

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
ECOLE NORMALE SUPERIEURE DE LAGHOUAT



En vue de l'obtention du diplôme de Magister
Spécialité : Physique

Option : Interaction champ-matière

Préparé par :

Mme NEBEG Oum Kelthoum

Thème

Caractérisation des matériaux par ultrasons
Cas des polymères

Devant le jury :

KAUKA Aleddine	MCA	ENS Laghouat	Président
MAGHLAOUI Nadir	MCA	ESSA – Alger	Examineur
HELIFA Bachir	MCA	Université de Laghouat	Examineur
LEFKAIER Iben Khaldoun	Pr	Université de Laghouat	Encadreur
NOUIOUA Ismail	MA	Université de Laghouat	Invité

Année universitaire : 2018-2019

Dédicace :

Je dédie ce travail :

mes parents qui m'ont aidé toujours

A mon mari- Mohamed

a ma fille et mon fils : Belkis et Ayoub

mes sœurs: Fatma , Zineb et Rokia

mes frères: Saad et abde el Nour

Remerciements

Tout d'abord je remercie mon encadreur **Mr LEFKAIER Ibn Khaldoun** pour avoir encadré mon projet, et pour le soutien, le suivi, et l'aide sans oublier sa disponibilité et ses conseils précieux, tout au long de ce travail.

Ma gratitude la plus sincère va à l'adresse des membres du jury, Monsieur Aledine KAUKA en sa qualité de Président, Messieurs Nadir MAGHLAOUI et Bachir Helifa, en leur qualité d'examineur, pour leur disponibilité et leur aimable acceptation de juger ce modeste travail.

Mes vifs remerciements et mes sincères gratitude sont adressés à Monsieur NOUIDUA Ismail, enseignant chercheur à l'université de Laghouat et co-encadreur de ce travail, je le remercie infiniment d'avoir eu l'obligeance de partager avec moi un peu de ses larges connaissances dans le domaine du sujet de mon mémoire. Les conseils judicieux et constants qu'il m'a prodigués tout au long de ce travail, sa grande disponibilité et son indulgence m'ont permis de mener à bien cette étude.

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été effectués au sein du Laboratoire de Physique des Matériaux de l'Université de Laghouat (LPM-UATL). A cette occasion, je tiens à remercier tous les membres de ce laboratoire et à leur tête, Monsieur I. K. Lefkaier, directeur du laboratoire, pour leur soutien et leur encouragement.

Je remercie tous mes enseignants de graduation et de post-graduation à l'ENS de Laghouat, pour leur dévouement à nous transmettre leur savoir et leur expérience en toute honnêteté et fidélité.

Je remercie toute personne qui m'a aidé de loin ou de près pour la réalisation de ce travail.

Table des figures

Figure(1.1) : représentation schématique de différents arrangements de monomères en une macromolécule : a) linéaire b) ramifiée et c) réticulée.....	10
Figure (1.2) : Figure représentant les structures chimiques des polymères les plus courants.....	15
PMMA, (2) PS, (3) PE, (4) PVC, (5) NR, (6) PBD , (7) CR, (8) PVDF, (9) EP , (10) PF.....	15
figure (1.3) : influence de la vitesse de refroidissement sur la position de Tg.....	17
Figure (2-1) : Analogie avec un ressort.....	21
Figure (2-2) : Représentation de l'onde ultrasonore en fonction du temps et de la distance.....	21
Figure (2-3) : Mouvement des particules dans un réseau sous l'action d'ondes de type longitudinale (a) et transversale (b).....	24
Figure(2.4) : Onde de Rayleigh et onde de Love.....	25
Figure (2-5) : Déplacements acoustiques pour une onde de Lamb.....	25
Figure (2-6) . Sifflet de Galton.....	26
Figure (2-7) :Principe d'un matériau magnétostrictif.....	27
Figure (2-8) : Principe de fonctionnement d'un matériau piézoélectrique.....	27
Figure (2-9) : Géométrie d'un faisceau d'ondes ultrasonores.....	30
Figure (2-10) : Représentation du champ de Fresnel et du champ de Fraunhofer pour un élément piézo-électrique de diamètre D.....	30
Figure (2-11) : Réflexion des ultrasons à une interface.....	31
Figure (2-12) : Comportement des ondes sonores incidentes à une interface.....	32
Figure(3-1) :Modèle rhéologique de Kelvin-Voigt.....	35
Figure(3-2) : diagramme P-V représentant le travail effectué par cycle.....	37
Figure(3-3) :déphasage entre pression et masse volumique.....	37
Figure(3-4) Comparaison des coefficients de dispersion donnés par les modèles de Szabo et de O'Donnell pour : (a) $0 \leq n < 0.9$; (b) $1.2 < n \leq 2$	48
Figure (3-5) : Forme temporelle de la pression d'entrée : fréquence centrale 5MHz, largeur de bande fractionnaire de 50%, amplitude normalisée.....	49
Figure(3-6) :forme fréquentielle de la pression d'entrée : fréquence centrale 5MHz, largeur de bande fractionnaire de 50%, amplitude normalisée.....	49
Figure (3-7) : Représentation graphique des différentes fonctions (onde d'entrée d'amplitude normalisée, de fréquence $f = 5\text{MHz}$ et onde de sortie) ainsi que les spectres correspondants, pour $n=1$ et $\alpha_0 = 0.52 \text{ dB/MHz/cm}$. et une distance de propagation $z=0.135\text{cm}$	50
Figure (3-8) : Représentation graphique de l'évolution des amplitudes en fonction de la distance de propagation pour une fréquence de $f = 5\text{MHz}$ et un paramètre d'atténuation $\alpha_0 = 0.52 \text{ dB/MHz/cm}$ et $n=1$	51
Figure (3-9) : Représentation de l'évolution du spectres en fonction de la distance de propagation, pour une fréquence $f = 5\text{MHz}$ et un paramètre d'atténuation $\alpha = 0.52 \text{ dB/MHz/cm}$ et $n=1$	51
Figure (3-10) : Représentation graphique de l'évolution de l'onde en fonction de la fréquence centrale et pour une distance de propagation $z = 1 \text{ cm}$ et un paramètre d'atténuation $\alpha_0 = 0.52 \text{ dB/MHz/cm}$ et $n=1$	52
Figure (3-11) : Représentation graphique de l'évolution du spectre en fonction de la fréquence centrale pour une distance de propagation $z = 1 \text{ cm}$, et un paramètre d'atténuation $\alpha_0 = 0.52 \text{ dB/MHz/cm}$ et $n=1$	53
Figure(3-12) Représentation graphique de l'évolution du signal en fonction du paramètre d'atténuation , sachant que la distance de propagation $z = 2 \text{ cm}$, et que la fréquence d'excitation $f = 5 \text{ MHz}$ a) $\alpha_0 = 0.52 \text{ dB/MHz/cm}$ b) $\alpha_0 = 0.94 \text{ dB/MHz/cm}$	54
Figure (3-13) : Représentation graphique de l'évolution du signal en fonction du paramètre d'atténuation ,sachant que la distance de propagation $z= 2 \text{ cm}$, et que la fréquence d'excitation $f = 5 \text{ MHz}$ a) $\alpha_0 = 0.52 \text{ dB/MHz/cm}$ b) $\alpha_0 = 0.94 \text{ dB/MHz/cm}$	54
Figure (3-14) : Comparaison entre l'onde causale (pointillés) et l'onde non causale et non dispersive (trait continu) après un parcours d'une distance : a) $z = 2 \text{ cm}$, b) $z = 11 \text{ cm}$. et $\alpha_0 = 0.52 \text{ dB/MHz/cm}$ et $n=1$	55
Figure (3-15) : Effet de la largeur de bande fractionnaire du signal d'entrée sur les spectres (normalisés) des signaux reçus pour $n = 1$ et $\alpha_0 = 0.52 \text{ dB/MHz/cm}$ et $f_0 = 5 \text{ MHz}$, $z = 2 \text{ cm}$	56
Figure (4.1) : Représentation de la méthode d'intercorrélation.....	59

Figure (4.2) : Dispositif expérimental.....	60
Figure(4-3) : Echantillons de : (a) plexiglas et (b) polyamide utilisés.....	61
Figure(4-4) : signal temporel des échos de l'onde ultrasonore en immersion du plexiglas.....	63
Figure (4-5) : Evolution des échos dans des échantillons de polyamide d'épaisseur e= 20, 15 et 10mm	63
Figure(4-6) : Signal reçu de la face arrière du grand et du petit échantillon.....	64
Figure(4-7) : Variation de la vitesse de phase en fonction de la fréquence, pour le plexiglas (o) expérimentale ,() théorique(modèle de szabo).....	66
Figure(4-8) : Variation de la vitesse de phase en fonction de la fréquence, pour le polyamide (o) expérimentale ,() théorique(modèle de szabo).....	68
figure(4.9): évolution des écho dans des échantillons de plexiglas d'épaisseur e=5 et 10 mm dans le cas d'un transducteur de 3.4Mhz	67
Figure (4-10) : Courbe représentant la variation de l'atténuation en fonction de la fréquence dans le cas de deux échos successifs ayant parcouru des distances de propagation z= 40 mm et 20 mm dans un échantillon de plexiglas. [$\alpha = 0.27 f^{-0.40}$].....	68
Figure (4-11) : Courbe représentant la variation de l'atténuation en fonction de la fréquence dans le cas de deux échos successifs ayant parcouru des distances de propagation z=30 mm et 20 mm dans un échantillon de polyamide. [$\alpha = 0.39 f^{0.96}$].....	68
Figure(4.12) : courbe représentant la variation de le coefficient de viscosité pour le polyamide.....	70
Figure(4.13) : courbe représentant la variation de le coefficient de viscosité pour le plexiglas	71
Figure(4.14) : Schéma synoptique de la chaîne électroacoustique.....	71
Figure (4-15) : Comparaison entre un signal expérimental et un signal théorique pour une fréquence de transducteur $f = 3.4$ MHz et une profondeur de $z = 10$ mm.....	73

Tableaux

Tableau (1.1) : présentation de quelques polymères courants.....	13
Tableau (1.2) : Tableau représentant les polymères synthétiques les plus courants.....	15
Tableau(1.3) : Propriétés des principaux types de polymère.....	19
Tableau (2.1) : Valeurs de la densité, de la vitesse et de l'impédance de quelques matériaux.....	22
Tableau (2-2) : gammes de fréquence acoustique.....	23
Tableau (4.1) : Tableau représentant l'épaisseur (plexiglas et polyamide).....	61
Tableau (4-2) : les vitesses longitudinales, transversales et les différences de temps mesuré par Matlab.....	64
Tableau (4.3) : Résultats du fit de la courbe (Atténuations et absorption en dB/mmMHz) et l'exposant n pour le plexiglas et le polyamide.....	69
Tableau(4-4) : les constantes d'élasticité du plexiglas et du polyamide.....	69
Tableau (4-5) : Mesuré le module d'élasticité.....	70
Tableau (4-6) : Tableau représentant le coefficient viscosité du plexiglas et polyamide.....	71

Liste des symboles

ω : Pulsation.
 α : Coefficient d'atténuation.
 c : Vitesse de propagation.
 T_f : Température de Fusion.
 η : viscosité.
 K : Constante élastique.
 T_g : Température de transition vitreuse.
 E : Module de Young.
 ν : Coefficient de Poisson.
 C_p : Capacité thermique.
 H : Enthalpie libre. ε : Déformation. .
 ε^* : Vitesse de déformation. d'agitation thermique. V_{fm} : Volume libre moyen.
 τ_R : Durée nécessaire pour que des réarrangements irréversibles se produisent.
 τ_0 : Durée d'observation.
 σ_{ij} : Tenseur des contraintes.
 ε_{kl} : Tenseur des déformations.
 C_{ijkl} : Tenseur des rigidités.
 s_{ij} : Tenseur des complaisances.
 Z : Impédance du milieu.
 R : Coefficient de réflexion.
 f : Fréquence.
 K : Module de compression.
 $H(\cdot)$:Fonction échelon de Heaviside.
 K : Vecteur d'onde.
 K_0 : Vecteur d'onde dans le cas d'un milieu non dispersif.
 k : Partie réelle du vecteur d'onde.
 λ : Longueur d'onde.
 ω_0 : Fréquence de coupure pour laquelle le milieu est non dispersif.
 H_i : Transformée de Hilbert.
 TF : Transformée de Fourier .
 sign : Représente la fonction signe.
 α_0 : Coefficient d'atténuation par unité de fréquence
 m : Masse de la particule
 L : Transformée de Laplace.
 L^{-1} : Transformée de Laplace inverse.
 C_{pq} : Fonction d'intercorrélacion entre deux signaux.
 ρ : masse volumique.
 V_l : vitesse longitudinale.
 V_t : vitesse transversale.
 α_d : Atténuation due au phénomène de diffraction.
 α_R : Atténuation due au phénomène de réflexion.
 α_a : Atténuation due au phénomène d'absorption.

Table des Matières :

Table des figures.....	1
Tableaux.....	3
Liste des symboles	4
Introduction générale :	7
Chapitre1.....	9
Notions de physique des polymères	9
1.1.Introduction :	9
1.2.Définition :.....	9
1.2.1.Polymères :.....	9
1.2.2.Monomères :	9
1.2.3.Degré de polymérisation DPn :.....	9
1.2.4.Structure macromoléculaire :	10
1.3.Synthèse des polymères :.....	10
1.3.1.Polymérisation en chaîne	10
1.3.2.Polycondensation	12
1.4. classification des polymères :.....	13
1.4.1.Polymères synthétiques	14
1.4.1.1.Les thermoplastiques :	14
1.4.1.2.Les thermodurcissables :.....	14
1.4.1.3.Les élastomères :.....	14
1.5.Phénomène de transition vitreuse :.....	16
1.5.1.transition sous vitreuses :	17
1.6.Propriétés des polymères	17
1.6.1.Comportement mécanique	17
1.6.2.Comportement élastique des polymères	19
Chapitre 2.....	21
Onde ultrasonore.....	21
2.1.introduction.....	21
2.1. Paramètres de l'onde ultrasonore :	21
2.1.1.La longueur d'onde (λ) :	21
2.1.2 Célérité et impédance :.....	22
2.1.3. Fréquence et longueur d'onde	22
2.1.4. Pression et intensité.....	23
2.2.Les différentes classes d'ondes ultrasonores	24
2.2.1.Les ondes de volume :.....	24
2.2.1.1.Les ondes longitudinales :	24
2.2.1.2.Les ondes transversales	24
2.2.2.les ondes de surface :	25
2.2.3.Les ondes de plaque	25
2.3.Les générateurs d'ultrasons	26
2.3.1. Les générateurs mécaniques.....	26
2.3.2. Les transducteurs piézo magnétiques.....	26
2.3.3.Les transducteurs piézoélectriques :	27
2.4.Émission et réception de l'onde ultrasonore :	28
2.4.1Description du faisceau ultrasonore émis :	28
2.4.2.L'absorption et la dispersion :	30
2.4.3.Réflexion et réfraction de l'onde ultrasonore	30
Chapitre 3.....	33
Propagation ultrasonore en milieu viscoélastique homogène isotrope :	33

3.1.Introduction :	33
3.2.Origine de l'absorption de l'onde ultrasonore :	34
3.2.1. Viscosité :	34
3.2.2.La conductivité thermique :	35
3.2.3.La Relaxation	36
3.2.4. Autres mécanismes d'absorption	38
3.3.Propagation en milieu infini	38
3.3.1.Notions d'élasticité :	38
3.3.2.Équation de propagation dans le cas d'un matériau viscoélastique isotrope :	38
3.3.3. Atténuation et vitesse de phase des ondes	40
3.3.3.1.Atténuation des ondes :	40
3.3.3.2.Vitesse de phase :	41
3.4. Les relations de dispersion de Kramers – Krônig :	42
3.4.1.Causalité et relations de Kramers – Krônig :	42
3.4.2.Modélisation de la relation dispersion-atténuation	43
3.5.Simulation :	51
3.5.1.Influence de la distance de propagation :	53
3.5.2.Influence de la fréquence :	54
3.5.3.Influence du paramètre d'atténuation α_0 :	56
3.5.4.Influence de la causalité	57
3.5.5.Influence la largeur de bande fractionnaire:	58
Conclusion :	59
Chapitre 4.....	60
Étude Expérimentale.....	60
4.1.Introduction	60
4.2.Échantillons étudiés :	63
4.3.Mesure des vitesses :	63
4.5.Mesure de la vitesse de phase :	66
4.6. Mesure de l'atténuation :	69
4.7.Résultats :	71
4.8.Détermination des coefficients de viscoélasticité :	71
4.8.1. Constantes d'élasticité :	71
4.8.2 Détermination de coefficients de viscosité :	72
4.9Simulation numérique des signaux expérimentaux :	73
4.9.1.Description de la méthode :	73
4.9.2 Résultats des simulations des signaux expérimentaux :	74
4.9.3.Conclusion :	75
4.10.Conclusion Générale.....	75
Bibliographie	77

Introduction générale

Les nouvelles technologies nécessitent des matériaux nouveaux à hautes performances, capables de remplacer les matériaux classiques tel que les matériaux polymères .

Les polymères sont devenus l'élément essentiel d'un nombre très important d'objets de la vie courante, dans lesquels ils ont souvent remplacé les substances naturelles.

Les matériaux polymères permettent de concevoir et de réaliser des structures améliorées possédant de bonnes propriétés mécaniques alliées à un poids minimal .les matériaux ont suscité un intérêt particulier dans de nombreux secteurs tel que l'aéronautique ,les constructions navales, l'industrie automobile , etc.....

Suivant la température, les propriétés mécaniques des polymères varient. De plus, comme ils sont métastables, il y a donc une évolution de leur comportement en fonction du temps.

Les propriétés intéressantes des polymères sont conditionnées par leur nature microscopique (nature chimique, configuration spatiale des chaînes). Les méthodes de mise en forme qui permettent l'orientation des Polymères constituent des facteurs qui influent sur le comportement du matériau lors d'une sollicitation mécanique.

Pour la détermination des caractéristiques mécaniques des polymères telles que le module de Young et le coefficient de viscosité, plusieurs techniques sont utilisées. Ce sont essentiellement les essais de traction, les essais de flexion, et les techniques ultrasonores.

Ces dernières offrent l'avantage d'être non destructives et de mise en œuvre facile. Les méthodes de caractérisation ultrasonores reposent sur la modification des caractéristiques de propagation de ces ondes (vitesse de propagation et atténuation) dans les matériaux.

Le premier chapitre de cette thèse est consacré à la présentation de quelques notions sur les polymères et à la description des lois physiques qui régissent le comportement mécanique de ces matériaux , La relaxation qui est un phénomène caractéristique des polymères est liée à leurs propriétés viscoélastiques. La connaissance de ces phénomènes est très utile dans l'étude du comportement des ondes ultrasonores, car l'atténuation de ces ondes dans les milieux polymères dépend du phénomène de relaxation.

Dans **le deuxième chapitre**, nous donnerons l'historique des ondes ultrasonores, nous essaierons de mieux les décrire et d'exposer les lois de la physique des ondes acoustiques trouvées dans la littérature scientifique.

Le troisième chapitre de ce travail est consacré à la présentation de la théorie de propagation ultrasonore en milieux viscoélastique et la modélisation de la loi de comportement pour un milieu homogène linéaire isotrope viscoélastique est présentée. Dans un tel milieu, nous

écrivons cette loi linéaire à constantes de rigidité complexes entre les contraintes et les déformations. Les relations entre les constantes de viscoélasticité et les phénomènes de dispersion et d'atténuation des ondes ultrasonores se propageant dans ce milieu sont établies pour le modèle de Kelvin-Voigt. Nous nous intéressons ensuite à deux modèles destinés à prendre en compte la dispersion et l'absorption des ondes dans un matériau, pour lequel l'atténuation obéit à une loi proportionnelle à une puissance de la fréquence. Ces modèles sont développés comme une conséquence mathématique des relations de Kramers-Kronig. Nous avons comparé leurs résultats théoriques, pour finalement choisir le modèle de Szabo.

Le quatrième chapitre est une étude expérimentale du phénomène de propagation des ondes ultrasonores dans les milieux polymères. Plusieurs techniques peuvent être utilisées. La méthode par réflexion utilisée dans cette thèse permet la détermination des propriétés des ondes de volume (vitesse de phase et atténuation) liées aux propriétés mécaniques du milieu. L'estimation des vitesses de phase et des atténuations permettra de déterminer les constantes élastiques et les coefficients de viscosité.

Chapitre 1

Notions de physique des polymères

1.1. Introduction :

Les matériaux polymères sont généralement utilisés pour leurs propriétés mécaniques particulières et leur aptitude à être mis en œuvre. Ces qualités sont étroitement liées à leur structure et il est possible, à partir d'une structure moléculaire donnée, d'imaginer la morphologie qui en découle et les propriétés qui s'y rattachent. Ce chapitre a pour objet une présentation des principales notions générales sur les polymères.

1.2. Définition :

1.2.1. Polymères :

Un polymère est une macromolécule dans laquelle un même motif est périodiquement répétitif, appelé le monomère. De ce fait, on peut faire constituer, des dimères, trimères etc. et finalement un polymère. [1]

1.2.2. Monomères :

Ce sont les composés de base des polymères. Relevant de la chimie organique, ils associent par des liaisons covalentes des atomes de carbone et des atomes d'hydrogène, d'oxygène, d'azote, plus éventuellement des atomes de chlore, de fluor, de soufre, etc. Chaque atome de carbone, tétravalent, est relié aux atomes voisins par quatre liaisons covalentes, orientés dans l'espace vers les quatre sommets d'un tétraèdre régulier.

Par exemple dans le cas du polyéthylène :

Monomère : $\text{CH}_2=\text{CH}_2$: Éthylène

Polymère : $(-\text{CH}_2\text{CH}_2\text{CH}_2\text{CH}_2\text{CH}_2\text{CH}_2-)_n$: Polyéthylène[2]

1.2.3. Degré de polymérisation DP_n :

La polymérisation des monomères ne conduit pas forcément à un produit unique, c'est-à-dire que la valeur de « n » n'est pas connue a priori. Ainsi la masse molaire d'un polymère n'est pas unique et elle dépend de la valeur de « n ». Pour rendre compte de cette dispersion de masse molaire moléculaire, on définit le nombre moyen de motifs par chaîne qu'on appelle **degré de polymérisation** : soit M la masse molaire du polymère et M_0 la masse molaire du monomère, alors le degré de polymérisation est : [2]

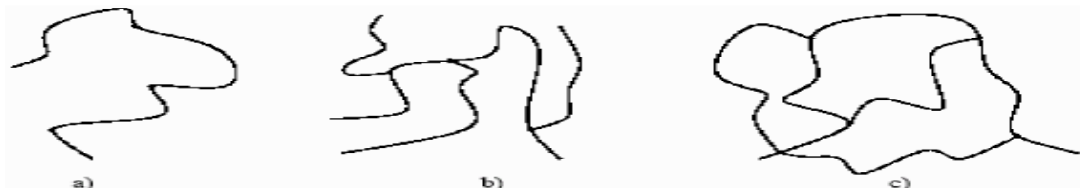
$$DP_n = \frac{M}{M_0} \quad (1.1)$$

1.2.4. Structure macromoléculaire :

L'association de monomères dans une macromolécule est due principalement. A des forces de cohésion chimiques. en complément de ces liaisons chimiques, des liaisons physiques peuvent intervenir pour maintenir l'assemblage. Ces forces de cohésion physiques peuvent être détruites, de façon réversible, sous l'effet de la chaleur, d'un solvant ou d'une sollicitation mécanique, toutefois le matériau conserve sa nature. La scission d'une liaison chimique, plus résistante, possède en revanche un caractère irréversible et modifie la nature du matériau.

Le nombre de monomère formant une macromolécule est généralement, très important et le fait d'ajouter ou de retirer un monomère ne modifie pas de façon significative les propriétés du matériau polymère résultant. la figure(1.1) présente différents arrangements de monomères en une macromolécule. Ces arrangements ont une importance sur les propriétés macroscopiques du matériau.

Pour les matériaux réticulés, plus le niveau du désordre des monomères est élevé, plus il sera difficile de dénouer ces chaînes et donc, plus la rigidité du polymère sera importante.



Figure(1.1) : représentation schématique de différents arrangements de monomères en une macromolécule : a) linéaire b) ramifiée et c) réticulée.

1.3. Synthèse des polymères :

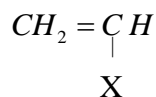
On distingue deux grandes méthodes de synthèse : la polymérisation en chaîne et la polycondensation (polymérisation par étapes).[3]

1.3.1. Polymérisation en chaîne

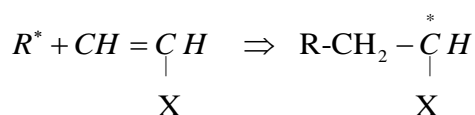
La polymérisation en chaîne nécessite la présence de centres actifs. Ceux-ci peuvent être créés soit in situ sous l'influence d'une forme d'énergie externe (chaleur, radiations lumineuses ou ultraviolettes, rayonnements α , β , γ , neutrons), soit le plus souvent à partir d'un composé réactif ou amorceur, que l'on ajoute au milieu réactionnel, et qui donne naissance à une substance amorçante R^* possédant un centre actif. Les centres actifs peuvent être des radicaux, des anions et des cations. Ils sont capables de réagir avec des molécules monomères insaturées ou hétérocycliques, puis d'assurer la croissance rapide du polymère par addition successive de monomères dans une réaction en chaîne. La croissance de la macromolécule ne

s'arrête que lorsque le centre actif a disparu. Ainsi, une réaction de polymérisation comporte trois phases: amorçage, propagation, interruption.

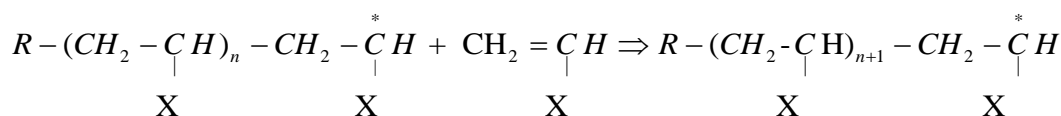
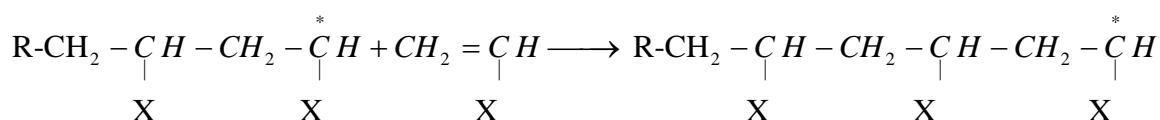
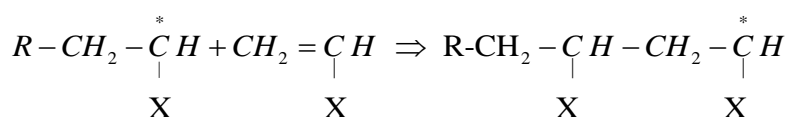
L'exemple le plus courant de polymérisation en chaîne est fourni par les monomères vinyliques, de formule générale :



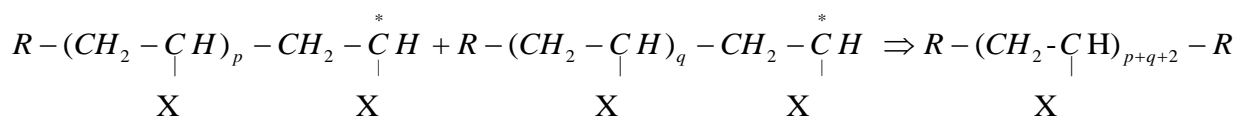
Nous avons indiqué dans le Tableau (1) quelques représentants importants de la famille. Ces molécules possèdent une double liaison carbonée, mais les deux liaisons n'ont pas la même force : l'une (liaison π) est moins forte que l'autre (liaison σ). Ceci permet l'amorçage de la polymérisation par ouverture de la double liaison et formation d'un centre actif sur la molécule monomère, selon une réaction du type :[3]



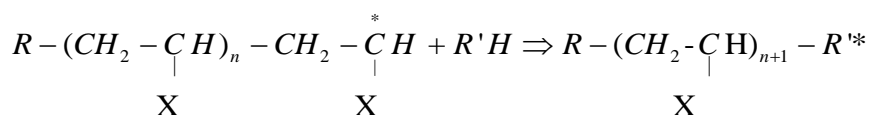
La phase de propagation est décrite par les équations :



L'interruption de la croissance de la chaîne peut se produire par destruction du centre actif par une réaction de combinaison :



Le centre actif peut aussi être enlevé de la chaîne par transfert à une autre molécule :

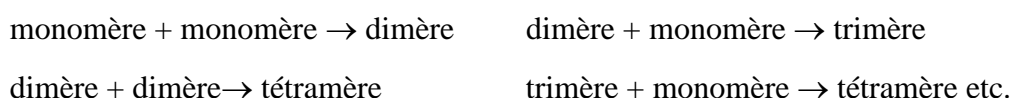


où R'H désigne un solvant, le monomère ou une autre macromolécule. La polymérisation peut alors reprendre à partir des nouveaux centres actifs R'* ainsi apparus.

1.3.2.Polycondensation :

Les réactions de polycondensation ou de polymérisation par étapes consistent en l'union de molécules polyfonctionnelles (c'est-à-dire portant plusieurs fonctions chimiques : acide, alcool, amine, etc.) par les réactions chimiques habituelles d'estérification, d'amidification, d'anhydrification, etc. Ces réactions peuvent se faire avec élimination (polycondensation proprement dite) ou sans élimination (polyaddition) de petites molécules:[3]

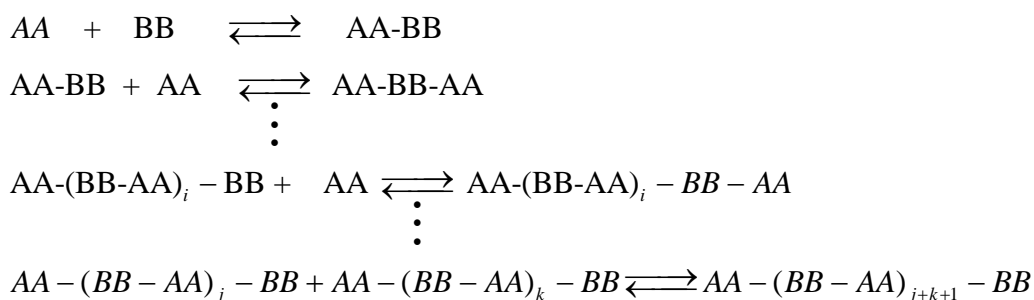
Les polymérisations par étapes, illustrées par l'équation ,procèdent par réactions successives entre les groupes fonctionnels des réactifs, du type



jusqu'à ce que soient constituées des chaînes incorporant un grand nombre de monomères.

Pendant toute la polycondensation, toutes les molécules présentes peuvent réagir les unes avec les autres.

Les réactions de polycondensation se schématisent ainsi :



Chaque groupement réactionnel de fin de chaîne conserve sa réactivité et l'édification des molécules de polycondensat se poursuit durant toute la durée de la réaction.[3]

Nom Sigle Synthèse	Monomères	Unité constitutive
Polyéthylène PE Polymérisation	Ethylène $\text{CH}_2=\text{CH}_2$	$-\text{CH}-\text{CH}-$
Polypropylène PP Polymérisation	Propylène $\begin{array}{c} \text{CH}_2 = \text{CH} \\ \\ \text{CH}_3 \end{array}$	$-\text{CH}_2-\text{CH}-$ $ $ CH_3
Poly(chlorure de vinyle) PVC Polymérisation	chlorure de vinyle $\begin{array}{c} \text{CH}_2 = \text{CH} \\ \\ \text{Cl} \end{array}$	$-\text{CH}_2-\text{CH}-$ $ $ Cl



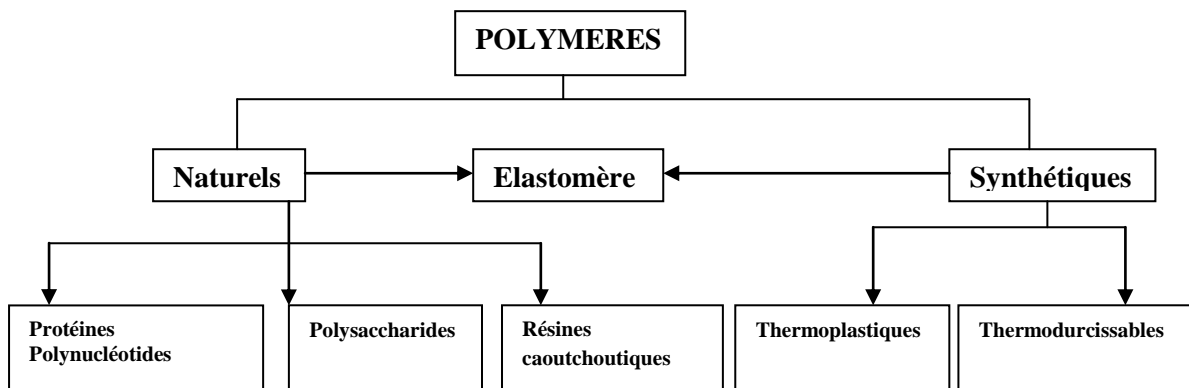
Polystyrène PS Polymérisation	styrène $\text{CH}_2 = \text{CH}$ 	$-\text{CH}_2 - \text{CH}-$ 
Polyamide 6-6 PA6-6 Polycondensation	acide adipique $\text{HOOC}-(\text{CH}_2)_4-\text{COOH}$ hexaméthylène diamine $\text{H}_2\text{N}-(\text{CH}_2)_6-\text{NH}_2$	$-\text{NH}-(\text{CH}_2)_6-\text{NH}-$ $-\text{CO}-(\text{CH}_2)_4-\text{CO}-$
Poly(téréphtalate d'éthylène) PET Polycondensation	acide téréphtalique $\text{HOOC}-\text{C}_6\text{H}_4-\text{COOH}$ éthylène glycol $\text{HO}-\text{CH}_2-\text{CH}_2-\text{OH}$	$-\text{CO}-\text{C}_6\text{H}_4-\text{CO}-$ $-\text{O}-\text{CH}_2-\text{CH}_2-\text{O}-$

Tableau (1.1) : présentation de quelques polymères courants

1.4. classification des polymères :

A cause de la diversité de la fonction et de la structure trouvées dans le domaine des macromolécules, il est utile de tracer certains schémas qui regroupent les matériaux sous des titres commodes montrés ci-dessous.



Schéma(1.1): Les différentes classes des polymères

Les polymères naturels ont des structures plus complexes que les polymères synthétiques. Les fabricants offrent une très grande diversité de produits, mais il existe trois grandes catégories de matières plastiques synthétiques : les thermoplastiques, les thermodurcissables et les élastomères.

1.4.1. Polymères synthétiques

1.4.1.1. Les thermoplastiques :

Les thermoplastiques ramollissent sous l'effet de la chaleur. Ils deviennent souples, malléables et durcissent à nouveau quand on les refroidit. Leurs polymères de base sont constitués par des macromolécules linéaires, reliées par des liaisons faibles qui peuvent être rompues sous l'effet de la chaleur ou de fortes contraintes. Ces polymères peuvent se cristalliser (thermoplastiques cristallins) ou non (thermoplastiques amorphes), et mis en forme par chauffage et refroidissement.

a) les amorphes: n'ont pas d'ordre apparent (structure semblable à un liquide) et pas de température de fusion précise mais présentent une phase de ramollissement, ils sont caractérisés par un faible retrait, une tenue au choc, une tenue dimensionnelle et une résistance au fluage

b) les cristallins: ont une structure ordonnée une matrice amorphe. Le taux de cristallinité donne l'importance de la structure cristalline dans l'ensemble de la matière ce taux dépend de la matière et du refroidissement lors du moulage. ils ont une bonne tenue à la fatigue un faible coefficient de frottement, une bonne tenue chimique.

1.4.1.2. Les thermodurcissables :

Ils sont constitués par des macromolécules s'étendant dans les trois directions de l'espace, d'autant plus rigides que le réseau tridimensionnel est plus dense. Leur «réticulation» obtenue le plus souvent sous l'effet de la chaleur est irréversible ; ces produits résistent donc mieux à l'effet de la chaleur. en général, ils sont plus rigides que les thermoplastiques, résistent mieux au fluage et se prêtent au moulage de grandes pièces avec fibres courtes, longues ou tissées. ces principales familles sont les polyesters, les phénoliques, les époxydes, les aminoplastes [5]

1.4.1.3. Les élastomères :

Un élastomère est un polymère linéaire ou ramifié transformé par vulcanisation en un réseau tridimensionnel faiblement réticulé infusible et insoluble. Les élastomères se différencient des thermodurcissables par leur propriété d'élasticité caoutchoutique, c'est-à-dire la capacité à subir de très grandes déformations réversibles sous l'action de contraintes mécaniques.

Les élastomères thermoplastiques sont des solides qui ont un comportement semblable à celui des élastomères et une formabilité semblable à celle des thermoplastiques. Ils sont formés de copolymères en bloc, qui réunissent au sein d'une même chaîne des segments d'un thermoplastique rigide (par exemple, du Polystyrène) et d'un élastomère (par exemple, du polybutadiène (PBD)) [5]

Ces différentes classes ainsi que les polymères les plus courants sont résumés dans le tableau (1.2), et les structures chimiques de quelques polymères sont représentées sur la figure (1.2)

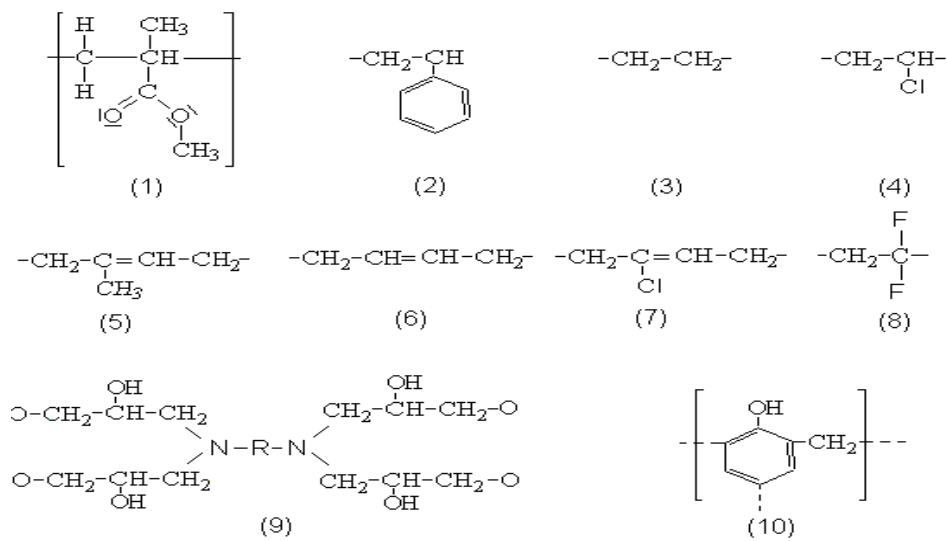


Figure (1.2) : Figure représentant les structures chimiques des polymères les plus courants. PMMA, (2) PS, (3) PE, (4) PVC, (5) NR, (6) PBD , (7) CR, (8) PVDF, (9) EP , (10) PF [6]

Nom du polymère	Symbole	Densité [g/cm ³]	
		amorphe	cristalline
Thermoplaste			
Polyéthylène haute densité	PE	0.855	1.00
Polypropylène	PP	0.852	0.946
Polystyrène	PS	1.05	—
Polychlorure de vinyle	PVC	1.39	—
Polychlorure de vinylidène	PVDC	1.66	1.95
Polyfluorure de vinylidène	PVDF	1.67	1.91
Polyméthylacrylate de méthyle	PMMA	1.19	—
Elastomère			
Caoutchouc naturel	NR	0.93	—
Caoutchouc polybutadiène	PBD	0.94	—
Caoutchouc chloroprène	CR	1.25	—
Caoutchouc styrène/Butadiène	SBR	0.94	—
Caoutchouc acrylonitrile/Butadiène	NBR	1	—
Fluoroélastomère	FCM	1.85	—
Polydiméthylesiloxane	PDMS	1.25	—
Elastomère thermoplastique			
TPE styrénique	TPE-S	0.9-1.1	
TPE de polyuréthane	TPE-U	1.1-1.3	
Thermodurcissable			
Résine époxyde	EP	1.1-1.5	—
Phénoplaste	PF	1.25	—
Polyesters non saturés	UP	1.24	—

Tableau (1.2) : Tableau représentant les polymères synthétiques les plus courants [5]

1.5. Phénomène de transition vitreuse :

La transition vitreuse est un phénomène commun à tous les liquides formant un verre. Il ne s'agit pas à proprement parler d'une transition de phase, étant donné son caractère dynamique, mais plutôt d'une transition de mobilité, apparaissant à une température T_g , dans un contexte expérimental défini. A des températures supérieures à T_g , les mouvements moléculaires sont facilités et le système réagit aux sollicitations extérieures, en modifiant ses états de configuration afin de minimiser son enthalpie libre et donc d'assurer un équilibre thermodynamique. Il en résulte que toute propriété physique résultant de la mobilité moléculaire et de l'état thermodynamique du système présente un changement de comportement au voisinage de T_g . Les variations de l'enthalpie avec la température peuvent s'exprimer de la manière suivante [7]

$$\frac{dH}{dT} = \left[\frac{\delta H}{\delta T} \right]_{vib} + \left[\frac{\delta H}{\delta T} \right]_{conf} \quad (1.2)$$

la première partie correspond aux degrés de liberté de vibration et, la deuxième, aux degrés de liberté de configuration liés à ceux de translation qui permettent une réorganisation de la matière. Lorsque le liquide est refroidi progressivement, sa viscosité augmente.

Les changements d'états configurationnels sont de plus en plus difficiles à réaliser tandis que les termes de vibration sont peu modifiés. Dans l'état vitreux, l'arrangement configurationnel ne peut pas atteindre son niveau d'enthalpie minimale ; le système est donc hors d'équilibre pour les changements configurationnels mais il est à l'équilibre en ce qui concerne les états vibrationnels (états isoconfigurationnels). Par contre, les mouvements locaux conservent toujours le même mécanisme avant et après T_g .

La transition vitreuse traduit donc le figeage de modes de configuration et possède un caractère dynamique. Le figeage s'effectue dans un domaine de température dépendant de la vitesse de refroidissement comme le montre l'évolution du volume spécifique en fonction de la température (figure 1.3). Elle présente un accident marqué dont la position est différente selon la vitesse de refroidissement.

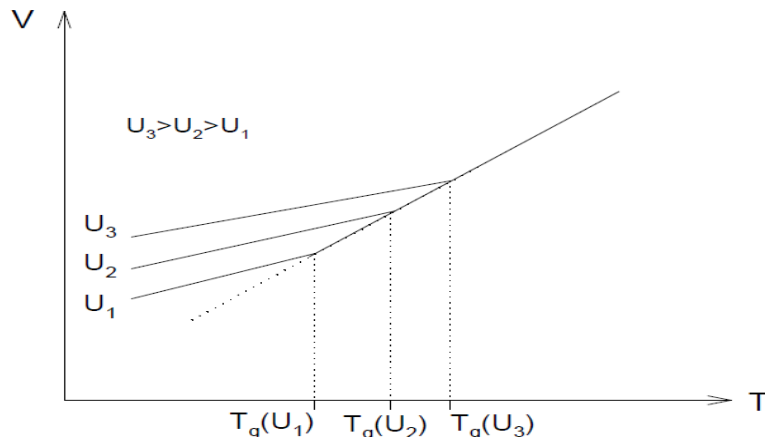


figure (1.3) : influence de la vitesse de refroidissement sur la position de Tg.[7]

1.5.1.transition sous vitreuses :

on observe au-dessous de la température de transition vitreuse des zones de températures où se produisent également des changements du coefficient d'expansion thermique, ce sont des phénomènes plus discrets dont l'origine est dans des mouvements locaux de groupes d'atomes. ces mouvements concernent des portions de la macromolécule beaucoup plus restreintes que la transition vitreuse. ces transitions sont en relation avec des modifications des propriétés mécaniques et diélectriques. de toute façon de petits mouvements coopératifs de plus grande étendue. on désigne en général la transition vitreuse par α et les transitions sous vitreuses par β, γ . [7]

1.6.Propriétés des polymères

Ce paragraphe est consacré à une présentation des caractéristiques mécaniques et physiques des polymères ainsi que de leur comportement élastique et viscoélastique linéaire.

1.6.1.Comportement mécanique

Les polymères montrent un comportement élastique (qui domine aux basses températures et vitesses de sollicitation élevées) et visqueux (qui devient dominant dans les conditions contraires). Toutefois, dans une vaste gamme de température, les matériaux polymères combinent ces deux aspects. Cette dualité du comportement est appelée viscoélasticité.

D'une manière générale, la contrainte, la déformation et la vitesse sont liées par une relation appelée équation constitutive du matériau. Dans le cas d'un essai de traction aux températures inférieures à T_g , la déformation varie linéairement avec la contrainte[6]. Le comportement est élastique, et la loi de comportement est la loi de Hooke :

$$\sigma = E \varepsilon \quad (1.12)$$

où E est le module de Young. En dessous de T_g , le mouvement des chaînes principales et le glissement des segments sont bloqués. L'élasticité résulte de la déformabilité des monomères, donc de la facilité avec laquelle le squelette s'adapte aux contraintes et surtout par le déplacement local des groupes dans le potentiel des forces de Van der Waals.

Aux températures supérieures à T_g , lorsque les mouvements de la chaîne principale sont libres, deux cas peuvent se présenter selon que le polymère est réticulé ou non. S'il est réticulé, il a un comportement caoutchoutique, il s'agit d'une élasticité non linéaire qui ne dépend pas de la loi de Hooke. Si le polymère n'est pas réticulé, et si la masse molaire est suffisante, les enchevêtrements peuvent jouer un rôle similaire à celui des points de réticulation. Le comportement du réseau d'enchevêtrement est alors également caoutchoutique. Il s'agit toutefois d'un réseau temporaire, et aux températures suffisamment élevées ou aux longues durées, les chaînes peuvent glisser les unes par rapport aux autres.

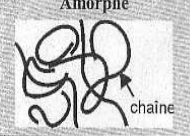
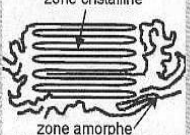
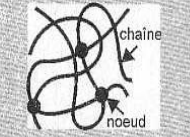
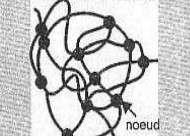
Dans ce domaine, le polymère devient un fluide visqueux, il en est de même lorsque la masse molaire est suffisamment faible pour qu'il n'existe pas de réseau d'enchevêtrement. Le matériau se trouve alors dans le domaine de la transition terminale. Les effets élastiques deviennent moins importants ; autrement dit la contrainte n'est plus fonction de la déformation totale. L'équation constitutive est plutôt une relation entre la contrainte et la vitesse de déformation. Aux vitesses de déformation suffisamment faibles, cette relation s'exprime par la loi de Newton :

$$\sigma = \eta \dot{\varepsilon} \quad (1.13)$$

Les comportements élastiques (loi de Hooke) et visqueux (loi de Newton) sont les cas extrêmes se présentant lorsque la durée d'observation τ_0 est respectivement très courte ou très longue par rapport au temps τ_R nécessaire pour que des réarrangements irréversibles du matériau se produisent. Le rapport τ_R / τ_0 s'appelle nombre de Deborah, s'il est très grand le comportement est élastique ; s'il est très faible le comportement est visqueux. Lorsque le nombre de Deborah est de l'ordre de l'unité, les caractères visqueux et élastique se manifestent simultanément; les composantes élastiques et visqueuses de la contrainte sont comparables et le matériau a un comportement intermédiaire entre les comportements élastiques et visqueux il est viscoélastique. Cela se produit notamment au voisinage de la transition terminale ; mais également de la transition vitreuse. Aux températures inférieures à T_g , les déplacements relatifs des segments sont bloqués et le comportement est essentiellement élastique (élasticité d'origine enthalpique) [5]. Au dessus de T_g les mouvements des segments de la chaîne sont libres. Comportement élastique des polymères et le comportement est essentiellement élastique (élasticité d'origine entropique).

(voir le tableau (1.3)) Au voisinage de la transition ces mouvements sont possibles mais freinés, ils requièrent l'application d'une force et produisent une dissipation d'énergie : le comportement est viscoélastique .

En présence de ce comportement, la contrainte agissant sur le matériau dépend de toute l'histoire de la déformation. Par analogie avec les lois de Hooke et de Newton, nous dirons que le comportement viscoélastique est linéaire si la réponse est proportionnelle à la sollicitation ; cela n'implique pas une relation linéaire entre la contrainte et la déformation [5].

Type de polymère	État des molécules	Propriétés aux températures $T > T_g$	Fusion	Remarques	Origine de l'élasticité	
Thermo plastiques	Amorphe  chaîne	Linéaires (ou ramifiées)	Souplesse variable avec la cristallinité. Capacité importante d'allongement irréversible.	La phase amorphe passe à l'état fluide sans fusion par désenchevêtrement des chaînes. La phase cristalline fond sur une plage de température autour de la température moyenne de fusion T_f .	Faciles à mettre en oeuvre à $T > T_g$. Solubles dans les solvants organiques. Recyclables. Utilisés en général au dessous de T_g pour les amorphes.	Si $T < T_g$: élasticité enthalpique (déplacement des atomes hors de leur position d'équilibre comme dans les métaux, céramiques, ...). Si $T > T_g$: élasticité entropique pour la phase cristalline ; élasticité entropique pour la phase amorphe. (Allongement des chaînes moléculaires dans le sens de la contrainte appliquée).
	Semi-cristallin zone cristalline  zone amorphe	Linéaires (ou ramifiées)				
Elastomères	Amorphe  chaîne noeud	Linéaires avec réticulation très légère	Souplesse. Grande élasticité réversible (comportement caoutchoutique).	Ne fondent pas ; mais décomposition à haute température.	Forte extension (jusqu'à 1000 %). Difficilement recyclables. Utilisés au-dessus de T_g .	Si $T < T_g$: élasticité enthalpique Si $T > T_g$: élasticité entropique
Thermo-durcissables	Amorphe  noeud	Réseau à trois dimensions, avec réticulation forte	Souplesse moyenne. Capacité d'allongement peu élevée.	Ne fondent pas ; mais décomposition à haute température.	Insolubles dans les solvants organiques. Non recyclables. Utilisés au dessous de la température de décomposition thermique.	Si $T < T_g$: élasticité enthalpique Si $T > T_g$: élasticité entropique

Tableau(1.3) : Propriétés des principaux types de polymère

1.6.2.Comportement élastique des polymères

Le module d'Young des polymères est fortement anisotrope à l'échelle de la molécule. Cette anisotropie se manifeste à l'échelle macroscopique dès que le matériau est orienté. Dans la loi de Hooke la contrainte et la déformation sont toutes deux exprimées par des tenseurs du second ordre, et le module de Young est remplacé par un tenseur (du quatrième ordre) des modules ou de rigidité et la loi de Hooke s'écrit donc en général :

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad (1.14)$$

Le tenseur de rigidité comporte a priori 81 éléments. Toutefois, dans le cas où le système ne présente aucun élément de symétrie, la condition de symétrie des contraintes et des déformations ($\sigma_{ij} \equiv \sigma_{ji}$ et $\varepsilon_{ij} \equiv \varepsilon_{ji}$), et l'invariance de l'énergie de déformation élastique qui dépend du produit $C_{ijkl} \varepsilon_{ij} \varepsilon_{kl}$, réduisent le tenseur à 21 coefficients différents. Dans le cas

d'une symétrie orthorhombique comportant trois plans de symétries mutuellement perpendiculaires, le nombre de coefficients est de 9. Ce nombre est aussi réduit dans le cas axisymétrique. On peut montrer qu'il existe alors 5 coefficients indépendants. Les réductions du nombre de coefficients indépendants sont les mêmes en viscoélasticité linéaire qu'en élasticité, la viscoélasticité se manifestant simplement par une dépendance des coefficients par rapport au temps. Dans le cas axisymétrique le tenseur de complaisance s'écrit :[8]

$$\begin{vmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & 0 & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{11} & S_{13} & 0 & 0 & 0 \\ S_{13} & S_{13} & S_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2(S_{11} - S_{12}) \end{vmatrix}$$

Ces cinq complaisances sont reliées aux modules et aux coefficients de Poisson par les relations suivantes :

— Module de young suivant l'axe de symétrie :

$$E_{33} = \sigma_3/\varepsilon_3 = 1/S_{33} \quad (1.15)$$

— Contraction maximale due à la contrainte σ_{33} :

$$\text{coefficient de poisson } \nu_{13} = -\varepsilon_1/\varepsilon_3 = -S_{13}/S_{33}$$

— Module de Young transversal :

$$E_{11} = E_{22} = 1/S_{11} \quad (1.16)$$

— Contraction provoquée par la contrainte σ_{11} dans la direction 3 :

$$\text{coefficient de poisson } \nu_{31} = -\varepsilon_3/\varepsilon_1 = S_{31}/S_{11}$$

Le nombre de complaisances indépendantes est réduit à deux pour un corps élastique isotrope

; en effet $S_{11} = S_{22} = S_{33} = 1/E$; $S_{12} = S_{13} = -\nu/E$ et $S_{44} = 2(S_{11} - S_{12}) = 1/G$. Les

modules satisfont les relations classiques

$$G = \frac{E}{2(1+\nu)} \quad (1.17.a)$$

$$K = \frac{E}{3(1-2\nu)} \quad (1.17.b)$$

Chapitre 2

Onde ultrasonore

2.1.introduction :

L'onde ultrasonore est une onde de pression, qui se propage dans un milieu élastique. Le milieu de propagation de l'onde ultrasonore est soumis à une succession de surpressions et de dépressions. les particules constitutives de se milieu sont animées d'un mouvement de va et vient dans l'axe de déplacement de l'onde ultrasonore, de type sinusoïdal.

Une comparaison peut être faite avec un ressort que l'on comprime à une extrémité à une cadence donnée, ces compressions engendrent des déformations qui se propagent le long du ressort (figure 2-1).[11]

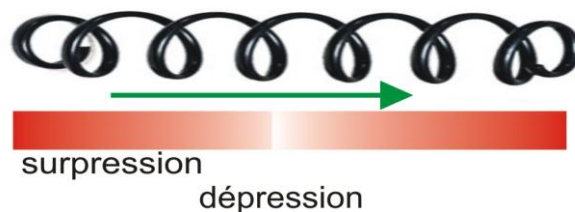


Figure (2-1) : Analogie avec un ressort

2.1. Paramètres de l'onde ultrasonore :

Plusieurs paramètres sont nécessaires pour caractériser l'onde ultrasonore.[12]

2.1.1.La longueur d'onde (λ) :

c'est la distance entre deux bandes de compression ou de raréfaction, c'est la distance, au sein d'une onde, qui inclue la totalité d'un cycle positif et d'un cycle négatif .

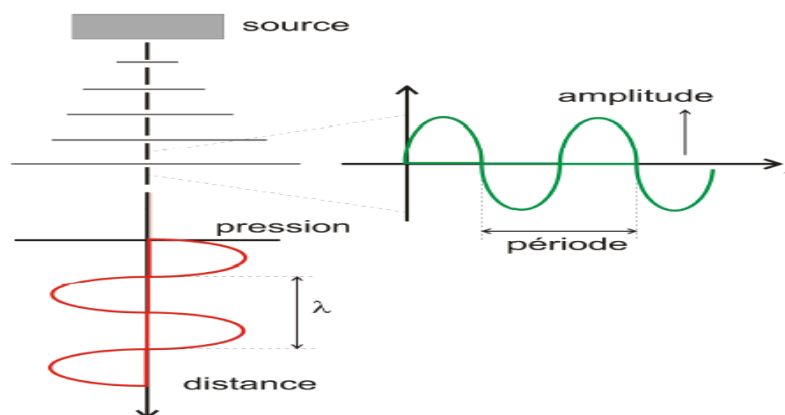


Figure (2-2) : Représentation de l'onde ultrasonore en fonction du temps et de la distance.

2.1.2 Vitesse et impédance :

La vitesse de l'onde acoustique est la vitesse de propagation de la variation de pression dans le milieu : elle dépend uniquement du milieu. Le comportement d'un milieu matériel vis-à-vis des ultrasons est exprimé par une constante appelée impédance acoustique, Z .

L'impédance acoustique dépend de la masse volumique et de la compressibilité du milieu, c'est-à-dire de son aptitude à reprendre sa forme originale après déformation.

$$Z = \sqrt{\frac{\rho}{\chi}} \quad (2-1)$$

Avec Z impédance acoustique, χ compressibilité du milieu, ρ masse volumique.

Elle est d'autant plus grande que la densité est importante et que la compressibilité est faible.

Elle traduit la plus ou moins grande aptitude d'un milieu donné à la pénétration des ultrasons et s'exprime en $\text{kg/m}^2/\text{s}$. [14]

Cette impédance conditionne avec la masse volumique la vitesse de l'onde ultrasonore :

$$C = \frac{Z}{\rho} \quad (2-2)$$

C vitesse

Plus l'impédance est grande, plus grande est la célérité de l'onde ultrasonore

Matériau	Masse volumique (kg/m^3)	Vitesse de propagation (m/s)	Impédance acoustique (N.s.m^{-3})
Air (à 20°C)	1,2	340	410
Eau	1000	1500	$1,5 \cdot 10^6$
Acier	8000	5100	$40 \cdot 10^6$
Verre	2500	5300	$13 \cdot 10^6$
Béton	2200	4000	$9 \cdot 10^6$
Polyéthylène haute densité	950	1300	$1,2 \cdot 10^6$
Polychlorure de vinyle	1400	1300	$1,8 \cdot 10^6$

Tableau (2.1) : Valeurs de la densité, de la vitesse et de l'impédance de quelques matériaux

2.1.3. Fréquence et longueur d'onde :

Les sons sont classés en quatre catégories selon leur fréquence (f) ou nombre de variations de pression (périodes) par seconde ($1 \text{ Hz} = 1 \text{ cycle/s}$).

0 Hz	16 Hz	16 kHz	100 kHz	1 MHz	1 GHz	100 GHz
Infrasons	Sons	Ultrasons de forte puissance		Ultrasons de faible puissance		Hypersons
		Basse fréquence	Haute fréquence	Très haute fréquence		
Séisme	Audition humaine	Acoustique sous marine Sonochimie		Contrôle Non Destructif Echographie Thérapie par ultrasons		Microscopie acoustique

Tableau (2-2) : gammes de fréquence acoustique.

La distance séparant à un instant donné deux points du trajet de l'onde où la pression est la même (tout en variant dans le même sens) correspond à la longueur d'onde λ . Dans un milieu donné, elle est reliée à la fréquence par la formule :

$$\lambda = \frac{C}{f} \quad (2-3)$$

avec λ longueur d'onde, c vitesse, f fréquence

L'onde ultrasonore dans un milieu homogène est cohérente, c'est-à-dire en phase : il n'y a pas superposition décalée de plusieurs ondes de fréquences et longueur d'onde identiques.

2.1.4. Pression et intensité :

En chaque point, la pression acoustique p varie selon la fréquence de l'onde ultrasonore.

L'énergie délivrée dépend de ces variations de pression qui soumettent les particules du milieu à des mouvements vibratoires.

On appelle intensité ultrasonore l'énergie qui traverse perpendiculairement l'unité de surface pendant l'unité de temps. Elle est reliée à la pression acoustique par la formule:[14]

$$I = \frac{p^2}{2\rho c} \quad (2-4)$$

avec p pression acoustique, ρ masse volumique, c célérité

Elle s'exprime en W/cm².

Les différences d'intensité s'expriment en décibels (unité relative) : si deux ondes ultrasonores ont des intensités absolues I_1 et I_2 , on dit que la différence de leurs niveaux d'intensité est de D décibels avec $D = 10 \log I_2 / I_1$. Ainsi si $I_2 = 4I_1$, $D = 6,02$ dB.

2.2. Les différentes classes d'ondes ultrasonores :

On distingue différents types d'ondes sonores en fonction de l'excitation appliquée, du milieu de propagation, Ces ondes se différencient suivant la direction du déplacement mécanique vis-à-vis de la direction de propagation ainsi que les propriétés physique des milieux.

2.2.1. Les ondes de volume :

2.2.1.1. Les ondes longitudinales :

Les ondes ultrasonores longitudinales encore appelées ondes de compression, sont caractérisées par un déplacement des particules parallèle à la direction de propagation c'est-à-dire par une polarisation colinéaire au vecteur d'onde (fig. 2-3). Le passage d'une onde longitudinale plane entraîne une variation de la distance entre les plans parallèles contenant les particules si bien que le volume occupé par un nombre donné de particules varie. Ce sont des ondes de volume. Elles se propagent normalement dans les solides, les liquides et les gaz. Cependant, compte tenu des fréquences très élevées utilisées dans le contrôle non destructif, l'atténuation de ces ondes est extrêmement élevée dans les gaz. Ainsi, les ondes longitudinales ne se propagent réellement que dans les solides et les liquides..

2.2.1.2. Les ondes transversales :

Les ondes ultrasonores transversales appelées aussi ondes de cisaillement sont obtenues lorsque les vibrations des particules se font dans un plan normal à la direction de propagation de l'onde (fig. 2-3). Par conséquent le glissement des plans parallèles ne donne lieu à aucune variation de volume puisque les distances entre les plans sont conservées. Si ces vibrations se font infiniment dans toutes les directions contenues dans ce plan, l'onde transversale est dite polarisée. Autrement dit, elles sont caractérisées par une polarisation perpendiculaire au vecteur d'onde ou tout simplement, les particules oscillent de part et d'autre de la droite de leur position initiale. Les ondes transversales ne se propagent que dans les solides ou dans les liquides visqueux

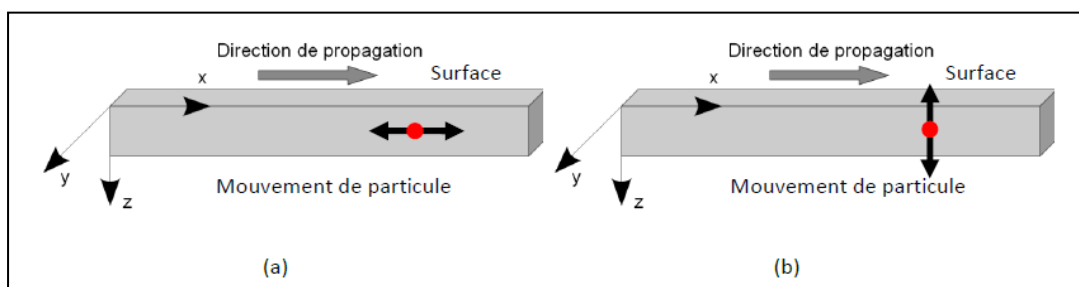


Figure (2-3) : Mouvement des particules dans un réseau sous l'action d'ondes de type longitudinale (a) et transversale (b).

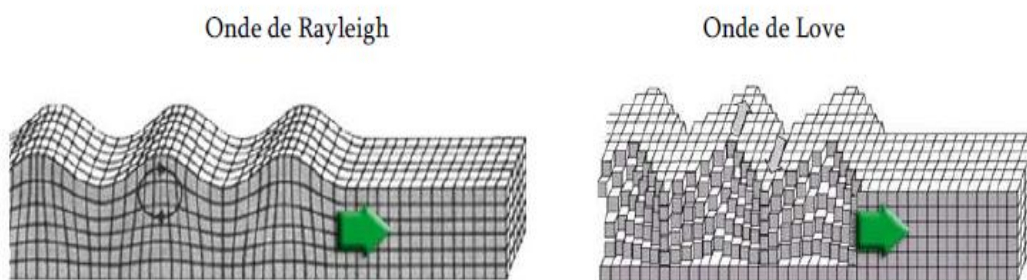
D'autres types d'ondes peuvent également se développer, c'est la deuxième famille

2.2.2.les ondes de surface :

Par définition, les ondes élastiques (ou acoustiques) de surface sont des ondes qui se propagent parallèlement à la surface d'un solide, le vecteur d'onde et le vecteur du flux d'énergie étant parallèles à la surface ou formant un faible angle avec le plan de la surface considérée. L'amplitude de ces ondes décroît à partir de la surface de sorte que l'énergie de l'onde est négligeable au-delà d'une profondeur d'environ une longueur d'onde sous la surface.

Elles résultent de l'interaction d'ondes longitudinales et transversales avec une surface libre. Ces ondes sont très pratiques dans le cas 'in situ' où l'épaisseur du milieu n'est pas toujours connue.

Les deux principaux types d'ondes de surface sont les ondes de Rayleigh et les ondes de Love (figure 2.4). L'amplitude de ces ondes décroît rapidement avec la profondeur



Figure(2.4): Onde de Rayleigh et onde de Love

Le déplacement des ondes de Love est essentiellement le même que celui des ondes de cisaillement sans mouvement vertical. Elles résultent de l'interaction des ondes longitudinales horizontales et des ondes transversales horizontales. Par exemple, lors des tremblements de terre, elles provoquent un ébranlement horizontal qui est la cause de nombreux dégâts.[13]

2.2.3.Les ondes de plaque :

L'appellation onde de plaque est utilisée lorsqu'on parle de la propagation d'une onde ultrasonore dans une plaque d'épaisseur comparable à la longueur d'onde et de dimensions latérales très grandes par rapport à l'épaisseur. La vibration des deux faces de la plaque est alors couplée. Généralement on parlera de mode de Lamb pur lorsque la plaque est constituée d'un matériau isotrope et qu'elle est entourée du vide. Lorsque la plaque est immergée dans un fluide on parle alors de mode de Lamb généralisé.

Les ondes de Lamb sont des combinaisons d'ondes longitudinales et d'ondes transversales. En milieu isotrope, deux familles de modes peuvent être obtenus (Figure 2-5) :

- Les modes symétriques : la surface supérieure de la plaque vibre symétriquement avec la surface inférieure de la plaque.
- Les modes antisymétriques : les surfaces supérieure et inférieure de la plaque vibrent parallèlement.

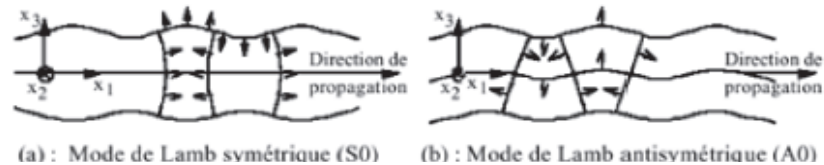


Figure (2-5) : Déplacements acoustiques pour une onde de Lamb.

2.3. Les générateurs d'ultrasons :

Les ultrasons peuvent être émis par différents dispositifs. Les plus connus sont présentés dans cette sous-partie. [15]

Les transducteurs ultrasonores convertissent un signal électrique en une vibration mécanique (et inversement). Le plus souvent les transducteurs ultrasonores utilisent le phénomène de piézoélectricité, mais il en existe d'autres : transducteurs acoustiques électromagnétiques.

2.3.1. Les générateurs mécaniques :

Le générateur mécanique le plus simple est le sifflet (Figure 2-6) mis au point par Galton en 1883 .Il se compose d'un tube dans lequel un jet de fluide entre par un orifice pour atteindre une cavité résonante dont la taille, flexible, détermine la fréquence du son émis. Elles peuvent varier de 3 à 50 kHz et l'intensité produite est suffisante pour induire des effets chimiques en milieu liquide.

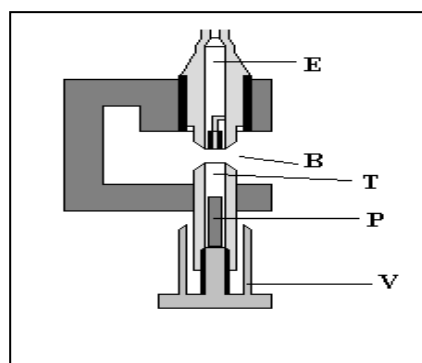


Figure (2-6). Sifflet de Galton

2.3.2. Les transducteurs piézomagnétiques :

Aussi appelés transducteurs magnétostrictifs, ce type de transducteur contient un matériau piézomagnétique (ou magnétostrictif) c'est-à-dire capable de se déformer sous l'effet d'un

champ magnétique. Ce matériau, souvent sous la forme d'un barreau, est généralement constitué de nickel ou d'un alliage nickel cobalt. Ce barreau est entouré d'un solénoïde traversé par un champ magnétique variable qui induit des déformations périodiques du barreau, générant des ultrasons lorsqu'il y a résonance entre le champ magnétique alternatif et la fréquence propre du solénoïde. Ces transducteurs sont utilisés pour générer des ultrasons basse fréquence (< 100 kHz). Ils ont une résistance thermique très élevée (> 180 °C) mais un rendement relativement faible.

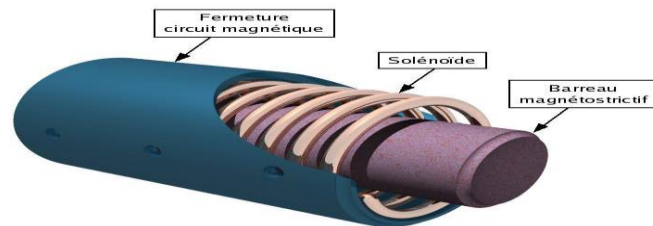


Figure (2-7) : Principe d'un matériau magnétostrictif.

2.3.3. Les transducteurs piézoélectriques :

C'est ce type de transducteur qui sera utilisé tout au long de notre étude. Un matériau piézoélectrique est un matériau diélectrique pouvant se polariser électriquement sous l'action d'une contrainte mécanique (Figure 2-8). Cet effet est dû au déplacement relatif des barycentres négatifs et positifs des charges au sein du matériau suite à une contrainte mécanique, ce qui va créer une polarisation électrique interne.

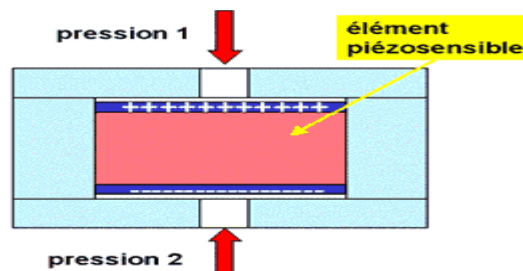


Figure (2-8) : Principe de fonctionnement d'un matériau piézoélectrique

L'effet piézoélectrique inverse signifie que le matériau peut se déformer suite à l'application d'un champ électrique. Dans ce cas, le champ électrique crée une polarisation interne au matériau qui va se déformer pour établir l'équilibre électrostatique.

Les transducteurs piézoélectriques utilisent cette propriété inverse pour générer les ultrasons.

Il existe trois classes principales de matériaux piézoélectriques :

a- Les cristaux qui furent les premiers piézoélectriques découverts par l'Homme. Pierre et Jacques Curie mirent en évidence cet effet en 1880 à l'aide de cristaux de quartz. C'est à base de ce matériau que fut mis au point le premier sonar par Paul Langevin en 1917.

L'inconvénient principal de ces cristaux est leur faible rendement dû à leur mauvais couplage électromagnétique.

b- Les polymères ou copolymères comme le Poly-Vinyl-DiFluoridène (PVDF). Partiellement cristallisés, ils permettent d'obtenir des matériaux adaptés aux grandes déformations ou à l'acoustique sous-marine.

c- Les céramiques piézoélectriques sont des céramiques cristallines de type pérovskite ou tungstène-bronze. Elles virent le jour en dans les années 40 notamment le titanate de baryum (BaTiO_3) qui permettait une grande augmentation du couplage électromagnétique dans les sonars, comparativement aux cristaux comme le quartz.

Depuis, de nombreux autres matériaux de ce type ont vu le jour comme les titanates de plomb (PbTiO_3) ou les niobates de lithium (LiNbO_3) utilisés en imagerie haute résolution. Néanmoins, les céramiques de la famille des zirconotitanate de plomb. ($\text{Pb}(\text{Zr}_x, \text{Ti}_{1-x})\text{O}_3$) ou PZT sont les plus utilisés dans l'industrie depuis leur découverte en 1954 par takagi et ses collaborateurs à l'université de technologie de tokyo. Ils présentent en effet de nombreuses propriétés intéressantes outre la piézoélectricité telles que la ferroélectricité et la pyroélectricité. leur structure cristalline est de type pérovskite (orthorhombique). l'inconvénient majeur des pzt est certainement leur résistance thermique moyenne. la température au-delà de laquelle le matériau perd irréversiblement ses propriétés piézoélectriques est appelée « température de curie » ou « point de curie » nous n'utiliserons que des céramiques à base de pzt lors de notre étude [15]

2.4.Émission et réception de l'onde ultrasonore :

L'intensité d'une onde acoustique qui se propage dans les différents milieux s'atténue le long de son parcours. Plusieurs facteurs contribuent à cette atténuation tel que l'absorption, la réfraction, la réflexion et la diffusion. L'émission d'impulsions ultrasoniques dans un solide produit deux effets: un effet thermique qui dépend de la puissance acoustique de l'onde et qui engendre une propagation de la chaleur dans le milieu et un effet mécanique qui est la transmission, la réflexion et la dispersion.

2.4.1Description du faisceau ultrasonore émis :

La théorie de la diffraction montre qu'un faisceau ultrasonore émis par une source plane, circulaire de rayon r répondant à la condition $r > \lambda$, (r est le rayon de la source, λ est la longueur d'onde) comprend deux parties, une zone initiale cylindrique et une zone distale conique où le faisceau diverge [18] et [14], que l'on nomme respectivement la zone de Fresnel et la zone de Fraunhofer.

a) Zone initiale: zone de Fresnel

C'est le champ initial ou zone de Fresnel qui est définie comme une source circulaire.

Toute l'énergie est concentrée dans une zone cylindrique dont le diamètre est égal à celui de la source sonore. On caractérise le faisceau sonore par la relation suivante [18] [14]

(voir figure 2-9).

$$\begin{aligned}d &= D_s \\l &= \frac{D_s^2}{4\lambda} \quad \text{valable lorsque } D_s > \lambda\end{aligned} \quad (2.5)$$

où:

- d est le diamètre de la zone en m;
- l est la longueur de la zone en m;
- D_s est le diamètre de la source en m;
- λ est la longueur de l'onde ultrasonore en m.

L'intensité sur l'axe de propagation dans ce cas passe par une succession de maxima et de minima dont les abscisses sont données par [14]

$$\begin{aligned}x_{(\max)} &= \frac{r^2}{(2k+1)\lambda} \quad k=0,1,2,\dots \\x_{(\min)} &= \frac{r^2}{2k\lambda} \quad k=1,2,\dots\end{aligned} \quad (2.6)$$

Pour $k = 0$, on obtient la position du dernier maximum $x_{(M)} = r^2/\lambda$ qui représente la limite entre le champ initial et la zone distale, tel qu'illustrée à la figure (2-10)

b) Zone distale: zone de Fraunhofer

Nommée champ lointain, elle correspond à la partie du faisceau située à une distance de la zone supérieure de r^2/λ , (où r est le rayon de la source et λ est la longueur d'onde).

Dans cette zone, le faisceau est plus homogène que dans la zone de Fresnel, mais il se met à diverger d'un angle θ (voir la figure 2-9) par rapport à l'axe central. L'angle de divergence est proportionnel à la fréquence et au diamètre de la source et est exprimé par la relation suivante [14]:

$$\sin \theta = \frac{1,22c}{df} \quad \text{Valable pour } r > \lambda \quad (2.7)$$

ou:

- θ est l'angle de divergence en degrés;
- d est le diamètre de la source en m;

- c est la vitesse du son en m.s^{-1} ;
- f est la fréquence en Hz.

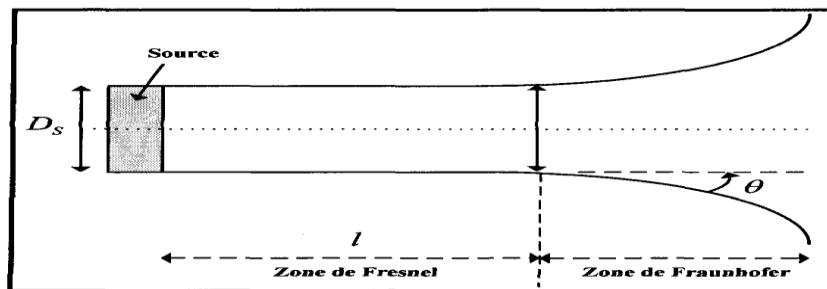


Figure (2-9): Géométrie d'un faisceau d'ondes ultrasonores

Comme le montre la figure (2-9), en s'éloignant de la source ultrasonore, l'intensité de l'onde devient faible car

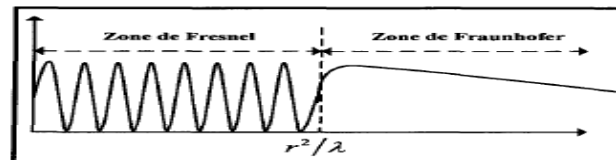


Figure (2-10): Représentation du champ de Fresnel et du champ de Fraunhofer pour un élément piézo-électrique de diamètre D

2.4.2.L'absorption et la dispersion :

L'absorption des ultrasons dans les solides dépend beaucoup de la structure de ces derniers. Dans les milieux homogènes, l'absorption du son est due essentiellement au coefficient de viscosité et à la conductivité thermique. Comme dans les liquides, l'absorption est proportionnelle au carré de la fréquence sonore. (ce phénomène sera l'objet du prochain chapitre).

La dispersion et la diffusion se présentent lorsqu'une onde ultrasonore rencontre un obstacle de dimensions nettement inférieures à la longueur d'onde. L'onde incidente est très faiblement diffractée et une onde de faible amplitude rayonnant dans toutes les directions est générée. Pour des obstacles sphériques, l'intensité de l'onde ainsi diffusée est inversement proportionnelle à la puissance 4 de la longueur d'onde. On parle alors de diffusion de Rayleigh [15].

2.4.3.Réflexion et réfraction de l'onde ultrasonore :

Lors du passage d'une onde ultrasonore à travers une interface séparant deux milieux de caractéristiques acoustiques différentes, une partie de l'onde incidente est réfléchiée et une autre est réfractée. L'énergie contenue dans l'onde réfractée est égale à l'énergie de l'onde incidente diminuée de celle contenue dans l'onde réfléchiée. Le mécanisme de réflexion d'une

onde ultrasonore est un point important dans l'étude de propagation d'ondes ultrasonores dans un milieu.

Soit une onde acoustique qui frappe, avec un angle d'incidence θ_i , par rapport à la verticale, l'interface séparant les milieux 1 et 2, tel qu'illustrée à la figure (2-11).

Cette dernière donne naissance à l'interface, à une onde réfléchie et une onde transmise. Les directions de propagation de ces ondes font respectivement des angles θ_r et θ_t avec la normale à l'interface [18] et [14].

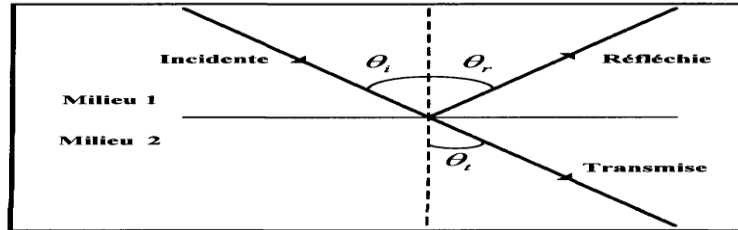


Figure (2-11): Réflexion des ultrasons à une interface

Soit les suffixes i , r et t se rapportant respectivement aux ondes incidentes, réfléchies et transmises. La variation de pression incidente P_i , la pression réfléchie P_r et la pression transmise P_t s'écrivent alors :

$$P_i + P_r = P_t$$

$$\text{puisque } p = \rho c \frac{db}{dt} \text{ alors } \rho_1 c_1 \left(\frac{db}{dt} \right)_i - \rho_1 c_1 \left(\frac{db}{dt} \right)_r = \rho_2 c_2 \left(\frac{db}{dt} \right)_t \quad (2.7)$$

Le signe négatif du second terme indique que la direction de propagation de l'onde réfléchie est inversée. Après simplification, on obtient [15] :

$$\left(\frac{db}{dt} \right)_r / \left(\frac{db}{dt} \right)_i = - \frac{\rho_2 c_1 \cos \theta_1 - \rho_1 c_1 \cos \theta_2}{\rho_2 c_2 \cos \theta_1 - \rho_1 c_1 \cos \theta_2}$$

$$\left(\frac{db}{dt} \right)_t / \left(\frac{db}{dt} \right)_i = - \frac{2 \rho_2 c_1 \cos \theta_1}{\rho_2 c_2 \cos \theta_1 - \rho_1 c_1 \cos \theta_2} \quad (2.8)$$

Sous l'incidence normale on a $\theta_i = \theta_r = 0$

Le coefficient de réflexion R est défini par le rapport de la puissance réfléchie sur la puissance incidente, il est exprimé par la relation suivante :

$$R = \frac{P_r}{P_i} = \left(\frac{Z_2 - Z_1}{Z_1 + Z_2} \right)^2 \quad (2.9)$$

Le coefficient de transmission T défini par le rapport de la puissance transmise sur la puissance réfléchie, est donné par la relation suivante :

$$T = 1 - R = \frac{2Z_1}{Z_1 + Z_2} \quad (2.10)$$

où Z_1 et Z_2 sont les impédances acoustiques des milieux 1 et 2 respectivement, exprimées en $\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$ et données par l'équation (2.2).

Dans le cas où une onde ultrasonore arrive à l'interface des milieux solides, sous incidence oblique plutôt que sous incidence normale, la partie transmise de l'onde est alors réfractée. De plus, si la source se trouve dans un milieu solide, une onde incidente longitudinale sera réfléchiée et réfractée à la frontière, pour donner naissance, dans chacun des milieux, à une onde longitudinale et à une onde transversale. Une onde incidente longitudinale L_i , telle que représentée à la figure (2-12), sera réfléchiée et réfractée à l'interface des milieux 1/2 pour donner naissance dans le milieu 1 à une onde longitudinale L_r et une onde transversale T_r et, dans le milieu 2, à une onde longitudinale L_t et une onde transversale T_t . Les angles de réflexion et de réfraction sont fonction des vitesses relatives dans les milieux respectifs.

$$\frac{\sin \alpha_1}{\alpha_1} = \frac{\sin \alpha_2}{\alpha_2} = \frac{\sin \alpha_3}{\alpha_3} = \frac{\sin \alpha_4}{\alpha_4} \quad (2-11)$$

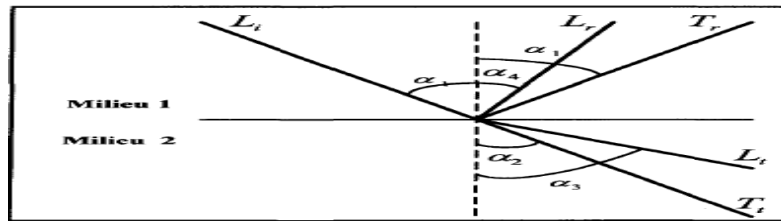


Figure (2-12): Comportement des ondes sonores incidentes à une interface

Les angles de réflexion et de réfraction sont donnés par la loi de Snell lorsque les vitesses sont connues [14]. Il peut être remarqué sur la figure (2-12) que α_3 augmente en même temps que α_1 , jusqu'à ce qu'il atteigne 90° , angle pour lequel l'onde de compression réfractée est parallèle à la surface. La valeur de α_1 pour $\alpha_3 = 90^\circ$ est appelée le premier angle critique. Lorsque α_1 continue à augmenter, α_2 se rapproche de 90° , angle pour lequel l'onde de cisaillement devient parallèle à la surface. La valeur correspondante α_1 est appelée le second angle critique [14]. Au second angle critique, des ondes de surface ou ondes de Rayleigh sont émises.

Chapitre 3

Propagation ultrasonore en milieu viscoélastique homogène isotrope :

3.1.Introduction :

D'un point de vue mécanique, la viscoélasticité est la propriété d'un matériau de présenter, outre un comportement élastique, un comportement visqueux provoquant une évolution des propriétés mécaniques du matériau dépendante du temps. Le comportement purement élastique du solide décrit son aptitude à retrouver sa forme initiale après avoir été soumis à des déformations. Le comportement purement visqueux représente quant à lui la faculté du liquide à s'écouler de façon irréversible. Le matériau viscoélastique se retrouve donc dans un état mécanique particulier intermédiaire entre le solide purement élastique et le liquide purement visqueux : les comportements d'élasticité et de viscosité sont présents simultanément. C'est le cas notamment des matériaux polymères.

En acoustique, la viscoélasticité se traduit par une dispersion (dépendance de la vitesse de propagation avec la fréquence) et une absorption (dissipation de l'énergie sous forme de chaleur) des ondes ultrasonores. En effet, en se propageant dans un milieu dispersif absorbant, une onde, considérée comme étant la superposition de plusieurs ondes monochromatiques, voit sa forme changer et son amplitude diminuer au cours de la propagation et les caractéristiques du milieu à savoir l'atténuation et la vitesse de phase évoluent en fonction de la fréquence. La prise en compte des phénomènes de dispersion et d'atténuation dans le modèle de propagation ultrasonore, notamment lors de l'évaluation des propriétés acoustiques d'un matériau viscoélastique, s'avère nécessaire, afin de se rapprocher de la réalité physique du matériau. Par ailleurs, dans la théorie de propagation des ondes, il est admis en général que l'onde émise est plane. En milieu infini parfaitement élastique, une onde plane se propage jusqu'à l'infini. Or, dans la réalité, les ondes ne sont jamais vraiment planes et les milieux traversés par les ondes ne sont pas parfaitement élastiques. En effet, dans le cas d'une source de dimension finie émettant des ondes de volume en milieu isotrope, à la simple propagation de l'onde et en l'absence d'autres phénomènes d'atténuation, s'ajoute un effet qui n'est pas, à proprement parler, lié aux propriétés du matériau dans lequel se propagent les ondes, mais qui est dû uniquement à l'ouverture du transducteur : l'énergie associée au faisceau borné diminue avec la distance lorsque l'on s'éloigne de la source. On parle alors de divergence ou

de diffraction géométrique qui est présente même en milieu non atténuant et qui constitue une perte d'énergie supplémentaire, étrangère à la perte d'énergie due à l'absorption dans le milieu traversé.

3.2. Origine de l'absorption de l'onde ultrasonore :

La propagation d'une onde ultrasonore à travers un milieu viscoélastique entraîne principalement des phénomènes de dispersion et d'atténuation dus aux caractéristiques élastiques et dissipatives du matériau. Ces deux quantités ont été beaucoup utilisées pour caractériser les milieux dispersifs car elles sont directement liées aux propriétés de la microstructure du matériau (constantes d'élasticité, hétérogénéités, fissures, porosités).

Lors de la traversée d'un matériau par une onde ultrasonore nous constatons une diminution de son amplitude ainsi qu'un changement de sa forme. Celles-ci sont provoquées par la perte de l'énergie ultrasonore. Cette perte est due aux différents processus d'interaction de l'onde avec le milieu de propagation, tels que la réflexion, la réfraction, la diffusion et l'absorption. Ces phénomènes sont liés aux variations de densité, de compressibilité du matériau ainsi qu'à la présence d'inhomogénéités au sein de ce dernier. Ils sont également dépendants de la température et de la fréquence des ultrasons qui les traversent. [19]

Le phénomène d'absorption dans les matériaux viscoélastiques est principalement associé à trois mécanismes : le frottement visqueux et la relaxation moléculaire, la conduction thermique

3.2.1. Viscosité :

La viscosité caractérise la résistance d'un fluide à l'écoulement. Elle résulte plus précisément de la résistance qu'opposent les molécules du fluide à des efforts qui tendent à les déplacer par glissement relatif. Elle peut être interprétée comme la tendance du fluide à dissiper de l'énergie par les frottements internes. Cependant, puisqu'elle repose sur les interactions moléculaires, elle est très sensible à la température et à la pression.

Pour mettre en évidence le phénomène d'absorption, dû au comportement viscoélastique des matériaux, on introduit dans la loi de comportement un terme d'amortissement qui vient s'adjoindre à la loi de Hooke pour en donner une forme généralisée

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \varepsilon_{kl} + \eta_{ijkl} \frac{\partial \varepsilon_{kl}}{\partial t}; i, j \in \{1, 2, 3\} \quad (3-1)$$

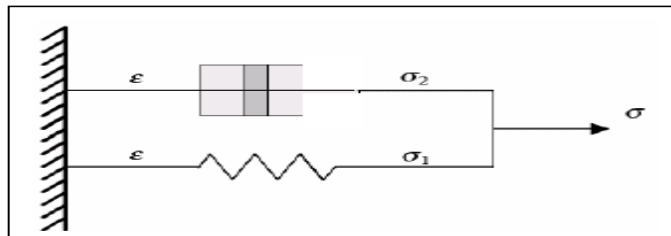
Ce modèle de *Kelvin-Voigt*, associe un élément purement élastique (ressort) en série avec un élément purement visqueux (amortisseur). Les constantes de rigidité C_{ijkl} décrivent les relations élastiques linéaires entre les contraintes et les déformations. les coefficients de

viscosité η_{ijkl} décrivent les propriétés dissipatives du matériau et relient les contraintes aux vitesses de déformation. [19]

En supposant des solutions harmoniques du temps en $e^{i\omega t}$, cette loi introduit un terme imaginaire dépendant de la fréquence et de la viscosité pour chaque coefficient d'élasticité[20]

$$\sigma_{ij} = (C_{ijkl} + i\omega\eta_{ijkl})\varepsilon_{kl}; i, j \in \{1,2,3\} \quad (3-2)$$

ce qui revient à dire que non seulement la partie réelle - représentant les effets purement élastiques- mais aussi la partie imaginaire - représentant les effets dissipatifs - du tenseur des contraintes varient linéairement avec les déformations



Figure(3-1) :Modèle rhéologique de Kelvin-Voigt

3.2.2.La conductivité thermique :

Selon Mason et Lorimer ,il faut également prendre en compte l'absorption acoustique due à la conductivité thermique des fluides dans l'atténuation globale de l'onde .en effet, il existe un transfert de chaleur entre les zones de compression (augmentation de la température) et les zones de relaxation (diminution de la température).une unité de volume redonnera moins d'énergie lors de sa détente qu'elle n'en a reçue lors de sa compression ,il y a donc une perte d'énergie acoustique .un coefficient d'absorption α_{th} (en m^{-1}) a été établi par Kirchhoff

$$\alpha_{th} = \frac{\omega^2}{2\rho_0 c^3} \frac{K_T(\gamma-1)}{C_p} \quad (3-3)$$

K_T : conductivité thermique du milieu ($W.m^{-1} K^{-1}$)

$\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ avec C_p et C_v :capacités thermiques à pression et à volume constante ($J.K^{-1}$)

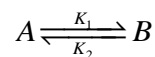
3.2.3. La Relaxation :

D'une manière très schématique on peut dire que le phénomène de relaxation est caractérisé par le fait que les perturbations engendrées par le passage d'une onde sonore ne suivent qu'avec retard l'application ou la suppression des contraintes.

En acoustique on distingue plusieurs types de relaxation qui dépendent de la nature du milieu, fluide ou solide, de sa structure, des atomes ou molécules qui le composent, etc.[21]

a). La Relaxation thermique :

Elle est liée aux variations de température qui accompagnent l'onde acoustique qui se propage dans un fluide. Par conséquent si, lors d'une période, l'équilibre n'est pas atteint, ce sont les états de transition d'un équilibre à l'autre qui déterminent la propagation du son. L'amortissement dit de relaxation thermique est dû à la perturbation par ces variations de température d'un équilibre thermodynamique, chimique ou moléculaire, illustré dans le cas de deux états d'équilibre par le schéma suivant:



où A et B sont deux états d'équilibre correspondant à des niveaux d'énergie différents et où k_1 , et k_2 sont des constantes de temps qui correspondent au temps nécessaire pour que le système passe de l'état A à l'état B et réciproquement. D'une manière générale c'est la chaleur spécifique qui intervient.

La mécanique statistique permettra de calculer les échanges d'énergie entre les degrés de liberté externes liés aux mouvements de translation des molécules et les deux degrés de liberté internes relatifs aux mouvements de rotation et de vibration des molécules. Le mouvement de rotation n'existe que pour les molécules poly-atomiques où cette rotation prend place autour d'axes bien définis.

La thermodynamique des processus irréversibles fait intervenir les grandeurs d'état thermique à côté des coefficients phénoménologiques tels la viscosité, la conduction et la diffusion thermique.

b). La relaxation de volume ou de structure :

La relaxation de volume ou de structure se manifeste dans les liquides associés où il existe une structure ordonnée à courte distance et dans les solides; elle est donc liée aux forces intermoléculaires qui organisent la matrice, liquide ou solide, en une structure de réseau. Elle est liée aux variations de volume qui accompagnent l'onde acoustique et c'est donc la compressibilité qui intervient ici. Si la température augmente, la structure de réseau se dégrade, des "trous" apparaissent. Au contraire si la pression augmente, le volume diminue, le

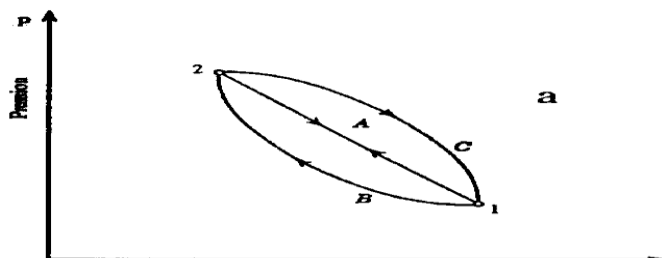
nombre de "trous" diminue, la structure de réseau augmente. Pour mettre en évidence la part de la contribution structurale à la compressibilité, il faut envisager des expériences dans lesquelles l'échelle de temps est petite devant le temps nécessaire pour qu'un réarrangement de structure puisse se produire, ou bien il faut figer les propriétés structurales du liquide en le refroidissant.

Dans le cas des solides, la relaxation de volume est due essentiellement aux imperfections du réseau cristallin, impuretés, dislocations.

c).La relaxation viscoélastique :

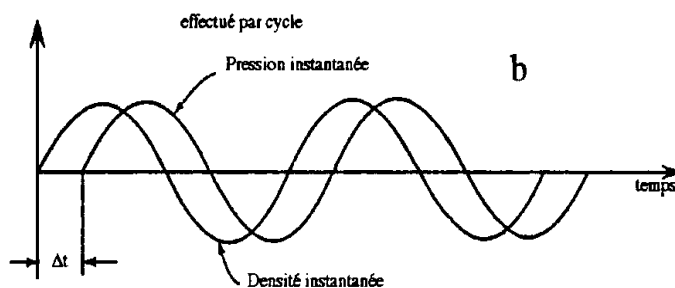
Les milieux réels s'écartent des lois de Hooke et de Newton. Il arrive parfois que la contrainte dépende à la fois de la déformation, de sa dérivée temporelle, ou même des dérivées d'ordres supérieurs. Un milieu qui combine les propriétés caractéristiques des solides et des fluides est dit viscoélastique.

Le passage du comportement visqueux au comportement élastique quand la fréquence augmente est appelé "relaxation viscoélastique". Dans ce cas le diagramme contrainte - déformation, ou encore pression - volume, décrit une boucle dont la surface représente l'énergie dissipée par cycle.(fig.3-2)



Figure(3-2) : diagramme P-V représentant le travail effectué par cycle

En d'autres termes il existe un déphasage entre la pression instantanée appliquée au solide et le volume ou encore la masse volumique (fig.3-3)



Figure(3-3) :déphasage entre pression et masse volumique

3.2.4. Autres mécanismes d'absorption :

Il existe de nombreux autres mécanismes provenant en particulier des phénomènes de cavitation et de micro-écoulements. Ces phénomènes sont importants pour expliquer d'éventuels effets non-thermiques des ultrasons. Cependant, leur contribution à l'atténuation globale d'un faisceau reste faible.[22]

3.3. Propagation en milieu infini :

3.3.1. Notions d'élasticité :

Dans l'hypothèse de petites déformations, le comportement élastique d'un solide est décrit par une loi linéaire, appelée *loi de Hooke*, qui relie le tenseur des contraintes σ_{ij} au tenseur des déformations ε_{ij} . Pour un matériau linéaire homogène anisotrope, cette relation s'écrit en fonction des constantes élastiques du matériau, sous la forme[20]

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl}\varepsilon_{kl} ; i \text{ et } j \in \{1, 2, 3\} \quad (3-4)$$

où C_{ijkl} est un tenseur d'ordre 4, appelé *tenseur des rigidités*. L'indice ij (resp. kl) repère la paire (ij) (resp. (kl)) selon la correspondance

$$(11) \rightarrow 1, (22) \rightarrow 2, (33) \rightarrow 3, (23) = (32) \rightarrow 4, (13) = (31) \rightarrow 5, (12) = (21) \rightarrow 6. \quad (3-5)$$

Dans le cas le plus général, ce tenseur comporte 21 coefficients indépendants, mais ce nombre peut être réduit en fonction des propriétés de symétries géométriques présentées par le matériau considéré.

3.3.2. Équation de propagation dans le cas d'un matériau viscoélastique

isotrope :

L'équation du mouvement résulte de l'application du principe fondamental de la dynamique (sans les forces externes) avec ρ la masse volumique du matériau par:

$$C = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{im}}{\partial x_m} \quad (3-6)$$

Dans cette expression le champ de déplacement particulaire est noté :

$$\vec{u} = \{u_1, u_2, u_3\} \quad (3-7)$$

Alors que le tenseur des déformations peut être écrit sous la forme :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3-8)$$

En injectant la loi de Hooke dans l'équation de déplacement, on obtient l'équation de propagation dans un solide anisotrope :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = C_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} \quad (3-9)$$

On obtient ainsi un système d'équations différentielles du second ordre. La solution de ce système de trois inconnues $\{u_1, u_2, u_3\}$ s'écrit sous la forme :

$$\mathbf{u} = \mathbf{U} e^{-i(k_1 x_1 + k_2 x_2 + k_3 x_3 - \omega t)} \quad (3.10)$$

Avec $\vec{U}(U_1, U_2, U_3)$ la polarisation de l'onde qui indique la direction du mouvement des particules $\vec{k}(k_1, k_2, k_3)$, le vecteur d'onde donne la direction de propagation de l'onde et ω la pulsation qui est reliée avec la fréquence par $\omega = 2\pi f$

Dans le cas d'un matériau viscoélastique isotrope possédant les mêmes propriétés dans toutes les directions, la matrice de rigidité peut être écrite sous la forme :

$$\mathbf{C} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{12} & C_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{C_{11} - C_{12}}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{C_{11} - C_{12}}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{C_{11} - C_{12}}{2} \end{bmatrix}$$

Les propriétés élastiques d'un matériau isotrope sont déterminées par deux constantes d'élasticité indépendantes λ et μ . On pose classiquement :

$$C_{11} = 2\mu + \lambda; C_{12} = \lambda \quad (3-11)$$

Les constantes λ et μ sont appelées coefficients de Lamé.

Le tenseur de rigidité peut s'exprimer selon l'équation suivante :

$$\sigma_{ij} = \lambda \varepsilon_{kk} \delta_{ij} + 2\mu \varepsilon_{ij}; i \text{ et } j \in \{1, 2, 3\} \quad (3-12)$$

δ_{ij} est le symbole de Kronecker défini par :

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{si } i=j \\ 0 & \text{si } i \neq j \end{cases} \quad (3-13)$$

En injectant la loi de Hooke isotrope dans l'équation de déplacement (3.9), on trouve l'équation de propagation dans un solide isotrope :

$$(\lambda + \mu) \frac{\partial^2 u_m}{\partial x_i \partial x_m} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_m \partial x_m} = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2}; i \in \{1, 2, 3\} \quad [20] \quad (3-14)$$

Avec cette équation, on peut distinguer deux types d'ondes, une onde transversale T dont les particules se déplacent dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation et une onde longitudinale dont le déplacement est parallèle à la direction de propagation. Les ondes qui se propagent dans un solide viscoélastique isotrope infini selon deux modes L et T sont appelées ondes de volume. Les vitesses peuvent s'exprimer en fonction des coefficients de Lamé :

$$C_L = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \text{ et } C_T = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad [20] \quad (3-15)$$

3.3.3. Atténuation et vitesse de phase des ondes :

3.3.3.1. Atténuation des ondes :

Pour résoudre le problème de la propagation avec des coefficients d'élasticité complexes, On définit une constante de propagation complexe $\gamma = \alpha + i\beta$ dont la partie imaginaire est liée à la propagation et la partie réelle est liée aux propriétés d'amortissement du matériau. La solution harmonique en onde plane est alors du type [23], [24]

$$e^{-\gamma(\omega)x} e^{i\omega t} = e^{-\alpha x} e^{i(\omega t - \beta x)} \quad (3.16)$$

qui correspond bien à une onde plane atténuée de $e^{-\alpha x}$ au bout de la distance parcourue x . α est la constante d'atténuation et β la constante de propagation, toutes deux réelles. Dans le cas général, il existe une constante d'atténuation par direction de propagation et par type d'onde. Pour une onde longitudinale se propageant dans la direction x , l'équation d'onde unidimensionnelle (1D) conduit à une équation complexe dont on peut séparer les parties réelle et imaginaire [23], [24]

$$\begin{cases} C_{11}(\alpha^2 - \beta^2) - 2\alpha\beta\omega\eta_{11} = -\rho\omega^2 \\ (\alpha^2 - \beta^2)\omega\eta_{11} + 2\alpha\beta C_{11} = 0 \end{cases} \quad (3.17)$$

Ces équations établissent des relations entre les propriétés des ondes acoustiques (vitesse de phase et atténuation) se propageant dans un milieu viscoélastique et les caractéristiques mécaniques (constantes de viscoélasticité) de ce milieu. Après développement, on obtient les relations suivantes

$$\begin{cases} \alpha^2 - \beta^2 = \frac{-\rho\omega^2}{C_{11}(1 + (\frac{\omega\eta_{11}}{C_{11}})^2)} \\ 2\alpha\beta = \frac{-\rho\omega^3 \frac{\eta_{11}}{C_{11}}}{C_{11}(1 + (\frac{\omega\eta_{11}}{C_{11}})^2)} \end{cases} \quad (3.18)$$

L'atténuation viscoélastique ainsi introduite est dépendante de la fréquence. On peut montrer facilement que cette dépendance est de la forme suivante [23], [24]

$$\alpha^2 = \frac{\rho \omega^2}{2c_{11}} \left(\frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega \eta_{11}}{c_{11}}\right)^2}} - \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega \eta_{11}}{c_{11}}\right)^2} \right) \quad (3.19)$$

Si on suppose que les effets de viscosité sont faibles devant les effets d'élasticité, on peut écrire [23], [24]

$$\left(\frac{\omega \eta_{11}}{c_{11}}\right)^2 \ll 1 \quad (3.20)$$

de sorte que l'équation (3.19) devient

$$\alpha(\omega) \approx \frac{1}{2} \frac{\eta_{11}}{c_{11}} \frac{1}{V_L} \omega^2 \quad (3.21)$$

où $V_L = \sqrt{\frac{c_{11}}{\rho}}$ est la vitesse de propagation des ondes longitudinales se propageant dans le

milieu. Ainsi l'approximation (3-20) induit pour le modèle de Kelvin-Voigt une loi d'atténuation proportionnelle au carré de la fréquence.

On peut également exprimer la constante de propagation β en fonction de la fréquence, en introduisant (3-18) dans (3-19)

$$\beta^2 = \frac{\rho \omega^2}{2c_{11}} \left(\frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega \eta_{11}}{c_{11}}\right)^2}} - \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega \eta_{11}}{c_{11}}\right)^2} \right) \quad (3.22)$$

En appliquant encore une fois l'approximation de faible viscosité (3.20), l'équation (3.22) se simplifie à

$$\beta(\omega) \approx \frac{\omega}{V_L} \left(1 - \frac{3}{4} \left(\frac{\omega \eta_{11}}{c_{11}}\right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.23)$$

Ainsi, au premier ordre, la constante de propagation varie linéairement avec la fréquence, ce qui montre que le modèle de Kelvin-Voigt combiné avec l'approximation de faible viscosité n'implique qu'une faible dispersion de la vitesse de phase définie par $v = \omega/\beta(\omega)$, ou au premier ordre $v = VL$.

Dans un matériau viscoélastique, l'atténuation est alors liée à la viscosité, mais ce n'est pas a priori la seule cause. Il est donc important de considérer la dispersion et l'absorption, comme deux phénomènes dépendants l'un de l'autre, une dépendance qui établit un lien purement phénoménologique à l'aide des relations causales de Kramers-Kronig. [23], [24]

3.3.3.2. Vitesse de phase :

On considère une onde plane harmonique unidimensionnelle de la forme $e^{-\gamma(\omega)x} e^{i\omega t}$, se propageant dans un milieu viscoélastique homogène isotrope, où $\gamma(\omega)$ représente la constante

de propagation, t le temps et x la distance de propagation. Pour décrire les comportements dispersif et atténuatif du milieu de propagation, on introduit une constante de propagation complexe dépendante de la fréquence

$$\gamma(\omega) = \alpha(\omega) + i \frac{\omega}{v(\omega)} \quad (3.24)$$

dont la partie imaginaire correspond au terme propagatif lié à la vitesse de phase $v(\omega)$ et la partie réelle rend compte de l'atténuation $\alpha(\omega)$. L'amplitude de l'onde correspondante est alors proportionnelle à $e^{-\alpha x}$. Dans cette expression, vitesse de phase et atténuation dépendent de la fréquence et sont reliées entre elles par les relations de Kramers-Kronig.

3.4. Les relations de dispersion de Kramers – Krônig :

Les relations qui lient la dispersion de vitesse à l'absorption ont été obtenues par Krônig en 1926 et par Kramers en 1927 dans le cadre de la propagation des ondes électromagnétiques et des rayons X. Ces relations approchées, dites locales, s'appliquent également à l'acoustique, liant l'absorption à la vitesse de phase.[25]

Les relations de Kramers - Krônig jouent un rôle fondamental, car il est bien rare que l'expérimentateur ait accès à la fois à la dispersion de vitesse et à l'absorption, elles permettent alors de calculer la dispersion à partir de l'absorption et vice versa.

3.4.1. Causalité et relations de Kramers – Krônig :

Tout système physique vérifie le principe de causalité, en particulier la réponse impulsionnelle doit être causale, donc nulle pour $t < 0$. Si $h(t)$ est cette réponse on écrira:

$$\begin{aligned} h(t) &= 0 & \text{pour } t < 0. \\ h(t) &\neq 0 & \text{pour } t \geq 0 \end{aligned} \quad (3-25)$$

Il en résulte que la fonction de transfert $H(\omega)$ transformée de Fourier de $h(t)$ sera complexe, de la forme :

$$H(\omega) = A(\omega) + iB(\omega) \quad (3.26)$$

Les parties réelle et imaginaire ne sont pas indépendantes, mais transformée de Hilbert l'une de l'autre de sorte que

$$\begin{cases} A(\omega) = \frac{1}{\pi} \text{vp} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{B(\omega')}{\omega - \omega'} d\omega' \\ B(\omega) = -\frac{1}{\pi} \text{vp} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{A(\omega')}{\omega - \omega'} d\omega' \end{cases} \quad (3.27)$$

(vp valeurs principales de Cauchy).

En observant que :

$$vp \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega'}{\omega - \omega'} = 0 \quad (3.28)$$

(vp pour $\omega = \omega'$ et pour $|\omega'| \rightarrow \infty$)

on peut éviter l'emploi des valeurs principales de Cauchy en écrivant:

$$A(\omega) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{B(\omega') - B(\omega)}{\omega - \omega'} d\omega' \quad (3.29a)$$

$$B(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{A(\omega') - A(\omega)}{\omega - \omega'} d\omega' \quad (3.29b)$$

Cas des réponses impulsionnelles réelles.

Si $h(t)$ est réel alors $H(\omega) = H^*(-\omega)$ ce qui entraîne que:

$A(\omega)$ est réel et pair $A(\omega) = A(-\omega)$

$B(\omega)$ est réel et impair $B(\omega) = -B(-\omega)$ d'où, en portant dans (3-29a) et (3-29b), il vient

$$A(\omega) = \frac{2}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\omega' B(\omega')}{\omega - \omega'} d\omega' \quad (3.30a)$$

$$B(\omega) = -\frac{2}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\omega A(\omega')}{\omega - \omega'} d\omega' \quad (3.30b)$$

3.4.2. Modélisation de la relation dispersion-atténuation :

3.4.2.1. Atténuation : loi de puissance

Lorsqu'une onde ultrasonore se propage à travers un milieu viscoélastique, elle entraîne principalement des phénomènes de dispersion et d'atténuation dus aux caractéristiques élastiques et dissipatives du matériau. Pour une large variété de matériaux (comme les matériaux viscoélastiques, liquides et tissus) et sur une bande de fréquences finie, l'atténuation en fonction de la fréquence selon une loi de puissance, définie par [26]

$$\alpha(f) = \alpha_0 f^n \quad (3-31)$$

où α_0 est le coefficient d'atténuation ayant comme unité $Np/m/Hz^n$ et n un nombre réel positif. il a été vu précédemment, que le modèle de Kelvin-Voigt impose $n = 2$. Cependant, s'il est vrai que sur une bande de fréquences restreinte, atténuations quadratiques et linéaires peuvent être très proches, il semble toutefois que le modèle de Kelvin-Voigt ait tendance à surestimer l'atténuation aux hautes fréquences. Pour un système acoustique linéaire causal, caractérisé par sa fonction de transfert $H(\omega)$ tel que [27]

$$H(\omega) = A(\omega) e^{i\theta(\omega)} = e^{-\alpha(\omega)x} e^{-i\frac{\omega}{\vartheta(\omega)}x} \quad (3.32)$$

les relations (3.30) montrent que les parties réelle et imaginaire de la constante de propagation complexe $\gamma(\omega) = \alpha(\omega) + i\frac{\omega}{\vartheta(\omega)}$ peuvent être reliées entre elles par la transformée de Hilbert.

Pour que cette transformée existe et pour respecter la causalité, il faut que l'atténuation $\alpha(\omega)$ remplisse la condition du théorème de Paley-Wiener

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|\alpha(\omega)|}{1+\omega^2} < \infty \quad (3.33) \quad (3-33)$$

et que A soit de carré sommable afin que la transformée de Fourier inverse de $\gamma(\omega)$ soit causale. Ces conditions sont remplies pour des fonctions $\alpha(f)$ de type $\alpha_0 f^n$ avec $0 \leq n < 1$.

Ceci pose donc un problème lorsque $1 \leq n \leq 2$, dans la mesure où les données expérimentales montrent que de nombreux milieux de propagation, dont les polymères, présentent des atténuations en $0 \leq n \leq 2$, dans les bandes de fréquences ultrasonores allant jusqu'à 10 MHz. Pour pallier ce problème, plusieurs modèles, valables pour toutes les puissances de la fréquence, ont été développés pour rendre compte du phénomène de pertes par viscoélasticité et qui permettent d'obtenir la variation de la vitesse de phase connaissant l'expression de l'atténuation ou inversement.

Dans cette étude, deux modèles basés sur deux approches différentes, sont discutés. Le premier modèle a été proposé par O'Donnell, et il est désigné comme le « *modèle quasi local* ». Le deuxième modèle a été développé par Szabo et est désigné comme le « *modèle causal temporel* ». Les deux modèles exigent seulement que le système soit linéaire et causal.

3.4.2.2 Modèle de O'Donnell :

les relations entre l'atténuation et la dispersion, parfois appelées (kramer-kronig) ou les relations de dispersion généralisées, se sont révélées utiles dans plusieurs domaines de la physique (Mangulis 1964)[28]

Supposons qu'une onde plane se propage dans un milieu de compressibilité[29][30]

$$K(\omega) = K_1(\omega) + iK_2(\omega) \quad (3.34)$$

Dans ce cas les relations(3-35a) et (3-35b) de Kramers - Krônig deviennent:

$$K_1(\omega) = \frac{2}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\omega' K_2(\omega')}{\omega - \omega'} d\omega' \quad (3.35a)$$

$$K_2(\omega) = -\frac{2}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\omega' K_1(\omega')}{\omega - \omega'} d\omega' \quad (3.35b)$$

Elles peuvent être utilisées pour établir une relation entre vitesse de phase et atténuation.

Le nombre d'onde complexe:

$$k = \frac{\omega}{c(\omega)} + i\alpha(\omega) \quad (3.36)$$

dépend de la compressibilité par la relation:

$$k^2 = \omega^2 \rho K(\omega) \quad (3.37)$$

Dans l'hypothèse où $\alpha(\omega)c(\omega)/\omega \ll 1$ la vitesse de phase et l'atténuation sont déterminées par:

$$c(\omega) = 1/[\rho K_1(\omega)]^{\frac{1}{2}} \quad (3.38)$$

$$\alpha(\omega) = \frac{\rho c(\omega)}{2} \omega K_2(\omega) \quad (3.39)$$

Les relations (3-35a) et (3-35b) associées aux relations (3-38)et (3-39) sont difficiles d'emploi, les intégrales (3-35a) et (3-35b) ne sont pas localisées; calculer la dispersion nécessite la connaissance de l'absorption pour toutes les fréquences.

Cette approximation n'est valable que si le déphasage et le gain varient lentement autour de la fréquence considérée, ce qui exclut le cas des résonances.

Partant de l'équation (3-40b) M. O' Donnell et ses collaborateurs [29][30]obtiennent les expressions locales suivantes:

$$\alpha(\omega) \approx \left(\frac{\pi \omega^2}{2C_0^2} \right) \frac{dC(\omega)}{d\omega} \quad (3.40)$$

$$\Delta C(\omega) = C(\omega) - C_0 \approx \frac{2C_0^2}{\pi} \int_{\omega_0}^{\omega} \frac{\alpha(\omega')}{\omega'^2} d\omega' \quad (3.41)$$

$$\text{Où } C(\omega) = C_0 + \Delta C(\omega) \text{ avec } \Delta C(\omega) \ll C_0 \quad (3.42)$$

où $C(\omega_0)$ désigne la vitesse de phase à une fréquence de référence arbitraire ω_0 . Cette relation décrit complètement la réponse fréquentielle d'un système acoustique en termes de dispersion et d'atténuation. Elle permet de trouver l'évolution de la vitesse de phase sur une plage de fréquences lorsque l'évolution de l'atténuation est connue sur cette même plage de fréquences.

En se basant sur cette approximation pour caractériser les matériaux pour lesquels l'atténuation varie selon une loi proportionnelle à une puissance de la fréquence (3-31) O'Donnell obtient les relations suivantes entre la vitesse de phase $C(f)$, le coefficient d'atténuation α_0 et l'exposant n [31][27]

$$\begin{cases} \frac{1}{C(\omega)} = \frac{1}{C(\omega_0)} - \frac{2\alpha_0}{\pi} \ln \frac{\omega}{\omega_0} & (3.43a) \\ \frac{1}{C(\omega)} = \frac{1}{C(\omega_0)} - \frac{2\alpha_0}{\pi(n-1)} (\omega^{n-1} - \omega_0^{n-1}) & (3.43b) \end{cases}$$

3.4.2.3.Modèle de Szabo :

Parallèlement à cela, en définissant un opérateur de pertes dans le domaine temporel reliée à l'atténuation par une transformée de Fourier inverse[32]

, Szabo a développé un autre modèle fondé sur la théorie des distributions, appelée *modèle causal temporel*. Ce modèle consiste à considérer la constante de propagation complexe comme une distribution, de telle sorte que le théorème de Paley-Wiener devienne vérifiable pour toutes les puissances de la fréquence, ce qui permet de limiter les restrictions imposées

sur la valeur de n , il traite l'exemple de la propagation pour lequel l'équation pour la pression s'écrit : [33] ,[34]

$$\nabla^2 P(z,t) - L_y(t) * P(z,t) - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 P(z,t)}{\partial t^2} = 0 \quad (3-44)$$

Où ∇^2 est l'opérateur Laplacien, P est le champ de pression, c_0 est une vitesse de propagation d'onde, z présente une coordonnée spatiale et t est le temps, le second terme de cette équation est une opération de convolution qui fait apparaître une distribution L_y que l'on peut interpréter comme une fonction généralisée de dissipation, et qui est définie par :

$$L_y(t) = -2.1_+(t) F^{-1}[\alpha(\omega)].$$

Dans cette définition, $1_+(t)$ est la fonction de Heaviside et F^{-1} désigne l'opérateur de transformée de Fourier inverse. On peut ainsi noter que cette fonction de dissipation écrite dans le domaine temporel est reliée simplement au coefficient d'atténuation par une transformée de Fourier inverse.

a).Equation d'onde causale et dispersion :

Pour introduire le principe de causalité, on utilise la forme retardée dans le temps de l'équation (3.45) en effet en considérant une onde plane se propageant dans la direction (OZ)

on peut écrire $\tau = t - \frac{z}{c_0}$ d'on

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \tau} \Big|_{z=cte} = c_0 \frac{\partial}{\partial z} \Big|_{\tau=cte} = \frac{\partial}{\partial \tau} + c_0 \frac{\partial}{\partial z} \quad (3-45)$$

L'équation (3.45) devient alors

$$\nabla^2 P(\vec{r}, \tau) - \frac{2}{c_0} L_{\alpha,n,\tau}(t) * P(\vec{r}, \tau) - \frac{2}{c_0} \frac{\partial^2 P(\vec{r}, \tau)}{\partial \tau \partial z} = 0 \quad (3-46)$$

L'approximation parabolique consiste à supposer que le vecteur d'onde \vec{k} est proche de la direction de propagation z . Ceci est d'autant plus vrai que le faisceau ultrasonore est très directif suivant z et que la diffraction est faible. Nous pouvons alors faire les considérations suivantes :

la variation du champ de pression suivant z est très petite par rapport à sa variation suivant x et y

$$\nabla_r^2 p(\tau) = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) p(\tau) \gg \frac{\partial^2}{\partial z^2} p(\tau) \quad (3-47)$$

on suppose que le Laplacien transversal tend vers zéro

En faisant sortir le $\frac{\partial}{\partial \tau}$ de $L_{\alpha, n, \tau}$ l'équation (3-46) devient :

$$\frac{\partial P(\tau)}{\partial \tau} - L'_{\alpha, n, \tau} * P(\tau) = 0 \quad (3-48)$$

$L'_{\alpha, n, \tau}$ n'est autre que la transformée de Fourier inverse de $(-\alpha(\omega))$.

On définit le facteur de propagation retardé

$$\gamma'(\omega) = \alpha(\omega) + i\beta'(\omega) \quad (3.49)$$

$\beta'(\omega)$ est un terme de dispersion additionnel

La transformée de Fourier temporelle de (3-48) donne :

$$\frac{\partial P(\omega, z)}{\partial \tau} - \gamma'(\omega)P(\omega, z) = 0 \quad (3-50)$$

La solution de l'équation (3-50) est

$$P(\omega, z) = P(\omega, z)e^{\gamma'(\omega)z} \quad (3-51)$$

La vitesse de phase $c(\omega)$ associée à chaque mode de propagation varie suivant la fréquence selon la loi :[35]

$$c(\omega) = \frac{\omega}{\beta(\omega)} = \left[\frac{1}{c_0} + \frac{\beta'}{\omega} \right]^{-1} \quad (3-52)$$

En utilisant la transformée de Fourier inverse du facteur de propagation $\gamma'(\omega)$, on obtient l'opérateur de propagation $L'_{\gamma', n, z}$. Il est constitué de deux opérateurs : L'_α associé à l'absorption et $L'_{\beta'}$ associé au phénomène de dispersion, soit :

$$L_{\gamma'}(t) = TF^{-1}[\gamma'(\omega)] = TF^{-1}[\alpha(\omega)] + TF^{-1}[\beta'(\omega)] = L_\alpha(t) + iL_{\beta'}(t) \quad (3.53)$$

En raison du principe de causalité, $L_{\beta'}(t) = -\text{sgn}^* L_\alpha(t)$ Où $\text{sgn}(t)$ désigne la fonction signe est

(*) le produit

$$\text{sgn}(\omega) = \begin{cases} -1 & \text{pour } \omega < 0 \\ \frac{1}{2} & \text{pour } \omega = 0 \\ +1 & \text{pour } \omega > 0 \end{cases} \quad (3.54)$$

on peut écrire l'opérateur $L_{\gamma'}$ sous la forme

$$L_{\gamma'}(t) = 2H(t)L_\alpha(t) \quad (3-55)$$

$H(t)$ est la fonction d'Heaviside

$$H(\tau) = \begin{cases} 0 & \text{pour } \tau < 0 \\ 1/2 & \text{pour } \tau = 0 \\ 0 & \text{pour } \tau > 0 \end{cases} \quad (3-56)$$

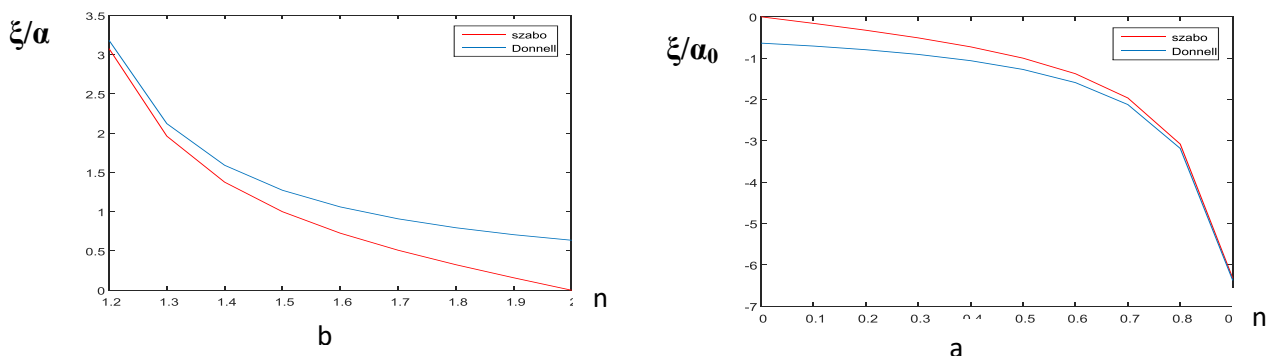
le facteur de dispersion $\beta'(\omega)$, et la vitesse de phase, $c(\omega)$, s'écrivent [36]

$$\begin{cases} \beta'(w) = -\frac{2}{\pi} \alpha f^n \ln|f| \\ \frac{1}{c(f)} = \frac{1}{c(f_0)} - \frac{2\alpha f^{n-1}}{\pi} (\ln|f| - \ln|f_0|) \end{cases} \quad (n \text{ entier naturel impair}) \quad (3-57a)$$

$$\begin{cases} \beta'(f) = \alpha \tan\left(\frac{\pi n}{2}\right) f |f|^{n-1} \\ \frac{1}{c(f)} = \frac{1}{c(f_0)} + \alpha \tan\left(\frac{\pi n}{2}\right) (|f|^{n-1} - |f_0|^{n-1}) \end{cases} \quad (n \text{ entier naturel pair ou réel}) \quad (3-57b)$$

3.4.2.4. Comparaison des deux modèles :

Une comparaison des termes ξ_d/α_0 et ξ_s/α_0 ($\xi_d = \frac{2\alpha_0}{\pi(n-1)}$ et $\xi_s = -\alpha_0 \tan\left(\frac{n\pi}{2}\right)$) présents dans les deux modèles, est représentée sur la *figure(3-4)* pour $0 \leq n \leq 2$ ($n \neq 1$). Quand n est proche de 1, les deux termes convergent vers la même valeur. Lorsque n s'éloigne de 1, la différence entre les deux termes augmente jusqu'à ce que le coefficient de Szabo tend vers 0 et celui de O'Donnell tend vers une valeur finie non nulle. Pour le modèle de Szabo, les deux cas extrêmes $n = 0$ (modèle solide idéal) et $n = 2$ (modèle fluide idéal) correspondent à des milieux sans dispersion (vitesse indépendante de la fréquence), soit $v = v(f_0)$.



Figure(3-4) : Comparaison des coefficients de dispersion donnés par les modèles de Szabo et de O'Donnell pour : (a) $0 \leq n < 0.9$; (b) $1.2 < n \leq 2$

En résumé, la dispersion dans un matériau peut donc être caractérisée expérimentalement de façon similaire par une mesure de l'atténuation ou de la vitesse de phase en fonction de la fréquence. La relation liant ces grandeurs (la vitesse de phase v à une fréquence arbitraire f_0 , le coefficient d'atténuation α_0) est en accord avec les relations de Kramers-Kronig qui traduisent la causalité des signaux en physique, La fréquence de référence f_0 doit également être indiquée, elle peut être prise arbitrairement. Les auteurs ne donnent pas plus de détails sur

cette valeur de f_0 . On fixe alors cette valeur à l'une des extrémités ou au milieu de la bande de fréquences étudiée.

Pour mettre en évidence la vérification expérimentale de ces relations, [Ping He] [37] a mesuré l'atténuation et la dispersion dans deux matériaux ayant un degré de non-linéarité $n = 1, 38$ et $1, 67$. En comparant la dispersion donnée par les deux modèles avec la dispersion mesurée pour ces deux matériaux, il conclut que le modèle causal temporel donne un bon accord et une meilleure précision que le modèle quasi-local.

3.5.Simulation :

Nous avons simulé la propagation de l'onde ultrasonore dans les matériaux viscoélastiques en adoptant la formulation de Szabo. A cet effet, Nous avons déterminé la fonction de transfert du matériau (*MTF*) comme suit [35] :

$$MTF(\omega) = \exp[\gamma(\omega)z] \quad (3.58)$$

A partir de cette relation, nous avons déduit la réponse impulsionnelle du matériau (*mirf*(t, z))

$$mirf(t, z) = TF^{-1}(MTF(\omega, z)) \quad (3.59)$$

Ceci nous a conduit à l'expression suivante de la pression acoustique $P(z, t)$:

$$p(t, z) = p(t, 0) * mirf(t, z) \quad (3-60)$$

$p(t, 0)$ le signal d'excitation du matériau par une sinusoïde modulée par une gaussienne

$$p(t, z = 0) = \frac{\exp\left\{-\frac{(t-t_0)^2}{4B}\right\}}{\sqrt{4\pi B}} \sin(2\pi f_0 t) \quad (3-61)$$

où B est la largeur de bande à 50% de l'amplitude c'est-à-dire à -6 dB, et $f_0 = 5$ MHz la fréquence centrale.

Le déplacement obtenu à la sortie est calculé en faisant la convolution de $p(z=0, t)$ et de la réponse impulsionnelle du filtre de propagation.

Les différentes fonctions intervenant dans la procédure du calcul numérique sont représentées par la figure

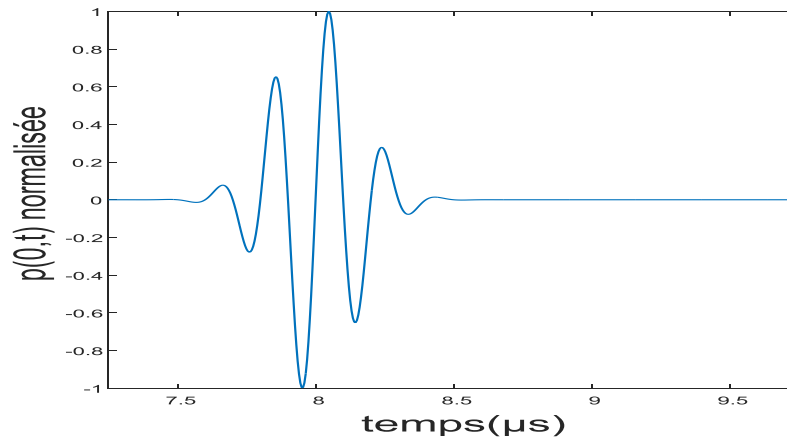
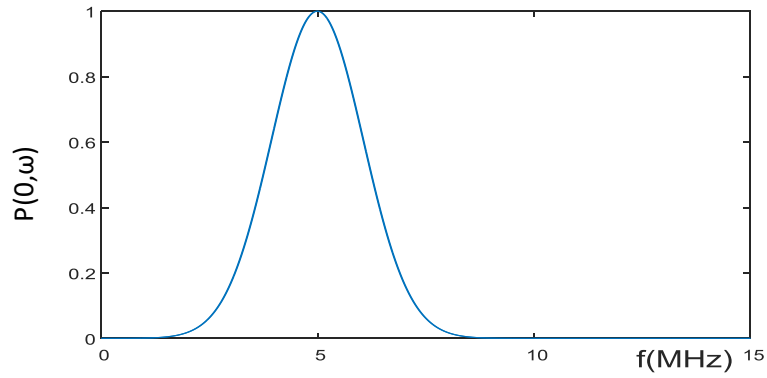


Figure (3-5) : Forme temporelle de la pression d'entrée : fréquence centrale 5MHz, largeur de bande fractionnaire de 50%, amplitude normalisée.



Figure(3-6) :forme fréquentielle de la pression d'entrée : fréquence centrale 5MHz, largeur de bande fractionnaire de 50%, amplitude normalisée.

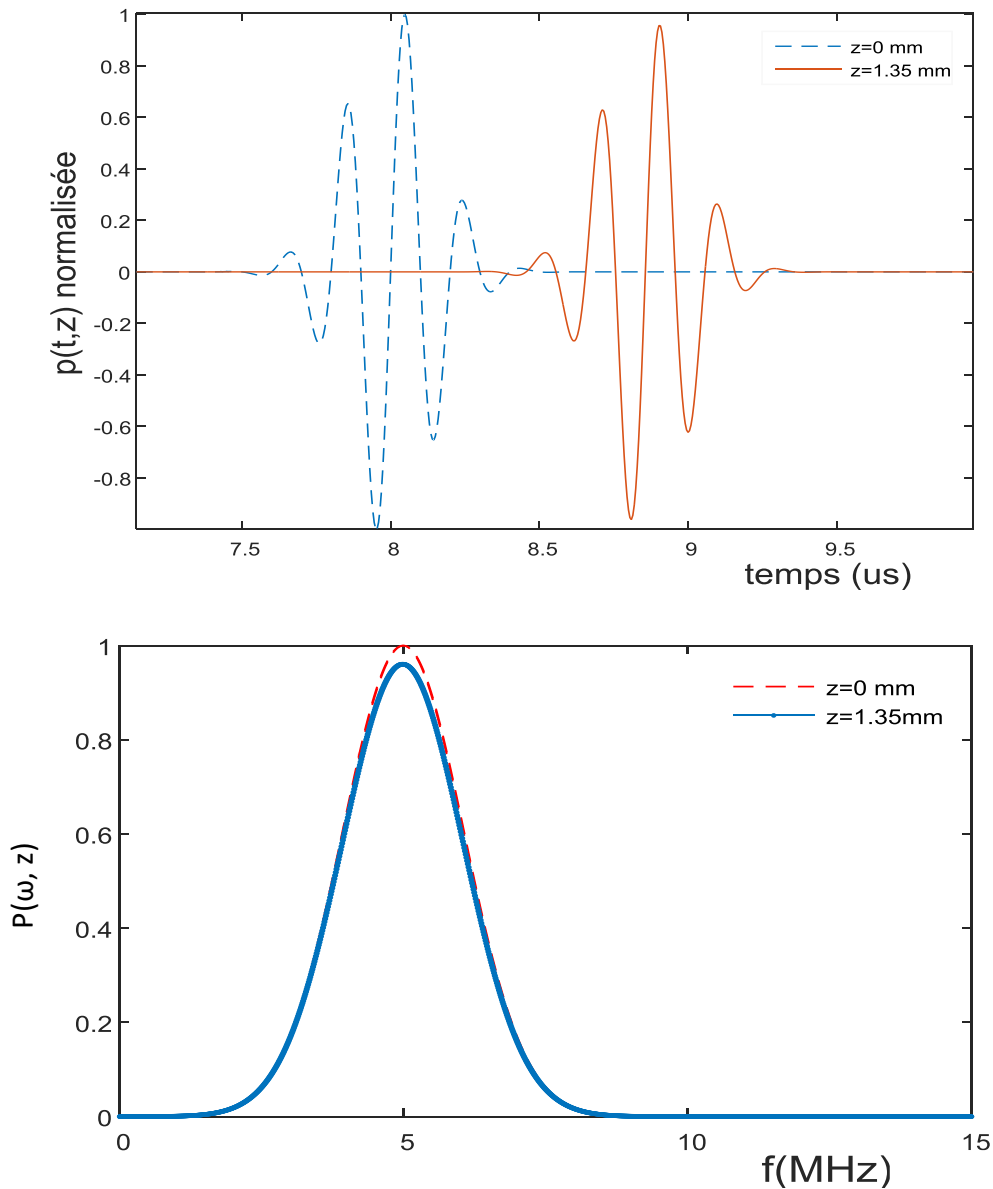


Figure (3-7) : Représentation graphique des différentes fonctions (onde d'entrée d'amplitude normalisée, de fréquence $f = 5\text{MHz}$ et onde de sortie) ainsi que les spectres correspondants, pour $n=1$ et $\alpha_0 = 0.52 \text{ dB/MHz/cm}$. et une distance de propagation $z=0.135\text{cm}$

Nous remarquons que le phénomène de propagation se traduit par un certain retard de l'onde en sortie à celle injectée à l'entrée.

Nous remarquons aussi la présence de phénomène d'atténuation qui se manifeste par une diminution de l'amplitude.

3.5.1. Influence de la distance de propagation :

Le figure (3-8) et (3-9) montrent l'évolution de l'onde et de son spectre en fonction de la distance de propagation pour une fréquence de $f = 5$ MHz et un paramètre d'atténuation $\alpha_0 = 0.52$ dB/MHz/cm.

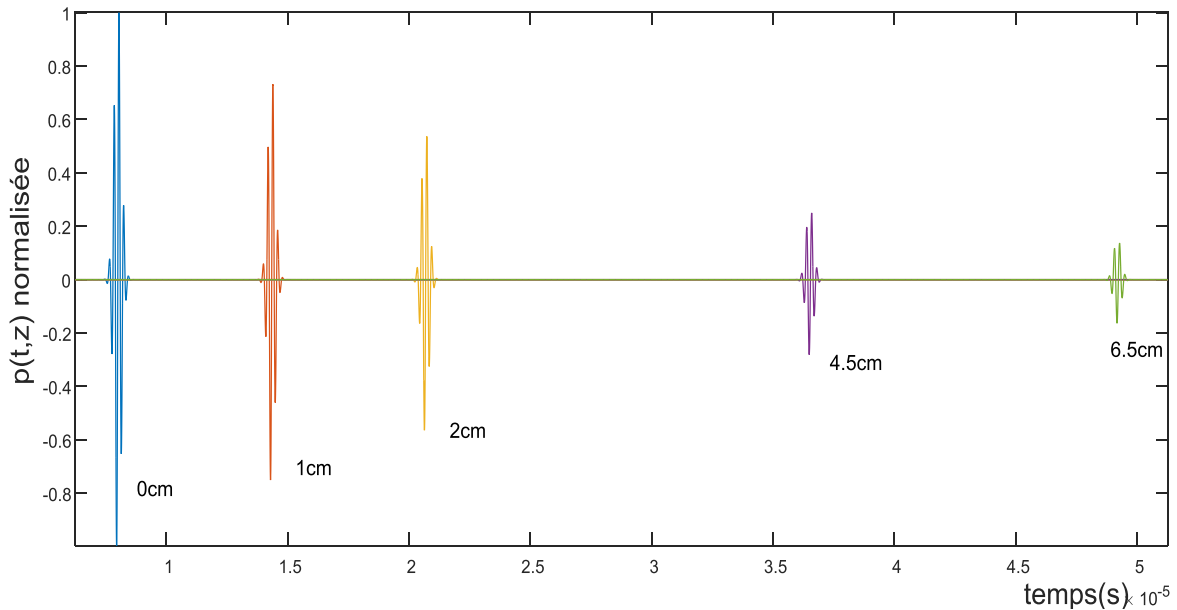


Figure (3-8) : Représentation graphique de l'évolution des amplitudes en fonction de la distance de propagation pour une fréquence de $f = 5$ MHz et un paramètre d'atténuation $\alpha_0 = 0.52$ dB/MHz/cm et $n=1$.

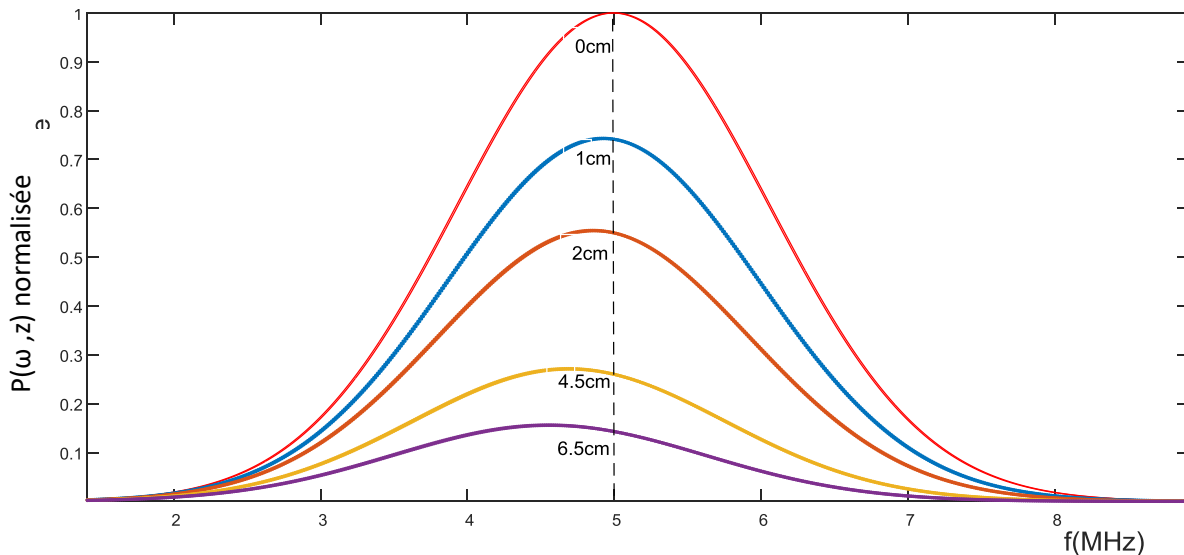


Figure (3-9) : Représentation de l'évolution du spectre en fonction de la distance de propagation, pour une fréquence $f = 5$ MHz et un paramètre d'atténuation $\alpha = 0.52$ dB/MHz/cm et $n=1$.

Nous remarquons une diminution d'amplitude dans le domaine temporel et fréquentiel.

En raison du phénomène d'atténuation, cette diminution d'amplitude devient plus importante lorsque la distance de propagation augmente. Nous remarquons aussi que les instants d'arrivée des signaux temporels augmentent en fonction de la distance de propagation.

on remarque un décalage du maximum vers les basses fréquences ainsi qu'un rétrécissement du spectre.

3.5.2. Influence de la fréquence :

Les figure (3-10) et (3-11) représentent l'évolution de l'impulsion ultrasonore ainsi que de son spectre en fonction de la fréquence centrale du signal d'excitation et pour une distance de propagation constante.

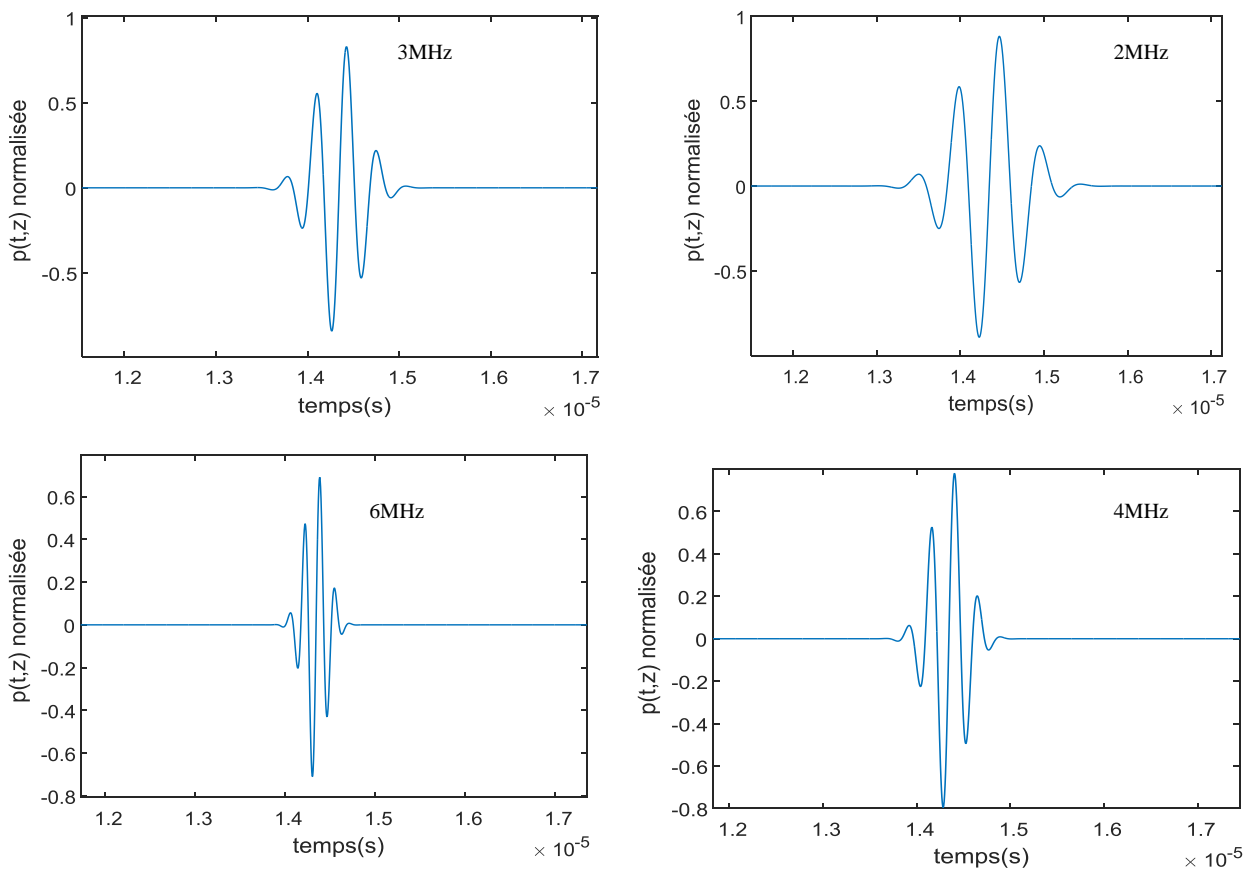


Figure (3-10) : Représentation graphique de l'évolution de l'onde en fonction de la fréquence centrale et pour une distance de propagation $z = 1$ cm et un paramètre d'atténuation $\alpha_0 = 0.52$ dB/MHz/cm et $n=1$.

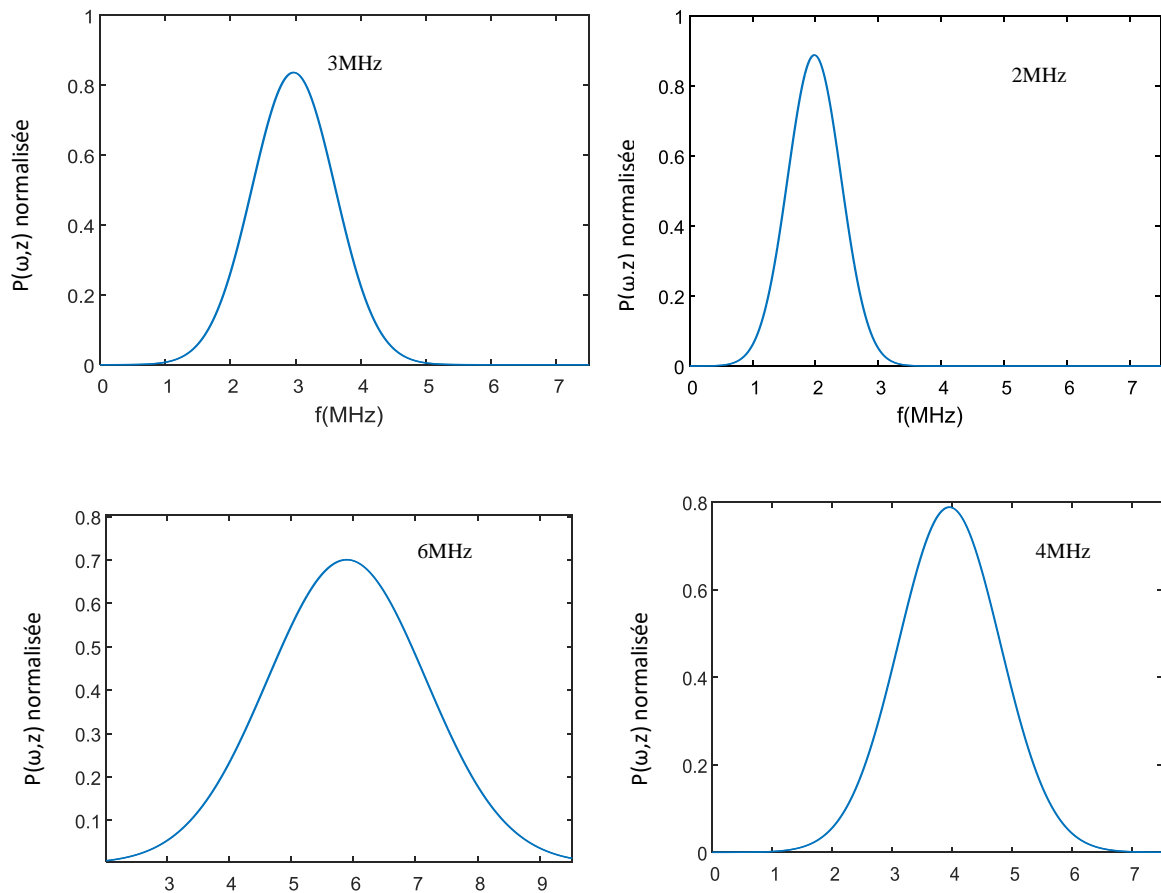
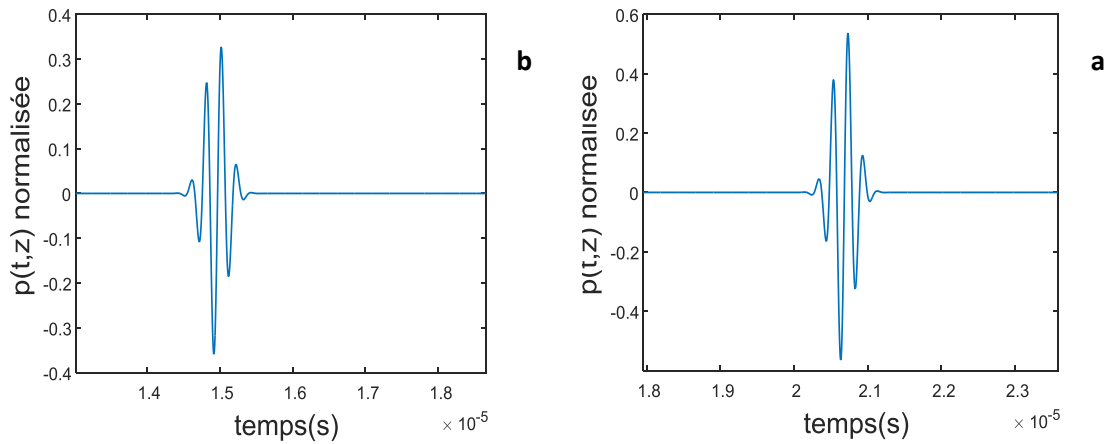


Figure (3-11) : Représentation graphique de l'évolution du spectre en fonction de la fréquence centrale pour une distance de propagation $z = 1$ cm, et un paramètre d'atténuation $\alpha_0 = 0.52$ dB/MHz/cm et $n=1$.

Nous remarquons une diminution d'amplitude ainsi qu'une compression dans le domaine temporel lorsque la fréquence augmente. Cela est tout à fait justifié car l'atténuation est proportionnelle à la fréquence et qu'une augmentation de la fréquence implique une compression dans le domaine temporel. Cette compression se traduit par un étalement dans le domaine fréquentiel.

3.5.3. Influence du paramètre d'atténuation α_0 :

Les figures (3-12) et (3-13) représentent l'évolution des signaux ainsi que de leurs spectres en fonction du paramètre d'atténuation pour des fréquences d'excitation et des distances de propagation constantes.



Figure(3-12) Représentation graphique de l'évolution du signal en fonction du paramètre d'atténuation , sachant que la distance de propagation $z = 2$ cm, et que la fréquence d'excitation $f = 5$ MHz
 a) $\alpha_0 = 0.52$ dB/MHz/cm b) $\alpha_0 = 0.94$ dB/MHz/cm

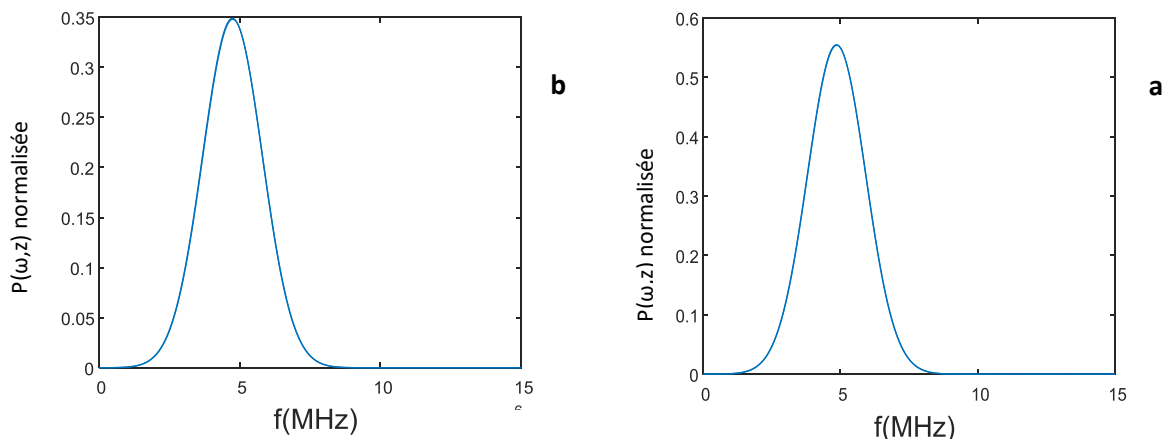


Figure (3-13) : Représentation graphique de l'évolution du signal en fonction du paramètre d'atténuation , sachant que la distance de propagation $z = 2$ cm, et que la fréquence d'excitation $f = 5$ MHz a) $\alpha_0 = 0.52$ dB/MHz/cm b) $\alpha_0 = 0.94$ dB/MHz/cm

Les figures (3-12) et (3-13) montrent que les amplitudes diminuent lorsque le paramètre d'atténuation α_0 augmente

3.5.4. Influence de la causalité :

La figure (3-14) représente la réponse impulsionnelle, causale (courbe en trait plein) et non causale et non dispersive (courbe en pointillés), à des distances 2 cm et 11 cm, dans un milieu qui présente une atténuation proportionnelle à la fréquence et un coefficient d'absorption $\alpha_0 = 0.52 \text{ dB/MHz/cm}$.

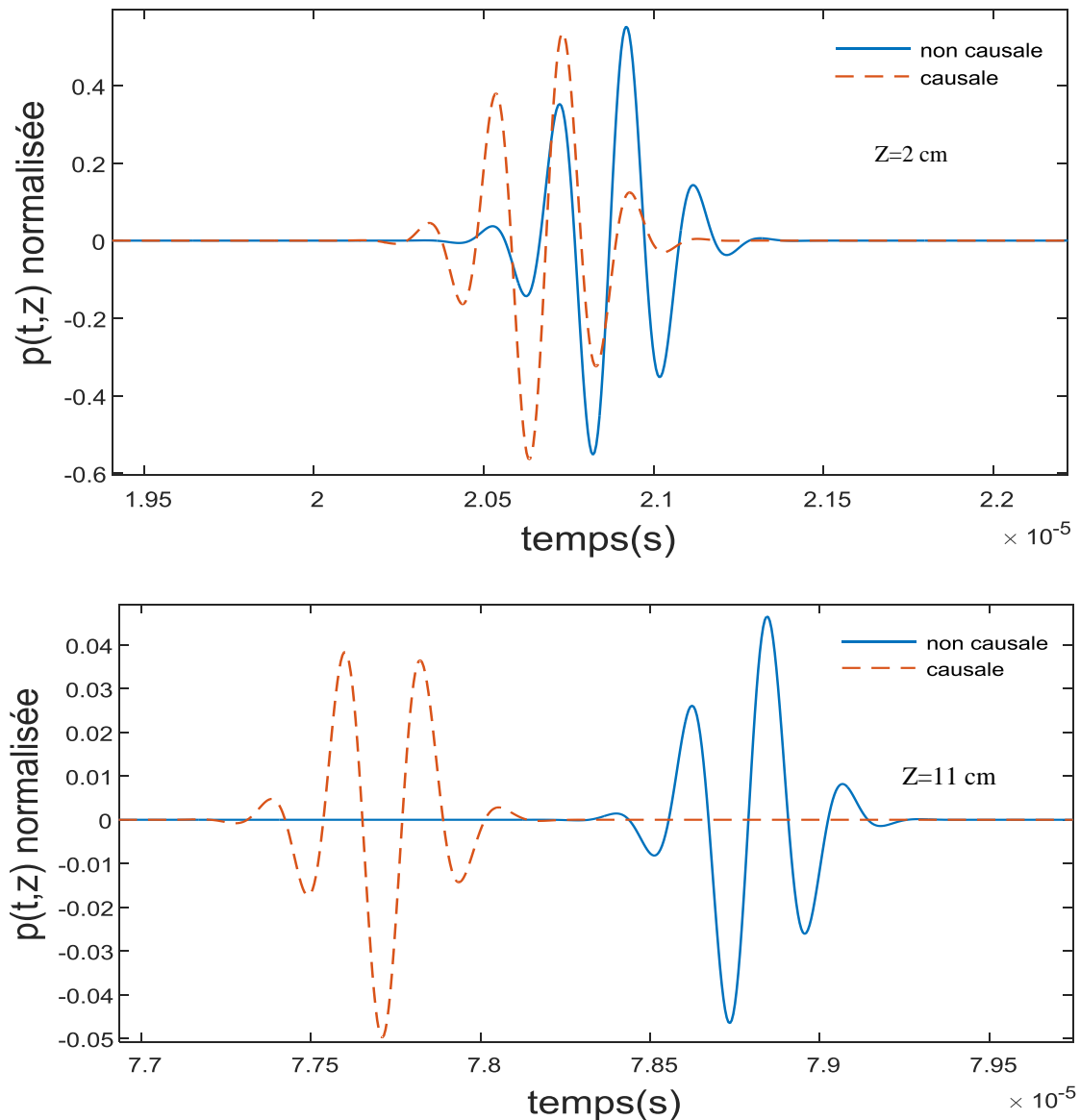


Figure (3-14): Comparaison entre l'onde causale (pointillés) et l'onde non causale et non dispersive (trait continu) après un parcours d'une distance : a) $z = 2 \text{ cm}$, b) $z = 11 \text{ cm}$. et $\alpha_0 = 0.52 \text{ dB/MHz/cm}$ et $n=1$

On remarque que la réponse impulsionnelle causale arrive plus tôt. est constatée comme le montre la figure(3-14).

3.5.5. Influence de la largeur de bande fractionnaire du transducteur:

Figure (3-15) Représentation graphique de l'évolution du spectre en fonction de la fréquence centrale pour une la largeur de bande fractionnaire $fr_bw = 25\%$, 50% , 30% , 60% . pour une fréquence de $f = 5$ MHz et un paramètre d'atténuation $\alpha_0 = 0.52$ dB/MHz/cm, et $z = 2$ cm

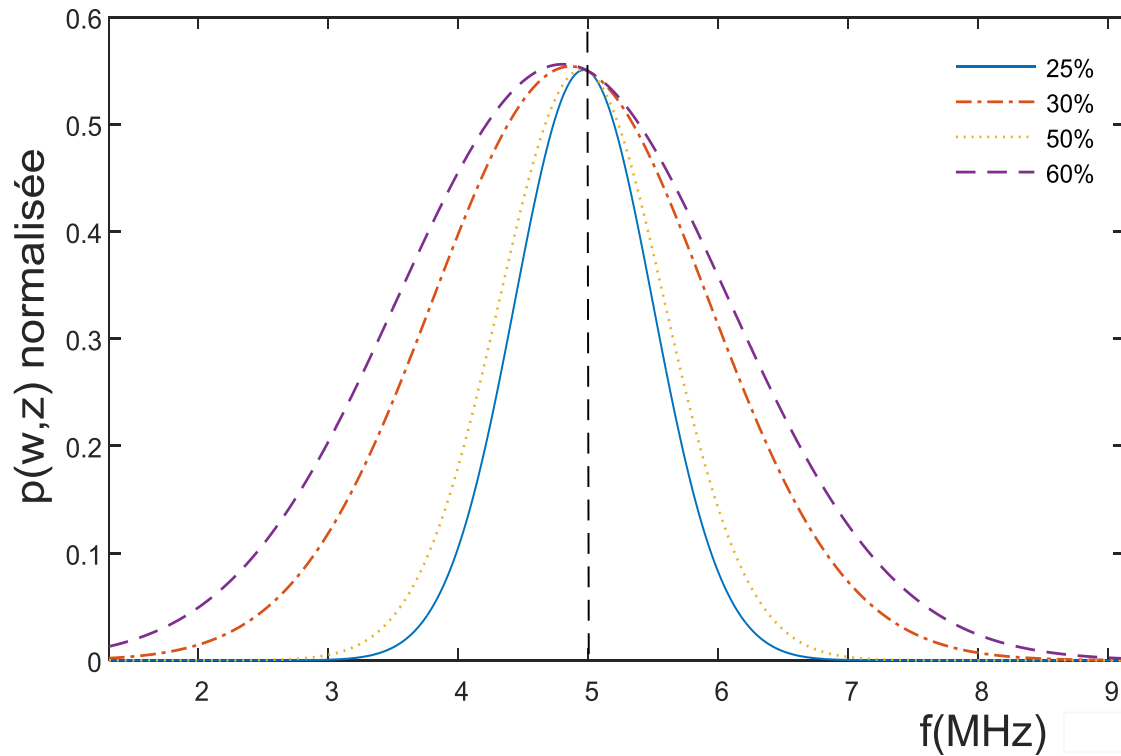


Figure (3-15) : Effet de la largeur de bande fractionnaire du signal d'entrée sur les spectres (normalisés) des signaux reçus pour $n = 1$ et $\alpha_0 = 0.52$ dB/MHz/cm et $f_0 = 5$ MHz, $z = 2$ cm

Nous remarquons un décalage du maximum vers les basses fréquences (le décalage pour un signal d'entrée large bande est plus accentué).

Conclusion :

Dans cette simulation nous avons mis en évidence les phénomènes de propagation ainsi que l'influence de différents paramètres tels que la distance de propagation, le paramètre d'atténuation, et la fréquence et la largeur de bande fractionnaire .

Les paramètres α_0 , et n varient d'un matériau à un autre. Ils permettent donc leur caractérisation, pour tous les matériaux que nous avons étudiés, nous remarquons une diminution notable de l'amplitude du signal temporel au cours de la propagation de l'onde. Le phénomène d'atténuation des ondes ultrasonores apparaît clairement à travers cette chute d'amplitude. Ce phénomène d'atténuation varie d'un matériau à un autre. En considérant les spectres d'amplitude des différents signaux nous avons remarqué un décalage des maxima d'amplitude vers les basses fréquences. Pour les fréquences supérieures à celle de la fréquence centrale, nous constatons que le décalage entre les deux spectres d'amplitude est plus important. Le phénomène d'atténuation des ondes ultrasonores est donc plus significatif vers les fréquences élevées. Le phénomène d'absorption considéré se manifeste donc par un filtrage passe bas.

Chapitre 4

Étude Expérimentale

4.1.Introduction

Les méthodes permettant de déterminer les caractéristiques mécaniques d'un matériau isotrope sont assez nombreuses .Les techniques conventionnelles (mécaniques) comme les essais de compression et de traction sont destructives, peu précises et ne permettent pas l'obtention que de quelques constantes d'élasticité. Plusieurs échantillons prélevés dans des directions particulières sont alors nécessaires pour obtenir l'ensemble du tenseur d'élasticité du matériau.

La détermination des constantes d'élasticité des matériaux par ultrasons, basée sur des mesures de vitesses, est une méthode connue depuis plusieurs années.

Le principe des méthodes de caractérisation ultrasonore consiste à générer des ondes ultrasonores dans le milieu à étudier et à détecter les signaux réfléchis ou diffusés. Les méthodes impulsionnelles offrent l'avantage d'être rapides, souples et efficaces, car, contrairement aux méthodes harmoniques, une seule mesure permet d'exploiter une large gamme de fréquences.

Les techniques utilisées sont la transmission et la réflexion. La technique par transmission utilise deux transducteurs placés sur deux faces parallèles du matériau à étudier tandis que la méthode par réflexion n'utilise qu'un seul transducteur qui joue le rôle d'un émetteur – récepteur.

La méthode par réflexion a été choisie car elle offre les avantages suivants :

- L'utilisation d'une seule face de l'échantillon.
- Il n'y a pas de problème d'alignement pouvant entraîner une difficulté particulière d'alignement des transducteurs.
- Elle est de mise en œuvre plus facile.

Cette méthode permet la détermination des caractéristiques de propagation des ondes de volume (vitesse de phase et atténuation) liées aux propriétés mécaniques du milieu. La mesure de la vitesse de phase et de l'atténuation permet de déduire les propriétés mécaniques du milieu de propagation telle que le module de Young, le coefficient de Poisson, ainsi que le coefficient viscoélastique.

La détermination des constantes d'élasticité des matériaux par ultrasons est basée sur la détermination des vitesses de propagation. Ce calcul nécessite la mesure de l'intervalle de temps. Pour cette mesure il y a trois méthodes:

- Mesure de l'intervalle de temps par lecture directe des instants d'arrivée des différents échos.
- Utilisation de la transformée de Hilbert.
- Utilisation de la méthode d'intercorrélation entre deux signaux $S_1(t)$ et $S_2(t)$ est définie par :

$$C_{S_1, S_2}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_1(u)S_2(u+t)du$$

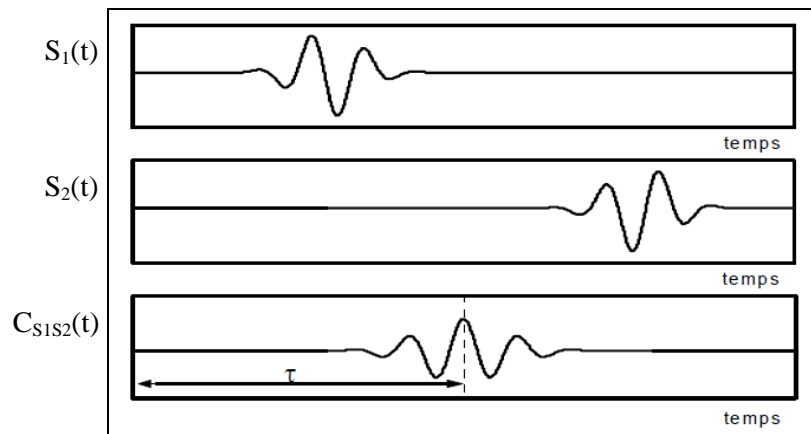


Figure (4.1) : Représentation de la méthode d'intercorrélation.

Deux méthodes de mesures sont généralement utilisées : les méthodes dites par contact, dans lesquelles l'onde est générée et réceptionnée par un transducteur mis au contact de l'échantillon à travers une fine couche de couplant ; la seconde méthode dite par immersion dans laquelle un milieu fluide (souvent de l'eau) d'épaisseur importante est utilisé comme couplant [27] [37]. Dans notre étude, les mesures ont été faites par immersion.

Les échantillons étudiés sont constitués de plaques de plexiglas et de polyamide, de différentes épaisseurs. Les signaux résultant des réflexions multiples à l'intérieur des échantillons sont traités par la partie récepteur de l'appareil à ultrasons.

La figure (4.2) représente le dispositif expérimental. L'unité de test comprend les composants suivants:

- scanner à trois axes en aluminium avec moteur contrôleur.
- réservoir d'immersion.
- Générateur émetteur / récepteur (Type: JSR DPR500).
- Micro-ordinateur.
- Compuscope (Type: CS23G8), oscilloscope intégré dans le micro-ordinateur.

Le scanner à ultrasons «VariUS» est un outil de laboratoire destiné à l'évaluation d'échantillons, de pièces de construction ou d'objets solides similaires par ondes ultrasonores dans une cuve d'immersion. Il est possible de monter et de connecter différents types de transducteurs ultrasonores sur le scanner et de scanner un objet dans les trois plans possibles (plan XY, plan XZ, plan YZ).

Le scanner, le récepteur d'impulsions et le numériseur sont contrôlés par le logiciel «Ultrasonic Scanner Controller», installé sur le poste de travail. Avec le logiciel, il est possible d'effectuer tout le paramétrage matériel et la numérisation, d'afficher en direct scan A et son analyse spectral, d'effectuer des scans B et C avec affichage des résultats, ainsi que de stocker les données brutes pour le traitement du signal par votre propre logiciel.

Le générateur transmet le signal reçu du transducteur vers un oscilloscope numérique contrôlé par un micro ordinateur permet de visualiser les différents échos qui seront traités à l'aide de programmes développés sous MATLAB.

(ces travaux ont été effectués au sien du laboratoire de physique des matériaux de l'université de Laghouat (LPM-UATL).)

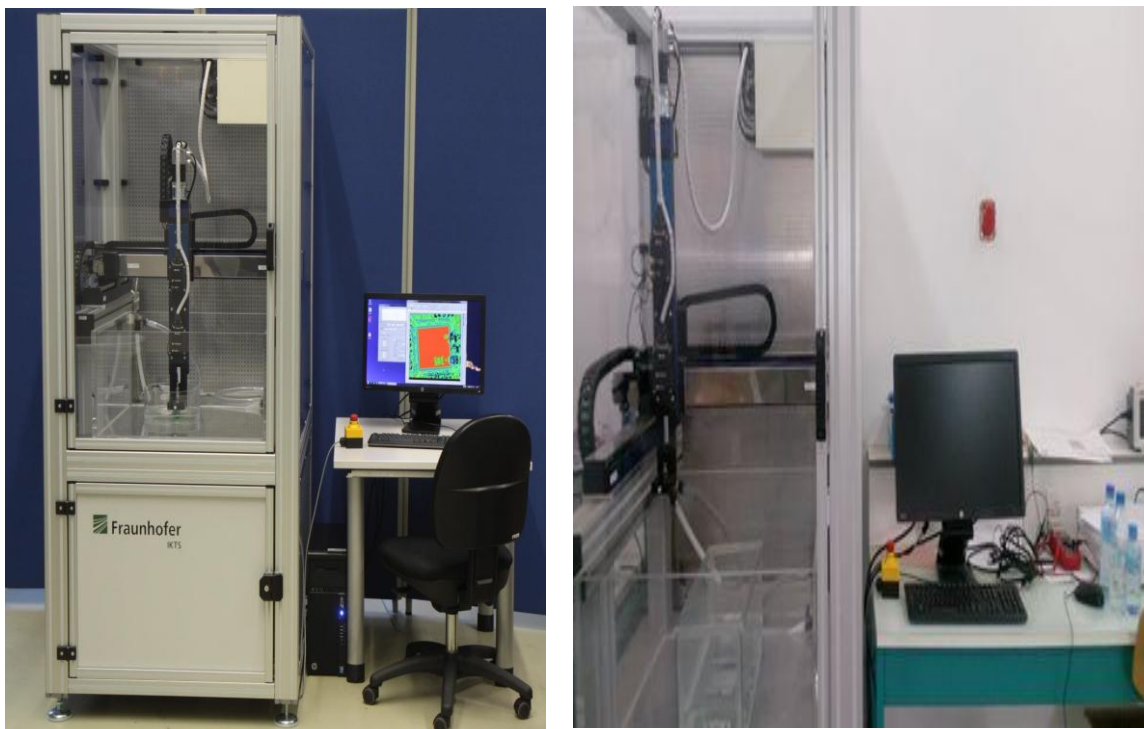


Figure (4.2) : Dispositif expérimental(Variable Ultrasonic Scanner “VariUS”)

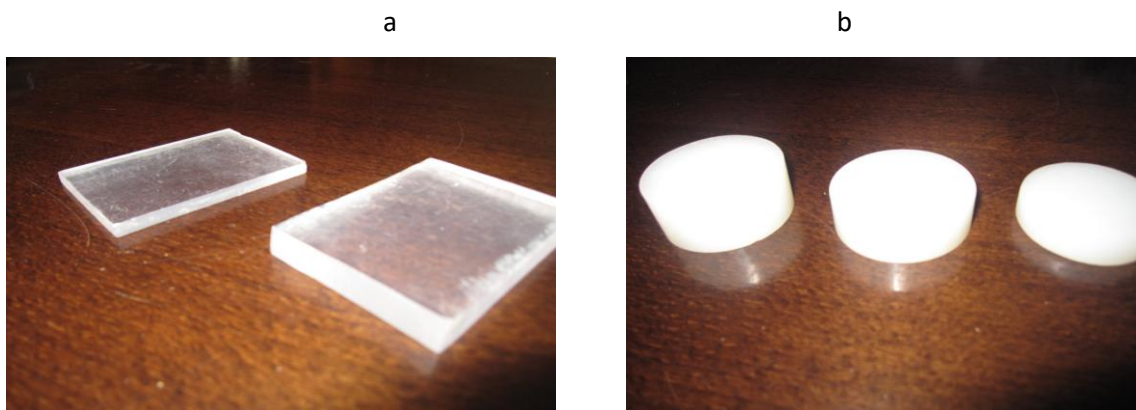
4.2.Échantillons étudiés :

Les échantillons utilisés sont deux solides : le plexiglas et le polyamide. Ces deux polymères font partie de la famille des thermoplastiques. Le choix s'est porté sur ces échantillons en raison de leur facilité de mise en œuvre et de leur disponibilité.

Les échantillons que nous avons utilisés sont constitués de cylindres de polyamide de différentes épaisseurs et de plaques de plexiglas. Les épaisseurs des différents échantillons sont données dans le tableau suivant.

Echantillon	plexiglas	Polyamide
1	5 mm	10 mm
2	10 mm	15 mm
3	/	20 mm

Tableau (4.1) : Tableau représentant l'épaisseur (plexiglas et polyamide)



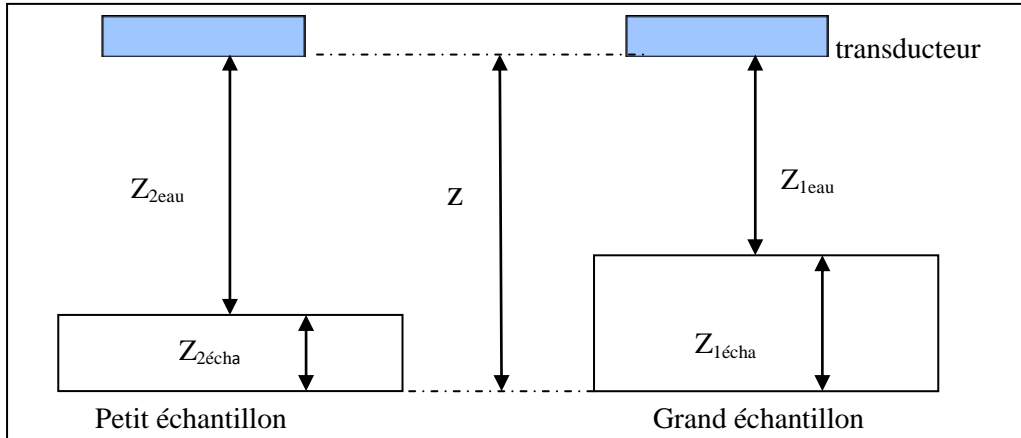
Figure(4-3) : Echantillons de : (a) plexiglas et (b) polyamide utilisés

En utilisant le scanner, le transducteur a été acheminé et trempé dans le réservoir où l'échantillon a été placé. Après avoir vérifié que la surface est exempte de bulles d'air et que la surface de l'échantillon est complètement verticale, nous avons fait fonctionner le système.

4.3.Mesure des vitesses :

Lors de sa propagation, l'impulsion ultrasonore subit des réflexions multiples aux extrémités de l'échantillon.

Soient les temps de vol du 2ème signal réfléchi sur la face arrière du petit et du grand échantillon respectivement correspondant à un parcours aller-retour dans l'eau et l'échantillon.



$$Z = Z_{1\text{eau}} + Z_{1\text{écha}} = Z_{2\text{eau}} + Z_{2\text{écha}} \quad (4.1)$$

$$Z_{1\text{écha}} - Z_{2\text{écha}} = Z_{2\text{eau}} - Z_{1\text{eau}} = \Delta Z \quad (4.2)$$

Pour le polyamide, nous utilisons le premier signal réfléchi de chaque échantillon

$$t_g = \frac{2Z_{1\text{eau}}}{c_{\text{eau}}} + \frac{2Z_{1\text{écha}}}{c_{\text{écha}}} \quad (4.3)$$

$$t_p = \frac{2Z_{2\text{eau}}}{c_{\text{eau}}} + \frac{2Z_{2\text{écha}}}{c_{\text{écha}}} \quad (4.4)$$

t_g et t_p les temps de vol du signal réfléchi sur la face arrière du grand et du petit échantillon respectivement :

$c_{\text{écha}}$ est la vitesse de propagation des ultrasons dans l'échantillon.

$$\Delta t = t_g - t_p = \frac{2(Z_{2\text{eau}} - Z_{1\text{eau}})}{c_{\text{eau}}} + \frac{2(Z_{2\text{écha}} - Z_{1\text{écha}})}{c_{\text{écha}}} \quad (4.5)$$

$$\Delta t = \frac{2\Delta Z}{c_{\text{eau}}} - \frac{2\Delta Z}{c_{\text{écha}}} \Rightarrow \frac{2\Delta Z}{c_{\text{écha}}} = \frac{2\Delta Z}{c_{\text{eau}}} - \Delta t \quad (4.6)$$

$$\frac{1}{c_{\text{écha}}} = \frac{1}{c_{\text{eau}}} - \frac{\Delta t}{2\Delta Z} \quad (4.7)$$

Δt la différence entre les temps de vol du signal réfléchi sur la face arrière du grand et petit échantillon respectivement.

$$c_{\text{écha}} = \frac{1}{\frac{1}{c_{\text{eau}}} - \frac{\Delta t}{2\Delta Z}} \quad (4.8)$$

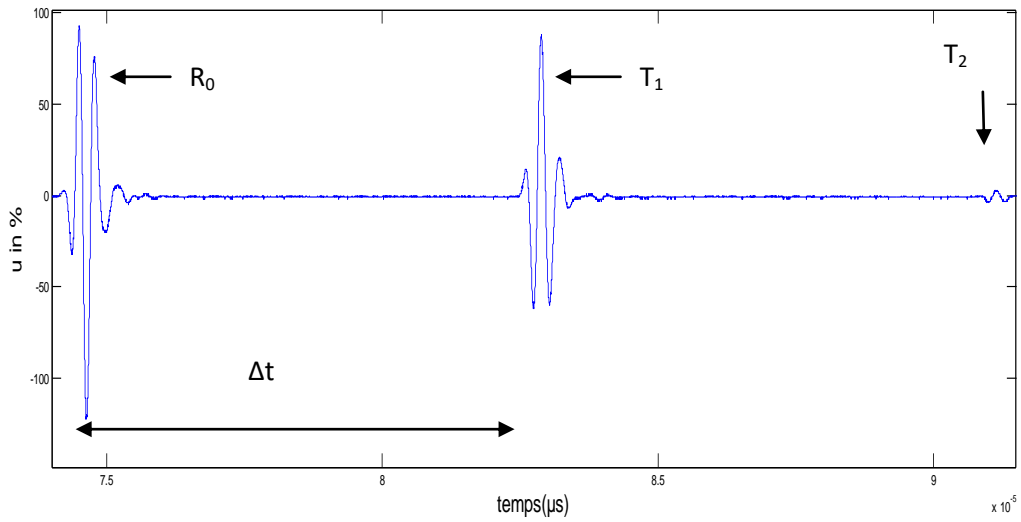
Pour le plexiglas elle consiste à mesurer l'intervalle de temps séparant deux échos successifs.

La relation permettant d'obtenir la vitesse de propagation est :

$$c_{\text{écha}} = \frac{\Delta d}{\Delta t} \quad (4.9)$$

où Δd désigne la différence entre les distances parcourues par les deux échos

Δt : temps mis par l'onde pour parcourir un aller-retour dans cette épaisseur.



Figure(4-4) :signal temporel des échos de l'onde ultrasonore en immersion du plexiglas

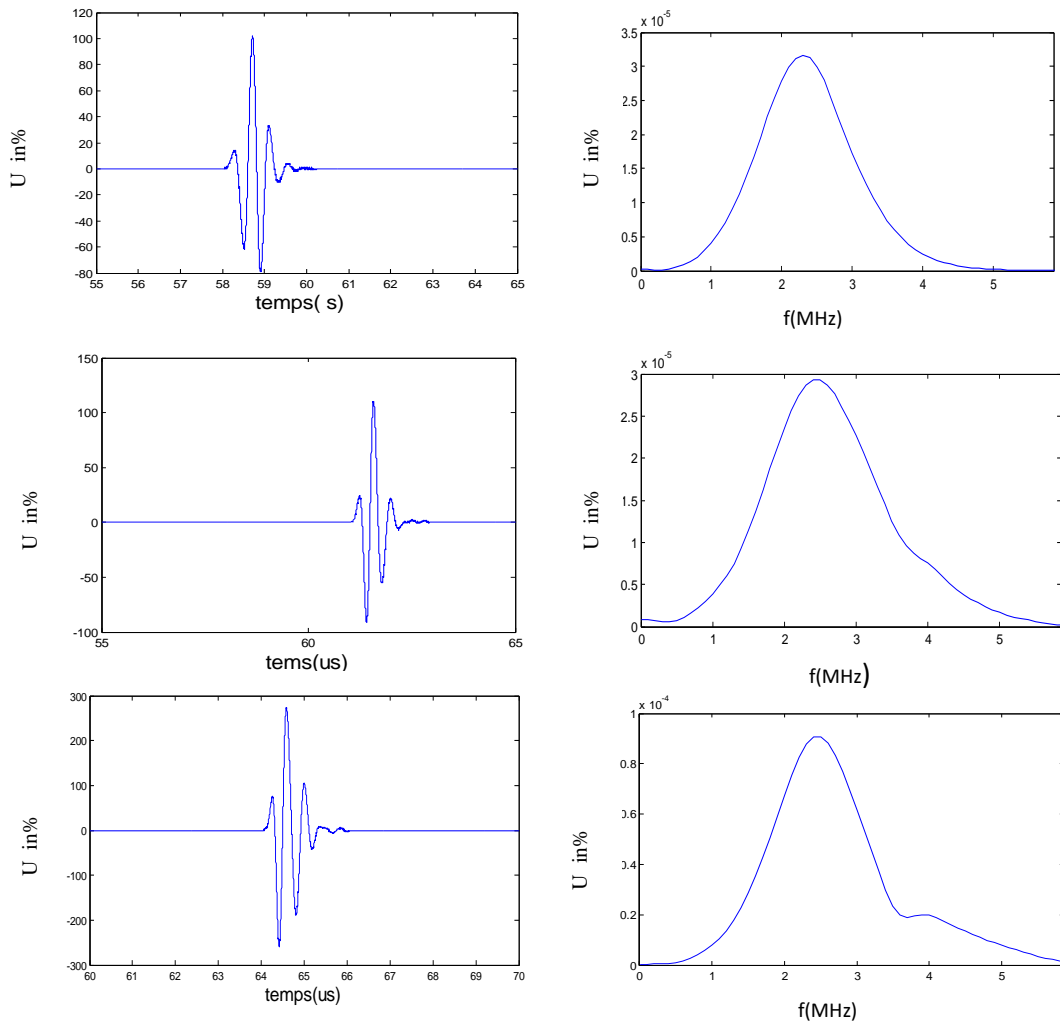


Figure (4-5) : Evolution des échos dans des échantillons de polyamide d'épaisseur $e= 20, 15$ et 10mm .

4.3.1. Résultats obtenus :

Nous avons créé un ensemble de textes dans Matlab pour calculer la différence de temps, les vitesses longitudinales et transversales. Les résultats sont résumés dans les tableaux (4-2)

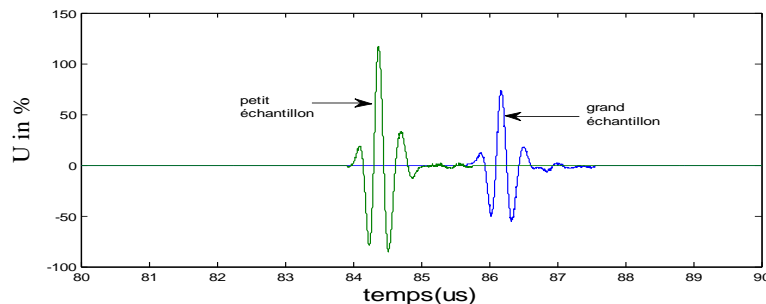
Pour le Plexiglas			
	Différence de temps (μ s)	vitesse longitudinal (m/s)	Vitesse Transversale* (m/s)
R ₀ -T ₁	8.23	2429.7	887.68
R ₀ -T ₂	8.24	2425.4	884.63
T ₁ -T ₂	16.47	2427.6	886.15
valeur moyenne	---	2427.6	886.15
Valeur référence	---	2690	1320
e %		9.75	32.86
Pour le polyamide			
Signal(10mm)-signal(15mm)	2.98	2664.6	1053.2
Signal(20mm)-signal(15mm)	2.88	2589.2	1000.1
Valeur moyenne	---	2626.9	1026.65
Valeur reference	---	2620	1080
e %		0.26	4.93

Tableau (4-2) : les vitesses longitudinales, transversales et les différences de temps mesuré par Matlab.

***Remarque:** Pour le calcul de la vitesse transversale voir l'annexe A.

4.5. Mesure de la vitesse de phase :

La détermination de la dispersion de la vitesse (vitesse de propagation en fonction de la fréquence) en mode impulsif nécessite la détermination de la différence de phase entre les spectres de deux signaux ayant parcouru deux trajets différents. Son calcul, nécessite l'utilisation de l'arc-tangente qui donne un angle compris entre $-\pi$ et π . Pour remédier à ce problème, on avance le signal retardé. Ceci permet d'obtenir une allure monotone de la phase en fonction de la fréquence. Cette tâche est réalisée en utilisant la fonction unwrap de MATLAB.



Figure(4-6) : Signal reçu de la face arrière du grand et du petit échantillon.

Pour le plexiglas, nous utilisons le deuxième signal réfléchi de chaque échantillon

$$p_p(f) = |p_p(f)| \exp(i\phi_p(f)) \quad (4.10)$$

$$p_g(f) = |p_g(f)| \exp(i\phi_g(f)) \quad (4.11)$$

Avec

$$\phi_g(f) = \omega \frac{2z_{1eau}}{c_{eau}} + \omega \frac{4z_{1écha}}{c_{1écha}^p} - \omega \Delta t \quad (4.12)$$

$$\phi_p(f) = \omega \frac{2z_{2eau}}{c_{eau}} + \omega \frac{4z_{2écha}}{c_{écha}^p} \quad (4.13)$$

où P_p et P_g sont les pressions réfléchies du petit et du grand échantillon respectivement, et ϕ_p ϕ_g les déphasages par rapport au signal d'excitation du petit et du grand échantillon respectivement du plexiglas, $c_{écha}^p$ la vitesse de phase, $\omega = 2\pi f$ la pulsation, et Δt le retard entre P_p et P_g

L'argument du rapport est :

$$\arg\left(\frac{p_p}{p_g}\right) = (\phi_g - \phi_p) \quad (4.14)$$

$$\arg\left(\frac{p_p}{p_g}\right) = -\omega \frac{2\Delta z}{c_{eau}} + \omega \frac{4\Delta z}{c_{écha}^p} - \omega \Delta t \quad (4.15)$$

$$\frac{1}{c_{écha}^p} = \frac{\arg\left(\frac{p_p}{p_g}\right)}{4\omega\Delta z} + \frac{1}{2c_{eau}} + \frac{\Delta t}{4\Delta z} \quad (4.16)$$

$$\frac{1}{c_{écha}^p} = \frac{1}{2c_{eau}} + \frac{\Delta t}{4\Delta z} \quad (4.17)$$

L'inverse de la vitesse de phase en fonction de la fréquence est alors :

$$\frac{1}{c_{écha}^p} = \frac{\arg\left(\frac{p_p}{p_g}\right)}{4\omega\Delta z} + \frac{1}{c_{écha}^p} \quad (4.18)$$

La vitesse de phase pour le plexiglas est alors :

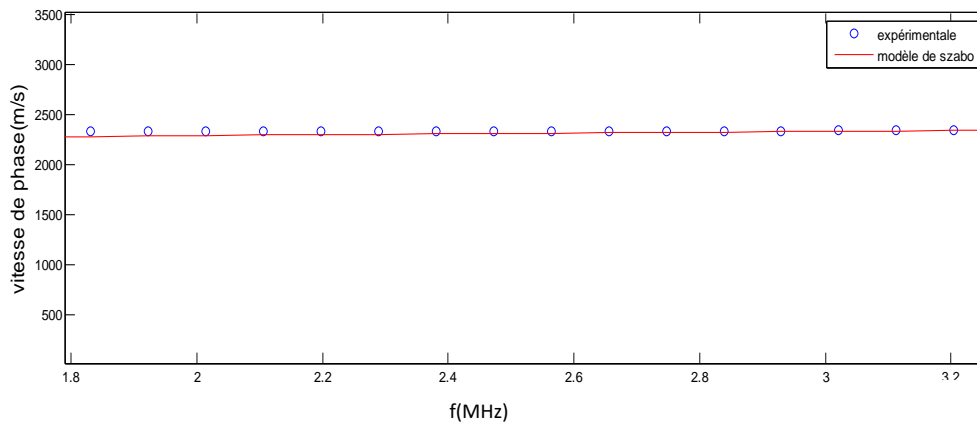
$$c_{écha}^p(\omega) = \frac{1}{\frac{\arg\left(\frac{p_p}{p_g}\right)}{4\omega\Delta z} + \frac{1}{c_{écha}^p}} \quad (4.19)$$

Et pour le polyamide nous utilisons le premier signal réfléchi de chaque échantillon

La relation permettant d'obtenir la vitesse de phase pour le polyamide est :

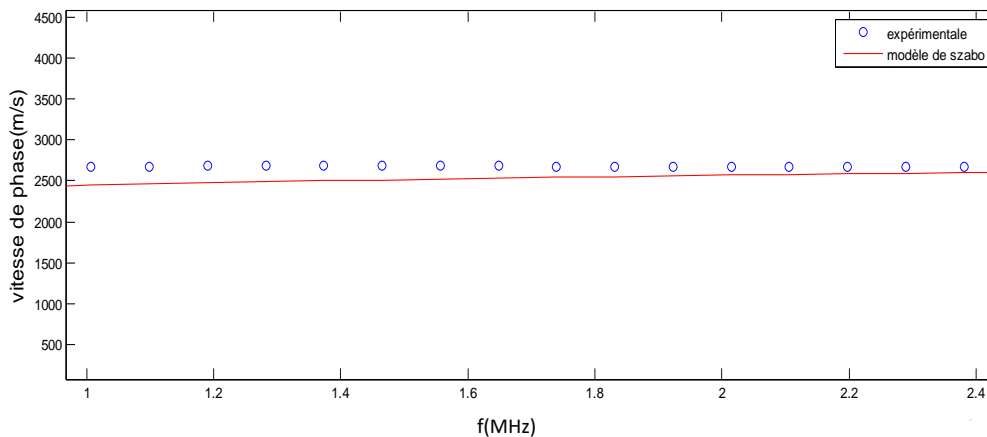
$$c_{\text{écha}}^p(\omega) = \frac{1}{\arg\left(\frac{p_p}{p_g}\right) + \frac{1}{2\omega\Delta z} + \frac{1}{c_{\text{écha}}}} \quad (4.20)$$

les figures (4.7), (4.8) sont une comparaison des vitesses de phase expérimentales calculés par les équations (4.19) et (4.20) et les vitesses de phase simulées en utilisant les équations de dispersion du modèle de Szabo.



Figure(4-7) : Variation de la vitesse de phase en fonction de la fréquence, pour le plexiglas

(o) expérimentale ,(—) théorique(modèle de szabo)



Figure(4-8) : Variation du la vitesse de phase en fonction de la fréquence, pour le polyamide

(o) expérimentale ,(—) théorique(modèle de szabo)

Dans les figures (4.7) et (4.8), nous avons respectivement comparé la vitesse de phase simulées(modèle de szabo) et expérimentale dans le cas du plexiglas et le polyamide en fonction des fréquences.

Les résultats théoriques et expérimentaux donnent des points identiques.

Ces résultats confirment que la dispersion est très faible ou qu'elle est négligeable.

4.5. Mesure de l'atténuation :

L'atténuation des ondes ultrasonores a été mesurée par division des spectres d'amplitudes .

Cette méthode consiste à calculer les spectres de deux échos puis à faire leur division. Elle permet d'obtenir les atténuations dans une gamme de fréquence au voisinage de la fréquence du transducteur.

le coefficient d'atténuation dans cette dernière s'écrit :

$$\alpha_g \text{ (Neper/m)} = \frac{1}{2\Delta z} \ln \left(\frac{|P_p|}{|P_g|} \right) \quad (4.21)$$

$$\alpha_g \text{ (dB/m)} = \frac{1}{2\Delta z} 20 \log_{10} \left(\frac{|P_p|}{|P_g|} \right) \quad (4.22)$$

P_p et P_g amplitudes du spectres du petit et du grand échantillon respectivement (obtenu par transformée de Fourier du signal temporel).

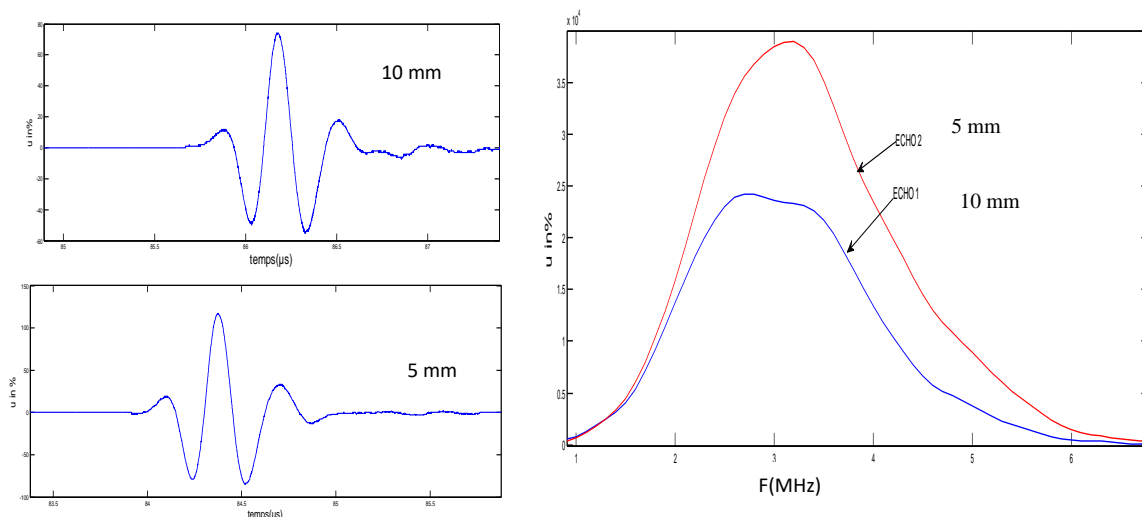


Figure (4.9) : Evolution des échos dans des échantillons de plexiglas d'épaisseur $e=5$ et 10 mm dans le cas d'un transducteur de 3.4 MHz

La figure (4.9), représentent l'évolution des échos et des spectres en fonction de la distance de propagation. Elles nous permettent de faire les remarques suivantes :

- Diminution d'amplitude en fonction de la distance de propagation.

- Les échos ont tendance à s'étaler dans le temps lorsque la distance augmente, ce qui provoque une compression dans le domaine des fréquences.

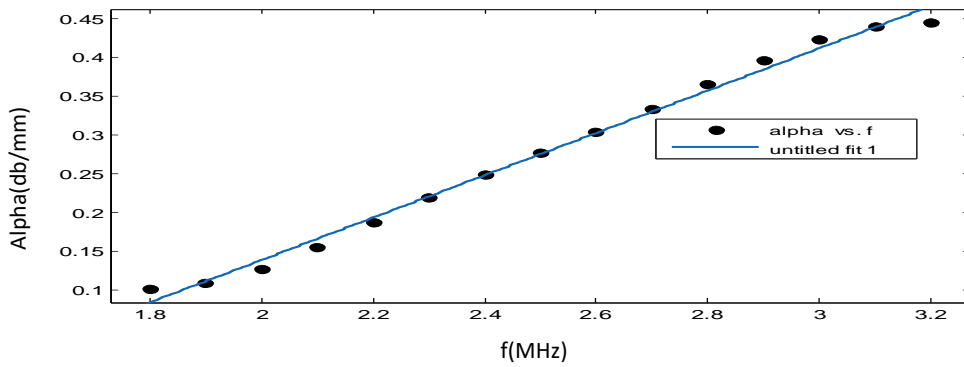


Figure (4-10) : Courbe représentant la variation de l'atténuation en fonction de la fréquence dans le cas de deux échos successifs ayant parcouru des distances de propagation $z=40$ mm et 20 mm dans un échantillon de plexiglas. [$\alpha = 0.27 f^{-0.40}$]

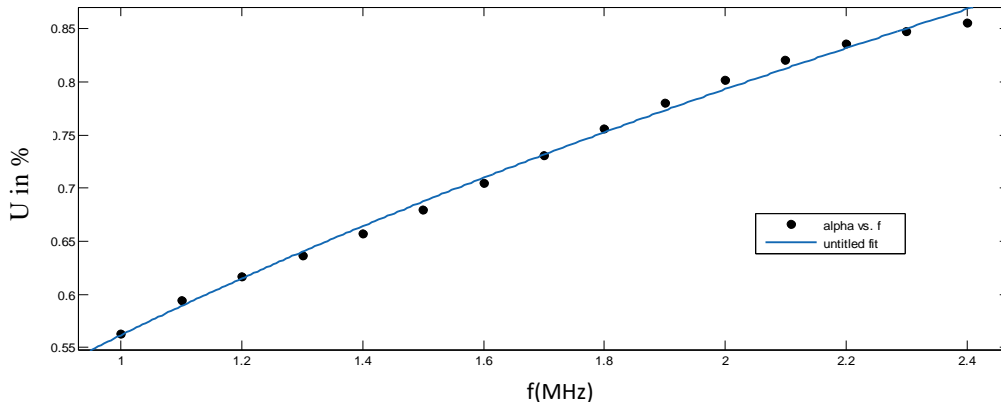


Figure (4-11) : Courbe représentant la variation de l'atténuation en fonction de la fréquence dans le cas de deux échos successifs ayant parcouru des distances de propagation $z=30$ mm et 20 mm dans un échantillon de polyamide. [$\alpha = 0.39 f^{0.96}$]

En prenant compte de l'atténuation due à la diffraction qui est égale à

$$\alpha_d [db/m] = 1.7 \frac{c_{écha}^p}{a^2 f} \quad (4.23)$$

où a est le rayon du transducteur et f la fréquence

$c_{écha}^p$: La vitesse de phase

l'atténuation due à l'absorption est alors :

$$\alpha_{abs} = \alpha_g - \alpha_d \quad (4.24)$$

4.5.1. Résultats :

	Plexiglas	Polyamide
α_0 Sans correction (atténuation)	0.27	0.39
α_0 Avec correction (absorption)	0.23	0.37
n	1	0.98

Tableau (4.3) : Résultats du fit de la courbe (Atténuations et absorption en dB/mmMHz) et l'exposant n pour le plexiglas et le polyamide.

Les résultats obtenus montrent que l'évolution de l'atténuation en fonction de la fréquence est linéaire.

4.6. Détermination des coefficients de viscoélasticité :

4.6.1. Constantes d'élasticité :

Pour les solides isotropes, le tenseur d'élasticité c est indépendant de la direction de propagation. De la, la relation entre lui et les vitesses d'ondes acoustiques V_1 et V_s sont données par [39] :

$$V_s = \sqrt{\frac{c_{44}}{\rho}} = \sqrt{\frac{c_{11} - c_{12}}{2\rho}} \quad (4.25)$$

$$V_l = \sqrt{\frac{c_{11}}{\rho}} \quad (4.26)$$

Les valeurs calculées du tenseur C sont résumés dans le tableau suivant

Note : ρ la masse volumique mesurée au laboratoire est :

Plexiglas $\rho_{plex}=1020.5\text{kg/m}^3$

Polyamide $\rho_{poly}=1140\text{kg/m}^3$.

	C_{11} (Gpa)	C_{44} (Gpa)	C_{12} (Gpa)
Plexiglas	6.01	0.80	4.41
Polyamide	7.86	1.20	5.46

Tableau(4-4) : les constantes d'élasticité du plexiglas et du polyamide.

• Le module d'Young et le coefficient de poisson peuvent être calculés à partir des vitesses longitudinales et transversales en appliquant les relations suivantes [39] :

Le module d'Young
$$E = \frac{\rho V_s^2 (3V_l^2 - 4V_s^2)}{V_l^2 - V_s^2} \quad (4.27)$$

le coefficient de poisson
$$\nu = \frac{V_l^2 - 2V_s^2}{2(V_l^2 - V_s^2)} \quad (4.28)$$

	E(Gpa)			ν		
	valeur de reference	valeur mesurée	er (%)	valeur de reference	Valeur mesurée	er (%)
Plexiglas	2.24 à 3.24	2.28	----	0.37	0.42	13.51
polyamide	1.59 à 3.79	3.38	----	0.41	0.40	2.43

Tableau (4-5) : modules d'élasticité mesurés.

4.6.2 Détermination du coefficients de viscosité :

Les résultats obtenus lors de la mesure des vitesses et des atténuations nous ont permis de déterminer le coefficient de viscosité (η) dans le plexiglas et le polyamide en fonction de la fréquence .la relation entre la viscosité et l'atténuation et la vitesse de phase est donné par :

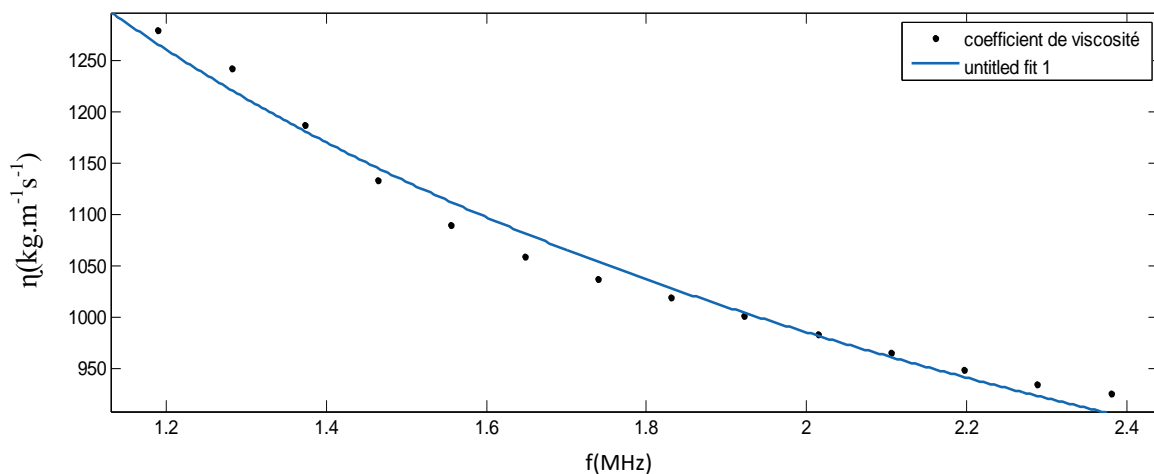
$$\eta = \frac{\rho V_l}{2\alpha} \quad (4.29)$$

les figures (4-12) (4-13) montrent les résultats de ce calcul avec les courbes de fit.

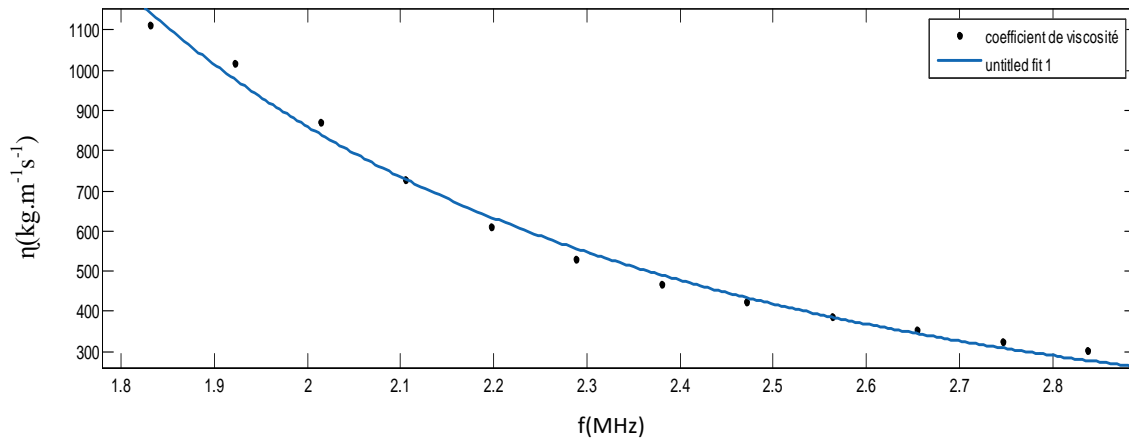
Ces courbes de fit donnent une loi en puissance de la viscosité en fonction de la fréquence .

$$\eta(f) = \eta_0 * f^b$$

Ces coefficients sont résumés dans le tableau (4-6):



Figure(4.12) : Courbe représentant variation le coefficient de viscosité en fonction de la fréquence pour le polyamide .[$\eta(f) = \eta_0 * f^b$] , $\eta_0 = 1.36 * 10^3$ (kg/m.s.MHz) , $b = -0.49$.



Figure(4.13) : Courbe représentant variation le coefficient de viscosité en fonction de la fréquence pour le plexiglas .[$\eta(f)=\eta_0 \cdot f^b$] , $\eta_0= 1.22 \cdot 10^3$ (kg/m.s.MHz) , $b= -1.42$.

	η_0 (kg.m ⁻¹ .s ⁻¹)
Plexiglas	$1.22 \cdot 10^3$
Polyamide	$1.36 \cdot 10^3$

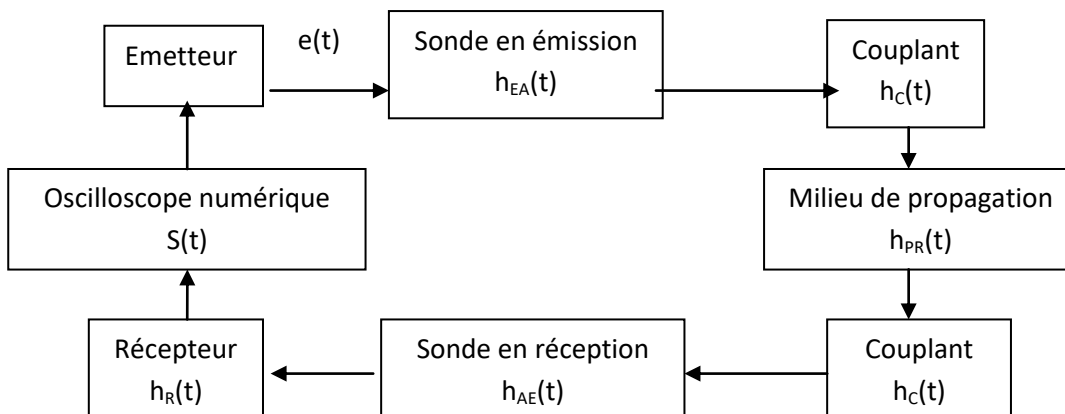
tableau (4-6): Tableau représentant le coefficient viscosité du plexiglas et polyamide.

4.7.Simulation numérique des signaux expérimentaux :

Afin de valider le modèle théorique, nous avons simulé le parcours du signal ultrasonore depuis sa génération jusqu'à son acquisition. Puis nous avons confronté les résultats expérimentaux aux résultats théoriques.

4.7.1.Description de la méthode :

La chaîne électroacoustique peut être considérée comme un système linéaire invariant et peut donc être schématisée par la figure suivante [6] :



Figure(4.14) : Schéma synoptique de la chaîne électroacoustique

Dans le cas où chaque élément de la chaîne de mesure est considéré comme un filtre linéaire, le signal visualisé sur l'oscilloscope s'exprime en fonction des réponses impulsionnelles de ces éléments par :

$$s(x_1, t) = e(t) * h_{EA}(t) * h_{CE}(t) * h_{PR}(x_1, t) * h_{CR}(t) * h_{AE}(t) * h_R(t)$$

Où

$e(t)$ est le signal électrique appliqué à l'entrée du transducteur.

$h_{EA}(t)$ est la réponse impulsionnelle électroacoustique du transducteur.

$h_{CE}(t)$ est la réponse impulsionnelle du couplant en émission.

$h_{PR}(x_1, t)$ est la réponse impulsionnelle du milieu de propagation en écho mode pour un signal ayant parcouru une distance x_1 .

$h_{CR}(t)$ est la réponse impulsionnelle du couplant en réception.

$h_{AE}(t)$ est la réponse impulsionnelle acoustoélectrique du transducteur.

$h_R(t)$ est la réponse impulsionnelle de l'étage récepteur.

$s(x_1, t)$ est le signal visualisé sur l'oscilloscope à un instant t et pour une distance de propagation x_1 .

Dans le domaine fréquentiel l'expression précédente s'écrirait sous la forme suivante :

$$S(x_1, f) = E(f) H_{EA}(f) H_{CE}(f) H_{PR}(x_1, f) H_{CR}(f) H_{AE}(f) H_R(f)$$

Un autre signal obtenu à une distance de propagation x_2 , s'écrirait de la manière suivante :

$$S(x_2, f) = E(f) H_{EA}(f) H_{CE}(f) H_{PR}(x_2, f) H_{CR}(f) H_{AE}(f) H_R(f)$$

En faisant le rapport des deux expressions, nous obtenons :

$$\frac{S(x_2, f)}{S(x_1, f)} = \frac{H_{PR}(x_2, f)}{H_{PR}(x_1, f)}$$

$$H_{PR}(x, f) = \frac{H_{PR}(x_2, f)}{H_{PR}(x_1, f)} = MTF(x, f)$$

et dans le domaine temporel:

$$s(x_2, t) = s(x_1, t) * h_{PR}(x, t) \quad (4.30)$$

Où

$$h_{PR}(x, t) = \text{mirf}(x, t)$$

La forme d'onde à la position x_2 peut être obtenue par convolution du signal obtenu pour une faible épaisseur avec la réponse impulsionnelle du filtre de propagation à la position x_2 .

4.7.2 Résultats des simulations des signaux expérimentaux :

La figure (4-15) représente une comparaison entre un signal expérimental et un signal théorique, pour une fréquence de 3.4 MHz et une distance de propagation de 10 mm. Nous

remarquons que les signaux sont comparables par leurs amplitudes et par leurs instants d'arrivées.

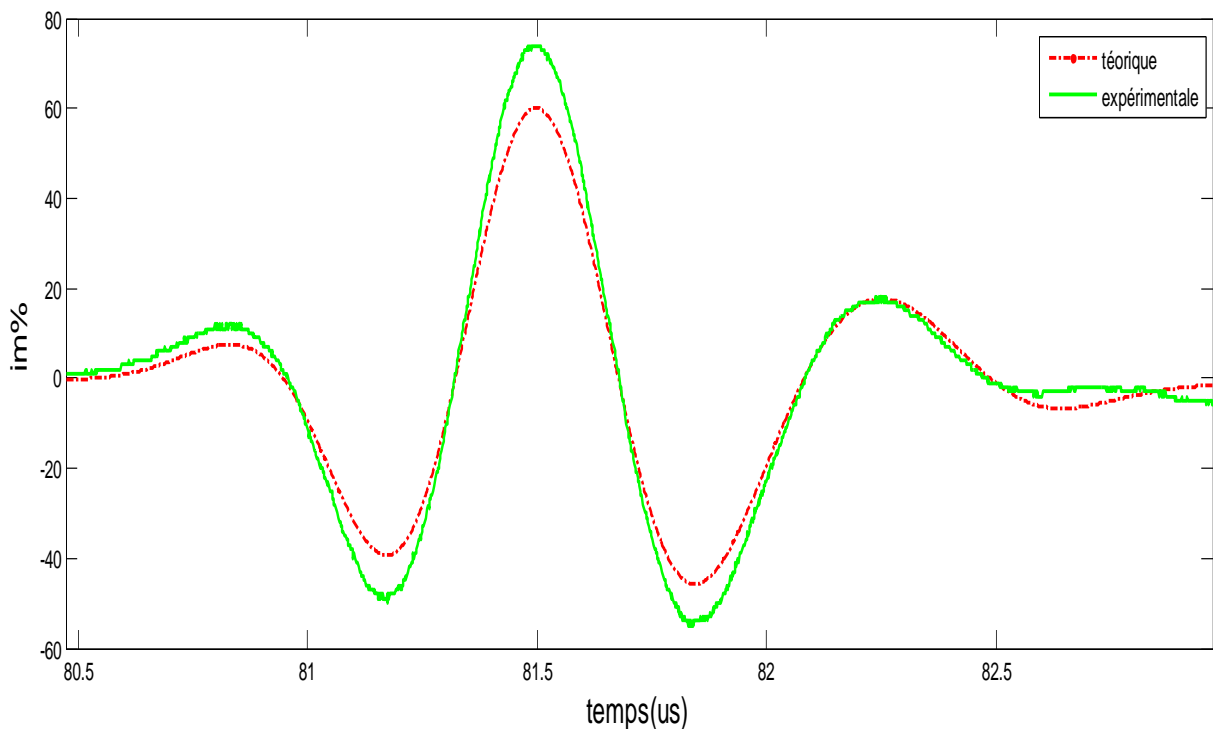


Figure (4-15) : Comparaison entre un signal expérimental et un signal théorique pour une fréquence de transducteur $f = 3.4$ MHz et une profondeur de $z = 10$ mm

4.8. Conclusion :

Estimation des paramètres acoustiques des matériaux par techniques de réflexion ultrasonores reste un domaine délicat car il nécessite des dispositions pour des mesures adaptées aux phénomènes générés d'un tel que milieu de propagation .

en effet la caractérisation d'un matériaux est basée sur une bonne estimation des mesures ultrasonores qui est réduit au domaine temporel et fréquentiel des ondes de propagation à travers ce dernier. ainsi la connaissance de ces caractéristiques a conduit à l'identification des propriétés d'élasticité et de viscoélasticité des matériaux étudiés en plexiglas et en polyamide en outre, pour une meilleure estimation du temps de vol de l'onde émise dont dépend toutes les autres propriétés du matériaux, les résultats s'obtenue de bonnes estimations jugées très satisfaisantes par rapports à la littérature scientifique.

Les résultats obtenus incitent davantage à la généralisation de ces méthodes ultrasonores pour une caractérisation réelle de nouveaux matériaux.

4.9. Conclusion Générale :

Cette recherche s'inscrit dans le cadre de l'étude des propriétés de propagation et d'atténuation des ondes ultrasonores en vue d'une évaluation simultanée des vitesses de propagation et de l'atténuation des ultrasons dans des matériaux polymériques.

En effet l'étude du phénomène de propagation et d'atténuation des ondes acoustiques est d'un intérêt certain dans le domaine de l'évaluation non destructive des matériaux. Dès qu'un phénomène dissipatif apparaît, la propagation des ondes acoustiques généralement décrite par un modèle de comportement viscoélastique. La prise en compte d'un tel phénomène pour l'évaluation non destructive des matériaux, comme la viscosité du matériau, permet alors de modéliser un comportement se rapprochant d'un milieu réel et donc d'aboutir à une meilleure caractérisation. Par conséquent la prise en compte de la viscosité dans le modèle de propagation s'avère nécessaire pour la plus part des matériaux.

Pour le cas du polymère, milieu considéré comme absorbant et l'absorption résultant essentiellement du phénomène de relaxation. La relaxation étant un phénomène physique qui doit obéir au principe de causalité, nous avons établi les relations entre l'atténuation et la vitesse de propagation pour satisfaire ce principe; ces relations ont été complétées par le critère de Paley-Wiener.

Pour cela, nous avons exposés un modèle qui décrit le phénomène de l'absorption dans les matériaux présentant une absorption dépendant de la puissance de la fréquence, comme dans le cas des polymères. Dans ce modèle, nous avons établi l'équation d'onde dans un milieu absorbant, en prenant en compte ou non, le principe de causalité. Ce principe a permis de mettre en évidence le phénomène de dispersion et de déduire les relations de dispersion de la vitesse de phase. Ceci a été possible, en reliant l'absorption à la vitesse de phase par les relations de Kramers-Krönig temporelles sans se préoccuper du critère de Paley-Weiner. Plus encore, ce modèle nous a permis la résolution de l'équation d'onde sous l'approximation parabolique. Nous avons pu faire obtenir, ainsi, la réponse impulsionnelle du milieu de propagation qu'elle soit causale ou non. La simulation de cette solution nous a permis la description de l'effet de l'absorption sur la propagation de l'onde ultrasonore. Le milieu de propagation est pris comme ayant une absorption et une vitesse de propagation comparable à celles des polymères, comme c'est le cas du plexiglas et de la polyamide .

La mesure des vitesses et des atténuations nous a permis de déterminer les constantes élastiques et les coefficients de viscosité. La simulation numérique des signaux

expérimentaux a permis de comparer des signaux théoriques avec des signaux expérimentaux et ainsi de valider les hypothèses du modèle théorique.

les résultats obtenus sur les matériaux analysés présentent de bonnes estimations jugées très satisfaisantes par rapport à la littérature.les résultats obtenue incitent davantage à la généralisation de ces méthodes ultrasonores pour une caractérisation réelle de nouveaux matériaux.

Bibliographies

- [1] : **Teraoka**, “*Polymer Solutions, An introduction to physical properties*”, Ed. Polytechnic University Brooklyn, New York, (2002).
- [2] : Introduction à la physique des polymères Cours et exercices
- [3] : **Jean Pierre Mercier Ernest Maréchal** « TRAITÉ DES MATÉRIAUX Chimie des polymères (synthèses-réactions-dégradations » Presses polytechniques et universitaires romandes ISBN 2-88074-240-4
- [4] : **DRIS Locif** « évaluation simultanée des vitesse de propagation et d’atténuation des ultrasons dans des matériaux composites et polymères » Thèse de Magister, (UMMB)BOUMERDES 2007
- [5] : **Kausch. H. H, Plummer. C. J, Heymans. N, Decroly. P** , « Traité des matériaux polymères propriétés mécaniques et physiques ”, Presses polytechniques et universitaires romandes, 2001, 195-273.
- [6] : **MAGHLAOUI Nadir** « étude théorique et expérimentale de la propagation des ondes ultrasonores dans les solides polymères » Thèse de Magister, USTHB, Alger (2006)
- [7] : **Marc CARREGA ET COLL** « MATERIAUX INDUSTRIELS MATERIAUX POLMERES DUNOD » paris .2000 ISBN2 10 004694 2.
- [8] : **Jean Louis Halary ,Françoise Lauprète ,Lucien Monnerie** “Mécanique des matériaux polymère”Belin
- [9] : **Pierre-Yves BAILLIF** “étude par spectroscopies mécaniques ,diélectrique et diffusion de la lumière de la croissance de réseaux polyuréthanes” Thèse de Doctorat en Physique, Université du Maine - Le Mans 01 1998
- [10] : **Ludovic ODONI** ” propriétés mécanique et effet d’échelle” Thèse de Doctorat en Physique L'ECOLE CENTRALE DE LYON 04 1999.
- [11] : **Jean-Pierre LEFEBVRE, Philippe LASAYGUE, Catherine POTEL, Jean-François de BELLEVAL, Philippe GATIGNOL** “ L'ACOUSTIQUE ULTRASONORE ET SES APPLICATIONS” 1ère partie Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine
- [12] : **OTHMANI MARABOUT Mohamed Sadek** “ Propagation des ondes ultra-sonore dans les milieux solides hétérogènes- Application au cas du béton “ Thèse de Magister, Université de Biskra
- [13]: **K. Aki, P.G. Richards**, Quantitative seismology, W.H. Freeman, San Fransisco, 1980
- [14] **Banks B, Gordon E et Rawding H**, « La détection ultrasonique des défauts dans les matériaux », Paris 1966.
- [15] : **Zahira Ghalmi** ” contribution au développement d’un capteur ultrasonique pour mesurer l’épaisseur de la glase “presente a l’université du QUÉBEC LA MAÎTRISE EN INGENIERIE mars 2006
- [16] : **Dognon A.**, « Les ultrasons et leurs applications », Presses universitaire de France, Paris 1953.
- [17] : **Loic Hall** “caractérisation de transducteurs ultrasonores focalisés(HIFU)dédiés à la sonochimie : application à l’irradiation de polymères “ thèse de doctorat université de Franche-Comté 05 2009
- [18] : **Syrota A.**, « Bases physiques de l’imagerie ultrasonore », N° Paris Onze édition H37, 1994.
- [19] : **Bradley E. Treeby^a and B. T. Cox**”A Computationally Efficient Elastic Wave Model for Media with Power-Law Absorption”Department of Medical Physics and Bioengineering, University College London, UK
- [20] : **Bradley E. Treeby^b and B. T. Cox** “ Modeling power law absorption and dispersion in viscoelastic solids using a split-field and the fractional Laplacian^{a)}” Department of Medical

Physics and Biomedical Engineering, University College London, Gower Street, London WC1E 6BT, United Kingdom (Received 3 February 2014; revised 1 July 2014; accepted 16 August 2014)

[21] : **Claude Gazanhes, J.P. Herault, J Kurkdji, J Sageloli** ‘‘Quelques aspects de la dispersion ultrasonore’’ [Rapport de recherche] Publications du LMA, numéro 146, LMA. 1997, 121 p. <hal-01365731>

[22] : **M. Boynard** ‘‘Notions de physique acoustique’’

[23] : **A. El Mouhtadi** ‘‘Caractérisation Ultrasonore de Plaques Viscoélastiques Homogènes et Composites’’ Thèse de Doctorat Université du Havre 12 2011

[24] : **Ngoc Tan DUONG** ‘‘Cartographie et caractérisation acoustiques des matériaux composites : Application à l’évaluation du taux volumique de porosité dans un matériau composite RTM.’’ Thèse de Doctorat Université du Havre 12 2015

[25] : Krônig, R., de L., On the theory of the dispersion of X - rays. J. Opt. Soc. Am. 12, [1926]. 547 - 557.

[26]:**PING HE**’’Determination of Ultrasonic Parameters Based on Attenuation and Dispersion Measurements’’ *Department of Biomedical and Human Factors Engineering Wright State University Dayton, Ohio 45435*

[27]:**Ping He, Member, IEEE** ’Simulation of Ultrasound Pulse Propagation in Lossy Media Obeying a Frequency Power Law’’ *iee transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, vol. 45, no. 1, january 1998

[28]: -**Naumenko A.A.*, Shcherbinin S.A., Makariev D.I., Rybyanets A.N.** ‘‘Experimental study of relationships between Ultrasonic Attenuation and Dispersion for Ceramic Matrix Composite’’*Institute of Physics, Southern Federal University, Rostov on Don, Russia*

[29] : (**O' Donnell, M., Jaynes, E., T., Miller, J., G.**, Kramers – Krônig relationships between ultrasonic attenuation and phase velocity.69, J. Acoust. Soc. Am. [1981]

[30]:**O' Donnell, M., Jaynes, E., T., Miller, J., G.**, General relationships between ultrasonic attenuation and dispersion. 63, J. Acoust. Soc. Am. [1978], 1935 - 1937.

[31]:**Ping He, Senior Member, IEEE** ‘‘Experimental Veri_ cation of Models for Determining Dispersion from Attenuation’’ *iee transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, vol. 46, no. 3, may 1999

[32]: **Thomas L. Szabo**’’Causal theories and data for acoustic attenuation obeying a frequency power law’’*Hewlett-Packara• 3000 MinutemanB oa& Andover,M assachusetts 0 1810* (Received20 March1 994;a cceptefdo r publicatio1n4 August1 994)

[33]: **I. Nouioua** : Contribution à l’étude de l’absorption dans les matériaux imitant les tissus biologiques mous. Thèse de Magister, USTHB, Alger (2010)

[34]: **Thomas L. Szabo** ‘‘Time domain wave equations for lossy media obeyinga frequency power law’’ (Received1 8 October1 993;a cceptefdo r publicatio1n8 March1 994)

[35]: **T.L. Szabo and J. Wu**, ‘‘A model for longitudinal and shear wave propagation in viscoelastic media,’’ J. Acoust. Soc. Am.107 (5), 2437-2446 (2000).

[36]:**Thomas L. Szabo** ‘‘DIAGNOSTIC ULTRASOUND IMAGING: INSIDE OUT’’ ACADEMIC PRESS SERIES IN BIOMEDICAL ENGINEERING

Joseph Bronzino, Series Editor Trinity College - Hartford, Connecticut

[37]: **Ping He, Senior Member, IEEE** ’Experimental Veri_ cation of Models for Determining Dispersion from Attenuation’’46, no. 3, may 1999

[38]: **Ping He,** " Measurement of acoustic dispersion using both transmitted and reflected pulses, J. Acoust. Soc. Am. 107 (2), 2000, 801-807.

[39] :**Florence Elias** ELASTICIT Notes de cours 2017 - 2018

Annexe A :

Annexe A: les propriétés mécaniques des matériaux				
Material	Density (kg/m ³)	V _l (m/s)	V _s (m/s)	Z /10 ³ (kg.m ² /s)
Aluminum	2700	6320	3130	17064
Copper	8900	4700	2260	41830
Quartz melted	2200	5970	3765	13134
Steel	7850	5940	3250	46629
Nylon	1100	2620	1080	2882
Beryllium	1846	12890	8880	23794.94
Chrome	7194	6608	4005	47537.95
Copper	8933	4759	2325	42512.15
Indium	7290	2560		18662.4
Lead	11343	2160	700	24500.88
Pure Nickel	8800	6530	2960	57464
Platinum	21450	3260	1730	69927
Silver	10500	3704	1628	38892
Thorium	11725	2400	1560	28140
Uranium	19050	3370	1940	64198.5
Zirconium	6507	4650	2250	30257.55
Silicon carbide	3210	12099	7485	38837.79
Tungsten carbonate	15000	6655	3984	99825
Water	1000	1480	-	1480
Gold	19300	3240	1200	62532

Tableau (4-7): Densités, vitesses du son et impédances acoustiques de certains matériaux communs
 * Y. Bar-Cohen, A. K. Mal. Ultrasonic inspection. In: ASM Handbook, 1996, vol. 17, pp. 231-277.

Vitesse d'adaptation(fiting), transversale V_s par rapport à longitudinale V_l

Premièrement, et à partir des données disponibles dans le manuel des matériaux (tableau 4.7) Concernant les vitesses des ondes acoustiques dans les matériaux, nous avons déterminé par courbe une relation empirique, entre cl et cs, sur un ensemble de 20 matériaux de différentes classes (métaux, verres, céramiques, polymères, ...). Le calcul des coefficients de régression de différents ajustements (linéaire, quadratique, ...) permet d'accepter l'approximation linéaire (coefficient de régression égal à 0,7048 pour la relation Vs - Vl et (figure 1) .Ces relations empiriques sont exprimées comme suit :

$$V_s = 0.7048V_l - 824.8$$

```

fitresult =

Linear model Poly1:

fitresult(x) = p1*x + p2

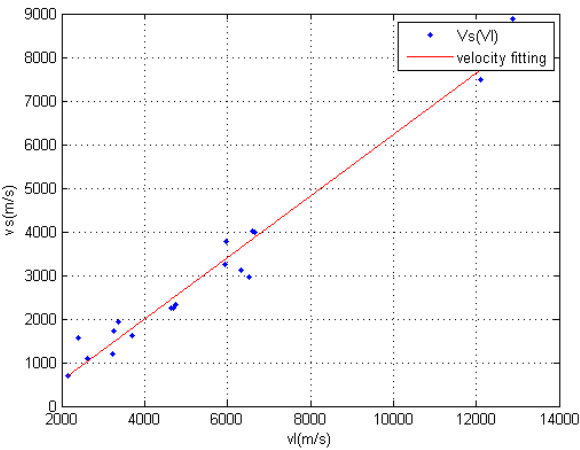
Coefficients (with 95% confidence bounds):

p1 = 0.7048 (0.637, 0.7725)

p2 = -824.8 (-1243, -407.1)

```

Tableau (4-8): Résultat du programme Matlab



Figure(4-16): Relation entre les différentes vitesses des modes, pour un ensemble de matériaux homogènes et isotropes. $V_s = f(V_l)$

ملخص :

أثناء عملية اختبار بطريقه صدى ما فوق الصوتية لمواد بوليميرية، ينتج تغير طيفي للخصائص الملازمة لسرعة التبدد وتخامد الأمواج ما فوق صوتية. يكمن هذا العمل في دراسة خصائص الانتشار وتخامد الموجات فوق الصوتية للتقييم المتزامن لسرعة انتشار الموجات فوق الصوتية والتخامد في المواد البوليميرية. وبالتالي فإن معرفة هذه الخصائص أدت إلى تحدي الخصائص اللزجة للمواد التي تمت دراستها في صفيحة من الزجاج الشفاف وأسطوانة البولي أميد. بالإضافة إلى ذلك ، من أجل تقدير أفضل لوقت طيران الموجة المرسله التي تعتمد عليها جميع الخواص الأخرى للمادة ، تم استخدام طريقة الارتباط بين إشارتين. النتائج المتحصل عليها في المواد المدروسة مرضية من حيث تطابقها مع النتائج المنشورة في الصحف العلمية.

الكلمات المفتاحية : ما فوق الصوتية، الانتشار، الأمواج، تخامد الأمواج ما فوق الصوتية، المواد.

Résumé :

lors de l'examen ultrasonore par mode écho des matériaux polymères, il se produit une modification des paramètres acoustiques qui sont la vitesse de propagation et l'atténuation de l'onde émise. Ce travail réside dans l'étude des propriétés de propagation des ondes ultrasonores en vue d'une évaluation simultanée des vitesses de propagation et de l'atténuation des ultrasons dans les matériaux polymérique. Ainsi la connaissance de ces caractéristiques a conduit à l'indentification des propriétés viscoélastique des matériaux étudiés en plaque de plexiglas et cylindre de polyamide .En outre, pour une meilleure estimation du temps de vols de l'onde émise dont dépend toutes les autres propriétés du matériaux, on a utilisé la méthode d'intercorrélation entre deux signaux.

Les résultats obtenus sur les matériaux analysés présentent de bonnes estimations jugées très satisfaisantes par rapport à la littérature.

Mots clés : ultrasons, propagation, ondes, atténuation des ultrasons, matériaux.

Abstract

During ultrasound inspection by echo mode in polymeric materials, there is a modification of the acoustic parameters such velocity and attenuation of the transmitted wave. This work lies in the study of propagation properties and the attenuation of ultrasonic waves with a view to simultaneous evaluation of propagation velocities and attenuation of ultrasound in polymeric materials. So knowing these characteristics we can identify the viscous elastic properties of the materials studied (Plexiglas plate and polyamide cylinder). In addition, for a better estimation of the flight time of the wave which depends on all the other properties of the material we used the intercorrelation method between two signals. The results obtained on the analyzed materials present a good estimation in comparison to those indicated by the literature.

Key words : ultrasound ,propagation ,waves ,ultrasound attenuation ,materials.