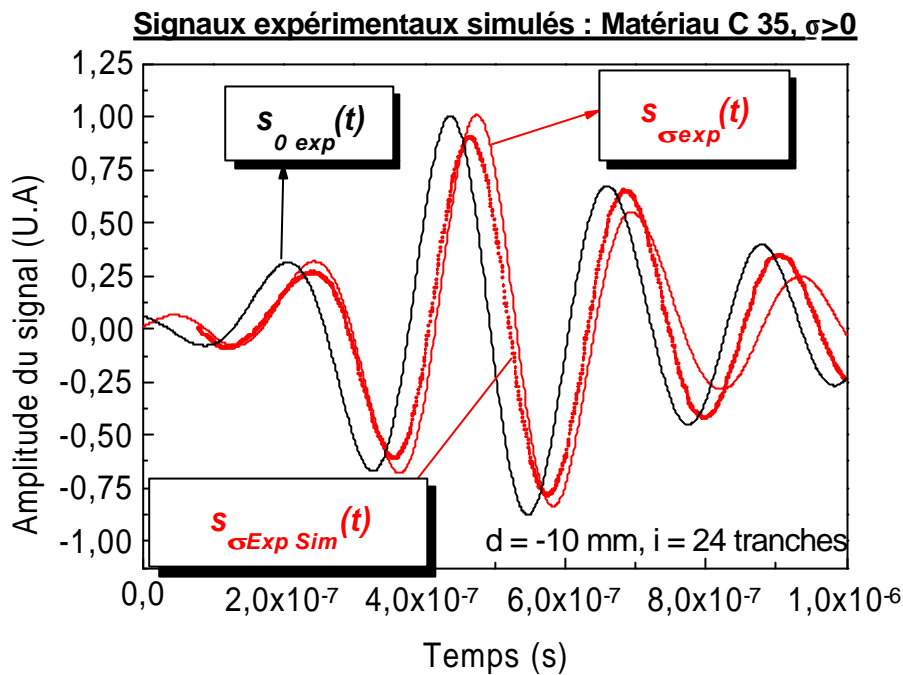


Figure IV.26. Allure du signal expérimental simulé sous charge de l'onde transversale polarisée $S_{\sigma \text{Exp sim}}(t)$ comparée aux signaux $S_0(t)$ avant et $S_{\sigma \text{exp}}(t)$ pendant chargement lors du sondage des fibres tendues du matériau C 35.

IV.9. Analyse des propriétés spectrales des signaux expérimentaux en flexion simple.

IV.9.1. Cas des ondes longitudinales

◆ Caractérisation spectrale des signaux acoustoélectriques dans le cas des fibres comprimées

Nous présentons à la figure IV.27 les spectres des signaux expérimentaux de l'onde longitudinale (a) avant et (b) pendant chargement lors du sondage des fibres comprimées du matériau C 35. Sous charge, le spectre de l'onde longitudinale subit une légère augmentation de la fréquence centrale et une modification de la phase de son spectre.

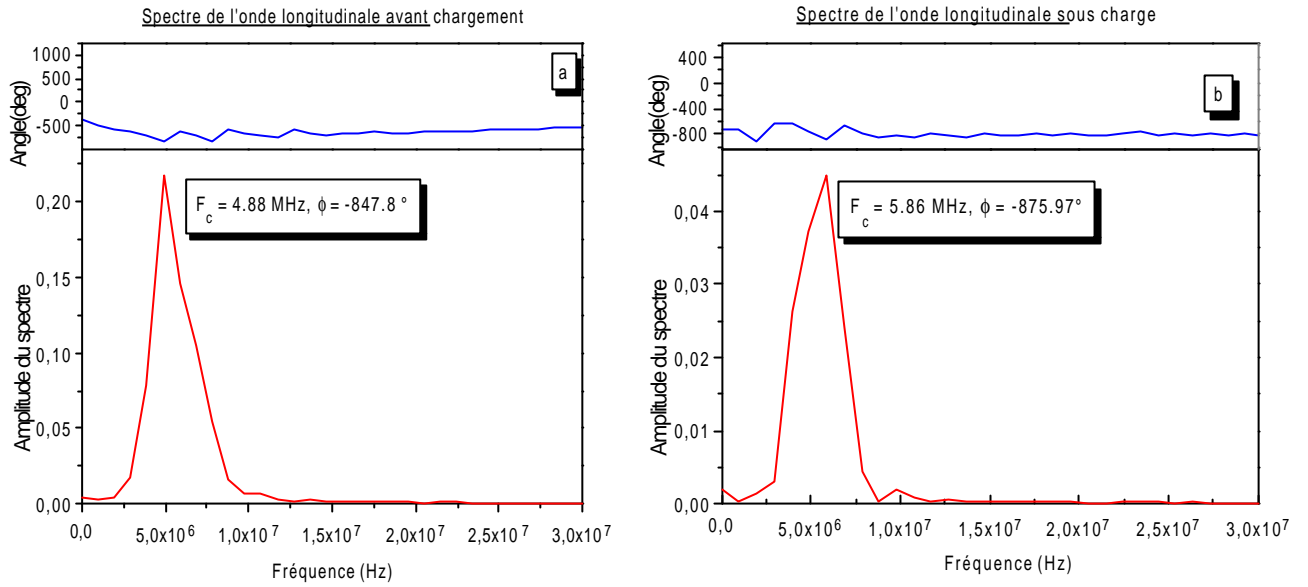


Figure IV.27. Spectres des signaux expérimentaux de l'onde longitudinale (a) avant et (b) pendant chargement lors du sondage des fibres comprimées du matériau C 35.

◆ Caractérisation spectrale des signaux acoustoélectriques dans le cas des fibres centrales

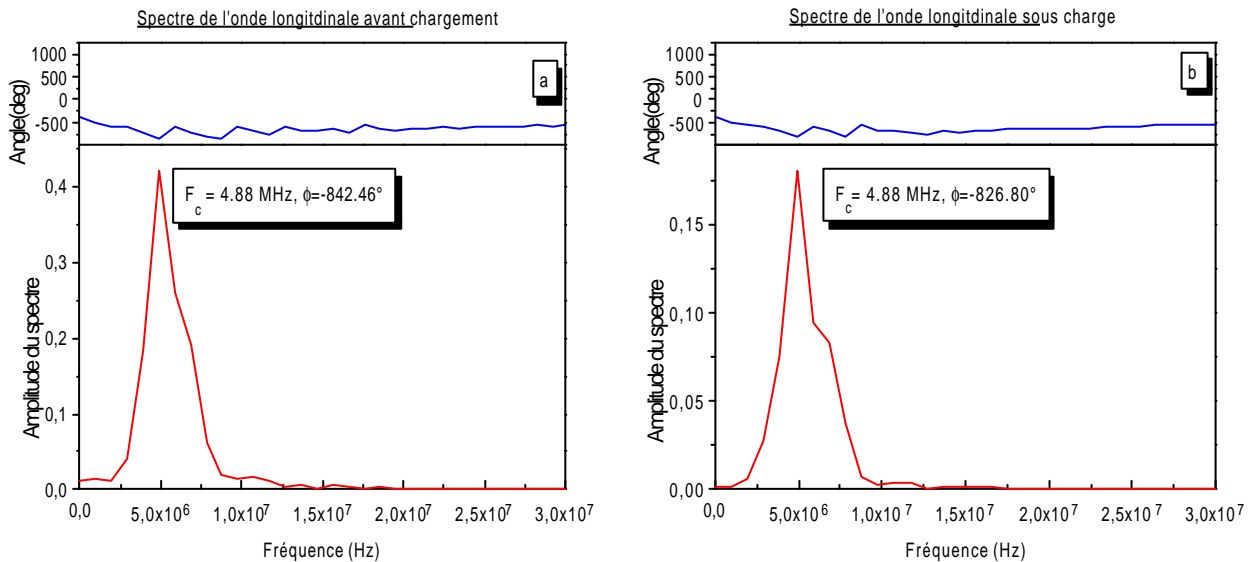


Figure IV.28. Spectres des signaux expérimentaux de l'onde longitudinale (a) avant et (b) pendant chargement lors du sondage des fibres centrales du matériau C 35.

La figure IV.28 montre les spectres des signaux expérimentaux de l'onde longitudinale (a) avant et (b) pendant chargement lors du sondage des fibres centrales du matériau C 35. Sous charge, le spectre de l'onde longitudinale n'indique aucune modification de la fréquence centrale et néanmoins un changement de la phase de son spectre est significatif.

◆ **Caractérisation spectrale des signaux acoustoélectriques dans le cas des fibres tendues**

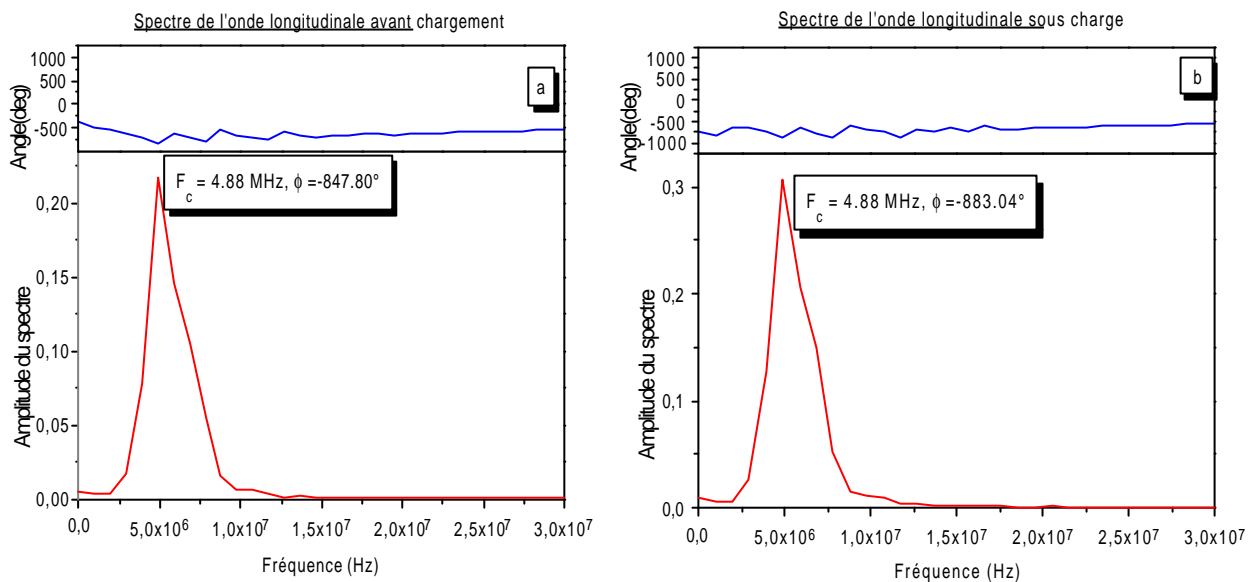


Figure IV.29. Spectres des signaux expérimentaux de l'onde longitudinale (a) avant et (b) pendant chargement lors du sondage des fibres tendues du matériau C 35.

Nous indiquons à la figure IV.29 les spectres des signaux expérimentaux de l'onde longitudinale (a) avant et (b) pendant chargement lors du sondage des fibres tendues du matériau C 35. Sous charge, le spectre de l'onde longitudinale ne révèle aucune modification notable de sa fréquence centrale et néanmoins une variation de la phase de son spectre existe.

IV.9.2. Cas des ondes transversales polarisées

◆ Caractérisation spectrale des signaux acoustoélectriques dans le cas des fibres comprimées

Lors de la caractérisation spectrale des signaux relatifs au sondage des fibres comprimées, il en résulte l'existence de deux fréquences centrales proches.

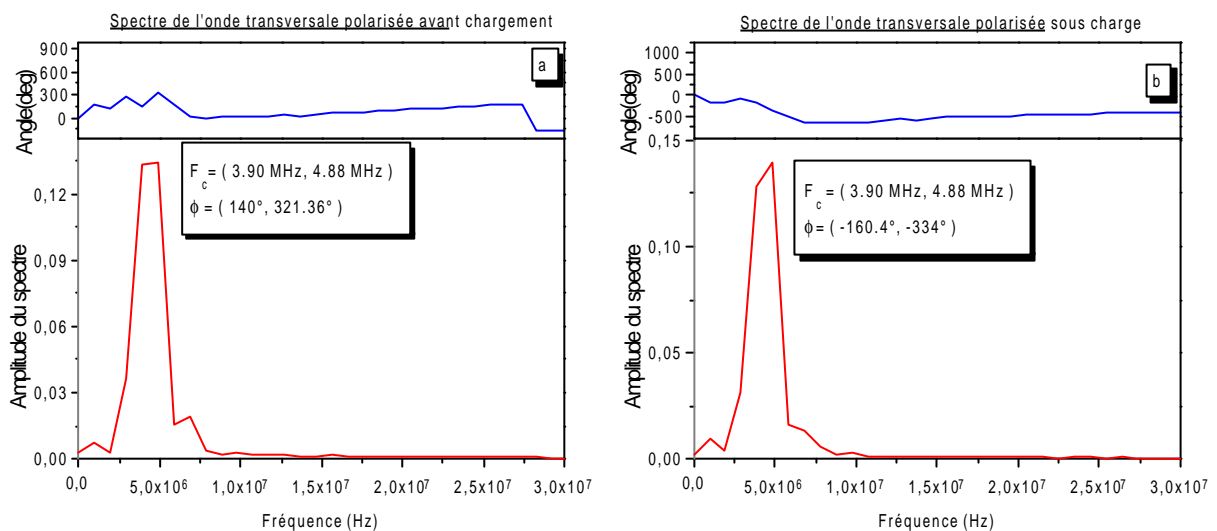


Figure IV.30. Spectres des signaux expérimentaux de l'onde transversale polarisée (a) avant et (b) pendant chargement lors du sondage des fibres comprimées du matériau C 35.

La figure IV.30 décrit les spectres des signaux expérimentaux de l'onde transversale polarisée (a) avant et (b) pendant chargement lors du sondage des fibres comprimées du matériau C 35. Notons que la phase du spectre sous charge subit une inversion et une modification par rapport à celui de l'état sans chargement.

◆ Caractérisation spectrale des signaux acoustoélectriques dans le cas des fibres centrales

Quant à la caractérisation spectrale des signaux relatifs au sondage des fibres centrales, il existe aussi de deux fréquences centrales proches. La figure IV.31 décrit les spectres des signaux expérimentaux de l'onde transversale polarisée (a) avant et (b) pendant chargement

lors du sondage des fibres centrales du matériau C 35. Notons que la phase du spectre sous charge subit une diminution légère par rapport à celui de l'état sans chargement.

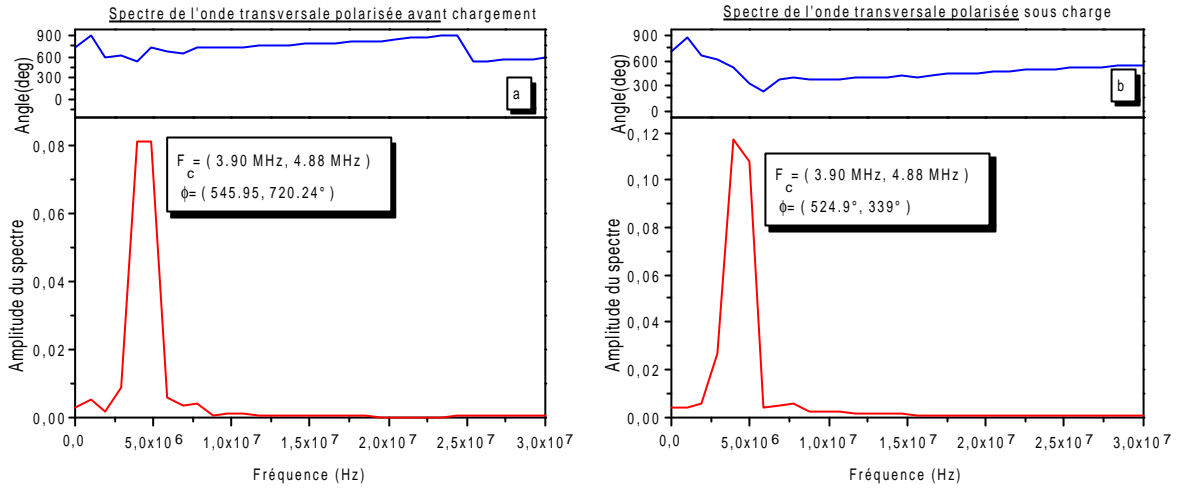


Figure IV.31. Spectres des signaux expérimentaux de l'onde transversale polarisée (a) avant et (b) pendant chargement lors du sondage des fibres centrales du matériau C 35.

◆ Caractérisation spectrale des signaux acoustoélectriques dans le cas des fibres tendues

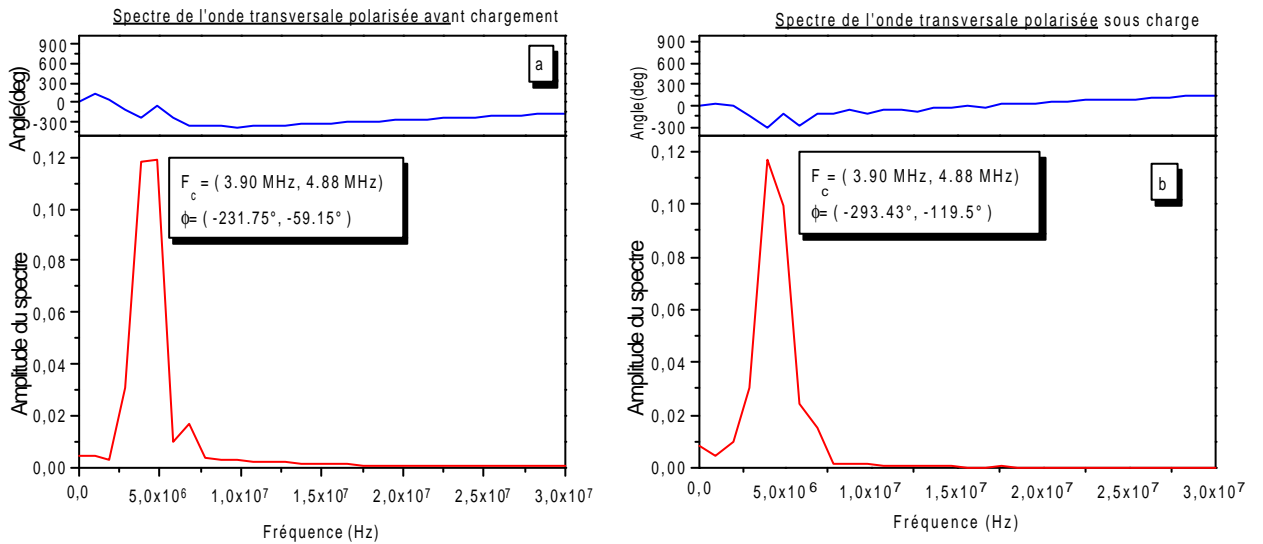


Figure IV.32. Spectres des signaux expérimentaux de l'onde transversale polarisée (a) avant et (b) pendant chargement lors du sondage des fibres tendues du matériau C 35.

Lors de la caractérisation spectrale des signaux relatifs au sondage des fibres tendues, deux fréquences centrales proches apparaissent. La figure IV.32 décrit les spectres des signaux expérimentaux de l'onde transversale polarisée (a) avant et (b) pendant chargement lors du sondage des fibres tendues du matériau C 35. Notons que la phase du spectre sous charge subit une modification par rapport à celui de l'état sans chargement.

IV.10. Discussion

Rappelons que le sondage des fibres centrales révèle pendant le chargement une forte atténuation des amplitudes de l'onde longitudinale (voir fig.IV.7). La présence d'un tel phénomène peut provenir d'une rotation importante des sections extrêmes de l'éprouvette. Une telle situation conduit à une modification de l'angle d'incidence de l'onde transmise captée par le transducteur récepteur. Le calcul effectué des angles de rotation des deux sections extrêmes fournit le résultat suivant : $\varphi(x=0)=\varphi(x=l)=0.53^\circ$. Cet angle est suffisamment petit pour que l'application de la méthode de sondage utilisée dans cette recherche garde sa validité. En outre, nous pouvons également évoquer la présence de contraintes tangentielles dues à l'effort tranchant ; qui sont maximales au point $y=0$. A titre indicatif, en se référant aux données géométriques de l'éprouvette à section circulaire, un effort de flexion $F= 12$ kN induit un effort tranchant $T=6$ kN, quelque soit x , une contrainte tangentielle nulle $\tau_{yz}(y=\pm d/4)=0$ et une autre maximale $\tau_{yz}(y=0)=11.3$ MPa. Pour $y=5$ mm, la contrainte tangentielle $\tau_{yz}=10$ MPa. Le calcul du rapport des contraintes normales et tangentielles se situe à 12 environs.

Conclusion

Au travers des investigations réalisées à l'aide d'un dispositif expérimental composé d'une machine universelle de traction et d'un banc d'acquisition et de mesure par ultrasons, nous avons présenté quelques résultats expérimentaux des effets acoustoélastiques en ondes longitudinales et transversales polarisées se propageant dans des pièces soumises à des contraintes mécaniques du type flexion simple.

Afin d'analyser les réponses acoustoélectriques obtenues expérimentalement, nous avons proposé une méthode permettant de calculer numériquement le temps moyen de propagation de l'onde en fonction de l'effort de flexion appliqué. Les résultats sont globalement en bonne concordance avec ceux obtenus par des simulations numériques des équations acoustoélastiques.

Expérimentalement par essai de flexion, une évaluation combinée par un sondage en ondes longitudinale et transversale de polarisation rectiligne permet de déterminer les constantes élastiques du troisième ordre l , m et n . Par conséquent, nous pouvons remonter au calcul du coefficient de la contrainte χ pour simuler l'effet acoustoélastique pour l'onde considérée. Ainsi, nous avons pu affirmer que la connaissance de ses constantes élastiques du second et troisième ordres et de sa masse volumique permet de calculer les effets acoustoélastiques induits par application d'un effort concentré de flexion.

Dans ces travaux, nous avons utilisé la loi de déformation du matériau dans le domaine élastique pour approcher l'évaluation ultrasonore en flexion. Comme application possible de cette étude est la détermination de la déformation des poutres en flexion. En se référant au modèle géométrique de cette étude en flexion simple, nous pouvons fournir l'expression de l'allongement dans le domaine élastique :

$$\pm \delta l = (V_{\sigma} \tau_{\sigma} - V_0 \tau_0) \quad (\text{IV.8})$$

Une analyse de l'équation IV.8 permet de déduire, pour les fibres comprimées ($\sigma < 0$), que l'allongement est négatif. Dans ce cas, nous aurons une inégalité de la forme $V_{\sigma} \tau_{\sigma} < V_0 \tau_0$. Quant aux fibres tendues, l'allongement devient positif, et l'inégalité précédente s'inverse comme suit $V_{\sigma} \tau_{\sigma} > V_0 \tau_0$.

A partir de l'allongement total, nous pouvons montrer que l'expression de l'effort de flexion peut être déduite à partir des mesures de l'onde considérée longitudinale ou transversale V_{σ} , τ_{σ} , V_0 et τ_0 comme suit :

$$F = \pm 8 \rho_0 V_{T0}^2 \frac{(3V_{L0}^2 - 4V_{T0}^2)(V_{\sigma} \tau_{\sigma} - V_0 \tau_0)}{(V_{L0}^2 - V_{T0}^2) L_0^2 y / I} \quad (\text{IV.9})$$

Ces travaux montrent l'intérêt à accorder à l'évaluation des propriétés acoustiques ultrasonores des ondes dans les milieux déformés élastiquement par des contraintes mécaniques variables. Par conséquent, la présente méthode pourrait contribuer au calcul d'autres modes de charges mécaniques statiques (flexion en 4-points, charge en torsion...).

CHAPITRE V

Conception et réalisation d'un transducteur électroacoustique à relais.

Introduction

Les ondes ultrasonores sont, le plus souvent, émises et détectées par des transducteurs piézo-électriques ou ferroélectriques. Pour générer des ondes longitudinales, l'élément piézo-électrique vibre en épaisseur. Pour les ondes transversales, la céramique vibre soit radialement, soit selon une direction perpendiculaire à l'épaisseur. Dans ce dernier cas, le rendement électroacoustique est faible et il est très délicat d'obtenir une polarisation linéaire parfaite des ondes de cisaillement. Ce qui constitue un inconvénient majeur ; car les ondes transversales polarisées linéairement sont souvent mises à contribution pour la caractérisation des matériaux, comme la détermination des modules d'élasticité ou de la matrice des raideurs, la mesure des contraintes résiduelles ou appliquées et la recherche d'anisotropie ou d'état structural.

Le phénomène de conversion de mode, à la réflexion ou à la transmission, peut être utilisé avantageusement pour faire face aux inconvénients du procédé de production directe d'ondes transversales liés au faible rendement électroacoustique et aux difficultés physiques et technologiques de production d'ondes de cisaillement à polarisation rectiligne. L'idée réside dans l'utilisation à l'émission et la réception d'un élément sensible vibrant en épaisseur pour générer des ondes longitudinales se propageant sous un certain angle d'incidence en direction d'une surface de séparation entre deux milieux de caractéristiques physico-acoustiques différentes.

Dans le cadre de cette étude, nous étudions le comportement des ondes longitudinales et transversales polarisées dans des pièces soumises à des chargements mécaniques appliqués par transmission à une interface. Pour obtenir des ondes transversales de polarisation linéaire, nous exploitons le phénomène de conversion de mode, à la réflexion ou à la transmission à

une interface. Des éléments théoriques sont en effet indispensables pour optimiser l'intensité des ondes transversales générées à partir d'ondes longitudinales après conversion de mode à une interface séparant deux milieux matériels [49-51]. Les résultats obtenus dans le cas d'une interface métal - air seront utilisés pour la conception et la réalisation d'éprouvettes d'essais.

V.1. Propagation d'une onde ultrasonore dans un milieu isotrope illimité en absence de contraintes

En absence de contraintes appliquées, pour un milieu solide, homogène, isotrope et parfaitement élastique, traversé par une onde ultrasonore, le déplacement \vec{u} d'une particule élémentaire autour de sa position d'équilibre est régi par l'équation de la mécanique des milieux continus suivante [49-51] :

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu) \text{grad}(\text{div} \vec{u}) - \mu \text{rot} \text{rot} \vec{u} \quad (\text{V.1})$$

Cette égalité constitue l'équation générale de propagation d'une onde élastique dans un milieu homogène et isotrope, dans laquelle ρ , λ et μ représentent respectivement la masse volumique et les coefficients de Lamé du milieu. La résolution de cette équation de propagation passe par la décomposition du vecteur de déplacement \vec{u} (fig.V.1) en deux vecteurs \vec{u}_L et \vec{u}_T tels que :

$$\vec{u} = \vec{u}_L + \vec{u}_T \quad (\text{V.2})$$

\vec{u}_L caractérise le vecteur déplacement dû à une onde longitudinale pure :

$$(\text{rot} \vec{u}_L = 0) \Leftrightarrow \vec{u}_L = \text{grad} \phi$$

\vec{u}_T caractérise le vecteur déplacement se rapportant à une onde transversale pure :

$$\operatorname{div} \vec{u}_T = 0 \Leftrightarrow \vec{u}_T = \vec{\nabla} \wedge \vec{\Psi}$$

Où : ϕ et $\vec{\Psi}$ sont respectivement le potentiel scalaire et le potentiel vecteur. Cette écriture permet de remplacer l'équation (V.1) par deux équations aux dérivées partielles découplées :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = C_L^2 \Delta \phi \\ \frac{\partial^2 \vec{\Psi}}{\partial t^2} = C_T^2 \Delta \vec{\Psi} \end{cases} \quad (\text{V.3) et (V.4)}$$

Où : $C_L = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$ et $C_T = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ représentent respectivement la vitesse de propagation des ondes longitudinales et des ondes transversales. Δ représente l'opérateur laplacien.

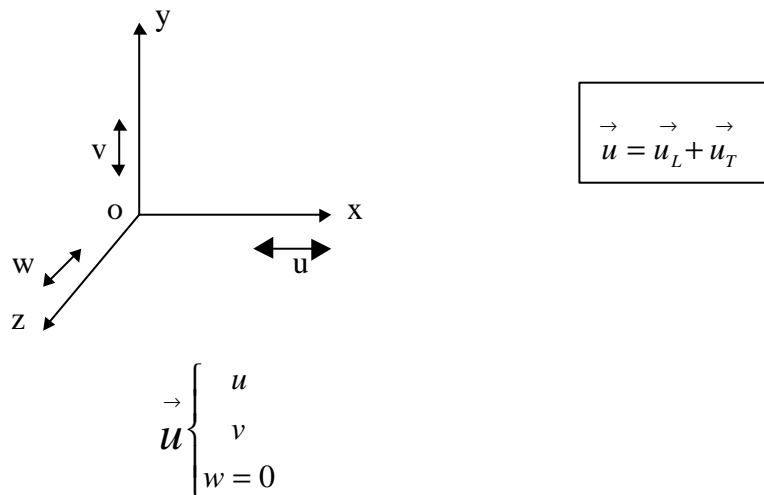


Figure V.1. Illustration du déplacement résultant $\vec{u} = \vec{u}_L + \vec{u}_T$ dans le plan xoy.

Considérons le cas particulier de la propagation des ondes élastiques planes dans le plan xoy (fig.V.1). Les déplacements s'effectuant dans le plan oxy, la composante w_T est nulle, de plus la seule composante non nulle du potentiel vecteur est Ψ_z .

Par commodité, nous notons : $\Psi_z = \Psi$. Dans ce cas, les composantes (u, v, w) du vecteur déplacement s'écrivent :

$$\begin{aligned}
 u &= \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \\
 v &= \frac{\partial \phi}{\partial y} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \\
 w &= 0.
 \end{aligned}
 \tag{V.5}$$

V.2. Comportement des ondes aux interfaces

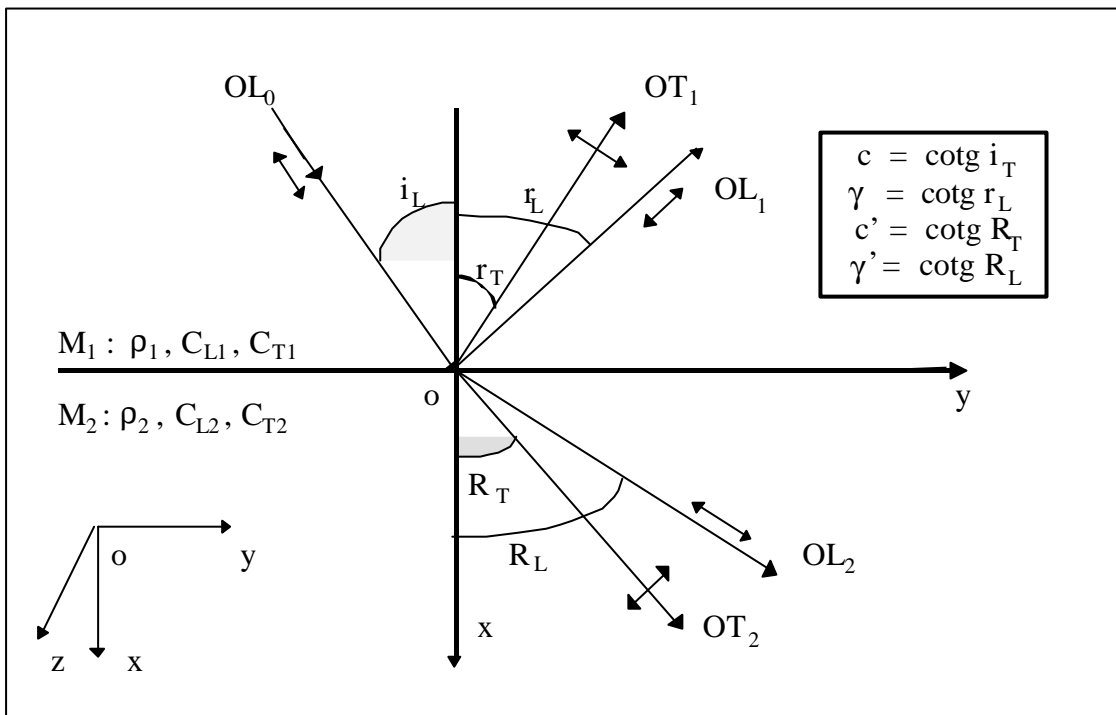


Figure V.2. Réflexion et réfraction d'une onde incidente plane longitudinale à une interface entre deux milieux M_1 et M_2 .

Nous considérerons dans la suite que l'onde incidente est plane, de variation temporelle sinusoïdale et arrivant avec un angle d'incidence sur une surface plane séparant deux milieux isotropes distincts supposés semi-infinis. Les interfaces rencontrées sont généralement du type :

Liquide - Solide ;

Solide - Solide ;

Solide - Frontière libre ou Surface plane libre (air ou milieu gazeux).

Les figures V.2 et V.3 précisent respectivement le système d'axes oxyz choisi pour l'étude de la réflexion et de la réfraction d'une onde incidente plane longitudinale ou d'une onde incidente plane transversale. L'onde incidente de compression ou de cisaillement génère des ondes réfléchies et/ou des ondes réfléchies et réfractées de modes vibratoires longitudinal et transversal [52-62].

Lorsque l'onde plane, longitudinale ou transversale, rencontre une surface réfléchissante avec un angle d'incidence i_L ou i_T , cette surface subit l'action de l'onde incidente avec une rémission partielle ou totale de l'énergie dans le même milieu par génération d'ondes réfléchies. Quant au phénomène de transmission, il réside dans le passage dans le second milieu d'une fraction de l'énergie incidente. Si l'interface est formée de deux solides isotropes, il peut exister trois types d'ondes dans chaque solide [63]. Dans les milieux gazeux, les ondes ultrasonores de haute fréquence, ne se propagent pas ; il y a donc réflexion totale des ondes dans le milieu solide.

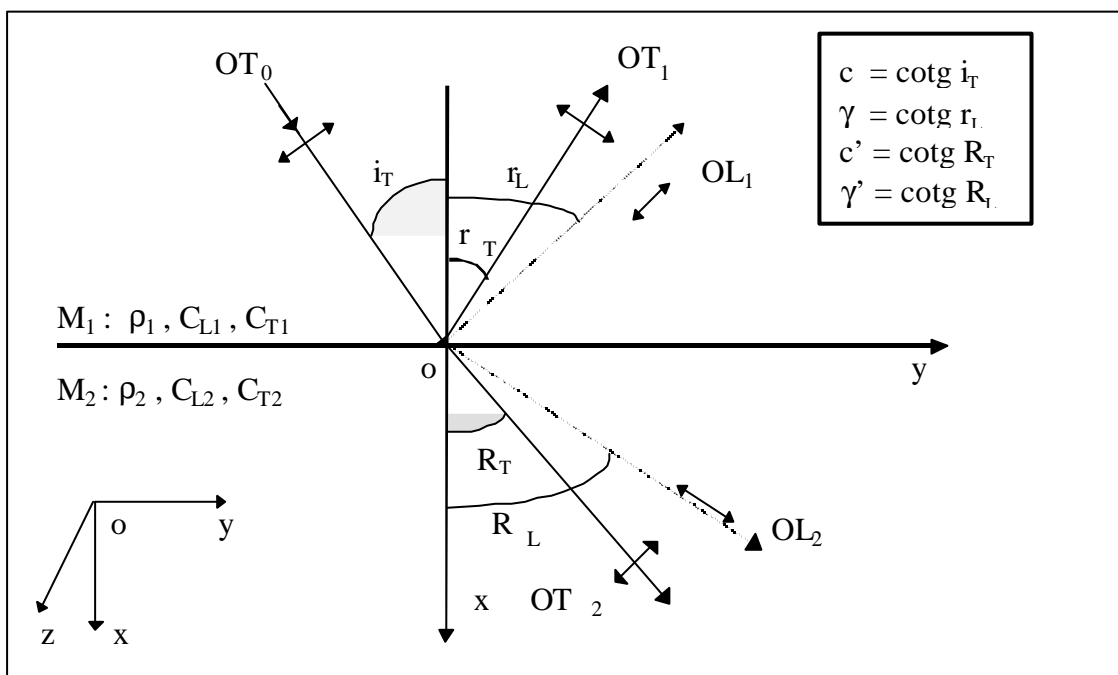


Figure V.3. Réflexion et réfraction d'une onde incidente plane transversale à une interface entre deux milieux M_1 et M_2 .

Sachant que tous les déplacements s'effectuent dans le plan xoy (fig.V.1), le déplacement et les dérivées par rapport à z sont nuls. Les conditions aux limites en tout point de la surface de séparation entre le milieu M_1 et le milieu M_2 sont [59-60] :

Egalité des déplacements normaux :

$$u_1 = u_2$$

Cette relation se traduit par l'expression suivante :

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial x} + \frac{\partial \psi_1}{\partial y} = \frac{\partial \phi_2}{\partial x} + \frac{\partial \psi_2}{\partial y}$$

Egalité des déplacements transversaux :

$$v_1 = v_2$$

De ce fait, nous avons :

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial y} - \frac{\partial \psi_1}{\partial x} = \frac{\partial \phi_2}{\partial y} - \frac{\partial \psi_2}{\partial x}$$

Egalité des contraintes normales :

$$[\sigma_x]_{M1} = [\sigma_x]_{M2}$$

$$\begin{aligned} & (\lambda_1 + 2\mu_1) \left[\frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial y^2} \right] - 2\mu_1 \left[\frac{\partial^2 \phi_1}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial x \partial y} \right] \\ & = (\lambda_2 + 2\mu_2) \left[\frac{\partial^2 \phi_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_2}{\partial y^2} \right] - 2\mu_2 \left[\frac{\partial^2 \phi_2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial x \partial y} \right] \end{aligned}$$

Egalité des contraintes tangentielles :

$$[T_{yx}]_{M1} = [T_{yx}]_{M2} \text{ et } [T_{zx}] = 0$$

Ceci se traduit par :

$$\mu_1 \left[\frac{\partial^2 \psi_1}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial x^2} + 2 \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x \partial y} \right] = \mu_2 \left[\frac{\partial^2 \psi_2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial x^2} + 2 \frac{\partial^2 \phi_2}{\partial x \partial y} \right]$$

μ_1 et μ_2 : sont respectivement les modules de cisaillement des milieux M_1 et M_2 .

Pour une onde plane longitudinale formant un angle incident i_L avec la normale à la surface de séparation (fig.V.2), la relation de Snell-Descartes s'écrit [56] :

$$\frac{\sin i_L}{C_{L1}} = \frac{\sin r_T}{C_{T1}} = \frac{\sin r_L}{C_{L1}} = \frac{\sin R_L}{C_{L2}} = \frac{\sin R_T}{C_{T2}} \quad (\text{V.6})$$

Où :

les indices 1 et 2 correspondent aux milieux de propagation M_1 et M_2 ;

L et T indiquent respectivement les modes vibratoires longitudinal et transversal ;

R et R désignent respectivement les angles de réflexion et de réfraction ;

C est la célérité de l'onde.

Dans le cas d'une surface plane de séparation entre un liquide et un solide, il existe, pour les modes vibratoires longitudinal et transversal, deux valeurs critiques ou limites de l'angle d'incidence, l'un pour l'onde réfractée longitudinale, l'autre pour l'onde réfractée transversale [63-64].

En utilisant le modèle des ondes planes sinusoïdales, Knott [59] a proposé des solutions pour la résolution des équations régissant le phénomène de la réflexion et de la

transmission des ondes à une interface formée d'un premier milieu M_1 en contact acoustique avec un deuxième milieu M_2 .

Dans le cas d'une onde incidente longitudinale OL_0 (fig.V.2) ou d'une onde incidente transversale OT_0 (fig.V.3), cette résolution prend en compte les conditions aux limites relatives à la continuité des contraintes normales et tangentielles et à la continuité des déplacements normaux et transversaux à l'interface entre les deux milieux [59-60].

a) Cas de l'onde incidente longitudinale OL_0

En omettant le facteur de temps $\exp(-i\omega t)$, les fonctions solutions s'écrivent sous les formes [59] :

Milieu 1

Onde incidente longitudinale OL_0

$$\phi_{L0} = A_0 \exp[ib(cx + y)]$$

Onde longitudinale réfléchie OL_1

$$\phi_{L1} = A_1 \exp[ib(-cx + y)]$$

Onde transversale réfléchie OT_1

$$\psi_{T1} = B_1 \exp[ib(-\gamma x + y)]$$

Milieu 2

Onde longitudinale transmise OL_2

$$\phi_{L2} = A_2 \exp[ib(c'x + y)]$$

Onde transversale transmise OT_2

$$\Psi_{T_2} = B_2 \exp[ib(\gamma'x + y)]$$

Où :

A_0 est l'amplitude de l'onde incidente longitudinale ;

b : l'amplitude du vecteur d'onde dans le milieu d'incidence ;

A_1 : l'amplitude de l'onde longitudinale réfléchie ;

B_1 : l'amplitude de l'onde transversale réfléchie ;

A_2 : l'amplitude de l'onde longitudinale réfractée ;

B_2 : l'amplitude de l'onde transversale réfractée.

Pour c , γ , c' et γ' : leurs expressions sont fournies à la figure V.2.

L'application des conditions aux limites à l'interface permet d'obtenir un système linéaire de quatre équations du premier degré à quatre inconnues que nous présentons sous la forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} M \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} H \end{bmatrix} \quad (V.7)$$

Avec :

$$M = \begin{bmatrix} c & -1 & c' & 1 \\ -1 & -\gamma & 1 & -\gamma' \\ -(\gamma^2 - 1) & 2\gamma & (\gamma'^2 - 1)\tau & 2\gamma'\tau \\ 2c & (\gamma^2 - 1) & 2c'\tau & -(\gamma'^2 - 1)\tau \end{bmatrix}$$

$$X = \begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \\ A_2 \\ B_2 \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad H = A_0 \begin{bmatrix} c \\ 1 \\ (\gamma^2 - 1) \\ 2c \end{bmatrix}$$

Dans le système (V.7), τ est le rapport des modules de rigidité donné par l'expression suivante :

$$\tau = \frac{\mu_2}{\mu_1} = \frac{\rho_2 (\gamma^2 + 1)}{\rho_1 (\gamma'^2 + 1)}$$

Cette expression est le résultat du remplacement de $\phi_1 = \phi_{L0} + \phi_{L1}$, ψ_1 , ϕ_2 et ψ_2 par leurs valeurs respectives dans les équations (V.3) et (V.4).

b) Cas de l'onde incidente transversale OT₀

Comme dans le cas a, en omettant le facteur de temps $\exp(-i\omega t)$, les amplitudes des fonctions solutions se présentent sous la forme suivante :

Milieu 1

Onde incidente transversale OT₀

$$\psi_{T0} = B_0 \exp[ib(cx + y)]$$

Onde longitudinale réfléchie OL₁

$$\phi_{L1} = A_1 \exp[ib(-\gamma x + y)]$$

Onde transversale réfléchie OT₁

$$\psi_{T1} = B_1 \exp[ib(-cx + y)]$$

Milieu 2

Onde longitudinale transmise OL₂

$$\phi_{L2} = A_2 \exp[ib(\gamma' x + y)]$$

Onde transversale transmise OT₂

$$\Psi_{T_2} = B_2 \exp[ib(c'x + y)]$$

Où :

B_0 est l'amplitude de l'onde incidente transversale. La signification des amplitudes A_1 , B_1 , A_2 et B_2 et des coefficients μ_1 et μ_2 est analogue à celle indiquée pour une onde incidente longitudinale. Quant aux paramètres c , γ , c' et γ' , leurs expressions sont mentionnées à la figure V.3.

Les conditions imposées à l'interface nous conduisent à un système de quatre équations que nous présentons sous la forme matricielle suivante :

$$\begin{bmatrix} G \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T \end{bmatrix} \tag{V.8}$$

Avec :

$$G = \begin{bmatrix} \gamma & -1 & \gamma' & 1 \\ 1 & c & -1 & c' \\ -(c^2-1) & 2c & (c'^2-1)\tau & 2c'\tau \\ -2\gamma & -(c^2-1) & -2\gamma'\tau & (c'^2-1)\tau \end{bmatrix}$$

$$Y = \begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \\ A_2 \\ B_2 \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad T = B_0 \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ c \\ 2c \\ (c^2-1) \end{bmatrix}$$

Dans le système (V.8), le rapport des modules de rigidité τ est donné par :

$$\tau = \frac{\mu_2}{\mu_1} = \frac{\rho_2(c'^2 + 1)}{\rho_1(c^2 + 1)}$$

Ce rapport est obtenu par le remplacement de ϕ_1 , $\psi_1 = \psi_{T0} + \psi_{T1}$, ϕ_2 et ψ_2 par leurs valeurs respectives dans les équations (V.3) et (V.4).

V.3. Traitement numérique des équations de distribution

Un programme spécifique a été développé pour résoudre ces systèmes d'équations. Ce programme tient compte du type d'onde incidente et des matériaux en présence à l'interface.

L'optimisation de la transformation d'ondes aux différents types d'interface nécessite l'étude de deux transformations : l'une en onde incidente longitudinale émise en parcours aller, l'autre en onde transversale en trajet retour vers le récepteur (voir fig.V.4a et V.4b). Les directions de propagation des différentes ondes sont fournies par la loi de SNELL-DESCARTES.

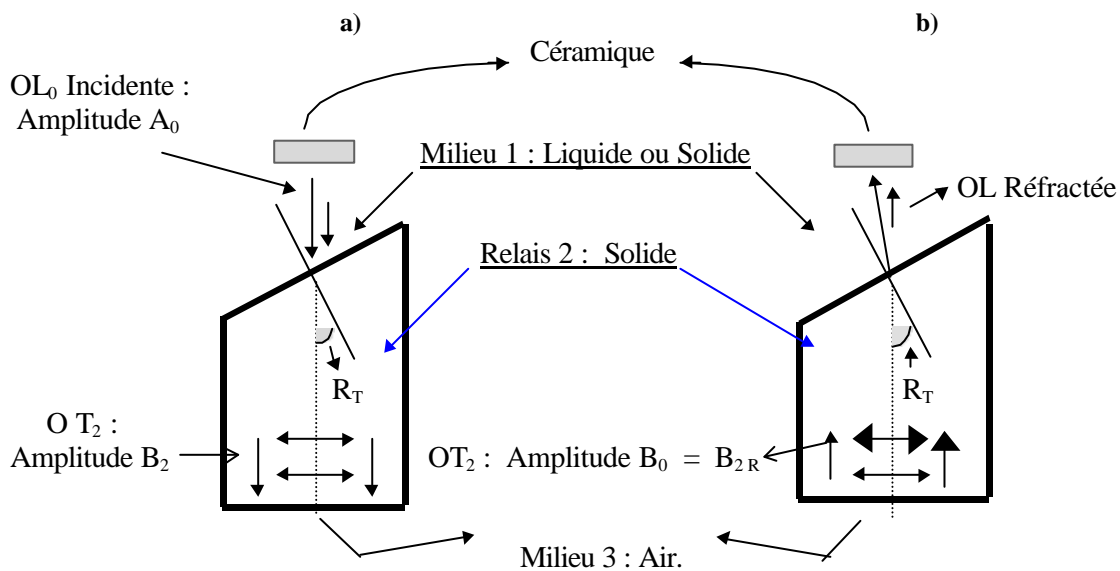


Figure V.4. a) Trajet aller : Transformation d'onde à l'interface Milieu 1- Milieu 2 (Relais). Cas d'une onde longitudinale incidente.

b) Trajet retour : Transformation d'onde à l'interface Milieu 2 (Relais) - Milieu 1. Cas d'une onde transversale incidente obtenue après réflexion à l'interface Milieu 2 (Relais) - Milieu 3.

Dans le système matriciel linéaire de la forme V.7, l'inversion du terme matriciel $\begin{bmatrix} M \end{bmatrix}$ en $\begin{bmatrix} M^{-1} \end{bmatrix}$ permet d'accéder aux amplitudes inconnues A_1 , B_1 , A_2 et B_2 de la matrice colonne :

$$\begin{bmatrix} X \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} H \end{bmatrix} \begin{bmatrix} M^{-1} \end{bmatrix}$$

Le transfert d'énergie, exprimé par un coefficient théorique de transmission ou de réflexion, prend en considération les parcours aller - retour des différentes ondes obtenues (voir fig.V.4).

V.3.1. Cas de l'onde incidente longitudinale d'amplitude A_0 en parcours aller

Le calcul de la distribution énergétique d'une onde longitudinale à une interface (voir fig.V.2 et fig.V.4a), lors du parcours aller, fait appel à un système matriciel de quatre équations du premier degré à quatre inconnues. En admettant que le carré de l'amplitude de l'onde incidente longitudinale émise est $A_0^2 = 1$, la matrice colonne $\begin{bmatrix} H \end{bmatrix}$ se présente sous la forme :

$$H = 1. \begin{bmatrix} c \\ 1 \\ (\gamma^2 - 1) \\ -2c \end{bmatrix}$$

V.3.2. Cas d'une onde incidente transversale B_0 en trajet retour

Pour que la réflexion soit maximale, le milieu M_2 doit présenter une géométrie permettant au faisceau incident de l'onde transversale d'être normal à la surface de sortie pour donner lieu à une réflexion totale de l'onde de retour vers la réception (voir fig.V.3 et fig.V.4b). Donc, la connaissance des énergies des différentes ondes issues d'une onde

incidente transversale réfléchi par l'interface selon la figure V.4b, nécessite la résolution du système de quatre équations à quatre inconnues. Cette fois-ci, l'amplitude de l'onde incidente transversale B_0 dépend des amplitudes des ondes transversales réfractées B_{2R} produites lors du trajet aller de l'onde longitudinale émise par la céramique.

Comme dans le cas d'une onde longitudinale, l'inversion de la matrice $\begin{bmatrix} G \end{bmatrix}$ en $\begin{bmatrix} G^{-1} \end{bmatrix}$ nous permet d'accéder aux amplitudes inconnues figurant dans la matrice colonne :

$$\begin{bmatrix} Y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} G^{-1} \end{bmatrix}$$

où :

$$T = B_{2R} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ -c \\ 2c \\ (c^2 - 1) \end{bmatrix}$$

Au vu des résultats théoriques et expérimentaux [43-44,65-66], le choix d'une interface de conversion de mode ne se conçoit qu'avec des milieux matériels répondant à des caractéristiques particulières susceptibles de présenter un certain intérêt lors de la transformation de l'onde longitudinale incidente en une onde transversale réfractée ou réfléchi.

V.4. Etudes de quelques cas d'interfaces

V.4.1. Cas d'une interface Liquide - Solide

Parmi les cas intéressants, nous avons retenu les interfaces favorisant une transmission théorique maximale d'ondes de cisaillement par transmission selon un parcours aller - retour. Comme exemples, nous présentons les interfaces : Pétrole - Polystyrène et Pétrole - PMMA

(Polyméthacrylate de Méthyle). Dans le cas du pétrole - polystyrène (fig.V.5a), l'évolution de l'énergie transmise des ondes transversales pour un parcours aller-retour montre qu'il y a une conversion totale de l'onde incidente longitudinale en onde de cisaillement polarisées pour des angles d'incidence allant de 44° à 52° . L'énergie de l'onde incidente longitudinale, transmise sous forme d'onde de cisaillement, est localisée entre le premier et le deuxième angle limite : $30^\circ \leq i_L \leq 60^\circ$. Au-delà du deuxième angle limite, aucune onde n'est transmise au polystyrène. Dans le cas d'une interface Pétrole - PMMA (fig.V.5b), cet intervalle est de 32° à 69° .

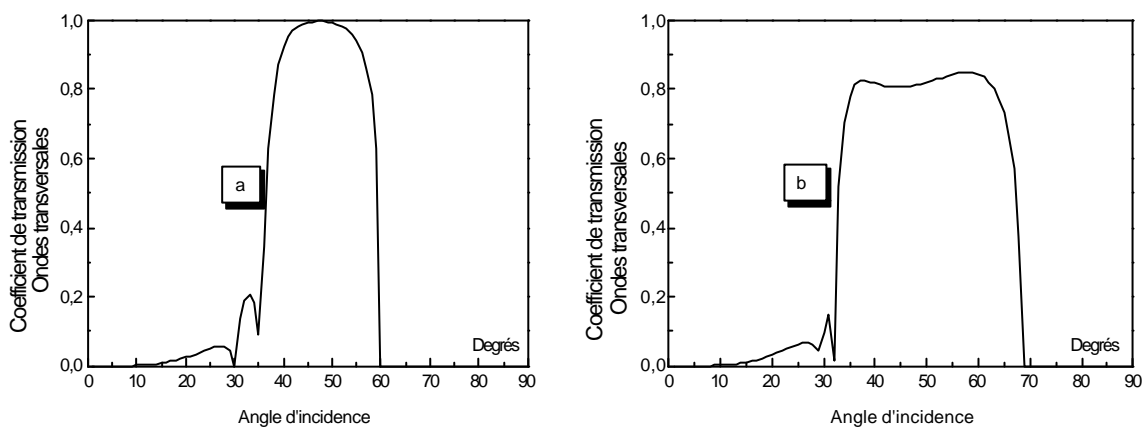


Figure.V.5. Evolution du coefficient de transmission des ondes transversales réfractées en fonction de l'angle d'incidence de l'onde longitudinale en degrés pour un parcours Aller - Retour. Cas des interfaces Liquide - Solide : a) Pétrole - Polystyrène. b) Pétrole - PMMA.

V.4.2. Cas d'une interface Solide - Solide

Dans ce type d'interface, nous considérons que l'onde longitudinale incidente se propage dans un milieu solide M_1 en atteignant sous incidence oblique ($0 \leq i_L \leq \pi/2$) la surface de séparation avec le milieu solide M_2 appelé relais. Pour une telle configuration, nous avons étudié des interfaces solide - solide susceptibles de présenter un certain intérêt lors de la transformation de l'onde longitudinale incidente en une onde transversale réfractée. Dans le cas d'une interface PMMA - Acier, l'onde de cisaillement transmise se manifeste pour des incidences comprises entre deux angles critiques : $27^\circ \leq i_L \leq 58^\circ$ (fig.V.6a). Le coefficient de

transmission de l'énergie des ondes de cisaillement se situe aux environs de 25% pour un angle d'incidence de 33°.

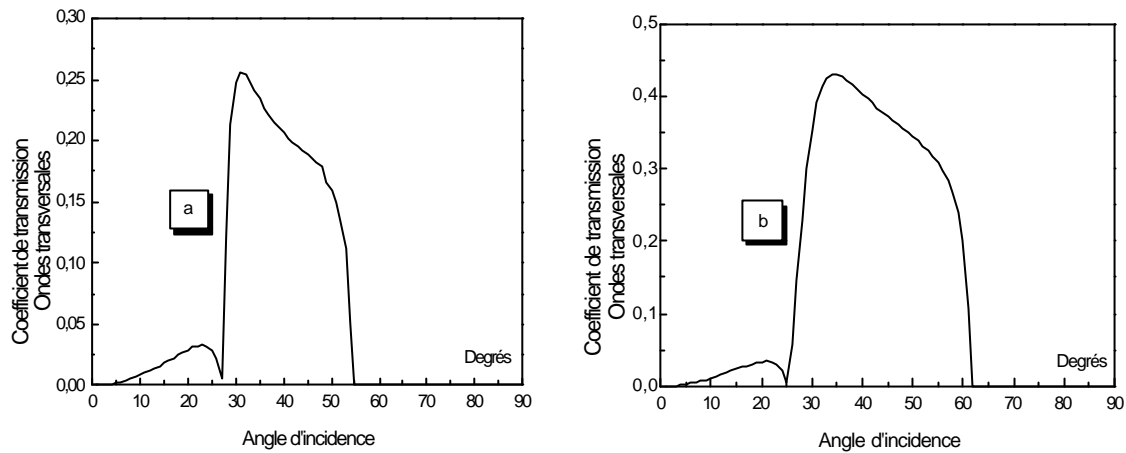


Figure V.6. Evolution du coefficient de transmission des ondes transversales réfractées en fonction de l'angle d'incidence de l'onde longitudinale en degrés pour un parcours Aller. Cas des interfaces Solide - Solide : a) PMMA - Acier. b) PMMA - Duralumin.

V.4.3. Cas d'une interface Solide - Frontière libre (air) :

Dans ce cas, l'onde longitudinale incidente se propage dans un milieu solide M_1 en atteignant sous incidence oblique ($0 \leq i_L \leq \pi/2$) la surface de séparation, avec l'air Milieu M_2 (fig.V.7). Pour une interface Acier/Air, l'énergie de l'onde longitudinale est intégralement réfléchi sous forme d'onde transversale (fig.V.8a).

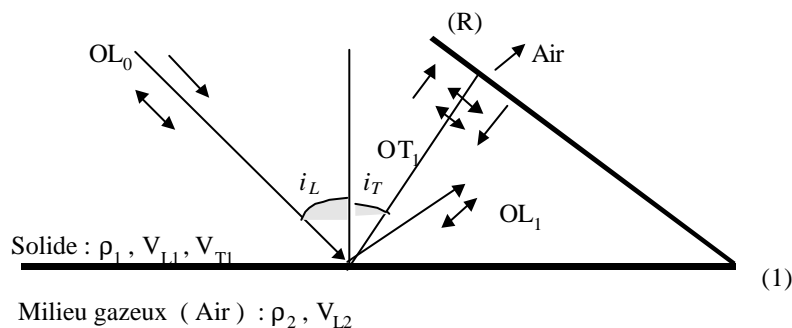


Figure V.7. Réflexion des ondes longitudinales "OL" et transversales "OT" à une surface formée d'un solide et d'un milieu gazeux (Air).

Dans le cas d'une interface Duralumin/Air (fig.V.8b), pour $65^\circ \leq i_L \leq 75^\circ$, le phénomène de réflexion totale avec conversion de mode ne se produit pas. Il est à noter que dans les milieux gazeux, les ondes ultrasonores de haute fréquence, ne se propagent pas. Il y a donc réflexion totale des ondes dans le milieu solide.

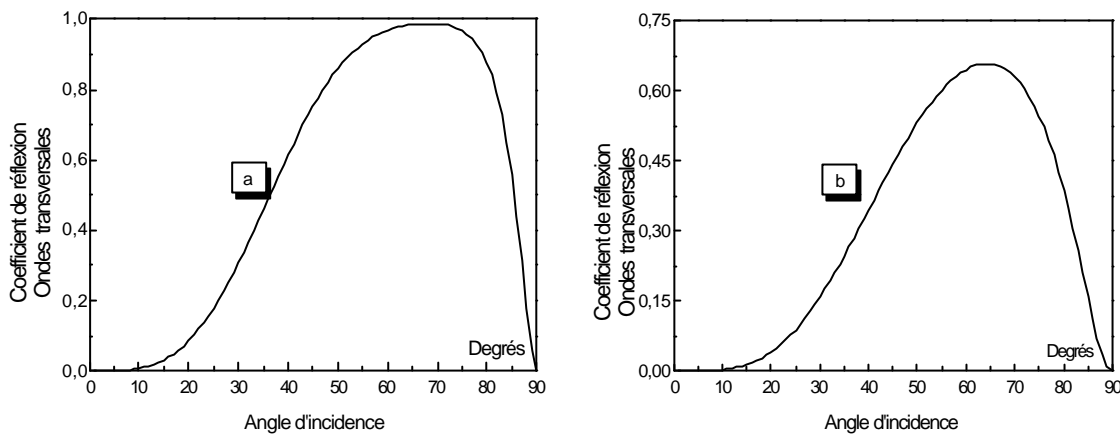


Figure V.8. Evolution du coefficient de réflexion des ondes transversales réfléchies en fonction de l'angle d'incidence de l'onde longitudinale en degrés pour un parcours Aller - Retour. Cas des interfaces Solide/Frontière libre (Air) : a) Acier/Air. b) Duralumin/Air.

Sur la base des éléments théoriques de la physique des ondes ultrasonores, nous avons analysé le comportement des ondes ultrasonores aux surfaces de séparation issues de deux milieux matériels acoustiquement différents. Pour différentes interfaces, nous avons pu déterminer, en fonction des caractéristiques physico-acoustiques des milieux de propagation et de l'angle d'incidence de l'onde, la distribution énergétique des ondes générées à l'interface lors de la transformation de l'onde incidente émise en trajet aller et celle de l'onde réfléchie constituant le parcours retour vers la réception.

V.5. Le principe du transducteur réalisé à relais acoustique métallique

Le principe du transducteur droit à relais métallique est basé sur le phénomène de conversion de mode à la réflexion des longitudinales en incidence oblique à une interface métal - air. Si l'onde réfléchie transversale arrive en incidence normale à une seconde interface (R) Métal - air (fig.V.7), elle se réfléchit totalement et revient à la première interface

(1) avec un angle d'incidence i_r . Au niveau de cette interface, elle subit une réflexion avec conversion de mode en ondes longitudinales, l'angle de réflexion étant i_r . Pour que la réflexion soit maximale, le corps du relais doit présenter une géométrie permettant au faisceau incident de l'onde transversale d'être normal à la surface de sortie du transducteur pour donner lieu à une réflexion totale de l'onde de retour à la sonde (fig.V.4).

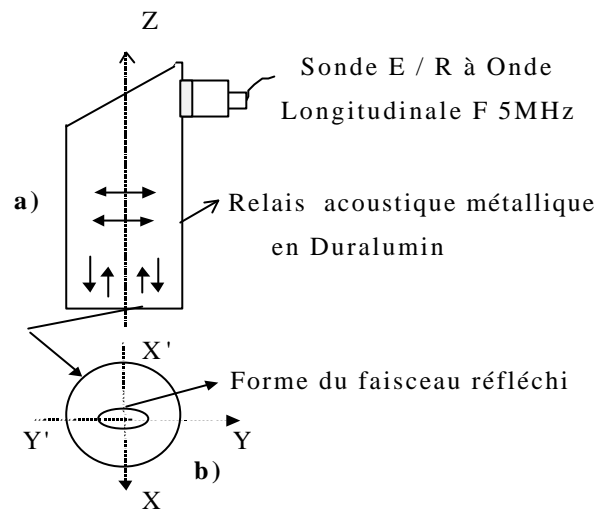


Figure V.9. Schéma de principe du transducteur à relais à ondes transversales polarisées [42-43].

Nous présentons à la figure V.9 une synoptique du transducteur à relais de conversion de mode à la réflexion dans lequel un angle d'incidence de 65° permet une large transformation de l'onde incidente longitudinale en onde de cisaillement de polarisation rectiligne dans le plan YOZ, d'axe de propagation ZZ et de polarisation Y'Y (fig.V.9b).

Afin de définir la géométrie acoustique du relais, la sonde ultrasonore est disposée à l'aide d'une porte - sonde sur un méplat usiné parallèle à la génératrice du relais ; de diamètre 30 mm et de longueur 400 mm. Une attention particulière est exigée lors du couplage acoustique et de la fixation de la sonde sur le méplat du relais en vue de garantir les conditions expérimentales optimales. Cette opération consiste à aligner l'axe géométrique du relais avec celui du faisceau acoustique de l'onde transversale réfléchie par la face de sortie ou de contact. La position optimale est obtenue par un déplacement de la sonde sur le méplat qui permet à un moment donné d'atteindre l'amplitude maximale de l'onde transversale réfléchie OT_1 (fig.V.10a et V.10b). Remarquons que si le transducteur émetteur est circulaire, la

section du faisceau obtenue est une ellipse dont le grand axe et le petit axe sont respectivement $Y'Y$ et $X'X$ (fig.V.9b).

Le principe de mesure adopté réside dans le suivi de l'évolution de l'amplitude de l'onde polarisée "A" (fig.V.10) se propageant dans le relais acoustique métallique soumis à des sollicitations mécaniques externes du type contrainte de compression, vibrations et choc impulsif. Les sollicitations externes du type vibration harmonique et choc impulsif appliquées au relais du transducteur montrent que la tension de l'amplitude du signal de retour à la sonde se modifie en fonction de la nature et de la direction du chargement appliqué.

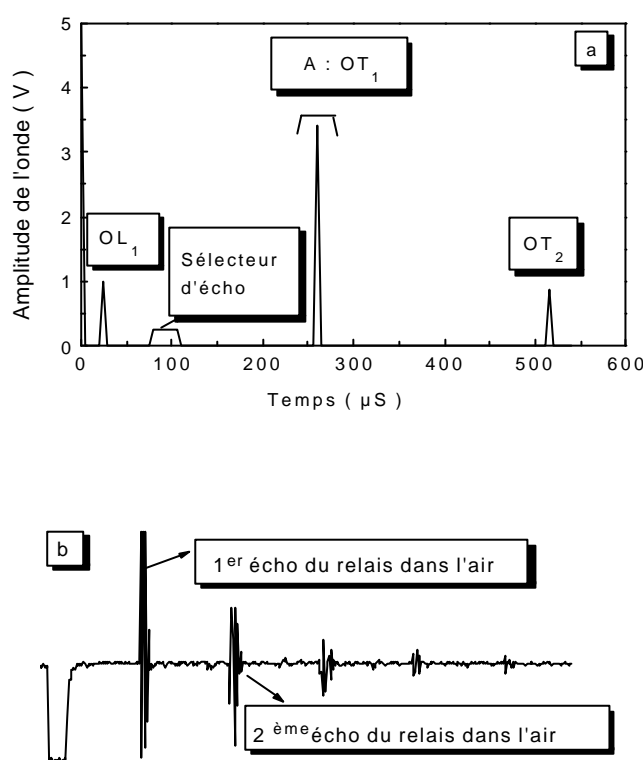


Figure V.10. Oscillogramme type illustrant la position des différents échos correspondant aux amplitudes des ondes réfléchies par le relais.

Conclusion

L'exploitation de ces résultats a contribué au choix de matériaux favorisant une transmission ultrasonore par conversion de mode. Ceci réside dans la transformation optimale des ondes de compression émises en ondes de cisaillement polarisées d'amplitudes maximales, soit par transmission, soit par réflexion et ce avec prise en compte des parcours aller et retour de ces ondes. Les études menées ont abouti à la réalisation d'un nouveau type de transducteur droit de conversion de mode par réflexion.

CHAPITRE VI

Applications du transducteur droit à relais acoustique métallique E/R d'ondes ultrasonores transversales polarisées.

Introduction

Le comportement des structures soumises à des vibrations et / ou des chocs constitue un pôle majeur de la dynamique des structures. Dans ce domaine, les méthodes de traitement du signal sont particulièrement bien adaptées [67-72]. Dans la plupart des dispositifs d'étude et d'analyse des vibrations mécaniques on utilise des capteurs pour convertir le choc mécanique à étudier en un signal électrique mesurable. Le fonctionnement de ces capteurs est basé sur différents phénomènes physiques qui permettent cette conversion (variation de capacité électrique, variation de flux magnétique, piézoélectricité, etc...). Selon la grandeur mécanique qui est convertie en signal électrique, on utilise pour désigner le capteur, les termes de vibromètre, accéléromètre, etc... . Nous proposons ici un dispositif qui utilise un tout autre phénomène qui est basé sur l'influence d'excitations mécaniques externes, du type vibration et choc impulsionnel, sur les conditions de propagation d'une onde ultrasonore dans un milieu.

Ce dispositif est constitué d'un capteur ultrasonore équipé d'une sonde ultrasonore droite couplée par contact à un relais acoustique métallique enfoui dans un récipient contenant du sable sec. Ce capteur, muni d'une sonde émettrice - réceptrice d'ondes longitudinales,

permet de générer au sein du relais acoustique métallique des ondes transversales, de polarisation rectiligne, obtenues par conversion de mode à la réflexion. Lors de l'application au système capteur - récepteur d'un déplacement harmonique, les conditions de couplage acoustique entre le relais acoustique métallique et le sable (milieu de transmission) se modifient. La modification des conditions de couplage acoustique s'accompagne d'une variation de l'amplitude du signal associé à l'onde considérée du dispositif. En l'absence de vibration ou de choc, l'amplitude de l'onde ultrasonore reste invariable. L'analyse de la variation temporelle des amplitudes et de leurs spectres permet la caractérisation des vibrations et des chocs dans la gamme fréquentielle de 1 à 10 Hz. De même, une application particulière d'un tel dispositif réside dans l'examen de la direction de polarisation des transducteurs courants à onde transversale de production directe.

VI.1. Chaîne de mesures

Le transducteur à relais par conversion de mode à la réflexion trouve des applications dans la détection et l'analyse de perturbations mécaniques externes d'origine vibratoire ou impulsionnelle.

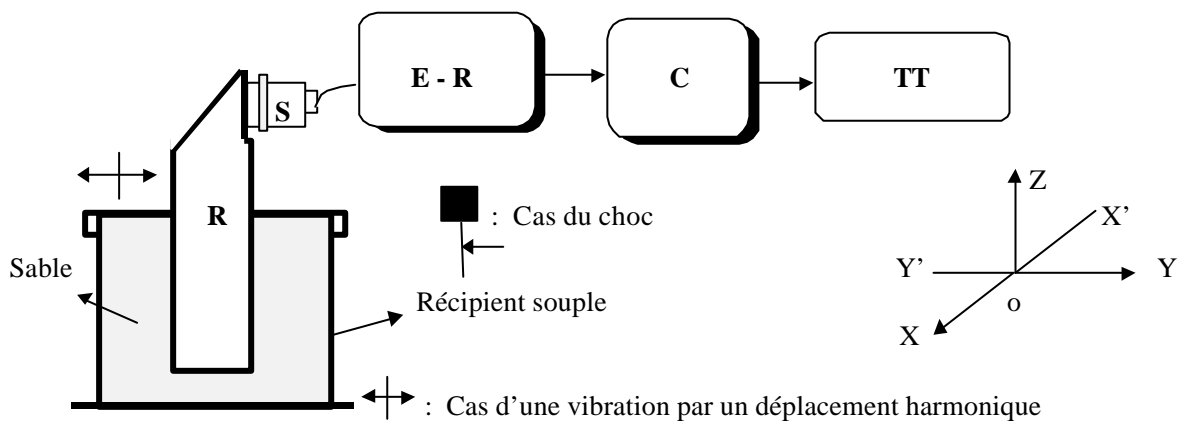


Figure VI.1. Schéma synoptique de la chaîne de mesures. E - R : Emetteur –Récepteur à ultrasons. C : Calculateur. TT : Imprimante. S : Sonde droite à OL. R : Relais acoustique métallique.



Le principe de la mesure réside dans le suivi de la variation de l'amplitude de l'onde transversale polarisée se propageant dans le relais acoustique métallique soumis à des vibrations ou des chocs.

La sollicitation mécanique est fournie par une action extérieure sur le corps d'un récipient souple contenant du sable et au centre duquel est enfoui partiellement le relais (fig.VI.1). Pour étudier la variation de l'amplitude de l'onde transversale réfléchie par les bords et le fond du relais R, nous avons utilisé une chaîne de mesures pilotée par ordinateur (fig.VI.1). Cette chaîne de mesure se compose :

- ◆ d'un capteur composé d'une sonde ultrasonore E/R à onde longitudinale de fréquence 5 MHz ou 2.25 MHz et d'un relais acoustique métallique équipé de porte - sonde.
- ◆ d'une unité ultrasonore disposant d'un émetteur fournissant des impulsions d'excitation à la sonde et d'un convertisseur dont la fonction est de fournir une tension continue proportionnelle à l'amplitude de l'écho de l'onde étudiée en vue d'une saisie.
- ◆ d'une carte interface d'acquisition de signaux composée d'un module de conversion analogique - numérique 12 bits avec un temps de conversion de $1.25 \cdot 10^{-6}$ secondes. La gestion de la carte se fait à l'aide d'un logiciel d'acquisition, de traitement et de visualisation des données provenant de l'unité ultrasonore.
- ◆ d'un récipient en polyéthylène rempli de sable.

Le sable utilisé appartient à la catégorie des sables fins dont la granulométrie est d'environ 0.25 à 0.35 mm et de masse volumique apparente de 1480 à 1650 kg/m³. La vitesse des ondes longitudinales est située entre 400 à 1200 m/s, alors que la célérité des ondes de cisaillement est comprise entre 100 m/s et 500 m/s [73].

VI.2. Détection et analyse des vibrations harmoniques

La génération de vibrations harmoniques est obtenue par application d'un déplacement longitudinal, de durée limitée et d'amplitude de 4 mm, sur la partie supérieure du relais à l'aide d'un système mécanique de fréquence de rotation réglable.

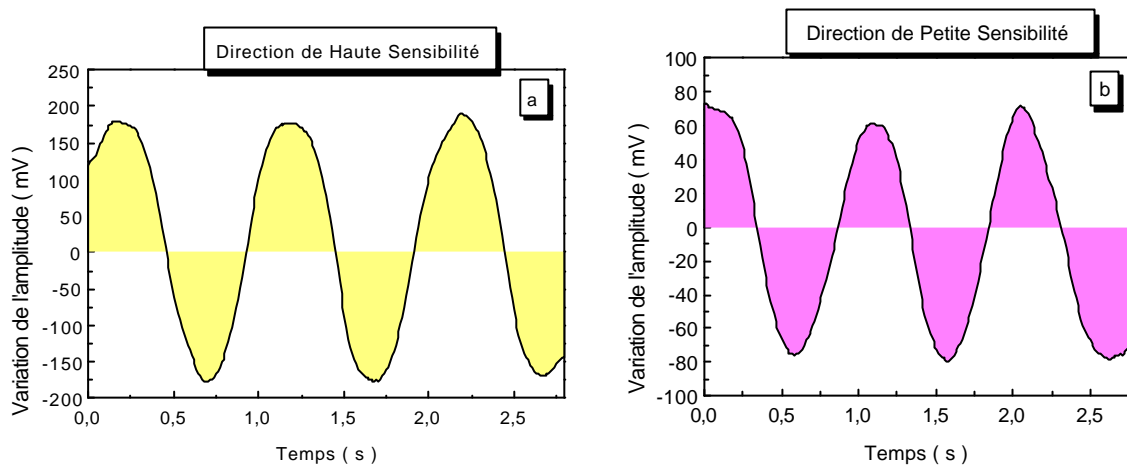


Figure VI.2. Variations de l'amplitude du signal ultrasonore pour deux vibrations harmoniques suivant les directions de Haute Sensibilité HS (a) et de Petite Sensibilité PS (b) du transducteur à relais à onde transversale polarisée.

La figure VI.2 montre la variation de l'amplitude de l'onde pendant la durée du déplacement de la partie supérieure du relais pour deux signatures vibratoires. Pour la même amplitude de la vibration appliquée au relais, les essais indiquent aussi que l'intensité du signal détecté dépend de la direction d'application par rapport aux deux directions de sensibilité du capteur [74-75]. En réponse à la vibration harmonique appliquée à une fréquence de rotation de 60 tr/mn dans la direction située dans le plan XOZ, le capteur fournit une variation d'amplitude de crête à crête de 360 mV (fig.VI.2a). Quant à la direction située dans le plan YOZ, le capteur fournit, en réponse à la même vibration harmonique, une variation d'amplitude de crête à crête de 150 mV (fig.VI.2b). De même, les résultats d'analyse spectrale (fig.VI.3a et VI.3b) montrent aussi l'aptitude de réponse du capteur à relais suivant ces deux directions de sensibilité différentes. A titre d'exemple, nous présentons les réponses temporelle sans lissage (fig.VI.4a) et fréquentielle (fig.VI.4b) correspondant à un déplacement harmonique résultant d'une fréquence de rotation de 510 tr/mn.

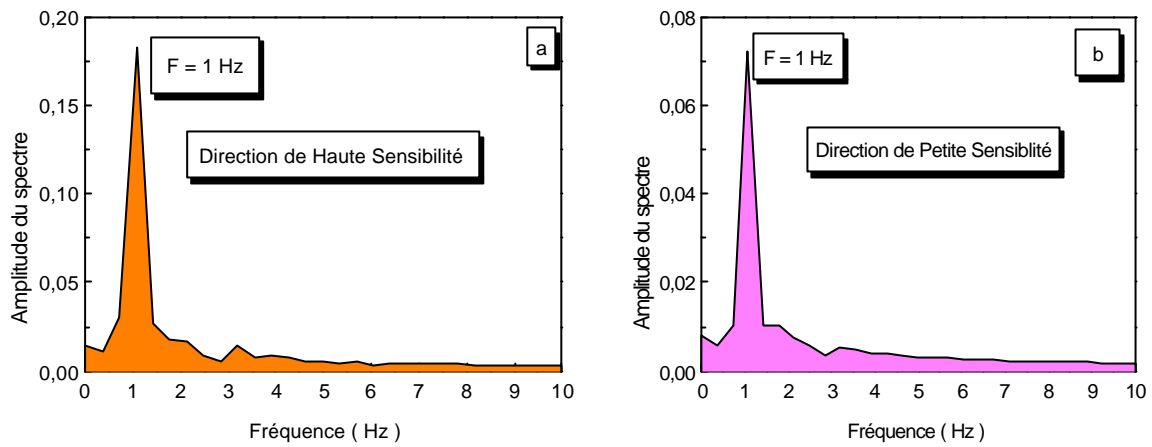


Figure VI.3. Réponses en fréquences du transducteur à relais à onde transversale polarisée pour deux vibrations harmoniques appliquées suivant les directions de Haute Sensibilité (a) et Petite Sensibilité (b).

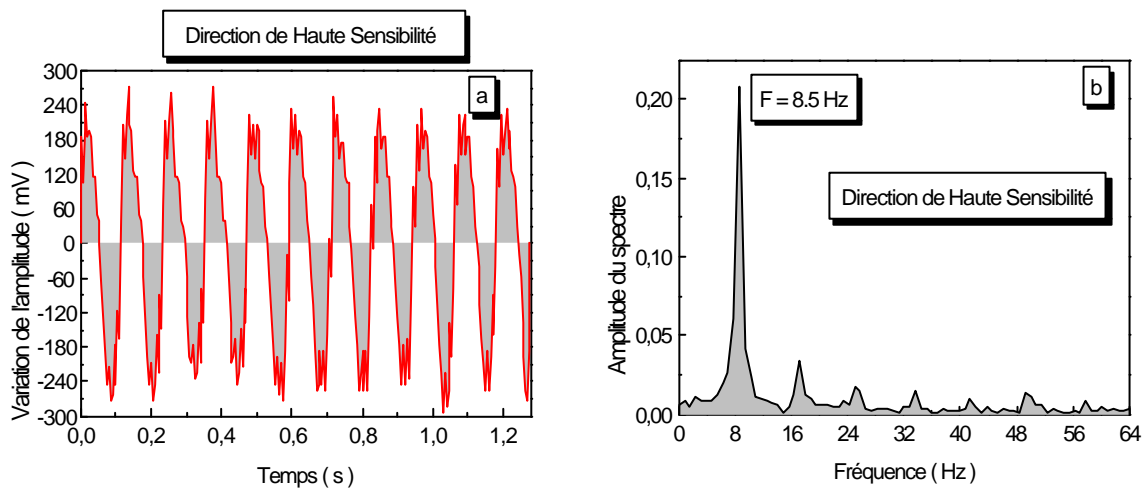


Figure VI.4. Signatures temporelle (a) et fréquentielle (b) du transducteur ultrasonore à relais.

Pour la validation des résultats du dispositif ultrasonore (capteur - milieu de transmission - récipient), nous avons utilisé un accéléromètre et une chaîne de mesure (fig.VI.5) pour la mesure de vibrations harmoniques.

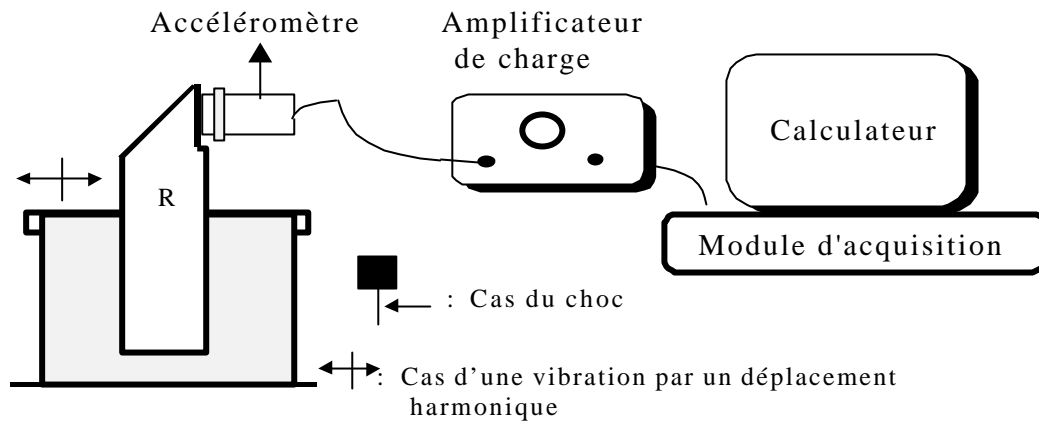


Figure VI.5. Eléments de la chaîne de mesure de vibrations et de chocs mécaniques par la méthode courante.

Pour les mesures de déplacement résultant d'une excitation mécanique, nous utilisons un accéléromètre de mode de vibration en compression, de très large bande de fréquence (0.1 Hz à 20 kHz). La mesure est réalisée par application, dans un plan horizontal, d'un déplacement harmonique de durée limité d'environ 4 mm d'amplitude sur la partie supérieure du relais. En réponse à cette vibration, l'accéléromètre fournit un signal dont la signature temporelle et le spectre sont représentés par la figure VI.6a et VI.6b.

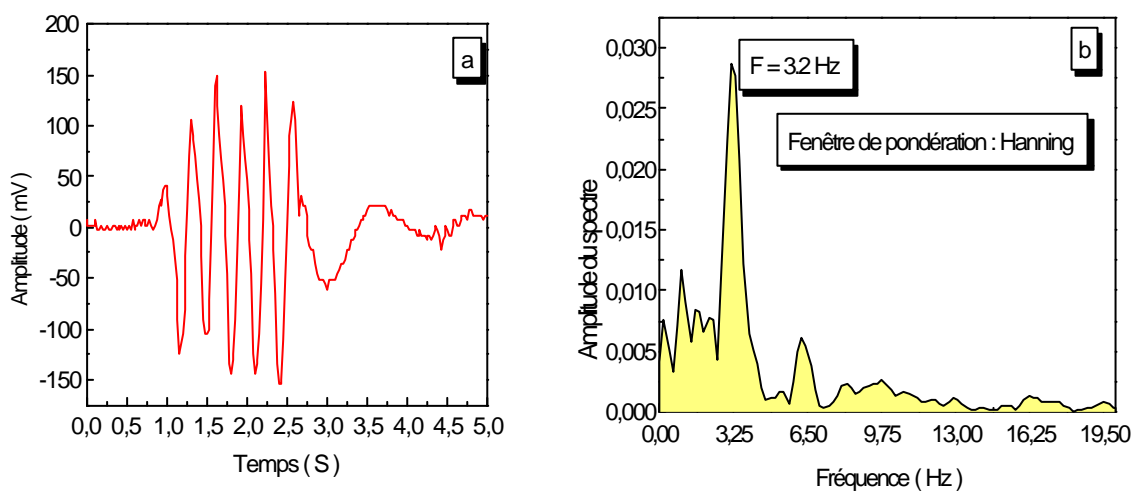


Figure VI.6. Signatures vibratoire (a) et fréquentielle (b) du système capteur - récipient dans le cas d'une vibration mesurée par accéléromètre.

Pour le même type de vibration, la réponse du dispositif ultrasonore est décrite par la figure VI.7. Ces résultats sont tout à fait comparables à ceux obtenus avec l'accéléromètre (fig.VI.6) tant pour la forme du signal temporel et sa durée que pour le spectre de fréquence. En particulier, on peut relever sur les deux spectres figures VI.6b et VI.7b que la fréquence fondamentale de la vibration est de l'ordre de 3.2 Hz.

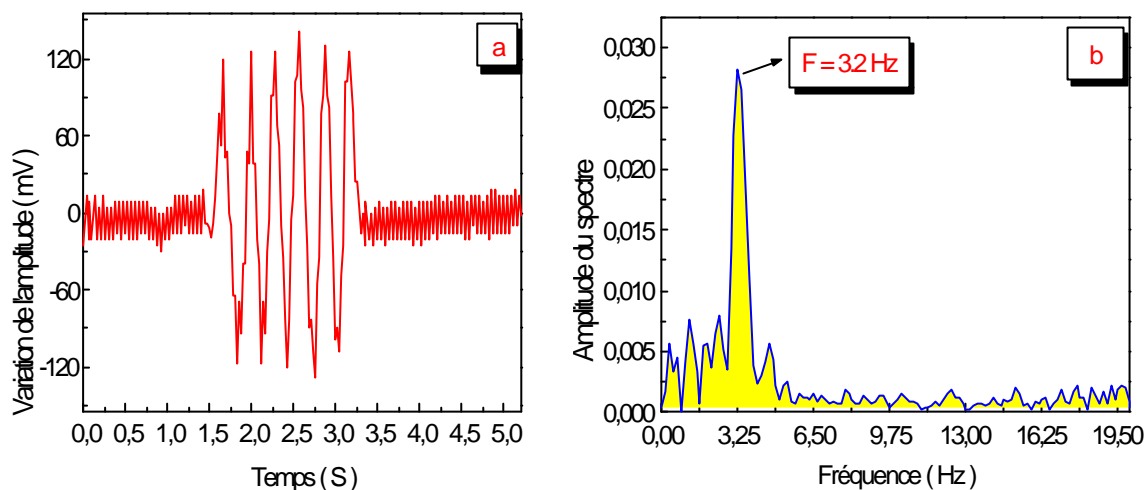


Figure VI.7. Signature vibratoire (a) et réponse en fréquence (b) du système capteur - récipient dans le cas d'une vibration entretenue par déplacement impulsionnel horizontal mesurée par le dispositif ultrasonore.

Au travers les différents résultats d'analyse des signaux vibratoires obtenus par le transducteur à ultrasons, nous pouvons relever les caractéristiques suivantes :

- la réponse en amplitude dépend de la direction d'application de la vibration par rapport au plan de polarisation du capteur ; par conséquent, toute déviation de la direction de chargement s'accompagne d'une dissymétrie des signaux.
- la bande de fréquence du capteur se situe dans la gamme de 1 à 10 Hz.
- le rapport signal sur bruit est excellent.

VI.3. Réponse du capteur aux chocs

Deux dispositifs de choc ont été utilisés pour étudier l'interaction de la variation de l'amplitude de l'écho de l'onde en fonction du choc mécanique appliqué. Le premier type est celui d'un pendule simple oscillant dans un plan et auquel peuvent être suspendues des masses de valeurs différentes ; permettant d'exercer un choc mécanique impulsif sur le corps du récepteur. Quant au second dispositif, il utilise un vérin pneumatique dont l'énergie pneumatique est transformée en énergie mécanique transmise par un choc de percussion au système récepteur - relais du transducteur. Lors de l'application du choc, il se produit une variation brutale de l'amplitude du signal pendant une durée très brève. Une analyse fréquentielle de ce signal, à l'aide d'un algorithme utilisant la transformée rapide de Fourier "FFT", permet d'étudier le spectre du choc [74].

VI.3.1. Réponse du capteur au choc appliqué par un dispositif pendulaire

Pour générer un choc, nous avons mis au point un dispositif qui utilise un pendule simple oscillant dans un plan et auquel peuvent être suspendues des masses de valeurs différentes (fig.VI.8). La figure VI.9a représente l'évolution de l'amplitude de l'écho détectée par la sonde. On remarque sur cet enregistrement :

que l'amplitude du signal ultrasonore reste stable pour un état de contrainte extérieure nul (absence de choc).

une variation brutale de cette amplitude correspondant à un choc appliqué. Cette figure permet d'évaluer la durée du choc à 0.065 s environ. Une analyse fréquentielle de ce signal, à l'aide d'un algorithme utilisant FFT, permet d'étudier le spectre du choc (Fig.VI.9b).

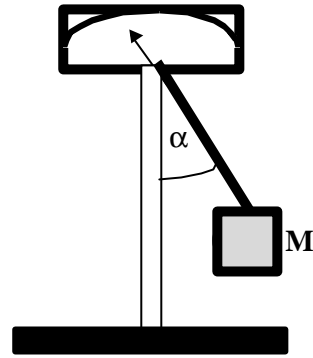


Figure VI.8. Dispositif d'application du choc mécanique.

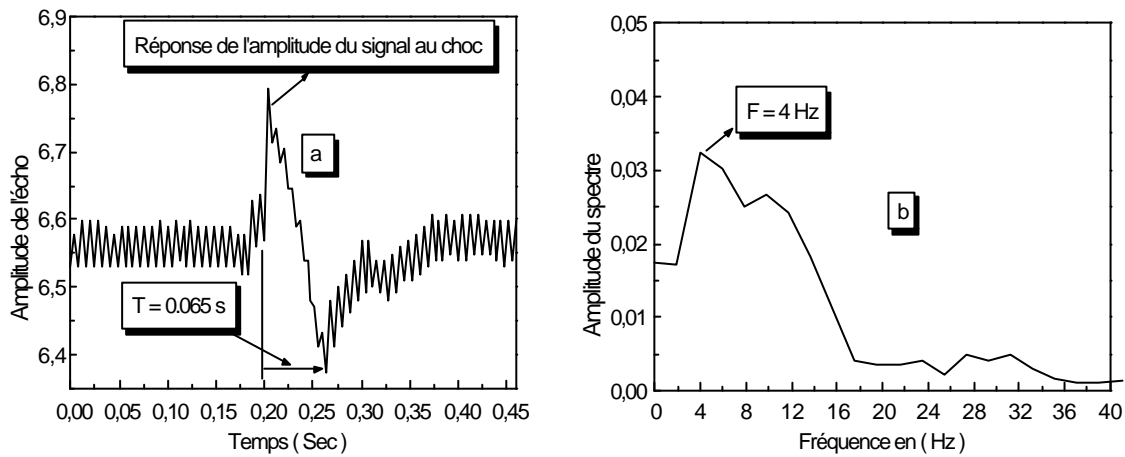


Figure VI.9. a). Allure type de l'évolution de l'amplitude lors d'un choc mécanique indiquant la réponse du capteur à l'impact. b) Allure type de la réponse fréquentielle.

Pour valider les résultats fournis par le dispositif ultrasonore (capteur - milieu de transmission - récipient) lors de l'exercice de chocs, nous avons utilisé un accéléromètre de mode de vibration en compression, de très large bande de fréquence de 0.1 Hz à 20 kHz. L'utilisation d'une chaîne de mesure (fig.VI.5) permet de tracer des signatures temporelle et fréquentielle. Sachant que la d.d.p aux bornes d'une céramique piézo-électrique est proportionnelle à la différence de déplacement de ses deux faces, nous avons utilisé la fonction de mesure en déplacement de l'amplificateur de la chaîne de mesure de l'accéléromètre pour pouvoir faire la comparaison avec les résultats obtenus à l'aide du

transducteur ultrasonore. Ainsi, lors de l'application d'un choc impulsionnel au récipient, transmis au corps du relais à travers le milieu intermédiaire de transmission (sable), nous obtenons l'allure des réponses temporelle et fréquentielle du signal capté par l'accéléromètre pour un choc donné. Ces résultats sont concordants avec ceux obtenus à l'aide du capteur ultrasonore. La figure VI.10a montre l'allure du signal en représentation temporelle pour un choc mécanique impulsionnel capté par un accéléromètre. A titre indicatif, nous montrons l'évolution de l'amplitude du spectre (fig.VI.10b). Ces résultats sont comparables à ceux obtenus par le dispositif ultrasonore (fig.VI.9a et VI.9b).

Rappelons également que, comme dans le cas des vibrations harmoniques, les chocs appliqués confirment l'existence de deux directions de sensibilité de ce transducteur : une de haute sensibilité (HS) située dans le plan XOZ et une autre de petite sensibilité (PS) située dans le plan YOZ [74].

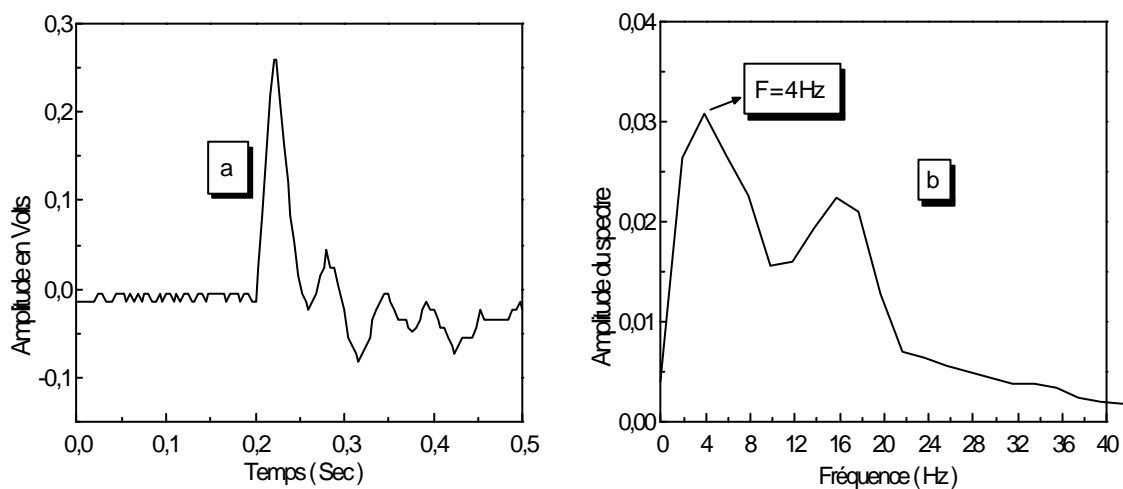


Figure VI.10. Réponses temporelle (a) et fréquentielle (b) obtenues à l'aide d'un accéléromètre suite à un choc appliqué au système capteur - récipient.

VI.3.2. Réponse du capteur au choc de percussion d'un piston de vérin

Pour une analyse quantitative de l'intensité du choc appliqué, nous avons réalisé une série de chocs de percussion obtenue à l'aide d'un vérin pneumatique à simple effet dont la tête du piston est équipée d'un embout dur. En transformant l'énergie pneumatique en énergie mécanique, le vérin induit un déplacement impulsionnel du système récipient - relais acoustique (fig.VI.11). Pour faire varier la distance d'impact d , nous modifions la position du vérin par rapport au système Récipient - Capteur dont la position est fixe pour les différents essais de choc. Pour une distance d'impact donnée d , nous faisons varier l'intensité du choc par application de différentes pressions.

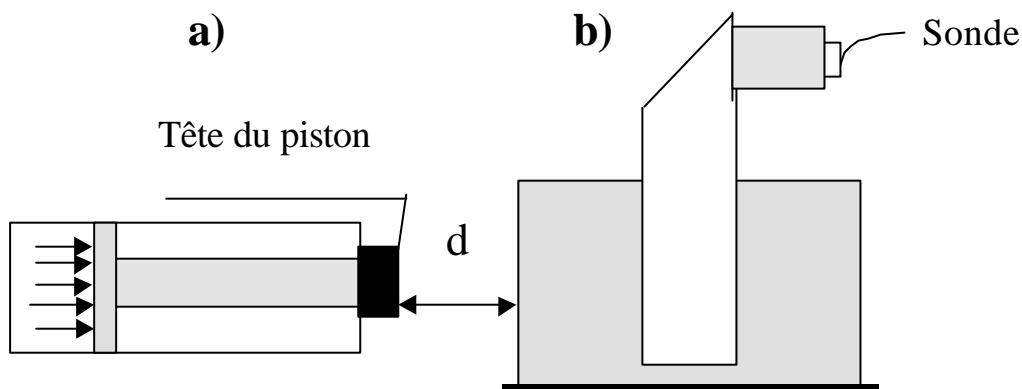


Figure VI.11. Schéma illustrant un vérin à simple effet pour application de chocs impulsionnels au système Récipient - Relais.

Pour s'affranchir du problème du bruit d'origine électronique, nous étudions les variations, en fonction de la pression du vérin, du rapport des variations de l'amplitude du signal $\Delta A_d / \Delta A_s$ détecté par le convertisseur. Cette expression représente respectivement les variations des amplitudes maximale et minimale du signal obtenu de crête à crête, en absence de choc (état statique "s") et pendant la durée du choc (état dynamique "d").

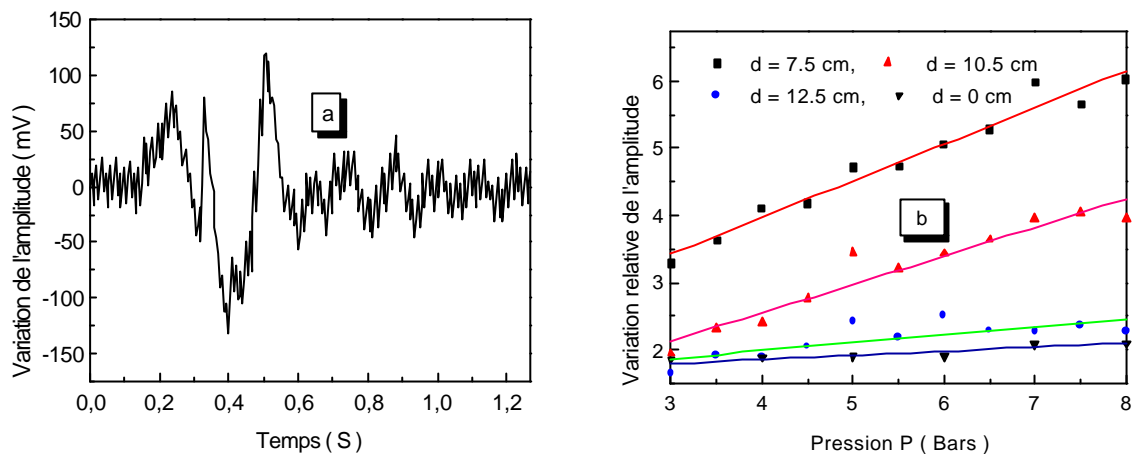


Figure VI.12. a) Allure type de la signature temporelle de la variation de l'amplitude de l'onde transversale lors d'un choc. b) Variation relative de l'amplitude de l'onde en fonction de la pression appliquée au vérin pour différentes distances d'impact.

La figure VI.12a illustre la réponse temporelle de la variation de l'amplitude du signal de l'onde transversale pour un essai de choc de percussion. Selon la figure VI.12b, les courbes expérimentales $\Delta A_d / \Delta A_s = f(p)$ indiquent l'évolution du rapport des variations des amplitudes du transducteur $\Delta A_d / \Delta A_s$ en fonction de la pression p appliquée au vérin. L'analyse des différentes réponses du capteur montre que l'intensité du choc dépend de la distance d'impact parcourue par la tête du piston. Pour des distances élevées, cas de $d=12.5$ cm, la sensibilité de détection diminue dans une proportion importante.

VI.4. Application particulière

Une autre application particulière du transducteur à relais par conversion de mode est l'examen de la direction de polarisation d'un transducteur droit d'usage courant E / R d'ondes transversales de polarisation directe parallèle au plan contenant le connecteur. Pour cela, nous avons conçu une cale en acier de nuance C 35 (XC 38). Pour vérifier l'état d'anisotropie du matériau servant de support de conversion de mode, nous l'avons analysé par onde transversale de polarisation directe. La figure VI.13 indique un sondage en profondeur d'un échantillon en C 35 et ce dans deux directions perpendiculaires. La superposition des signaux obtenus confirme l'absence d'anisotropie au sein du matériau retenu.

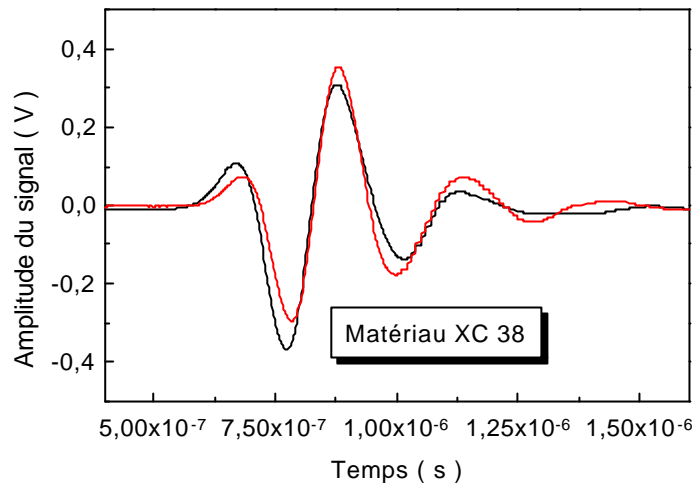


Figure VI.13. Analyse de l'état de contrainte par une sonde droite E/R d'ondes transversales de polarisation directe du matériau utilisé de nuance C 35.

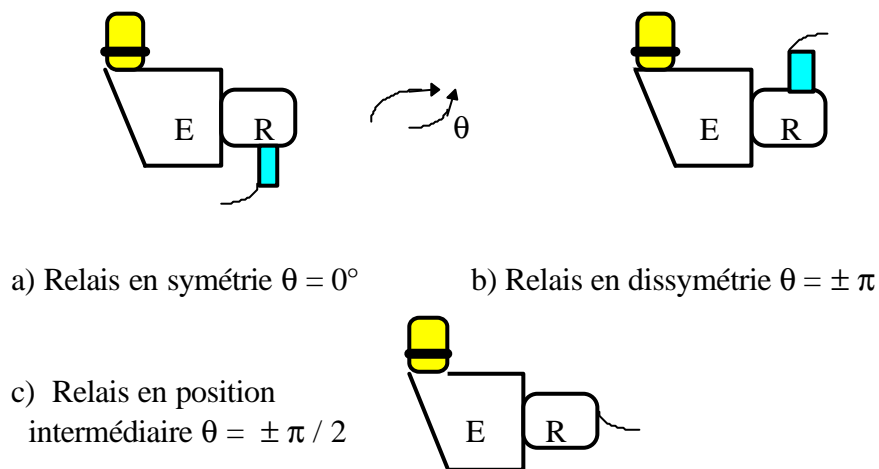


Figure VI.14. Positions de référence de la sonde réceptrice (R).

Pour mettre en évidence l'avantage de la polarisation linéaire des ondes de cisaillement obtenues par conversion de mode à une interface, nous étudions la transmission de l'onde de cisaillement d'un relais d'une sonde émettrice à une autre sonde droite réceptrice à onde transversale de polarisation directe de direction parallèle au plan contenant le connecteur. Ces essais de transmission ont été réalisés suivant trois positions du relais du transducteur

récepteur par rapport à une position fixe de la sonde émettrice (fig.VI.14). L'oscillogramme présenté à la figure VI.15 illustre l'allure de l'onde émise, puis captée par le transducteur récepteur et ce pour deux positions de symétrie $\theta = 0^\circ$ (cas a) et de dissymétrie $\theta = \pm\pi$ (cas b). En se référant au début du signal, dans le cas b, celui-ci présente une opposition de phase par rapport au cas a. Quant au cas c relatif à la position intermédiaire $\theta = \pm\pi/2$ du transducteur récepteur, il existe une onde transmise au transducteur récepteur qui délivre un signal relativement de faible amplitude. Lors des expériences, une disparition du signal n'est obtenue qu'avec un écart de 10° par rapport au plan indiqué. L'ensemble de ces résultats affirme que les ondes de cisaillement sont de polarisation linéaire. Rappelons que le plan de polarisation du transducteur courant à onde transversale d'incidence normale se trouve nominalement en ligne par rapport à l'angle droit du connecteur. De ce fait, nous considérons que les transducteurs courants à OT peuvent faire l'objet d'un contrôle de leur plan de polarisation par la méthode décrite ci-dessous.

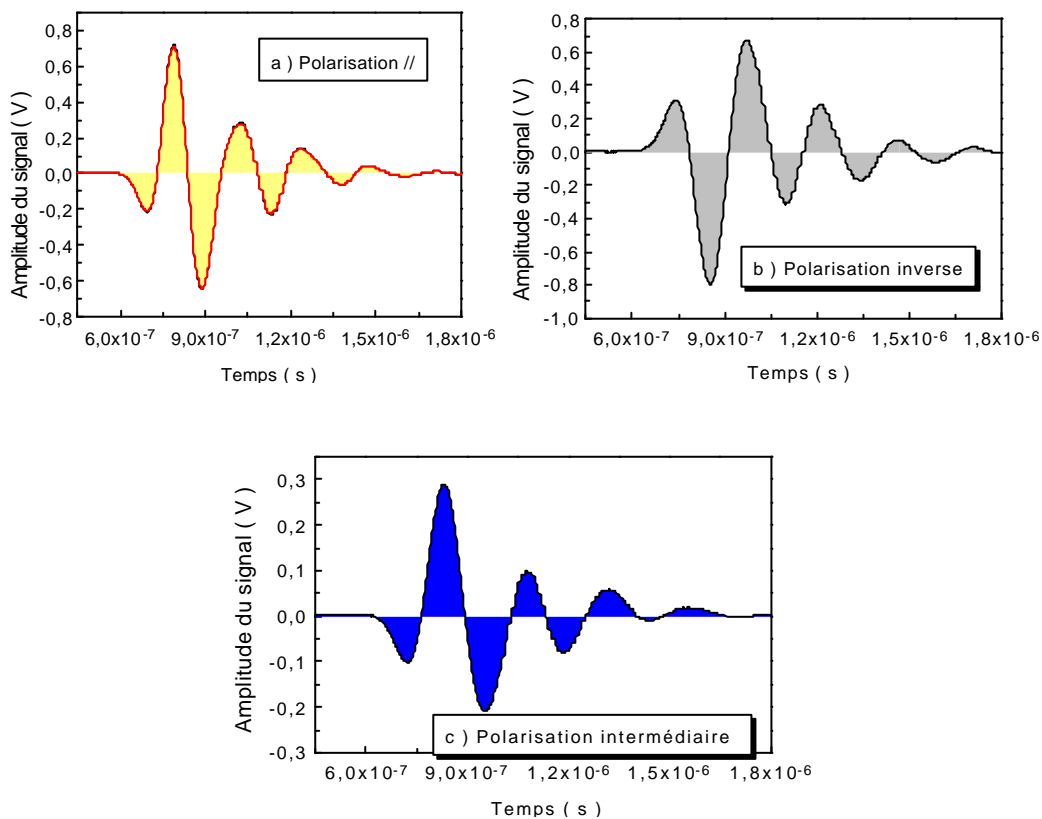


Figure VI.15. Allure des signaux captés par la sonde réceptrice en fonction de l'angle θ [44].

VI.5. Discussion

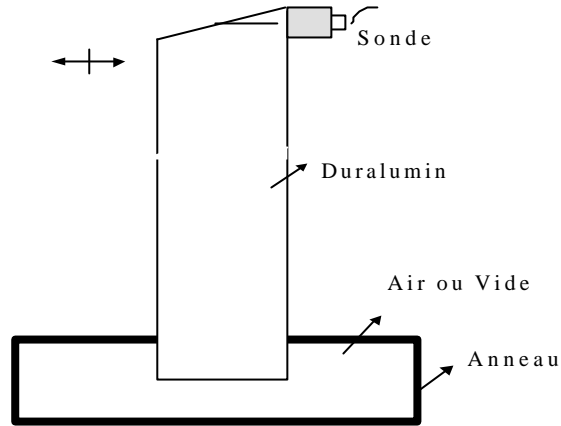


Figure VI.16. Essai de vibration par déplacement harmonique dans l'air pour les sondes à relais métallique E / R à onde transversale de polarisation rectiligne.

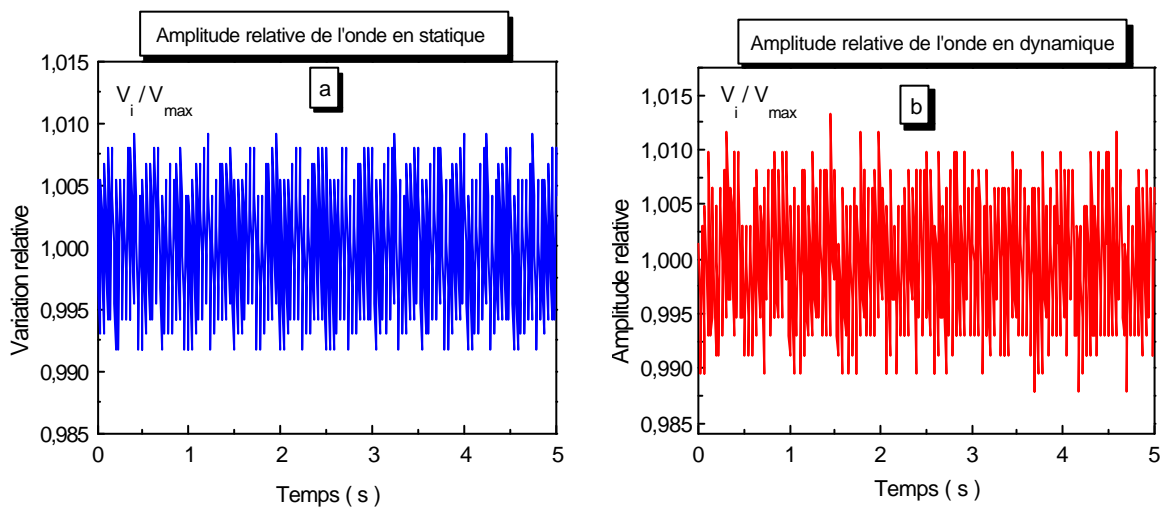


Figure VI.17. Variation relative de l'amplitude du signal de l'onde transversale V_i/V_{max} pour les états statique (a) et dynamique (b).

Une analyse approfondie de l'ensemble des courbes expérimentales montre que suite à toute sollicitation imposée, l'amplitude du signal de l'onde considérée retrouve sa valeur initiale d'avant chargement. Nous avons procédé également à un complément d'investigations expérimentales en mettant en vibration par un déplacement harmonique du relais métallique dans le vide ou dans l'air selon la figure VI.16.

L'amplitude et la fréquence du déplacement harmonique sont respectivement 4 mm et 2 Hz. Pour un capteur à ondes transversales de polarisation rectiligne, les figures VI.17a et VI.17b illustrent les amplitudes du signal de l'onde transversale V_i rapportées à sa valeur maximale lors d'une acquisition V_{max} . Les spectres de puissance de ces processus aléatoires pour les états statique et dynamique sont représentés respectivement par la figure VI.18a et VI.18a.

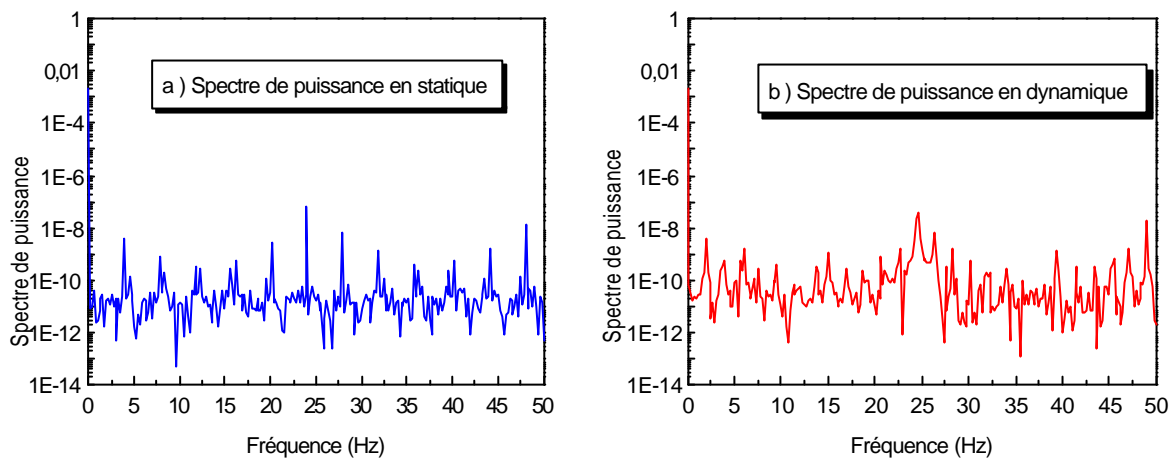


Figure VI.18. Allure type des spectres de puissance relatifs aux processus aléatoires pour les états statique (a) et dynamique (b).

Un examen de ces spectres ne fait pas ressortir de fréquences caractéristiques notables pouvant indiquer la présence d'une modification éventuelle des conditions de couplage. Au travers ces résultats, nous pouvons affirmer que les conditions de couplage entre la sonde et le relais ne font pas l'objet d'aucune altération au cours de la communication des vibrations au capteur.

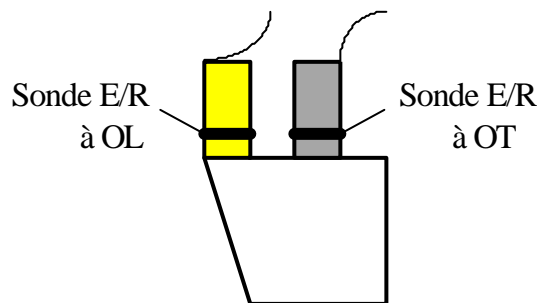


Figure VI.19. Disposition des sondes lors de la saisie des signaux des ondes transversales réfléchies.

Les performances du dispositif à conversion de mode ont été comparées à une sonde droite à OT du commerce sur une éprouvette en Duralumin de largeur et de hauteur moyennes de 40 mm (fig.VI.19). Le spectre du signal de la sonde droite E/R à OT (fig.VI.20a) fournit une fréquence centrale de 3.89 MHz avec une bande passante de 3.06 à 5.14 MHz à -6 dB. Quant au signal de la sonde à relais (fig.VI.20b), sa fréquence centrale est de 4.88 MHz et sa bande passante de 3.5 à 6.5 MHz à -6 dB.

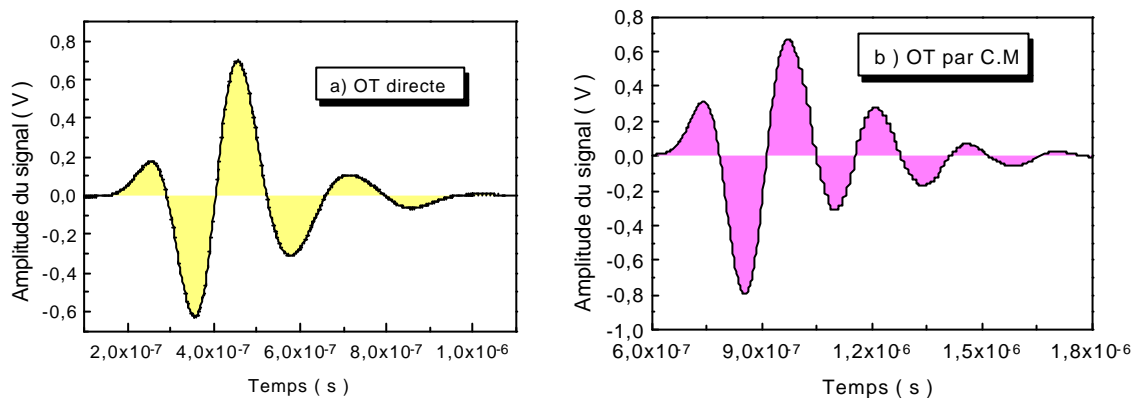


Figure VI.20. Comparaison des signaux des ondes transversales directes et celles obtenues par conversion de mode.

VI.6. Forme du faisceau acoustique

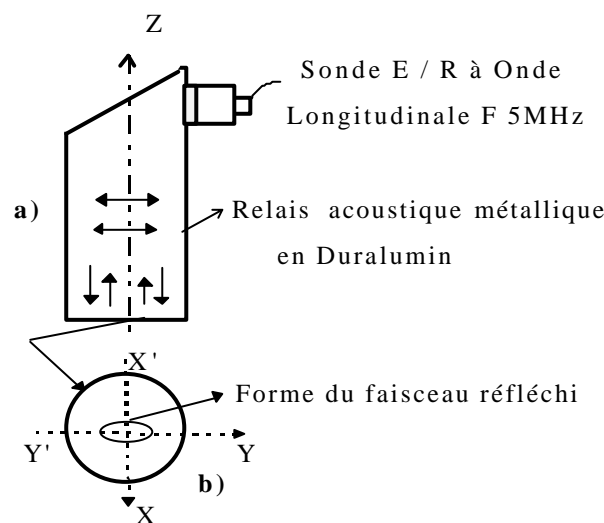


Figure VI.21. Caractéristiques géométriques du transducteur à relais.

Au vu de la géométrie des relais utilisés, diamètre de 30 mm et longueur de 400 mm, il y a lieu d'évoquer la divergence du faisceau acoustique rayonné (fig.VI.20). De ce fait, l'amplitude de l'onde étudiée représente la superposition des ondes transversales réfléchies par les bords et le fond du relais acoustique. En outre comme l'émetteur d'ondes longitudinales est circulaire, ce transducteur présente une propriété acoustique particulière. Cette caractéristique est relative à la géométrie du faisceau elliptique ; rayonnant au sein du relais. Par conséquent, la directivité du transducteur à relais dispose de deux directions perpendiculaires ; selon un grand axe Y'Y et un petit axe X'X (fig.VI.20b). De ce fait, la transmission ultrasonore par les parois du relais dépendra de la direction de la perturbation externe appliquée par rapport aux axes du faisceau.

Expérimentalement, nous rappelons que pour la même amplitude de vibration appliquée au relais, nous montrons à travers la figure VI.20 les réponses de ce transducteur suivant deux directions de sensibilité : une de haute sensibilité (HS) située dans le plan XOZ et une autre de basse sensibilité (BS) située dans le plan YOZ [74-75]. Ainsi, en réponse à cette vibration harmonique appliquée à une fréquence de rotation de 60 tr/mn dans la direction de haute sensibilité (HS), le capteur fournit une variation d'amplitude de crête à crête de 360 mV (fig.VI.2a). Quant à la direction de basse sensibilité (BS) située dans le plan YOZ, le capteur fournit, en réponse à la vibration harmonique à la même fréquence, une variation d'amplitude de crête à crête de 150 mV (fig.VI.2b). De même, les résultats d'analyse spectrale montrent aussi l'aptitude de réponse en fréquence du capteur à relais suivant deux directions de sensibilité. Dès lors, la réponse en amplitude dépend de la direction d'application de la vibration par rapport au plan de polarisation du capteur ; par conséquent, toute déviation de la direction de chargement s'accompagne d'une dissymétrie des signaux.

Nous ne manquons pas de souligner que les performances de l'ensemble du dispositif ultrasonore relèvent à la fois de trois éléments principaux de la chaîne de mesures, à savoir :

- a) du transducteur, du relais acoustique et de leur dispositif de montage. Pour le support de conversion de mode, le matériau retenu est en Duralumin au regard de ses qualités d'homogénéité et d'usinage. Notons qu'une interface Acier - Air permet une transformation intégrale de l'onde incidente longitudinale en onde transversale réfléchie ;

cependant une telle interface favoriserait moins l'émission des ondes dans le milieu de transmission (sable).

- b) du convertisseur de l'unité ultrasonore dont la fonction est de fournir une tension continue proportionnelle à l'amplitude de l'écho étudié en vue d'une saisie.
- c) de la sensibilité et du convertisseur de fréquence de la carte d'acquisition et ce au regard des très faibles variations d'amplitude.

VI.7. Variation de l'amplitude de l'onde transversale réfléchie en présence de perturbations mécaniques.

Lors de l'application de perturbations d'origine vibratoire, la modification des conditions de contact acoustique à l'interface Duralumin / milieu de couplage (sable), aussi bien sur le fond que sur les parois du relais, donne naissance à une transmission des ondes, du relais vers le sable. Ce qui entraîne une atténuation de l'onde transversale réfléchie. La modification des conditions de couplage acoustique entre le relais acoustique métallique et le sable (milieu de transmission) s'accompagne d'une variation de l'amplitude du signal. Cette modification résulte du changement des caractéristiques élastiques et de la masse volumique du sable qui subit un "tassement" lors d'une vibration ou d'un choc. L'analyse de la variation temporelle des amplitudes du signal ultrasonore et de son spectre associé fournit des informations intéressantes relatives à la variation de l'impédance acoustique du milieu poreux.

La présence de l'air entre le relais et les particules de sable constitue un écran presque parfait. Notons qu'en absence de chocs ou de vibrations, un couplage acoustique entre le relais et le sable peut exister. La présence de chocs ou vibrations induit une modification des conditions de couplage (amélioration ou détérioration de la transmission) ; ce qui se traduit soit par une atténuation soit par une augmentation de l'amplitude du signal.

Concernant la dispersion des vitesses ultrasonores dans les milieux sablonneux, nous citons l'étude expérimentale de Moussatov et al [76]. Cette étude traite des propriétés acoustiques des sédiments saturés en eau à des fréquences ultrasonores moyennes 0.2 - 1.2 MHz. Les mesures réalisées sur un échantillon de sable montrent que la vitesse décroît légèrement avec la fréquence. Les auteurs font aussi une discussion des résultats par rapport aux modèles théoriques [77] et aux données expérimentales et numériques les plus récentes [78]. D'autres auteurs ont montré que dans les sables sédimentaires, l'onde longitudinale rapide est autour de 1700 m / s alors que le mode lent est près de 1200 m / s. Quant au mode de cisaillement, ce mode est lent de l'ordre de 100 à 200 m /s [79-80]. Pour l'ensemble de ces travaux, il est fait usage d'un algorithme du spectre de phase pour accéder aux vitesses de phase en fonction de la fréquence [81].

Pour approcher ce phénomène de contact acoustique, nous considérons que lorsque la base du relais est enfoncée dans un milieu, l'amplitude de l'onde transversale de tension V dépend du coefficient de réflexion sur le fond du relais, donc de la nature du milieu en contact avec le fond du relais. Dans l'air, la réflexion est totale et le coefficient de réflexion est maximal : $R= 1$. Sachant que l'amplitude de l'écho est proportionnelle au coefficient de réflexion, on obtient :

$$R = \frac{V_{contact}}{V_{air}} \quad (VI.1)$$

La mesure de $V_{contact}$ et V_{air} permet de calculer le coefficient de réflexion et d'en déduire l'impédance acoustique du milieu dans lequel est enfoui le relais. Dans le cas du sable, on obtient :

$$Z_{Sable} = Z_{Dur} \frac{V_{air} - V_{contact}}{V_{air} + V_{contact}} \quad (VI.2)$$

Où Z_{Dur} et Z_{sable} sont respectivement les impédances acoustiques du relais en Duralumin et du sable pour les ondes transversales. V_{cont} et V_{air} sont respectivement les amplitudes des échos de fond du relais en contact avec le sable et dans l'air.

Nous présentons à la figure VI.22 une allure type des variations de la tension V résultant de la présence d'une vibration harmonique (a) et d'un choc (b) qui induisent une modification des conditions de couplage acoustique (amélioration ou détérioration de la transmission) qui se traduit soit par une atténuation soit par une augmentation de l'amplitude du signal. Ainsi pour l'état statique précédant la vibration harmonique ou le choc, l'amplitude de l'écho V_{contact} correspond à l'existence d'un contact acoustique initial entre le relais et le sable sec. L'amplitude de l'écho V_{min} correspond à une amélioration des conditions de contact acoustique. Dans le cas de la détérioration momentanée des modalités de contact, l'amplitude V_{max} approche la valeur de l'amplitude de l'onde du transducteur dans l'air.

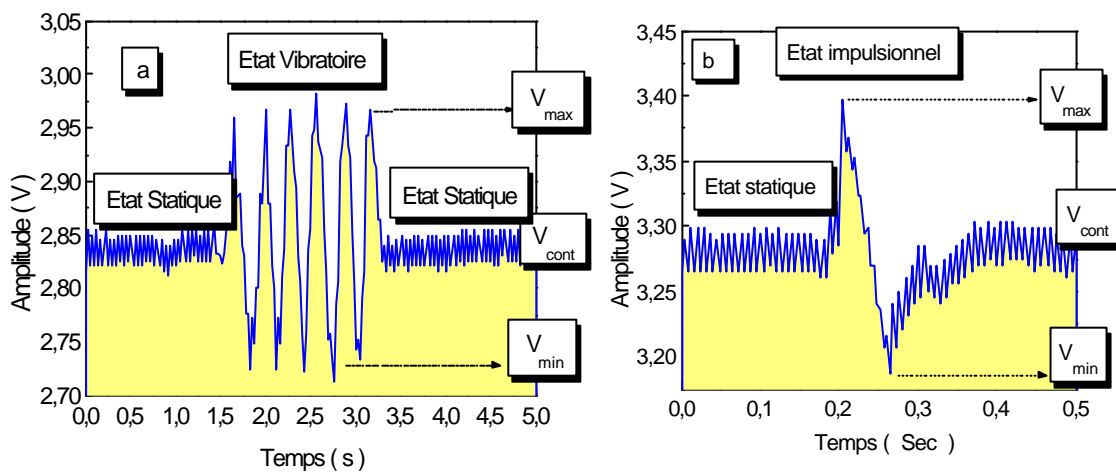


Figure VI.22. Modification de l'amplitude du signal ultrasonore lors d'une vibration (a) et d'un choc (b).

L'équation (VI.1) nous permet de dire que la variation de l'amplitude du premier écho correspond à une variation du coefficient de réflexion. Par conséquent, un calcul du coefficient de réflexion en contact statique $V_{\text{cont}}/V_{\text{air}}$ permet de calculer l'impédance du sable en onde transversale. La valeur obtenue, $Z_{\text{sable}} = 4.3 \cdot 10^5 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, se situe dans la plage des impédances de $1.5 \cdot 10^5$ à $8.5 \cdot 10^5 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ calculées à partir des vitesses et masses volumiques du sable sec [73]. Si on suppose qu'en absence de choc $\rho_0 = 1500 \text{ kg.m}^{-3}$, on obtient $V_{0T} = Z_{\text{sable}} / \rho_0 = 286 \text{ m.s}^{-1}$.

V.7.1. Etude de la réflexion des ondes ultrasonores à une interface Duralumin - sable sec en présence d'une vibration harmonique

Une première approche consiste à étudier les phénomènes de réflexion - transmission à l'interface Duralumin - sable sur le fond du relais. Les fréquences d'excitation des sondes sont de l'ordre de 5 MHz. Elles sont beaucoup plus élevées que les fréquences des vibrations qui sont comprises dans la gamme de 1 à 10 Hz (le rapport étant de 2.10^{-7} à 2.10^{-6}). On peut donc considérer que les coefficients de réflexion et de transmission sont à déterminer en état statique.

Lors d'une perturbation vibratoire de fréquence $\nu=5.2$ Hz, nous avons obtenu une variation de l'amplitude de l'écho de fond du transducteur à relais à onde transversale (fig.VI.23). La valeur de l'amplitude relative correspond au coefficient de réflexion de l'onde transversale.

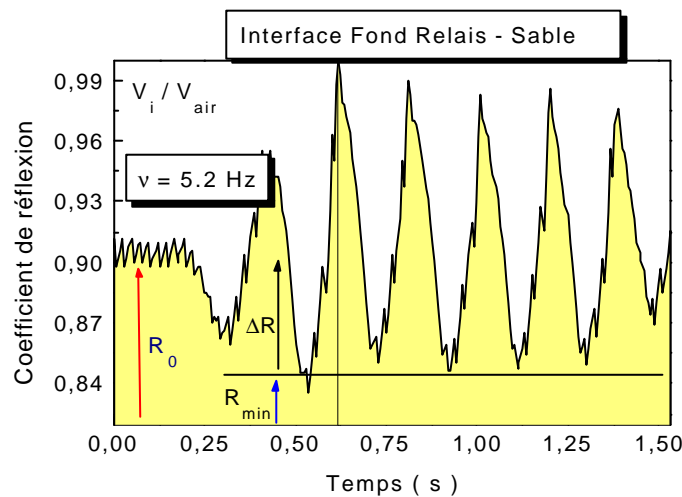


Figure VI.23. Evolution du coefficient de réflexion en état statique et en présence d'une perturbation vibratoire de fréquence $\nu = 5.2$ Hz.

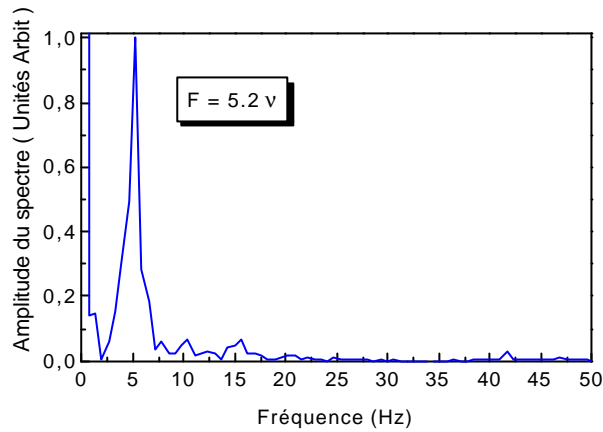


Figure VI.24. Spectre associé du coefficient de réflexion en état statique et en présence d'une perturbation vibratoire de fréquence $\nu = 5.2$ Hz.

Le spectre de cette variation est représenté par la figure VI.24. Sur la base de cette figure, nous pouvons considérer que le coefficient de réflexion évolue selon la loi suivante :

$$R = \frac{Z_{Dur} - Z_{sable}}{Z_{Dur} + Z_{sable}} \cong R_0 + \Delta R \sin 2\pi\nu t + \dots \quad (VI.3)$$

avec $R_0 = 0.904$ et $\Delta R = -0.059$.

De la présente expression, l'évolution de l'impédance du sable sec se présente comme suit :

$$Z_{sable} = Z_{Dur} \frac{(1 - R_0 - \Delta R \sin 2\pi\nu t)}{(1 + R_0 + \Delta R \sin 2\pi\nu t)} \quad (VI.4)$$

Sachant que $\Delta R \ll 1 + R_0$, un développement limité de l'expression du dénominateur permet d'écrire l'expression suivante :

$$Z_{sable} = Z_{Dur} \frac{(1 - R_0)}{(1 + R_0)} \left\{ 1 - \frac{2(\Delta R)}{(1 - R_0^2)} \sin 2\pi\nu t + \frac{(\Delta R)^2}{(1 - R_0^2)} (\sin 2\pi\nu t)^2 + \dots \right\} \quad (VI.5)$$

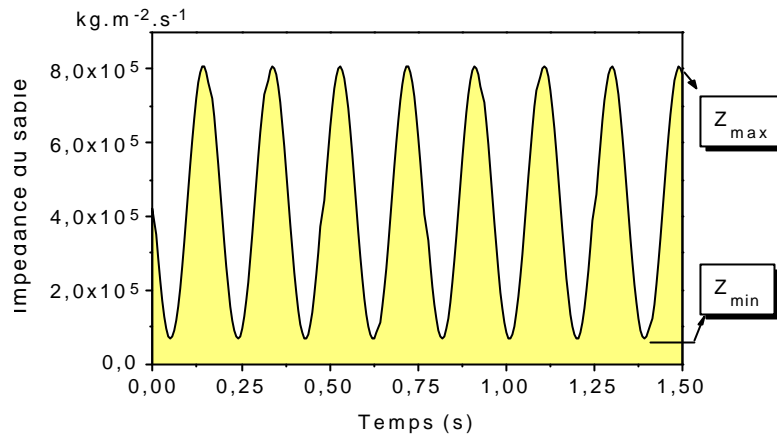


Figure VI.25. Evolution de l'impédance acoustique du sable en fonction du temps pour une fréquence de vibration $\nu = 5.2$ Hz.

Notons que lors du développement limité, les termes d'ordre supérieur à deux ont été négligés. A partir de cette expression, nous pouvons effectuer un calcul de l'impédance du sable sec en état perturbé pour une fréquence de 5.2 Hz. Selon la figure VI.25, nous avons deux valeurs extrêmes de l'impédance acoustique du sable sec $Z_{\min}=0.677*10^5$ et $Z_{\max}= 8*10^5$ $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Ces deux valeurs sont proches de celles indiquées dans la littérature [73].

Lors de la vibration, le sable en contact avec le fond du relais subit un tassement ; ce qui entraîne une modification de sa masse volumique et de ses caractéristiques élastiques. Compte tenu de l'évolution de l'impédance du sable, nous retenons le modèle d'évolution suivant :

$$\begin{aligned} Z_{sable} &= (\rho_0 + \Delta\rho \sin 2\pi\nu t)(V_{0T} + \Delta V_T \sin 2\pi\nu t) \\ Z_{sable} &= \rho_0 V_{0T} + (\Delta\rho V_{0T} + \rho_0 \Delta V_T) \sin 2\pi\nu t + \Delta\rho \Delta V_T (\sin 2\pi\nu t)^2 \end{aligned} \quad (\text{VI.6})$$

Les expressions (VI.5) et (VI.6) permettent d'obtenir une vitesse initiale $V_{0T}=281$ m / s pour une masse volumique initiale considérée $\rho_0 = 1500$ kg.m^{-3} . Les variations de la masse volumique et de la vitesse de propagation sont respectivement $\Delta\rho = 46.5$ kg.m^{-3} et $\Delta V_T = 186.7$ m/s. En portant le résultat de l'équation (VI.6) dans (VI.3), nous obtenons une meilleure approximation du coefficient de réflexion :

$$R(\rho, V, t) = \frac{\left\{ Z_{Dur} - \rho_0 V_{0T} - (\Delta\rho V_{0T} + \rho_0 \Delta V_T) \sin 2\pi\nu t - \Delta\rho \Delta V_T (\sin 2\pi\nu t)^2 \right\}}{\left\{ Z_{Dur} + \rho_0 V_{0T} + (\Delta\rho V_{0T} + \rho_0 \Delta V_T) \sin 2\pi\nu t + \Delta\rho \Delta V_T (\sin 2\pi\nu t)^2 \right\}} \quad (\text{VI.7})$$

Le calcul effectué permet de montrer l'évolution du coefficient théorique de réflexion en amplitude (fig.VI.26) pendant les états statique et dynamique de fréquence $\nu = 5.2$ Hz. Selon la figure VI.26, un examen des résultats de simulation montre une distribution très proche des résultats expérimentaux avec des coefficients de réflexion $R_0 = 0.904$, $R_{\min} = 0.841$ et $R_{\max} = 0.967$.

A titre indicatif, la figure VI.27 illustre l'allure du spectre associé du coefficient de réflexion en amplitude. Ce spectre indique l'harmonique fondamental d'amplitude dominante ($\nu = 5.2$ Hz) et d'autres harmoniques de très faibles amplitudes ayant comme ordres 2 et 3 ($\nu = 10.4$ Hz et 15.6 Hz).

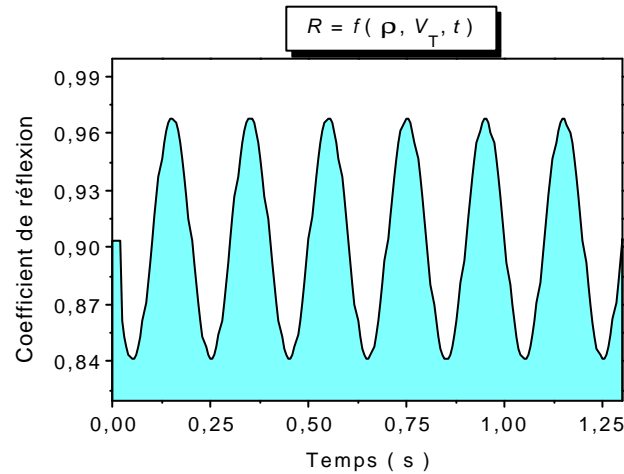


Figure VI.26. Evolution temporelle du coefficient théorique de réflexion en amplitude par couplage de deux variables V_T et ρ .

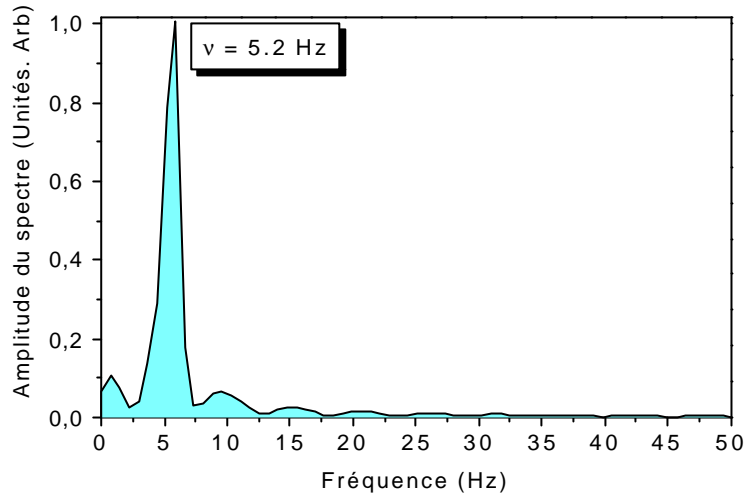


Figure VI.27. Allure du spectre associé du coefficient de réflexion en amplitude par couplage de deux variables V_T et ρ .

V.7.2. Etude de la réflexion des ondes ultrasonores à une interface Duralumin - sable sec en présence d'un choc

Dans le cas d'un choc décrit par une sinusoïde amortie représentée par l'introduction d'un terme d'amortissement $\exp(-2\delta\pi\nu t)$, le coefficient de réflexion évolue selon la loi suivante :

$$R = \frac{Z_{Dur} - Z_{sable}}{Z_{Dur} + Z_{sable}} \cong R_0 + \Delta R f(\nu, t) \quad (VI.8)$$

avec : $f(\nu, t) = \left[\cos 2\pi\nu t + \frac{1}{3^3} \cos 6\pi\nu t \right] \exp(-2\delta\pi\nu t)$

De l'expression (VI.8), l'évolution de l'impédance du sable sec se présente comme suit :

$$Z_{sable} = Z_{Dur} \frac{[1 - R_0 - \Delta R f(\nu, t)]}{[1 + R_0 + \Delta R f(\nu, t)]} \quad (VI.9)$$

Sachant que $\Delta R \ll 1 + R_0$, un développement limité de l'expression du dénominateur permet d'écrire l'expression suivante :

$$Z_{sable} = Z_{Dur} \frac{(1 - R_0)}{(1 + R_0)} \left\{ 1 - \frac{2(\Delta R)}{(1 - R_0^2)} f(v, t) + \frac{(\Delta R)^2}{(1 - R_0^2)} f^2(v, t) \right\} \quad (VI.10)$$

La détermination ΔR et R_0 est obtenue graphiquement à partir de la figure VI.28a. Le spectre associé au coefficient de réflexion fournit l'harmonique fondamental d'amplitude dominante ($v = 5.85$ Hz). Le calcul effectué permet de montrer l'évolution du coefficient théorique de réflexion en amplitude (fig.VI.28b) pendant les états statique et dynamique. Selon la figure V.29b, un examen des résultats de simulation montre une distribution très proche des résultats expérimentaux avec des coefficients de réflexion $R_0 = 0.9025$ et $R_{min} = 0.876$.

A l'aide de l'expression (VI.10), nous effectuons un calcul de l'impédance du sable en état perturbé. La figure VI.29 donne les variations de cette impédance au cours du temps ; nous remarquons qu'elle évolue entre deux valeurs : $Z_{contact} = 4.3 \cdot 10^5$ et $Z_{max} = 5.4 \cdot 10^5 \text{ kg.m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

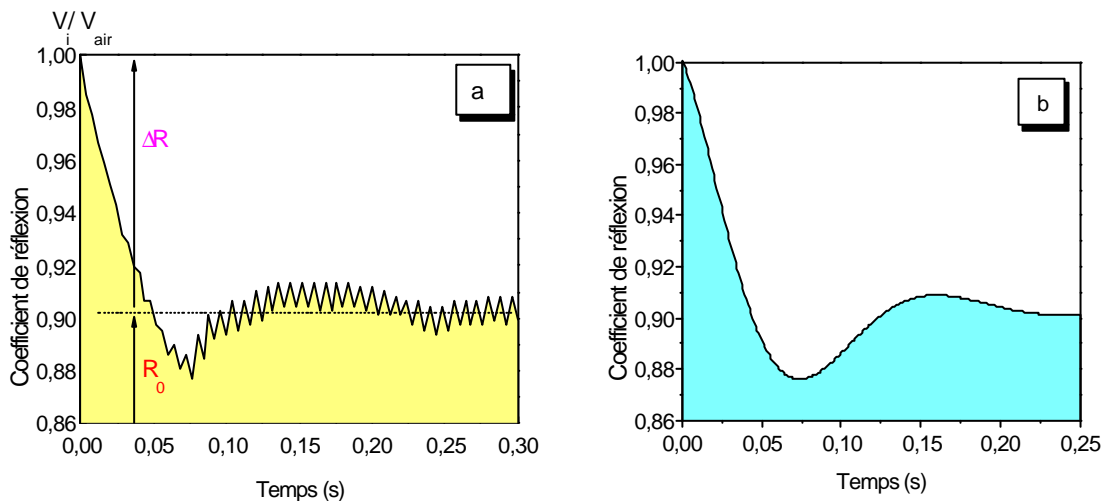


Figure VI.28. Evolution temporelle du coefficient de réflexion pendant un choc impulsionnel. Courbes expérimentale (a) et simulée (b). $R_0 = 0.9025$, $\Delta R = + 0.0975$, $\delta = 0.5$ et $v = 5.85$ Hz.

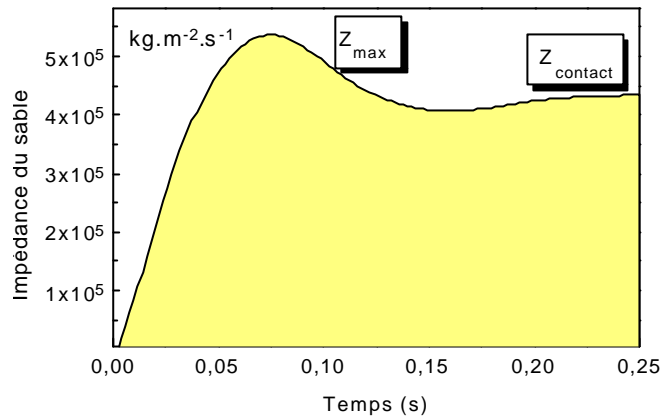


Figure VI.29. Evolution de l'impédance acoustique du sable en fonction du temps pendant un choc.

Conclusion

Pour la caractérisation de sollicitations dynamiques externes du type vibrations harmoniques et chocs, nous avons conçu et fabriqué un nouveau transducteur électroacoustique à relais. Le principe de ce transducteur ultrasonore de conversion de mode à la réflexion repose sur l'analyse des modalités de contact et de transmission d'une onde ultrasonore à une interface Duralumin – sable. L'ensemble des résultats obtenus expérimentalement ont fait l'objet d'une validation par simulation numérique de la variation de l'amplitude de l'onde transversale réfléchie en présence de perturbations du type vibration et choc impulsionnel. L'analyse de la variation temporelle des amplitudes du signal ultrasonore et de son spectre associé fournit ainsi des informations intéressantes relatives à la variation de l'impédance acoustique du milieu poreux sec et aux caractéristiques des sollicitations mécaniques externes du choc ou d'une vibration dans la gamme de fréquences 1 à 10 Hz. Ces applications pourraient contribuer à l'étude des propriétés physiques des sols et des caractéristiques dynamiques des structures de machines soumises aux sollicitations compressives statiques ou dynamiques d'origine vibratoire ou impulsionnelle.

Conclusion générale

Cette recherche a porté sur l'étude du comportement des ondes ultrasonores longitudinales et transversales de polarisation rectiligne se propageant dans des pièces, de formes cylindrique et parallélépipédique, soumises à des chargements mécaniques du type contraintes de flexion, chocs et vibrations harmoniques. Deux méthodes d'investigation ont été retenues.

La première méthode réside dans l'étude des variations des effets acoustoélastiques de la propagation des ondes longitudinales et transversales polarisées linéairement dans des pièces de géométrie simple soumises aux contraintes axiales et aux efforts de flexion simple.

La seconde méthode, quant à elle, est basée sur l'étude de l'évolution de l'amplitude de l'onde réfléchie par les extrémités des échantillons en fonction de la sollicitation mécanique externe.

Dans le cadre de l'acoustoélasticité, la modélisation élastodynamique d'un milieu contraint fournit les expressions des vitesses de propagation d'ondes ultrasonores longitudinales et transversales en fonction de certaines caractéristiques intrinsèques du matériau et de l'ensemble des contraintes agissant sur ce matériau. Ces équations acoustoélastiques ont permis d'étudier l'influence de contraintes axiales dans le cas de matériaux usuels, de caractéristiques physiques et acoustiques connues. Au travers des résultats obtenus, il ressort que les vitesses des ondes ultrasonores longitudinales et transversales varient linéairement en fonction de la contrainte appliquée. L'ensemble des résultats dénote que les effets acoustoélastiques sont tributaires des directions de propagation et du mouvement des particules de l'onde considérée et de la direction du chargement mécanique.

Nous avons présenté une étude théorique de la propagation des ondes ultrasonores dans des milieux élastiques soumis à une flexion simple à l'aide des équations acoustoélastiques adaptées au problème des contraintes normales induites. La variation de la vitesse prend en compte l'allongement résultant de la déformation élastique dans la direction de propagation de l'onde rayonnée. Les ondes longitudinales sont plus sensibles à l'effet acoustoélastique que les ondes de cisaillement.

Pour un matériau de caractéristiques macroscopiques définies, l'effet acoustoélastique induit sous charge de flexion simple peut être évalué numériquement à l'aide de cette méthode. Ceci pourrait être utilisé pour le calcul d'autres modes de charge mécanique statique (charge sous flexion en 4-point, charge de torsion...).

Les méthodes expérimentales de caractérisation par ultrasons ont conduit au développement et l'optimisation d'une chaîne de mesure composée d'un banc de caractérisation par ultrasons et d'une machine d'essai mécanique. Compte tenu de la faible valeur des effets recherchés, les mesures de vitesses ont nécessité l'utilisation d'une technique d'intercorrélation de signaux pour réaliser des mesures avec une grande sensibilité. Pour diminuer le temps de calcul de la fonction d'autocorrélation et de sa dérivée, nous avons utilisé l'algorithme de la transformée de Fourier rapide "F.F.T" et son inverse.

Nous avons présenté quelques résultats expérimentaux des effets acoustoélastiques en ondes longitudinales et transversales polarisées se propageant dans des pièces soumises à des contraintes mécaniques du type flexion simple. Durant les divers essais, nous avons montré qu'après suppression des différentes charges mécaniques, les éprouvettes ne subissent pas d'effet d'hystérésis. Ce résultat est vérifié par le fait qu'après déchargement, les signaux de mesures redeviennent superposables.

Nous avons proposé une méthode permettant de calculer numériquement le temps moyen de propagation de l'onde en fonction de l'effort de flexion appliqué. Les résultats expérimentaux sont en bonne concordance avec ceux obtenus par des simulations numériques des équations acoustoélastiques.

Lors d'un essai de flexion, un sondage en ondes longitudinale et transversale de polarisation rectiligne permet de déterminer les constantes élastiques du troisième ordre l , m et n puis de calculer le coefficient de la contrainte. Ainsi, la connaissance des constantes élastiques du second et troisième ordres et de la masse volumique permet de calculer les effets acoustoélastiques induits par application d'un effort concentré de flexion.

A partir de l'allongement total, nous avons montré que l'expression de l'effort de flexion peut être déduite à partir des mesures acoustoélastiques de l'onde considérée longitudinale ou transversale et des paramètres physiques et dimensionnels de la poutre sous charge. Une application possible de cette étude est la détermination de la déformation des poutres en flexion.

Dans le cadre de cette étude, nous avons étudié également le comportement des ondes longitudinales et transversales polarisées dans des pièces soumises à des charges dynamiques externes transmises à travers une interface matérielle milieu de transmission (sable fin) – Duralumin à l'aide d'un nouveau type de sonde droite à relais métallique à onde transversale par conversion de mode à la réflexion.

Dans le cas des sollicitations dynamiques externes du type vibration harmonique et choc, à l'aide d'une chaîne de mesures et d'une sonde à relais métallique couplé acoustiquement à un milieu de transmission (sable), nous avons montré, à travers des essais de vibration et de choc impulsionnel, la possibilité offerte par ce capteur dans la détection et l'analyse de signaux de nature vibratoire et impulsionnelle dans la gamme de fréquences de 1 à 10 Hz. Les mesures comparatives entreprises par utilisation d'un capteur accélérométrique sont similaires à celles obtenues par le capteur ultrasonore.

Ces transducteurs pourraient être utilisés pour l'étude des propriétés physiques des sols et des caractéristiques dynamiques des structures de machines soumises aux sollicitations compressives statiques ou dynamiques, d'origines vibratoire ou impulsionnelle.

L'analyse globale des travaux de cette thèse confirme l'apport des méthodes ultrasonores comme un moyen privilégié d'investigation pour la caractérisation du comportement mécanique des matériaux et structures.

En perspective ; nous envisageons une étude approfondie sur l'atténuation des ondes ultrasonores dans les milieux élastiques soumis à des contraintes.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1]. Hikata, A., Chick, B. B., Elbaum, C., and Truell, R. "Ultrasonic attenuation and velocity data in single crystals as function of deformation and orientation". Acta Met. 10, 423 (1962).
- [2]. Truell, R., Elbaum, C., and Chick, B. B. "Ultrasonic methods in solid state physics". Edition: Academic Press. 1969.
- [3]. Si-Chaib, M.O., "Comportement des ultrasons dans des pièces simple soumises à des contraintes". Communication au COFREND. 12/02/1985. Institut de Soudure de Paris. Mémoire de DEA. ENSAM. Paris. 1984.
- [4]. Daami, T. "Analyse des contraintes et des propriétés élasto-plastiques des métaux par polarimétrie acoustique". Thèse de Doctorat d'ingénieur. ENSAM - Paris. 1985.
- [5]. Touratier, M. et Chatellier, J.Y. "Effets des contraintes et de texture du matériau sur la propagation élastique". 7^{ème} Congrès Français de Mécanique Bordeaux. P 224-225. Bordeaux. 1985.
- [6]. Si-Chaib, M.O. et Bocquet, M. "Conception et fabrication de sondes à relais à ondes de cisaillement. Applications industrielles". 6^{ème} Colloque International sur les Méthodes de Contrôle Non Destructif. Strasbourg. Sept. 1986. P 369-374.
- [7]. Touratier, M., Chatellier, J.Y. "Perspective de détermination de l'état de contraintes par ultrasons". Revue Française de Mécanique. N° 1987-2. P 111-115.
- [8]. Chatellier, J.Y. "Simulation acoustoélastique du forgeage des métaux : application à la détermination des contraintes résiduelles". Thèse de Doctorat. ENSAM - Paris. 1987.

-
- [9]. Si-Chaib, M.O, Menad, S., Djelouah, H., Bocquet, M. "Rétrospective des méthodes de mesure des contraintes mécaniques par ultrasons". 5^{ème} Séminaire National de Mécanique. INGM. Boumerdès. 1996. P87- 91.
- [10]. Menad. S. "Comportement des ondes transversales polarisées dans des pièces soumises à des contraintes mécaniques de flexion et de compression". Thèse de Magister. INGM. Boumerdès. Juillet. 1997.
- [11]. Hughes, D.S. and Kelly, J.L. "Second order elastic deformation in solids". *Physic. Rev.* 92. P1145-1149. 1953.
- [12]. Murnaghan, F.D. "Finite deformation of an elastic solid". John Wiley and sons. New York. 1951.
- [13]. Hearmon, R.F.S. "Third order elastic coefficients". *Acta. Crys.* 6. P331-340. 1952.
- [14]. Smith, R.T. "Stress induced anisotropy in solids. The acousto-elastic effects". Physics Department. Imperial College of Science and Technology. July - Sept. 1963.
- [15]. Thurston, R.N. and Brugger, K. "Third order elastic constants and the velocity of small amplitude elastic wave in homogeneously stressed media". *Physic. Rev.* 133. A 1604. 1964.
- [16]. Bach, F. and Askegaard, V. "General stress-velocity expressions in acousto-elasticity". *Experimental Mechanics.* 1978. P69-75.
- [17]. Cantrell, J.H. and Salama, K. "Acoustoelastic characterisation of materials". *International Materials Reviews*, Vol.36 (4) P125-145 (1991).
- [18]. Heyman. J.S., Allison. S.G, Salama. K., and Chu. S.I: in "Symp. On NDE, Applications to materials processing", (ed. O. Buck and S. Wolf), 177-184; 1983, Metals Park, OH, American Society for metals.

-
- [19]. Schneider. E., Chu. S.I., and Salama. K: in Proc. IEEE Ultrasonic Symp., Cat. No. 84CH2112-1, 944. 1984, New York, Institute of Electrical and Electronic Engineers.
- [20]. Razvi. S, Li. P, Salama. K., Cantrell, J.H., and Yost W.T.: in "Review of progress in quantitative non-destructive evaluation". Vol. 6B, (ed. D.O. Thompson and D.E. Chimenti), 1403; 1987, New York, Plenum Press.
- [21]. Salama. K., Collins. A.LW. and Wang. J.J.: in "Proc. Of DARPA/AF review of progress in quantitative non-destructive evaluation", Report AFWAL-TR-81-4080, (ed. D. O. Thompson and R.B. Thompson), 265, Air Force Wright Aeronautical Laboratories, Dayton, OH, 1981.
- [22]. Sato, T., Ma, W., Ninoyu, H., Jhang, K.Y., and Kosugi, Y. "Estimation of the stress state inside metals using stress perturbing waves and probe waves". NDT & E Int. 26(3), 119-126(1993).
- [23]. Kato, M., Sato, T., Kameyama, K., and Ninoyu, H. "Estimation of the stress distribution in metal using non-linear acoustoelasticity". J. Acoust. Soc. Am. 98(3) September 1995.
- [24]. Kato, M., Sato, T., and Ando, K. "Determination of higher-order elastic compliance constants of metals from measurements of the dependence of ultrasound velocity on stress". J. Acoust. Soc. Am. 101 (4) April 1997.
- [25]. Dubuget, M., El Guerjouma, R., Dubois, S., Baboux, J.C., Vincent, A. "Characterisation of the non-linear elastic properties of aluminium alloys using ultrasonic evaluation under load". Materials Sciences Forum Vols. 217-222 (1996). P 951-956.
- [26]. Dobmann, G., Meyendorf, N., Schneider, E. "Non-destructive characterisation of material states and evaluation of materials". Bulletin du Cercle d'Etude des Métaux 10th International Symposium 15-16 novembre Saint Etienne P14.1-14.8 (1995).

-
- [27]. Nazarov, V.E., and Sutin, A.M. "Non-linear elastic constants of solids with cracks".
J. Acoust. Soc. Am. 102(6). December. 1997. P 3349-3354.
- [28]. Fisher, M.J. "Acoustoelastic measurements of elastic-plastic and residual stresses".
Review of Quantitative NDE, vol. IV. B, 1051 - 1059 (1985).
- [29]. Benson, R.J. and Realsen, V.J. "Acoustoelasticity". Product. Engineering. Vol. 30, July
20. 1959. P56-59.
- [30]. Toupin, R.A. and Bernstein, B. "Sounds waves in deformed perfectly elastic materials.
Acoustoelastic effect". J. Acoust. Soc. Am. 33(2). P 216-225. (1961).
- [31]. Thurston, R.N. "Effective elastic coefficients for wave propagation in crystals under
stress". J. Acoust. Soc. Am. Vol 37 (2). Feb. 1965. P 348-356.
- [32]. Mandel, J. "Introduction à la mécanique des milieux continus déformables".
Académie polonaise des Sciences, éditions scientifiques polonaises. Varsovie, 1974.
- [33]. Khalifa, E. "Conception et réalisation de dispositifs d'analyse des contraintes par
acoustoélasticimétrie". Thèse de Doctorat. Université de Paris VI. 1986.
- [34]. El Guerjouma, R. "Evaluation ultrasonore de matériaux sous charge : acousto-élasticité-
endommagement anisotrope". Thèse de Doctorat. Université de Bordeaux I. 1989
- [35]. Pao, Y. H., Sachse, W. and Fukuoka, H. "Acoustoelasticity and ultrasonic measurements
of residual stress". Physical Acoustics. Edited by W.P. Mason and R. N. Thurston,
Academic Press. New York. Vol. XVII. 1984.
- [36]. Fukuoka, H. and Toda, H. "Preliminary experiment on acoustoelasticity for stress
analysis". Archives of Mechanics, 29(5), P 673-686. Warsaw. 1977.

-
- [37]. Pao, Y.H. and Gamer, U. "Acoustoelastic waves in orthotropic media". J. Acoust. Soc. Am. 77 (3). March. 1985.
- [38]. Iwashimizu, Y and Kubomura, K. "Stress induced rotation of polarisation directions of elastic waves in slightly anisotropic materials ". Int. J. Solids struct., 9,99-114. 1973.
- [39]. Si-Chaib, M.O., Menad, S., Djelouah, H., Bocquet, M. "An ultrasound method for the acoustoelastic evaluation of simple bending stresses". NDTE Int 2001; 34; 521-9.
- [40]. Landau, L.D. and Lifchitz, E.M. "Theory of Elasticity". Pergamon Press.1986.
- [41]. Schneider, E., Goebels, K., Hübschen, G. "Stress measurements with time-of-flight-independent ultrasonic methods". Colloque sur les Méthodes Ultrasonores en Contrôle Non Destructif. Université de Paris -VII. Edition : Revue du CETHEDDEC. Mars 1980. P155 - 169.
- [42]. Bray, D.E. "Measurement of longitudinal stresses in railroad rails by acoustic wave velocity". Proceedings of a Workshop on Non-destructive Evaluation of Residual stress, Held at San Antonio, Texas, August 13 - 14, 1975. P 187-195.
- [43]. Si-Chaib, M.O. et Djelouah, H. "Perspectives d'applications des transducteurs droits par contact à relais acoustique métallique émetteur/récepteur d'ondes ultrasonores transversales polarisées". Conférence Internationale sur les progrès récents des méthodes de surveillance acoustiques et vibratoires dans l'industrie. C.E.T.I.M. Senlis. France. Oct. 1992. P 627-638.
- [44]. Si-Chaib, M.O., Djelouah, H. and Bocquet, M. "Application of ultrasonic reflection mode-conversion transducers in NDE". NDT & E Int. 33 (2000) pp 91-99.
- [45]. Menad, S., Si-Chaib, M.O., Djelouah, H., Bocquet, M. "Evolution des vitesses des ondes ultrasonores longitudinales dans des pièces soumises à des contraintes mécaniques de flexion". 5^{ème} Séminaire National de Mécanique. INGM. Boumerdès. 1996. P 98-102.

-
- [46]. Menad, S., Si-Chaib, M.O., Djelouah, H., Bocquet, M. "Détermination des constantes élastiques des matériaux par intercorrélation de signaux ultrasonores". 1^{er} Congrès Maghrébin de la Mécanique. Mars. 1996. Ghardaia. ALGERIE.
- [47]. Castagnède, B., Roux, J., and Hosten, B. "Correlation method for normal mode tracking in anisotropic media using an ultrasonic immersion system". Ultrasonics 27. P 280-287. 1989.
- [48]. Si-Chaib. M.O, Menad. S, Djelouah. H. "Etude de la propagation des ondes ultrasonores de compression dans des pièces soumises à des contraintes élastiques en flexion". JMSM. 1998. Annaba.
- [49]. Auld, B.A. "Acoustic fields and waves in solids". Vol I and II. John Wiley. New York. 1973.
- [50]. Dieulesaint, E. and Royer, P. "Elastic waves in the solids". Editions: Masson. 1974.
- [51]. Graff, K.F. "Waves motion in elastic solids". Clarendon Press, Oxford. 1975.
- [52]. Mayer, W.G. "Energy partition of ultrasonic waves at flat boundaries". Ultrasonics. 1965. P 62-69.
- [53]. Kazim Ergin. "Energy ratio of the seismic reflected and refracted waves at a rock-water boundary". Bulletin of Seismological Society of America. Vol. 42 (1952).
- [54]. Deleuze, M., Bourdarios, G. et Lepoutre, D. "Répartition des énergies ultrasonores aux interfaces". 5^{ème} Congrès International sur les Méthodes de Contrôle Non Destructif. Bordeaux. France du 30/05 au 03/06/1983.
- [55]. Bond, L.J. and Saffari, N. "Mode-conversion ultrasonic testing". Non-destructive Testing, Vol., 7. P145-189. Academic Press, London .1984.

-
- [56]. Krautkramer, J. and Krautkramer, H. "Ultrasonic testing of materials". 2nd Edition. Springer - Verlag. Berlin. Heidelberg. New York. 1977.
- [57]. Gorbatsevich, F.F. "Reflection and transmission factors of elastic waves at a plane interface between elastic media in control of explosive effects during mass Cutting". Apatites [in Russian], Kola Branch, Academy of Sciences of USSR. P94-106.
- [58]. Gorbatsevich, F.F. "Shear-vibration transducers for determining the properties of highly absorbing media". Soviet. J of NDT. Vol. 19, N°5. P 548-554. (1983).
- [59]. Knott, C.G. "Reflection and refraction of elastic waves with seismological applications". Phil. Mag. July 1899, Vol. 48 N°290. P64-97.
- [60]. Pelletier, J.L., Bocquet, M. et Le Tohic, Y. "La Pratique du contrôle industriel par ultrasons". Tome 2. Editions : Communications Actives. 1984.
- [61]. Si-Chaib, M.O. "Conception et fabrication de sondes à relais à ondes de cisaillement. Applications industrielles". Thèse de Doctorat d'Ingénieur. ENSAM. Paris. 1986.
- [62]. Wasley, R.J. "Stress waves propagation in solids". Edition Marcel Dekker INC. New York. 1973.
- [63]. Pollard, H.F. "Sound waves in solids". 1977 Pion Limited. London.
- [64]. Viktorov, I.A. "Rayleigh and Lamb waves". Plenum Press. New York. 1970.
- [65]. Si-Chaib, M.O., Djelouah, H. et Bocquet, M. "Un transducteur ultrasonore à relais acoustique métallique pour la détection des vibrations et des chocs". Problématique des Vibrations dans l'Industrie. Provib'93. Institut de Mécanique. Université de Blida. Algérie. 28-29 Nov. 1993. P138-149.

-
- [66]. Si-Chaib, M.O., Djelouah, H. et Bocquet, M. "Apport de la conversion de mode de propagation des ondes ultrasonores à la détection des états de chargements mécaniques". 1^{er} Congrès National de la Physique et ses Applications. Alger.13-15. Juin. 1995.
- [67]. Braun, S.G. "Mechanical signature analysis". Academic Press, 1986.
- [68]. Bigret, R. "Vibration des machines tournantes et des structures ". Paris. Technique & Documentation. 1980, 4 Vol.
- [69]. Brock, J.T. "Mechanical vibration and shocks measurements". Ed: Brüel et Kjaer. 1980.
- [70]. Goutte, R. et Lesueur, C. "Spectrométrie des vibrations sonores et ultrasonores. Analyse fréquentielle". Techniques de l'Ingénieur .4 -1981. P.2895.
- [71]. Sidahmed, M. "Traitement du signal. Détection précoce des défaillances de machines". C.E.T.I.M. Info. Juillet. 1991, N°123, P. 58-62.
- [72]. Carreau, D. "Surveillance des roulements par l'analyse des vibrations ". C.E.T.I.M. Info. Avril. 1990. N° 115.
- [73]. Lavergne, M. "Méthodes sismiques". Editions : Technip. 1986.
- [74]. Si-Chaib, M.O., Djelouah, H. et Bocquet, M. "Etudes des vibrations et des chocs à l'aide d'un capteur ultrasonore". 2^{ème} Conférence Internationale sur les Méthodes de Surveillance et Techniques de Diagnostic Acoustiques et Vibratoires. S.F.M - S.F.A. France. Oct. 1995. P 439 - 450.Vol 1/ 2.
- [75]. Si-Chaib, M.O., Djelouah, H. et Bocquet, M. "Détection et analyse des vibrations harmoniques à l'aide de dispositifs ultrasonores à relais acoustiques métalliques". 3^{ème} Conférence Internationale sur les Progrès Récents des Méthodes Acoustiques et Vibratoires dans l'Industrie. S.F.M - S.F.A. France. Oct. 1998.

-
- [76]. Moussatov A., Guillon L., Ayraut C., Castagnede B. "Experimental study of the dispersion of ultrasonic waves in sandy sediments". C.R. Acad. Sci. Paris, t. 326 II b, p. 433 - 439, 1998. Acoustique, ondes, vibrations / Acoustics, waves, vibrations.
- [77]. Biot, M.A. "Acoustics, elasticity and thermodynamics of porous media". Twenty-one papers by M.A. Biot, Tolstoy I. (Ed) , American Institute of Physics, 1992.
- [78]. Hickey, C.J., Sabatier J.M. "Choosing Biot parameters for modeling water-saturated sand". J. Acoust. Soc. Am. 102 (1997) 1480 - 1484.
- [79]. Altenburg, R.A., Chotiros, N.P. "Plane-wave analysis of acoustic signals in a sandy specimen". J. Acoust. Soc. Am. 89 (1991) 165-170.
- [80]. Chotiros, N. "Biot model of sound propagation in water-saturated sand specimen". J. Acoust. Soc. Am. 97 (1995) 199-214.
- [81]. Sachse, W., Pao, Y.H. "On the determination of phase and group velocities of dispersive waves in solids". J. Appl. Phys. 49.