



HAL
open science

Contribution à la caractérisation non destructive des roches terrestres et extraterrestres par des techniques ultrasonores

Dris El Abassi

► **To cite this version:**

Dris El Abassi. Contribution à la caractérisation non destructive des roches terrestres et extraterrestres par des techniques ultrasonores. Instrumentations et Détecteurs [physics.ins-det]. UNIVERSITE IBN ZOHR AGADIR MAROC, 2014. Français. NNT : . tel-01496505

HAL Id: tel-01496505

<https://theses.hal.science/tel-01496505>

Submitted on 31 Mar 2017

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

كلية العلوم
ⵜⴰⴳⴷⴰⵏⵜ ⵏ ⵜⴰⴳⴷⴰⵏⵜ
FACULTÉ DES SCIENCES



UNIVERSITE IBN ZOHR
FACULTE DES SCIENCES
CENTRE DES ETUDES DOCTORALES IBN ZOHR
Formation doctorale : Sciences, Techniques et Ingénierie
THESE

Présentée par

Dris EL ABASSI

Pour l'obtention du grade de

DOCTORAT NATIONAL

Spécialité : Métrologie et Traitement de l'Information

Contribution à la caractérisation non destructive des roches terrestres et extraterrestres par des techniques ultrasonores

Dirigée par le Pr. Bouazza FAIZ et le Pr. Abderrahmane IBHI

Soutenue le samedi 07 Juin 2014 devant le jury composé de:

Pr. Ali MOUDDEN	Faculté des Sciences, Université Ibn Zohr, Agadir	<i>Président</i>
Pr. Sougrati BELATTAR	Faculté des Sciences Semlalia (FSSM), Marrakech	<i>Rapporteur</i>
Pr. Abdellah AMGHAR	Faculté des Sciences, Université Ibn Zohr, Agadir	<i>Rapporteur</i>
Pr. Mohamed BOUR	Faculté des Sciences Ben M'Sik Casablanca	<i>Rapporteur</i>
Pr. Rachid LATIF	École Nationale des Sciences Appliquées d'Agadir	<i>Examineur</i>
Pr. Bouazza FAIZ	Faculté des Sciences, Université Ibn Zohr, Agadir	<i>Directeur de thèse</i>
Pr. Abderrahmane IBHI	Faculté des Sciences, Université Ibn Zohr, Agadir	<i>Directeur de thèse</i>

Résumé

Les ultrasons offrent, actuellement, de nombreuses applications d'intérêt dans plusieurs domaines tels que la médecine, le génie civil et la géophysique. C'est, d'ailleurs, cette dernière application qui suscite notre intérêt et qui sera à la base des travaux présentés dans cette thèse de doctorat. L'objectif de ce travail est de valider et développer des techniques non destructives, basées sur la propagation des ondes ultrasonores, permettant de caractériser les roches terrestres et extraterrestres.

Dans le premier volet, nous avons appliqué la technique ultrasonore par transmission pour caractériser des échantillons de roches terrestres. Ces dernières font partie de trois grandes familles selon la classification géologique: roches magmatiques, roches métamorphiques et roches sédimentaires. Les méthodes utilisées, habituellement, sont basées sur la mesure des paramètres ultrasonores, à savoir: les vitesses longitudinale et transversale. La mesure de ces paramètres ne permet pas d'identifier les trois grands types des roches. C'est la raison pour laquelle, nous étudions la faisabilité d'utiliser les ondes de Lamb comme une nouvelle contribution originale pour résoudre ce problème. Nous avons représenté, pour chaque type de roche, une signature ultrasonore correspondante en utilisant les courbes de dispersion des ondes de Lamb trouvées expérimentalement. Les résultats obtenus montrent que la pente de descente des modes de Lamb est un critère fiable et efficace pour classer les roches. Cette solution ultrasonore est adéquate pour une classification précise, rapide et elle n'est pas coûteuse.

Dans le deuxième volet, nous avons développé une technique, fiable et non destructive qui est l'ultrasonore par réflexion, afin d'étudier les propriétés physiques des météorites collectées au Maroc. Cette technique est basée principalement sur la mesure du coefficient de réflexion à la première interface des échantillons en incidence variable. Elle nous a permis de quantifier le pourcentage de la porosité des météorites étudiées avec des valeurs qui sont très proches de la réalité. Cette méthode reste parmi les techniques les plus fiables pour obtenir un paramètre très intéressant dans les études des astéroïdes notamment le taux de porosité. Les échantillons sélectionnés pour cette étude touchent plusieurs types de météorites différenciées et non différenciées notamment les chondrites ordinaires (chutes observées et trouvailles) et les achondrites (pierreuses et métallo-pierreuses).

Globalement, ce travail reste une base de départ pour l'étude des roches au Maroc. Malgré les difficultés rencontrées et les améliorations à apporter, les techniques utilisées ont du potentiel pour caractériser les roches d'une façon rapide et non destructive.

Mots clés: *Roches terrestres, Météorites, Propriétés physiques, Contrôle non destructif, Ondes ultrasonores, Ondes de Lamb.*

Abstract

Ultrasound investigations offer at the present time a great number of interesting applications in many different fields like medicine, engineering and geophysics. This PhD thesis concentrates on the application of ultrasound techniques in geophysics with the ambition to valid and to develop non-destructive techniques based on the propagation of ultrasound waves in order to characterize terrestrial and extraterrestrial rocks.

In the first part of the thesis we used an ultrasonic technique working with the transmitted waves for characterizing samples of terrestrial rocks from all of the three large families of the geological classification: magmatic rocks, metamorphic rocks and sedimentary rocks. The usually employed methods are based on the measurement of the longitudinal and transversal velocities of the ultrasound waves, which does not allow to identify the former mentioned main rocks types. For this reason we studied the feasibility of using Lamb waves as a new original method to determine the membership of an investigated rock to one of the above mentioned rock families. For every rock type we showed the corresponding ultrasound signature by using the experimentally found dispersion curves of the Lamb waves. The obtained results show that the falling gradient of the Lam modes is a reliable and efficient criteria for the classification of rocks. This ultrasound solution is suitable for a precise and rapid classification and is not expensive.

In the second part of the thesis a reliable and non-destructive technique is developed which evaluates the reflected ultrasound waves in order to study the physical properties of meteorites collected in Morocco. This technique is based mainly on the measurement of the reflexion coefficient of the first interface (surface) of the sample at different incidence angles. This allowed us to determine the porosity of the studied meteorites in a very good agreement with the true porosity values determined by classical methods. This method is one of the most reliable techniques to evaluate one interesting parameter of asteroids namely their degree of porosity. The samples selected for this study strike several meteorite types (differentiated and non differentiated), especially ordinary chondrites (observed falls and findings) and achondrites (stony and stony-iron).

Generally this work might be considered as a starting point for the study of Moroccan rocks. Despite all of the encountered problems and the improvements still to be added the used techniques have the potential to characterize rocks in a rapid and non-destructive way.

Key words: *terrestrial rocks, meteorites, physical properties, non-destructive testing, ultrasound waves, Lamb waves.*

Remerciements

Cette thèse de doctorat a été préparée sous l'encadrement de Monsieur **Bouazza FAIZ** et Monsieur **Abderrahmane IBHI** professeurs à la Faculté des Sciences d'Agadir (FSA) qui ont suivi pas à pas le déroulement de ce travail. C'est le fruit de la collaboration entre le Laboratoire de Métrologie et Traitement de l'Information (LMTI) et Le Laboratoire Géopatrimoine et Géomatériaux (L2G), à la faculté des Sciences d'Agadir.

Je tiens tout d'abord à remercier **Dieu** le tout puissant et miséricordieux qui m'a donné la force et la patience d'accomplir cette thèse. En second lieu, je tiens à présenter mes remerciements les plus sincères à mes professeurs encadrant qui m'ont proposé ce sujet de thèse aux multiples facettes qui m'a énormément appris. Leurs explications et leurs enthousiasmes lors des discussions scientifiques sont rafraîchissants pour les jeunes chercheurs. Je voudrais, également, témoigner ma gratitude pour leurs patiences, leurs conseils, leurs soutiens qui m'ont été précieux afin de mener mon travail à bon port. C'est une chance et un honneur pour moi d'être leur doctorant.

Mes remerciements s'adressent également à Messieurs : **Abdellah AMGHAR** professeur à la Faculté des Sciences d'Agadir, **Sougrati BELATTAR** professeur à la Faculté des Sciences Semlalia de Marrakech (FSSM) et **Mohamed BOUR** professeur à la à la Faculté des Sciences Ben M'Sik Casablanca (FSB), pour avoir accepté d'être rapporteurs de la thèse et pour l'intérêt qu'ils ont porté au travail réalisé. Leur lecture attentive de ce manuscrit et leurs remarques ont été très constructives.

Je me permets d'adresser mes remerciements et mes respects à Monsieur **Ali MOUDDEN** professeur à la Faculté des Sciences d'Agadir pour l'honneur qu'il nous fait en acceptant de présider ce jury.

Je remercie également Monsieur **Rachid LATIF** professeur à l'École Nationale des Sciences Appliquée d'Agadir, d'avoir accepté d'examiner cette thèse de doctorat.

Mes sincères remerciements à tous ceux qui ont été essentiels à l'avancement de mes travaux: Monsieur **Idris ABOUDAUD** pour sa précieuse aide apportée lors des mesures expérimentales, le Pr. **Driss IZBAIM** pour ses conseils et sa gentillesse, Monsieur **Elhocine OUACHA** pour sa patience et le Pr. **Youssef BAGHANJA** qui s'est occupé de la révision linguistique de ce manuscrit. Je n'arrive jamais à les remercier suffisamment pour tout l'aide qu'ils m'ont apportée.

Mes remerciements vont également à Monsieur le professeur **H.ASSIF**, responsable de Laboratoire, pour toute l'aide matérielle et morale qu'il a apporté à ce travail.

Je remercie chaleureusement tous les membres du (LMTI) professeurs et doctorants chercheurs, pour leur sens de l'humour, leur soutien, leur patience et leurs conseils;

Je remercie **Madame Idrissi** la Directrice du centre Doctorale de l'Université Ibn Zohr et M. **Omar HASSNAOUI** dont leurs aides m'ont été très précieuses pour régler les difficultés administratives.

La liste ne serait pas complète sans citer tous mes amis et ma famille qui ont su me supporter et me soutenir durant ces années. C'est aussi grâce à eux que cette thèse a pu être menée à bien. Merci énormément à mon oncle **Abass EL ABASSI** d'être venu de ma soutenance.

Table des matières

Résumé	ii
Abstract	iii
Remerciements	iv
Liste des tableaux	xi
Table des figures	xii
Introduction générale	1

Partie I

Chapitre I: Les échantillons à étudier et les techniques de caractérisations traditionnelles

I.1. Introduction	5
I.2. Généralités sur les roches terrestres	5
I.2.1. Définitions.....	5
I.2.2. Modes de formation.....	5
I.2.2.1. Les roches sédimentaires.....	5
I.2.2.2. Les roches magmatiques.....	6
I.2.2.3. Les roches métamorphiques.....	6
I.3. Les techniques traditionnelles usuelles de la classification et la caractérisation des roches	7
I.3.1. La pétrographie des roches.....	7
I.3.1.1. Observation à l'œil nu.....	8
I.3.1.2. Observations microscopiques.....	8
I.3.2. Analyse géochimique.....	8
I.3.3. Essais mécaniques.....	9
I.4. Caractérisation non-destructive des roches	9
I.4.1. Technique de traitement d'images.....	9
I.4.2. Techniques ultrasonores.....	10
I.5. Choix des échantillons	11
I.5.1. Roches magmatiques.....	11
I.5.1.1. Roches plutoniques.....	11
I.5.1.2. Roches volcaniques.....	12
I.5.2. Roches sédimentaires.....	12

I.5.3. Roches métamorphiques.....	13
I.6. Conclusion.....	13
I.7. Références bibliographiques.....	13

Chapitre II: Modélisation de la propagation acoustique des ondes de Lamb dans une plaque immergée dans un fluide

II.1. Introduction.....	15
II.2. Généralités sur les ultrasons.....	15
II.2.1. Définition d'une onde ultrasonore.....	15
II.2.2. Utilisation des ondes ultrasonore.....	15
II.2.2.1. La génération des ondes ultrasonores.....	15
II.2.2.2. La détection des ondes ultrasonores.....	16
II.2.2.3. La propagation des ondes ultrasonores.....	16
II.2.3. Différents types des ondes ultrasonores.....	16
II.2.3.1. Onde longitudinale ou de compression.....	16
II.2.3.2. Onde transversale ou de cisaillement.....	16
II.2.3.3. Onde stationnaire.....	17
II.2.3.4. Onde de surface.....	17
II.2.4. Principe de fonctionnement des transducteurs.....	17
II.2.5. La forme des faisceaux ultrasonores.....	19
II.3. Etude théorique de la diffusion acoustique.....	20
II.3.1. Propagation dans les solides et dans les liquides isotropes.....	20
II.3.1.1. Tenseur des déformations.....	20
II.3.1.2. Tenseur des contraintes.....	21
II.3.1.3. Relation entre contraintes et déformation : Loi de Hooke.....	21
II.3.1.4. Equation de propagation d'une onde ultrasonore dans un milieu isotrope.....	22
II.3.1.5. Solution de l'équation de propagation.....	23
II.3.1.6. Potentiels des elongations. Potentiels des vitesses.....	24
II.3.1.7. Cas particulier du milieu liquide.....	25
II.3.2. Coefficient de réflexion et de transmission à une interface liquide / solide.....	25
II.3.2.1. Position du problème.....	25
II.3.2.2. Equation de continuité.....	26
II.3.2.3. Expression du coefficient de réflexion et de transmission.....	27
II.4. Ondes de Lamb et courbes de dispersion.....	28
II.4.1. Équations de dispersion pour une plaque libre.....	29

II.4.2. Équations de dispersion pour une plaque immergée dans un fluide.....	32
II.4.3. Coefficient de transmission et de réflexion d'une plaque immergée.....	32
II.4.4. Simulation numérique des courbes de dispersion.....	35
II.4.4.1. Fréquence de coupure.....	37
II.4.4.2. Analyse angulaire.....	38
II.4.4.3. Analyse fréquentielle.....	39
II.4.4.4. Termes de transitions	39
II.5. Conclusion.....	42
II.6. Références bibliographiques.....	42

Chapitre III: Etude expérimentale : exploitation des courbes de dispersion dans la classification des roches terrestres

III.1. Introduction.....	44
III.2. Préparation des échantillons étudiés.....	44
III.3. Description du protocole expérimental.....	45
III.3.1. Choix de la méthode ultrasonore.....	45
III.3.2. Montage expérimental.....	46
III.3.3. Test du montage avec une plaque de référence.....	46
III.3.3.1. Mesure de la vitesse longitudinale.....	48
III.3.3.2. Mesure de la vitesse transversale.....	48
III.3.3.3. Mesure de l'atténuation.....	48
III.3.3.4. Paramètres acoustiques de la plaque de référence.....	50
III.4. Mesures des paramètres acoustiques et mécaniques des roches.....	50
III.4.1. Paramètres acoustiques.....	50
III.4.1.1. Principe de mesure.....	52
III.4.1.2. Mesure de la vitesse longitudinale.....	53
III.4.1.3. Mesure de la vitesse transversale.....	56
III.4.1.4. Mesure d'atténuation dans les roches.....	56
III.4.2. Propriétés mécaniques.....	58
III.4.2.1. Mesure de la densité volumique.....	58
III.4.2.2. Détermination du coefficient de Poisson.....	59
III.4.2.3. Détermination du module de Young.....	59
III.5. Résultats et interprétations.....	59

III.5.1. Corrélation entre la vitesse longitudinale et la vitesse transversale.....	60
III.5.2. Corrélation entre la vitesse longitudinale et la densité volumique.....	61
III.5.3. Corrélation entre la vitesse longitudinale et le coefficient de Poisson.....	61
III.5.4. Corrélation entre la vitesse longitudinale et le module de Young.....	62
III.5.5. Les paramètres physiques en fonction des types de roches.....	63
III.6. Dispersion des ondes de Lamb dans les plaques rocheuses.....	65
III.6.1. Etude théorique.....	65
III.6.2. Etude expérimentale.....	67
III.6.2.1. Configuration expérimentale de l'excitation et de la détection des modes de Lamb.....	67
III.6.2.2. Test du montage.....	69
III.6.2.3. Signatures acoustiques des roches obtenues expérimentalement	70
III.6.2.4. Classification ultrasonore des roches.....	76
III.6.2.4.1. Détermination de la pente de descente.....	77
III.6.2.4.2. Résultats et discussions.....	77
III.7. Conclusion.....	78
III.8. Bibliographie.....	79

Partie II

Chapitre IV: Roches extraterrestres: présentation des échantillons à étudier

IV.1. Introduction.....	81
IV.2. Généralités sur les roches extraterrestres (Météorites).....	81
IV.2.1. Introduction.....	81
IV.2.2. Origine et formation des météorites.....	82
IV.2.3. Classification des météorites.....	84
IV.2.3.1. Météorites non différenciées ou "chondrites".....	84
IV.2.3.2. Météorites différenciées ou "achondrites".....	85
IV.3. La porosité et les moyens utilisés pour la déterminer.....	85
IV.3.1. Définition.....	86
IV.3.2. Méthodes de détermination de la porosité.....	86

IV.3.2.1. Pycnométrie à gaz parfaits.....	86
IV.3.2.2. Microscopie électronique à balayage (MEB).....	86
IV.3.2.3. Porosimètre.....	87
IV.3.2.4. Les ultrasons.....	87
IV.3.2.5. L'analyse d'images 3D.....	87
IV.4. Choix des échantillons à étudier.....	88
IV.4.1. Les chondrites.....	88
IV.4.2. Les achondrites.....	89
IV.5. Conclusion.....	89
IV.6. Bibliographie.....	90

Chapitre V : Métrologie ultrasonore des propriétés physiques des météorites

V.1. Introduction.....	92
V.2. Théorie de propagation des ondes ultrasonores dans un corps poreux.....	92
V.2.1. Définition.....	92
V.2.2. Hypothèses.....	93
V.2.3. Paramètres décrivant les corps poreux.....	94
V.2.4. Théorie : Modèle du fluide équivalent.....	94
V.2.5. Coefficient de réflexion d'une onde ultrasonore à la première interface d'un corps poreux.....	95
V.2.6. Etude de la sensibilité du coefficient de réflexion.....	100
V.2.6.2. Variation de tortuosité.....	100
V.2.6.2. Variation de tortuosité.....	101
V.3. Etude expérimentale.....	102
V.3.1. Préparation des échantillons étudiés.....	102
V.3.2. Techniques de mesure ultrasonore.....	102
4.3.3.1. Présentation du montage de la technique monostatique.....	103
4.3.3.2. Présentation du montage de la technique bistatique.....	105
V.4. Mesures ultrasonores.....	106
V.4.1. Mesure du coefficient de réflexion en incidence normale et oblique.....	107
V.4.2. Mesure de la densité volumique.....	108
V.4.3. Mesure ultrasonore de la vitesse longitudinale.....	109
V.4.4. Mesure ultrasonore de la tortuosité.....	109
V.4.5. Mesure ultrasonore de la porosité.....	109
V.5. Résultats et discussions.....	112
V.6. Conclusion.....	116

V.7. Bibliographique.....	116
Conclusion générale et perspectives	138

Liste des tableaux

Tableau I.1. Description de roches plutoniques étudiées.....	11
Tableau I.2 . Description de roches volcaniques étudiées.....	12
Tableau I.3. Description de roches sédimentaires étudiées.....	12
Tableau I.4 . Description de roches métamorphiques étudiées.....	13
Tableau II.1. Propriétés acoustiques des plaques.....	36
Tableau II.2. Fréquences de coupure pour les modes An et Sn.....	38
Tableau III.1. Echantillons des roches étudiées.....	45
Tableau III.2. paramètres acoustiques de la plaque de référence.....	50
Tableau III.3. les propriétés acoustiques et mécaniques des échantillons étudiés.....	59
Tableau III.4. les fréquences de coupures calculées théoriquement et expérimentalement en MHz.....	70
Tableau III.5. Les fréquences de coupures des modes calculées théoriquement et expérimentalement en MHz.....	75
Tableau III.6. La pente de descente des modes de Lamb dans les roches étudiées [degrés/MHz]...	77
Tableau IV.1. Description des chondrites étudiées.....	88
Tableau IV.2. Description de roches étudiées.....	89
Tableau V.1. Description des météorites étudiées.....	102
Tableau V.2. Paramètres acoustiques de la lame mince de référence.....	108
Tableau V.3. Les résultats expérimentaux des météorites étudiées.....	112

Table des figures

Figure I.1. Cycle de la roche.....	7
Figure I.2. Schéma du compteur de points.	9
Figure II.1. Matériau piézoélectrique soumis à une contrainte mécanique.....	17
Figure II.2. Matériau piézoélectrique soumis à une différence de potentiel.....	17
Figure II.3. Transducteur ultrasonore.	18
Figure II.4. Impulsions de tension.	18
Figure II.5. Champ acoustique d'un transducteur disque-plan.	19
Figure II.6. Onde longitudinale.....	23
Figure II.7. Onde transversale.....	24
Figure II.8. Réflexion et transmission à une interface liquide / solide. Géométrie du problème.	26
Figure II.9. Construction des ondes de Lamb à partir des ondes longitudinales (L) et transversales (T)	29
Figure II.10. Modes de Lamb symétrique (a) et antisymétrique (b)	30
Figure II.11. Géométrie du problème.....	31
Figure II.12. Module du coefficient de réflexion en incidence normale d'une plaque de plexiglas immergé dans l'eau.	33
Figure II.13. Module du coefficient de transmission en incidence normale d'une plaque de plexiglas immergé dans l'eau.	34
Figure II.14. Allure des courbes de dispersion théorique de la plaque en verre de 0.5mm d'épaisseur.....	36
Figure II.15. Allure des courbes de dispersion théorique de la plaque en acier de 0.5mm d'épaisseur.....	37
Figure II.16. Allure des courbes de dispersion théorique de la plaque en acier de 2 mm d'épaisseur.....	38
Figure II.17. Allure des courbes de dispersion théorique de la plaque en aluminium de 0.5mm d'épaisseur.....	39
Figure II.18. Allure des courbes de dispersion théorique de la plaque en aluminium d'1 mm d'épaisseur.....	40
Figure II.19. Allure des modes antisymétriques de la plaque en aluminium d'1 mm d'épaisseur	41
Figure II.20. Allure des modes symétriques de la plaque en aluminium d'1 mm d'épaisseur	42
Figure III.1a. Découpage de la roche.....	44
Figure III.1b . Polissage de la plaque rocheuse.....	44
Figure III.2. Schéma du dispositif expérimental.	46
Figure III.3. Signal transmis par une plaque en verre de 4 mm d'épaisseur en incidence normale.	47
Figure III.4 Parcours des échos transmis par une plaque immergé dans l'eau.....	47
Figure III.6. Signal rétrodiffusé par la plaque de référence de 4 mm d'épaisseur en incidence normale.	49
Figure III.7. Amplitudes spectrales des échos A0 et A1.....	49
Figure III.8. Atténuation dans le verre.....	50

Figure III.9. Signal rétrodiffusé par la plaque rocheuse de gabbro de 4 mm d'épaisseur en incidence normale.	51
Figure III.10. Géométrie du problème.....	52
Figure III.11. Signal transmis par la plaque de verre de 4 mm d'épaisseur en incidence normale.	54
Figure III.12. Signal transmis par la plaque rocheuse de quartzite de 4 mm d'épaisseur en incidence normale.	54
Figure III.13. La phase du premier écho transite la plaque de verre de 4 mm d'épaisseur en incidence normale.	55
Figure III.14. La phase du premier écho transite la plaque rocheuse de quartzite de 4 mm d'épaisseur incidence normale.	55
Figure III.15. Atténuation de l'onde ultrasonore en fonction de la fréquence pour la série des roches magmatiques.	57
Figure III.16. Atténuation de l'onde ultrasonore en fonction de la fréquence pour la série des roches métamorphiques.....	57
Figure III.17. Atténuation de l'onde ultrasonore en fonction de la fréquence pour la série des roches sédimentaires.....	58
Figure III.18. Corrélation entre la vitesse longitudinale et la vitesse transversale.....	61
Figure III.19. Corrélation entre la vitesse longitudinale et la densité volumique	61
Figure III.20. Corrélation entre la vitesse longitudinale et le coefficient de Poisson.....	62
Figure III.21. Corrélation entre la vitesse longitudinale et le module de Young.....	62
Figure III.22. La vitesse longitudinale en fonction des types de roches.....	63
Figure III.23. La vitesse transversale en fonction des types de roches.....	64
Figure III.24. L'atténuation en fonction de types de roches.....	64
Figure III.25. Le module de Young en fonction des types de roches.....	65
Figure III.26. Le coefficient de Poisson en fonction des types de roches.....	65
Figure III.27. Courbes de dispersion obtenues théoriquement pour une plaque rocheuse de rhyolite.....	66
Figure III.28. Courbes de dispersion obtenues théoriquement pour une plaque rocheuse de basalte.....	66
Figure III.29. Courbes de dispersion obtenues expérimentalement pour une plaque rocheuse de gabbro.....	66
Figure III.30. Courbes de dispersion obtenues théoriquement pour une plaque rocheuse de granite gris.....	66
Figure III.31. Courbes de dispersion obtenues théoriquement pour une plaque rocheuse de marbre Cipolin.....	66
Figure III.32. Courbes de dispersion obtenues théoriquement pour une plaque rocheuse de quartzite.....	66
Figure III.33. Courbes de dispersion obtenues théoriquement pour une plaque rocheuse de grés	67
Figure III.34. Courbes de dispersion obtenues théoriquement pour une plaque rocheuse de calcaire.....	67
Figure III.35. La configuration des transducteurs et de l'échantillon en la mesure des ondes de Lamb.....	68
Figure III.36. Signal transmis par une plaque rocheuse de Basalte de 4 mm d'épaisseur.....	68

Figure III.37. Spectre transmis d'une plaque rocheuse de Basalte de 4 mm d'épaisseur.....	69
Figure III.38. Courbes de dispersion obtenues expérimentalement pour une plaque de verre d'épaisseur 4mm.....	70
Figure III.39. Courbes de dispersion obtenues théoriquement pour une plaque de verre d'épaisseur 4mm.....	70
Figure III.40. Courbes de dispersion obtenues expérimentalement pour une plaque rocheuse de rhyolite.....	71
Figure III.41. Courbes de dispersion obtenues expérimentalement pour une plaque rocheuse de basale.....	71
Figure III.42. Courbes de dispersion obtenues expérimentalement pour une plaque rocheuse de granite gris.....	71
Figure III.43. Courbes de dispersion obtenues expérimentalement pour une plaque rocheuse de gabbro.....	71
Figure III.44. Courbes de dispersion obtenues expérimentalement pour une plaque rocheuse de marbre Cipolin.....	71
Figure III.45. Courbes de dispersion obtenues expérimentalement pour une plaque rocheuse de quartzite.....	71
Figure III.46. Courbes de dispersion obtenues expérimentalement pour une plaque rocheuse de grés.....	71
Figure III.47. Courbes de dispersion obtenues expérimentalement pour une plaque rocheuse de calcaire.....	71
Figure III.48. Modes antisymétriques de la plaque rocheuse rhyolite.....	72
Figure III.49. Modes symétriques de la plaque rocheuse rhyolite.....	72
Figure III.50. Modes antisymétriques de la plaque rocheuse basalte.....	73
Figure III.51. Modes symétriques de la plaque rocheuse basalte.....	73
Figure III.52. Modes antisymétriques de la plaque rocheuse de gabbro.....	73
Figure III.53. Modes symétriques de la plaque rocheuse de gabbro.....	73
Figure III.54. Modes antisymétriques de la plaque rocheuse de granite gris.....	73
Figure III.55. Modes symétriques de la plaque rocheuse de granite gris.....	73
Figure II.56. Modes antisymétriques de la plaque rocheuse de marbre cipolin.....	73
Figure II.57. Modes antisymétriques de la plaque rocheuse de marbre cipolin.....	73
Figure III.58. Modes antisymétriques de la plaque rocheuse de quartzite.....	74
Figure II.59. Modes antisymétriques de la plaque rocheuse de quartzite.....	74
Figure II.60. Modes antisymétriques de la plaque rocheuse de grés.....	74
Figure II.61. Modes symétriques de la plaque rocheuse de grés.....	74
Figure II.62. Modes antisymétriques de la plaque rocheuse de calcaire.....	74
Figure II.63. Modes antisymétriques de la plaque rocheuse de calcaire.....	74
Figure III.64. Exemple de calcul de la pente de descente d'un mode.....	77
Figure IV.1. Origine des météorites: entre Mars et Jupiter des dizaines de milliers d'astéroïdes qui sont l'origine de la majorité des météorites.....	83
Figure IV.2. (a). Croûte de fusion. (b). Regmaglyptes (Photos LPMM, © LPMM, sur les images)	83
Figure IV.3a. Chondres.....	83
Figure IV.3b. Méga-chondre (Photo LPMM, 2012).....	83

Figure IV.4. Classification des météorites non différenciées (Weisberg et al, 2006).....	84
Figure IV.5. Classification des météorites différenciées (Weisberg et al, 2006)	85
Figure V.1. Images des météorites Al-Haggounia (a) NWA 5191 (b).....	93
Figure V.2. Géométrie du problème.....	95
Figure V.3. Variation de r avec l'angle d'incidence, pour une valeur de tortuosité $\alpha_o = 1.1$, et pour les différentes valeurs de porosité $\phi = 0.99$, $\phi = 0.75$, $\phi = 0.50$, $\phi = 0.25$ et $\phi = 0.01$	100
Figure V.4. Variation du coefficient de réflexion à la première interface r avec l'angle d'incidence θ , pour une valeur de porosité $\phi = 0.9$, et pour les différentes valeurs de tortuosité $\alpha_o = 1.99$, $\alpha_o = 1.75$, $\alpha_o = 1.5$, $\alpha_o = 1.24$ et $\alpha_o = 1$	101
Figure V.5. Schéma du montage monostatique.....	103
Figure V.6. Signal rétrodiffusé par une lame mince de Benguerir en incidence normale.....	104
Figure V.7. Spectre rétrodiffusé par une lame mince de Benguerir en incidence normale.....	104
Figure V.8. Parcours des échos rétrodiffusés par une lame mince de la météorite.....	105
Figure V.9. Schéma du montage bistatique.....	105
Figure V.10. Signal rétrodiffusé par une lame mince de Benguerir sous l'angle d'incidence 17°	106
Figure VI.11. Spectre rétrodiffusé par une lame mince de Benguerir sous l'angle d'incidence 17°	106
Figure IV.12. Le coefficient de réflexion de la météorite Benguerir mesuré expérimentalement à un angle de 17°	108
Figure V.13. Signal rétrodiffusé par une lame mince d'Al Haggounia à l'angle 8°	110
Figure V.14. Signal rétrodiffusé par une lame mince d'Al Haggounia à l'angle 17°	110
Figure V.15. L'amplitude spectrale du premier écho rétrodiffusé par une lame mince d'Al Haggounia à l'angle 8°	111
Figure V.16. L'amplitude spectrale du premier écho rétrodiffusé par une lame mince d'Al Haggounia à l'angle 17°	111
Figure V.17. La porosité (P) en fonction de la densité volumique des météorites.....	114
Figure V.18. La porosité en fonction de la vitesse longitudinale des météorites.....	114
Figure V.19. Logarithme népérien de la porosité en fonction de la vitesse longitudinale des météorites.....	115
Figure V.20. La tortuosité en fonction de la vitesse longitudinale des météorites.....	115

Introduction générale

L'étude des astéroïdes est de la plus haute importance pour comprendre les mécanismes de formation des planètes, en l'occurrence le système solaire. Cependant, en raison d'instabilités orbitales, certains de ces astéroïdes rentrent en collision avec les planètes y compris la Terre. De tels impacts ont, dans le passé, modifié l'évolution géologique, biologique et environnementale de la Terre. Le risque d'un futur impact ne peut donc être exclu. Les astronomes et les astrophysiciens étudient, ainsi, les possibilités de dévier ces objets potentiellement dangereux à l'aide de l'impact d'un projectile. Pour bien préparer et s'assurer du succès d'une telle opération, il est incontournable de bien connaître, à l'avance, la structure interne des astéroïdes. Cependant, les météorites (chondrites) sont des échantillons d'astéroïdes. Il est donc possible, en déterminant les propriétés physiques de ces roches extraterrestres, d'obtenir des informations sur certaines caractéristiques des astéroïdes (densité, porosité, etc.). Ces dernières années, ce sujet a beaucoup suscité l'intention des chercheurs scientifiques. Il est devenu l'objet de nombreuses recherches au niveau des laboratoires à travers le monde (Britt *et al.*, 2002 ; Consolmagno *et al.*, 2008; Pesonen *et al.*, 1993; Ibhi *et al.*, 2007; Douzi *et al.*, 2011; Ibhi *et al.*, 2014).

Par ailleurs, les propriétés physiques des roches terrestres sont d'un intérêt considérable dans plusieurs domaines de recherche et d'ingénierie surtout en génie civil. La multitude des travaux effectués montre l'importance qu'ils jouent dans de nombreuses applications telles que la planification des excavations civiles et la caractérisation de sites de stockage souterrain. L'étude de ces propriétés fournit des renseignements importants sur les caractéristiques mécaniques de la roche. Ce qui permet, par la suite, de décrire son comportement mécanique.

Vue l'importance cruciale des propriétés physiques des roches (terrestres et extraterrestres), Il est, alors, plus suggestif et constructif de procéder lors de la mesure expérimentale de ces propriétés par des techniques fiables. Dans la littérature, plusieurs auteurs se sont intéressés à ce sujet. De nombreuses méthodes sont proposées pour la caractérisation des roches. Cependant, la plus part de ces techniques nécessite une bonne préparation des échantillons. De plus, ces méthodes ont tous un caractère fastidieux puisque elles nécessitent beaucoup de temps et destructives car les échantillons seront totalement détruites lors des mesures expérimentales. Pour remédier ces problèmes, le développement des nouvelles méthodes, basées sur des principes physiques modernes, est actuellement nécessaire.

Parmi les techniques de référence les plus utilisées pour caractériser les matériaux et déterminer leurs propriétés physiques, on compte les techniques d'évaluation non destructive, basée sur la propagation des ondes ultrasonores. Les essais par ultrasons présentent un grand intérêt pour leur qualité d'inspection et leur facilité de mise en œuvre. Ces techniques ne nécessitent que des équipements relativement légers et sans danger pour les utilisateurs. Elles sont, en effet, largement utilisés dans des domaines très diversifiés à savoir: aéronautique, génie civil, applications biomédicales, industries de l'automobile, de l'énergie *etc.* Elles permettent

aussi de satisfaire à une demande de performances renforcées en termes de caractérisation (non destructif, rapidité, non couteuse, fiabilité, précision, etc.). En mécanique des roches ces techniques sont régulièrement utilisées pour la détermination des propriétés physiques des roches (Kahraman *et al.*, 2008; Vasconcelos, 2008). De plus, ces techniques sont appliquées pour évaluer la qualité des roches et d'identifier les fissures et les défauts dans la matrice rocheuse (Kahraman *et al.*, 2007). Les mesures ultrasonores, généralement utilisées, consistent à mesurer les vitesses longitudinale et transversale des ultrasons dans la roche. Ayant obtenu ces valeurs, les propriétés mécaniques de la roche peuvent être déterminées.

Plusieurs chercheurs comme: Khandelwal et Ranjith (2010), Khandelwal et Singh (2009), Yasar et Erdogan (2004), Ozkahraman *et al.* (2004), Boadu (2000), Kahraman (2001), ont étudié la relation entre les propriétés structurales des roches et leurs propriétés acoustiques. Ils ont déduit deux constatations intéressantes: la première, la vitesse des ultrasons est étroitement liée aux propriétés des roches, la deuxième, l'existence d'un certain nombre de facteurs qui influencent la vitesse des ondes ultrasonores dans les roches, à titre d'exemple, la taille des grains, la minéralogie, la granulométrie, la densité volumique, la porosité et l'anisotropie de la roche. A l'inverse de ce qui s'est passé pour les ondes ultrasonores dans les roches terrestres, aucune étude systématique de ces ondes n'a été effectuée sur les roches extraterrestres.

Ce travail vient pour contribuer à la recherche géophysique sur les roches au Maroc, en vue de les caractériser et de les valoriser. Pour atteindre cet objectif, des nouvelles techniques ultrasonores ont été mises en œuvre pour remonter aux propriétés physiques de ces roches. Notre étude sera divisée en deux grands volets diamétralement liés:

Le premier volet de cette thèse consiste, d'un part, à exploiter la technique ultrasonore en transmission pour mesurer les propriétés physiques de roches terrestres sélectionnées. D'autre part, il vise à employer cette technique pour l'obtention expérimentale des signatures ultrasonores des roches terrestres dans le but de vérifier la possibilité de classifier ces roches en s'appuyant sur un critère décisif. Notre classification sera comparée à celle déjà connue et plus répandue chez les géologues.

Le deuxième volet de ce travail concerne la caractérisation des roches extraterrestres ou bien communément connues sous le nom des météorites. L'objectif de cette partie consiste à exploiter la technique ultrasonore en réflexion et à l'adapter aux mesures des paramètres physiques spécifiques aux météorites. Cette technique est basée sur la mesure expérimentale du coefficient de réflexion d'une onde ultrasonore à la première interface des météorites à étudier sous différents angles d'incidence. En effet, le but principal de cette étude est de mesurer expérimentalement la porosité des échantillons de météorites collectés au Maroc. Dans le but est de savoir le degré d'altération et le degré de compacité d'une telle météorite. La mesure expérimentale de la porosité sera déduite du coefficient de réflexion.

Ce travail s'est déroulé en collaboration avec deux structures de recherche scientifique au sein de la faculté des sciences d'Agadir à savoir:

- Le Laboratoire de Métrologie et Traitement de l'Information (LMTI) au sein du département de physique, a eu pour objectif de guider cette recherche afin d'aboutir à des résultats fiables en s'assurant que ceux-ci soient novateurs et rigoureux.

- Le Laboratoire Géopatrimoine et Géomatériaux (L2G) au sein du département de géologie, a eu pour objectif de fournir les échantillons étudiés dans ce travail et de diriger le côté géologique des roches terrestres et extraterrestres.

Notre travail d'étude s'articulera autour de cinq chapitres étroitement liés:

Le premier chapitre sera consacré à l'étude bibliographique portant essentiellement sur le côté géologique de ce travail. Dans un premier temps, nous faisons un rappel de la géologie des roches terrestres. Nous nous intéressons, ensuite, aux différentes méthodes traditionnelles utilisées pour la caractérisation et la classification de ces roches. Un accent particulier sera mis sur les techniques ultrasonores qui seront par la suite développées pour la caractérisation des roches terrestres. Enfin, nous présenterons les caractéristiques géologiques des échantillons qui feront l'objet de cette étude.

Le deuxième chapitre s'intéressera principalement à l'étude et à la modélisation théorique de la propagation des ondes de Lamb dans une plaque immergée dans un fluide. Au début, nous parlerons des généralités sur les ondes ultrasonores et leurs applications. Ensuite, nous présenterons la théorie de propagation des ondes ultrasonores dans un milieu isotrope, homogène et linéaire. Enfin, nous passerons à la modélisation théorique des courbes de dispersion pour l'obtention de la signature ultrasonore théorique d'une plaque immergée dans un fluide.

Le troisième chapitre sera réservé essentiellement à la présentation et à la discussion des résultats expérimentaux obtenus durant les mesures ultrasonores sur les roches terrestres. Dans ce chapitre, nous présenterons notre travail expérimental, développé sous forme de deux séries de mesures. L'une utilise le signal ultrasonore transmis afin de mesurer les propriétés physiques des roches terrestres étudiées. L'autre permettra de tracer les courbes de dispersion dans ces roches. Ces mesures sont effectuées en utilisant la technique ultrasonore par transmission en immersion dans l'eau. Enfin, nous présenterons la discussion des différents résultats obtenus durant cette étude.

Le quatrième chapitre présentera, d'abord, un rappel sur les roches extraterrestres. Ensuite, nous décrirons les techniques existantes utilisées, dans la littérature, pour déterminer et caractériser les propriétés physiques de ces roches. Puis, nous présenterons les caractéristiques géologiques des échantillons qui font l'objet de notre étude expérimentale.

Le cinquième chapitre sera consacré à la description détaillée de l'approche expérimentale que nous avons utilisée pour la caractérisation des roches extraterrestres. Nous ferons, d'abord, un bref rappel de la théorie qui permet d'établir les relations qui existent entre les paramètres caractéristiques d'un milieu poreux et le coefficient de réflexion d'une onde ultrasonore à la première interface du milieu poreux. Ces relations seront, par la suite, exploitées expérimentalement afin de mesurer la tortuosité, la porosité et la vitesse longitudinale de

quelques échantillons des météorites collectées au Maroc. Enfin, une discussion fondée sur l'ensemble des résultats expérimentaux sera présentée.

La conclusion de cette thèse permettra, d'une part, de synthétiser l'ensemble des résultats obtenus par les différentes méthodes décrites dans ce travail et d'autre part, d'énoncer quelques perspectives et orientations, visant une meilleure caractérisation et classification ultrasonore des roches terrestres et extraterrestres.

Les références bibliographiques seront citées, dans le texte, par le nom de l'auteur et l'année de publication de l'article ou de l'ouvrage. Elles seront classées à la fin de chaque chapitre par ordre alphabétique des noms des auteurs et, par ordre chronologique quand il s'agit d'un même auteur.

Références bibliographiques

- Boadu F K 2000 Predicting the transport properties of fractured rocks from seismic information: numerical experiments *J. Appl. Geophys* **44** 103–113
- Britt D T, Yeomans D, Housen K and Consolmagno G J 2002 Asteroid Density, Porosity, and Structure, Asteroids III, (W. F. Bottke Jr., A. Cellino, P. Paolicchi, and R. P. Binzel, eds), University of Arizona Press, Tucson, 485-500
- Consolmagno G J, Britt D T and Macke R J 2008 The significance of meteorite density and porosity *Chem. der Erde* **68** 1–29
- Kahraman S 2001 A correlation between P-wave velocity, number of joints and Schmidt hammer rebound number *Int. J. Rock Mech. Min. Sci* **38** 729–733
- Kahraman S and Yeken T 2008 Determination of physical properties of carbonate rocks from P wave velocity *Bull. Eng. Geol. Environ* **67** 277-281
- Kahraman S, Ulker U and Delibalta S 2007 A quality classification of building stones from P-wave velocity and its application to stone cutting with gang saws *J. South. Afr. Inst. Min. Met* **107** 427–430.
- Khandelwal M and Ranjith P G 2010 Correlating index properties of rocks with P-wave measurements *J. Appl. Geophys* **71** 1–5
- Khandelwal M and Singh T N 2009 Correlating static properties of coal measures rocks with P-wave velocity *Int. J. Coal. Geol* **79** 55–60
- Ozkahraman H T, Selver R and Isik E C 2004 Determination of the thermal conductivity of rock from P-wave velocity *Int. J. Rock Mech. Min. Sci* **41** 703–708
- Pesonen L J, Terho M and Kukkonen I T 1993 Physical properties of 368 meteorites: implications from meteorite magnetism and planetary geophysics *Proc. NIPR Symp. Antarct. Meteorites.* **6** 401–16
- Vasconcelos G, Lourenço P B, Alves C A S, Pamplona J 2008 Ultrasonic evaluation of the physical and mechanical properties of granites *Ultras* **48** 453- 466
- Yasar E, and Erdogan Y 2004 Correlating sound velocity with the density, compressive strength and Young's modulus of carbonate rocks *Int. J. Rock Mech. Min. Sci* **41** 871–875.
- Ibhi A., Douzi H, Mammass D, Idbrahim S, Nachit H, Abia E H 2007 Caractérisation des météorites par traitement d'images numériques *4th International Conférence (SETIT) TUNISIA.*

Douzi H, Ibhi A, Mammass D, Harba R, Jennane R, Rozenbaum O 2011 Non-destructive characterization: By 3D image processing of Moroccan meteorites International Conference (ICMCS) Morocco.

Ibhi et al. 2014 Characterization of Porosity in Achondrite Meteorites by 3D Image Processing. Planetary and Space Science (soumis).

Chapitre I : Les échantillons à étudier et les techniques de caractérisations traditionnelles

I.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous rappelons, tout d'abord, les principales catégories de roches terrestres qui composent la croûte terrestre. Ensuite, nous donnons un rapide aperçu des différentes méthodes traditionnelles usuellement employées en site ou en laboratoire afin de caractériser, d'identifier et de classer ces roches. Cet exposé a pour but d'orienter et de situer notre étude par rapport aux différentes études réalisées par des équipes scientifiques qui se sont penchées sur ce sujet à ce jour. Enfin, nous présentons des données géologiques et les situations géographiques des différents échantillons des roches terrestres qui ont fait l'objet de cette étude.

I.2. Généralités sur les roches terrestres

I.2.1. Définition

Une roche est un assemblage de minéraux ayant hérité de liaisons plus ou moins fortes au cours de son histoire géologique. Le nom d'une roche est donné en fonction de sa composition minéralogique, de sa texture et de son mode de formation.

I.2.2. Modes de formation

La formation géologique des roches est une opération complexe qui s'étend sur une échelle de temps plus ou moins importante qui peut se prolonger sur des millions d'années. Selon la façon et les conditions de ce processus de formation, on distingue trois grands groupes de roches (Chamley, 1990; Cojan et Renard, 1999 ; Bérest, 2000): les roches sédimentaires, les roches métamorphiques et les roches magmatiques (ou roches ignées).

I.2.2.1. Les roches sédimentaires

Les roches sédimentaires proviennent de l'accumulation de sédiments qui se déposent en couches, appelées strates. Ce sont formées à la surface de la terre (roches "exogènes") et en recouvrent les trois quarts de sa surface. Elles proviennent de la désagrégation, des roches préexistantes, le transport puis le dépôt des particules minérales solides qui en résultent au fond des bassins sédimentaires continentaux ou océaniques, sous forme de dépôts meubles. Ces derniers se transforment peu à peu en roches sédimentaires consolidées (phénomène appelé diagenèse). La diagenèse est un ensemble des processus par lesquels les sédiments subissent des transformations physico-chimiques sous l'effet de l'élévation de la température (gradient géothermiques), de la pression et de l'expulsion d'eau (recristallisation de minéraux ou des transformations biologiques sous l'action des bactéries et des plantes). La nature, la taille et la distribution de taille des grains du sédiment final reflètent les conditions, les propriétés de transport du matériel et sa provenance (la roche initial).

En se référant à Pomerol & Renard (1997), on peut classer les roches sédimentaires suivant leur faciès de sédimentation (marin, lacustre ou lagunaire, continental), leur origine

(détritique, organique, chimique), ou leur composition chimique. Suivant ce dernier critère, on distingue :

- les roches siliceuses (grès, arkoses, etc...) qui contiennent essentiellement des grains de quartz, souvent des feldspaths et des micas.
- les roches carbonatées (calcaires, dolomies, ect...) qui contiennent des carbonates de calcium ou de magnésium.
- les roches argileuses (argiles, latérites, bauxites, ect...) qui sont constituées de minéraux argileux (illite, kaolinite, montmorillonite, ect...), de forme lamellaire, et qui s'organisent en couches parallèles entre lesquelles une grande quantité de fluide peut se loger.
- les roches salines ou évaporites (gypses, sels gemmes, ect...).

I.2.2.2. Les roches magmatiques

Les roches magmatiques (roches endogène) formées suite au refroidissement d'un magma provenant de la fusion d'autres roches. Si le refroidissement se fait en surface, au contact de l'air ou l'eau, on obtient les roches volcaniques ou extrusives (basalte, andésite, rhyolite, etc...). Les minéraux formés par cristallisation rapide sont pour la plupart invisibles à l'œil nu et le magma non cristallisé reste sous forme de verre volcanique. On observe également des vacuoles (vestiges de bulles de gaz magmatiques), millimétriques à centimétriques, dispersées dans la roche. Lorsque le refroidissement a lieu en profondeur, il est lent, et conduit aux roches plutoniques ou intrusives (granite, gabbro, diorite, etc...). Dans ce cas, la cristallisation des minéraux à partir du magma liquide est progressive et aboutit à peu ou pas de porosité intergranulaire et à des phénocristaux visibles à l'œil nu.

I.2.2.3. Les roches métamorphiques

Les roches métamorphiques sont des roches sédimentaires, magmatiques ou métamorphiques (polymétamorphisme) soumises à une augmentation de la pression et/ou de la température. Sous l'effet de transformations physiques et chimiques, la roche initiale est alors complètement recristallisée à l'état solide en une nouvelle roche (schistes, marbres, quartzites, etc...). Les roches peuvent porter les traces du tenseur des contraintes dans lequel elles ont été cristallisées, sous la forme d'une schistosité (roche en feuillets: schistes, micaschistes) ou d'une foliation (l'axe principal des minéraux est perpendiculaire à une même direction et les minéraux s'organisent en plans), associée ou pas à une linéation (les axes principaux des minéraux s'alignent suivant une même direction dans le plan de foliation) comme dans les gneiss.

Le schéma de la figure I.1, montre de façon synthétique ces trois grands types de roches ainsi que les processus qui ont conduit à leur formation.

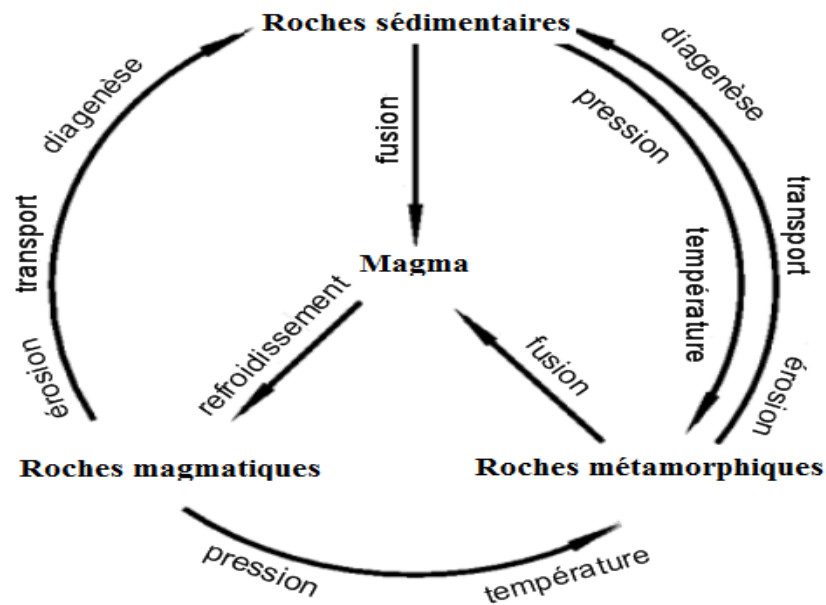


Figure I.1. Cycle de la roche

I.3. Les techniques traditionnelles usuelles de la classification et la caractérisation des roches

La roche est un matériau dont les propriétés dépendent de sa mode de formation, et qui évoluent dans le temps en fonction de son environnement et de différents types de dégradation qu'il est susceptible de subir. La connaissance et le suivi de ses différentes propriétés mécaniques sont, donc, primordiaux pour plusieurs applications telle que, la maintenance des ouvrages de génie civil. L'ensemble des méthodes de caractérisation de la roche, qu'elles soient destructives ou non-destructives, peuvent alors apporter un diagnostic précieux aux exploitants des roches. Elles peuvent, suivant leur précision, être utilisées pour détecter une altération de caractéristiques des matériaux, localiser une zone endommagée et prévoir l'étendue de l'endommagement.

Nous présentons, ici, un certain nombre de techniques de caractérisation des roches actuellement employées. En raison du très grand nombre de travaux, tant théoriques qu'expérimentaux développés dans ce domaine, cet inventaire n'est, probablement, pas exhaustif, mais il se veut représentatif de la diversité des méthodes dont nous disposons pour caractériser et classer les roches.

Les géologues ont souvent recours à des essais complexes et destructifs ayant pour but de déterminer les compositions minéralogiques et chimiques des roches. Ces essais impliquent des procédures coûteuses et fastidieuses. On peut distinguer quatre grandes catégories d'étude géologique faisant appel à des techniques destructives : la pétrographie, la minéralogie, la géochimie et les essais mécaniques.

I.3.1. La pétrographie des roches

La pétrographie, comme l'indique l'étymologie du mot (petro: pierre et graphie: description) est la science qui définit les roches et les décrit grâce à un certain nombre de moyens dont l'observation à diverses échelles occupe la place principale. Nombreuses sont les techniques

et les moyens qui permettent la caractérisation pétrographique des roches. Nous citons par la suite les deux méthodes:

- Observation: à l'œil nu et aux microscopes (microscope polarisant et microscope électronique à balayage).
- Analyse géochimique

I.3.1.1. Observation à l'œil nu

Cette technique élémentaire, mais fondamentale, permet de distinguer les particularités texturales macroscopiques. La loupe binoculaire, a permis de distinguer les différents minéraux ainsi que la distribution et l'orientation des cristaux.

I.3.1.2. Observations microscopiques

La pétrologie (étude des roches par des observations microscopiques) n'a connu son plein épanouissement qu'avec l'invention d'une technique destructive « les lames minces ». Une lame mince est une lame de roche d'environ 20 à 30 μm d'épaisseur, que l'on examinera aux microscopes. Cette technique, largement employée en pétrologie, consiste à étudier la roche grâce à un microscope polarisant et/ou un microscope électronique à balayage. Les différents stades de la fabrication d'une lame mince sont indiqués ci-dessous :

(i) Le sciage de la roche :

Il est réalisé à l'aide d'une scie circulaire diamantée. Deux coupes parallèles espacées d'environ 5 cm permettent de détacher une plaque de roche dans laquelle on découpe enfin un fragment ayant une taille d'un morceau de sucre (2 cm d'épaisseur).

(ii) Le collage sur lame de verre :

L'une des faces du "morceau de sucre" est aplanie (à l'aide d'une polisseuse à plateau horizontal) par usure avec des abrasifs de diamètres décroissants. Cette face rectifiée est alors collée sur une plaque de verre par une colle spéciale "baume de canada".

(ii) La réalisation d'une lame mince :

Le fragment de roche collé sur la lame est à nouveau découpé à la scie diamantée pour réduire son épaisseur à 2 mm environ. Il faut ensuite amincir cette section par usure sur une polisseuse à l'aide des abrasifs. En fin d'opération, le technicien contrôle le parallélisme des faces et l'épaisseur de la préparation qui doit être de 30 μm . A cette épaisseur, la plupart des minéraux sont transparents à la lumière et ils peuvent être étudiés sous un microscope.

I.3.2. Analyse géochimique

La géochimie est une discipline de la géologie qui étudie la répartition des éléments chimiques dans les roches. Elle a pour objectif de mieux définir la nature et l'origine des roches étudiées. Elle permet, également, d'étudier le comportement de ces dernières au cours des phénomènes géologiques. Quatre méthodes principales sont utilisées pour analyser les éléments dans les roches: l'absorption atomique, la spectrométrie de masse, l'analyse par activation et la spectrométrie de fluorescence X. Elles sont toutes des méthodes destructives puisqu'elles nécessitent, dans la plupart du temps, la préparation d'un échantillon à analyser sous forme de

pastille de quelques mm d'épaisseur. La préparation de cette pastille requiert, d'abord, le sciage et le broyage de la roche sous forme d'une poudre suffisamment fine pour assurer l'homogénéité de l'échantillon. Cette poudre est, ensuite, pressée sous forme d'une pastille.

I.3.3. Essais mécaniques

La plupart des propriétés mécaniques des roches sont, en général, évaluées par des essais mécaniques (compression, traction par fendage ou par flexion, etc.). Ces essais sont des expériences dont le but est de caractériser les comportements mécaniques des roches (Pierre, 2003). Elles permettent de tracer une courbe dite de traction à partir de laquelle les caractéristiques suivantes peuvent être déduites : le module de Young, la résilience, le coefficient de Poisson, la limite d'élasticité et la dureté. Ces essais sont, donc, destructifs. L'utilisation des méthodes dites non destructives applicables in situ ou au laboratoire est primordiale pour l'étude des propriétés des roches.

I.4. Caractérisation non-destructive des roches

Le procédé non-destructif est, depuis longtemps, le sujet d'une forte demande et présente des avantages indéniables. Beaucoup de recherches ont été conduites pour développer des techniques avancées dans le but de caractériser les roches.

I.4.1. Technique de traitement d'images

La caractérisation et la classification des roches sont établies à partir de l'évaluation des proportions de leurs constituants (minéraux, pores, etc.).

Les mesures traditionnelles pour estimer les proportions des constituants des roches se font grâce au compteur de points. Il s'agit d'un appareil qui s'adapte sur un microscope comme le montre la figure I.2. Des micro-déplacements sont effectués sur une lame mince, définissant, ainsi, une grille. A chaque point de la grille, on compte le nombre de fois où on a rencontré le minéral (ou le pore). Le comptage est jugé représentatif quand on compte au minimum 1000 points au total. On calcule ensuite les pourcentages.

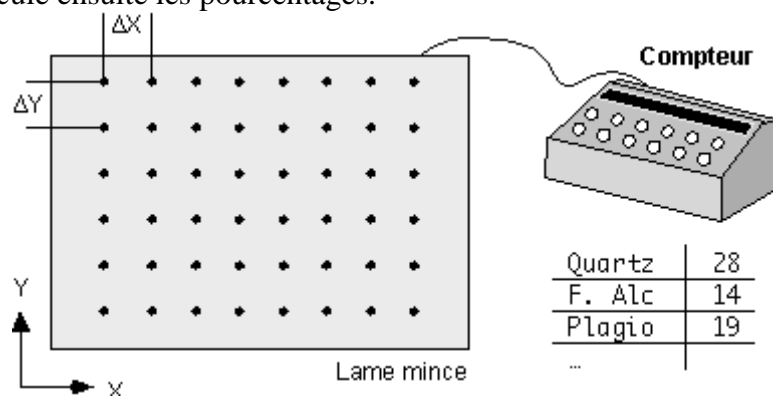


Figure I.2. Schéma du compteur de points.

Le développement récent des techniques informatiques d'imagerie numérique permet, désormais, une utilisation de ces méthodes en géologie. L'analyse d'images, comme son nom l'indique, permet d'obtenir l'information à partir d'images numériques. Ces techniques sont devenues, aujourd'hui, des outils fondamentaux pour étudier les roches. Elles permettent, d'une

part, de déterminer la composition minéralogique d'une roche à partir de son image et d'autre part, d'estimer le pourcentage des pores (la porosité) dans la roche, ainsi que les caractéristiques de leurs distributions. Selon Lacube *et al* (1993), l'utilisation du traitement d'images a permis de faire une analyse morphologique quantitative des cristaux de plagioclase (feldspath calcique) dans des roches volcaniques.

I.4.2. Techniques ultrasonores

Les méthodes utilisant la propagation d'ondes et l'interaction de ces ondes avec la roche sont parmi les méthodes ayant le plus grand potentiel pour la caractérisation non destructive de la roche. En effet, les propriétés de la propagation des ondes sont directement liées aux propriétés du matériau dans lequel elles se propagent. Ces ondes peuvent être de types électromagnétiques ou mécaniques et sont sensibles à des propriétés du matériau. Elles peuvent être utilisées pour obtenir des informations à différentes échelles (millimétrique, centimétrique, ou de l'ordre de la dizaine de centimètres) en fonction de la longueur d'ondes utilisée.

Les méthodes utilisant des ondes mécaniques se basent sur la propagation d'ultrasons dans les roches. Ces ondes sont sensibles aux propriétés mécaniques telles que les modules d'élasticité, le coefficient de Poisson et le taux de porosité. La méthode la plus couramment employée est l'échographique. Cette technique ultrasonore repose essentiellement sur la mesure des paramètres acoustiques suivants : la vitesse de propagation des ondes dans le milieu, l'atténuation des ondes par le milieu et l'intensité de rétrodiffusion. L'analyse de ces paramètres permet de remonter aux caractéristiques du milieu de propagation.

La propagation des ondes ultrasonores dans les roches terrestres est un sujet qui a été largement étudié et de nombreuses mesures ont été faites. Ces mesures, faciles et rapides, fournissent des éléments d'identification de la roche susceptible de renseigner sur son état d'altération, de microfissuration, etc. Dans ce contexte, les chercheurs ont, pour un certain nombre d'années, étudié les propriétés des ondes ultrasonores dans les roches terrestres, en particulier, la vitesse longitudinale et l'atténuation. Le grand nombre de mesures réalisées permet d'effectuer des corrélations entre les vitesses des ondes et les propriétés physiques des roches (Khandelwal et Singh, 2009; Bouineau, 1978; Tourenq et Archimbaud, 1974). La mesure des vitesses ultrasonores permet d'estimer les propriétés mécaniques des roches (Youash, 1970; Kahraman *et al*, 2008; Vasconcelos, 2008).

Contrairement aux techniques traditionnelles d'échographie, la structure est excitée sous incidence oblique par un faisceau ultrasonore, dans une géométrie bistatique. Dans ce cas, et sous certaines conditions, des ondes guidées dites ondes de plaque ou ondes de Lamb, peuvent être excitées. Les informations obtenues par cette technique ne sont plus locales comme dans les techniques en incidence normale, mais elles intègrent les caractéristiques de la totalité d'épaisseur de la plaque. Nous n'allons pas ici, nous étendre sur cette technique, puisqu'elle fait l'un des objets de notre étude et qu'elle sera développée en détail dans ce qui suit.

Ces deux familles de méthodes fournissent des informations complémentaires. Dans la suite de ce travail, nous n'allons nous intéresser qu'aux techniques ultrasonores. Actuellement, ces techniques s'effectuent principalement au niveau des laboratoires et peuvent être capables de

caractériser les roches. Mais il faut savoir que des méthodes telles que la tomographie sismique, la tomographie à rayons X (Baker et al, 2012; Yun et al, 2013) peuvent être employées dans la caractérisation des roches. Nous allons en extraire les grandes lignes pour mieux situer notre étude dans son contexte ultrasonore.

I.5. Choix des échantillons

Les différentes méthodes d'étude pétrographique mentionnées ci-dessus, nous ont permis de sélectionner nos échantillons afin de couvrir une large gamme de propriétés pétrographiques telles que: la structure, la minéralogie, la forme et les dimensions des grains (texture). On a choisi des roches dont les propriétés pétrographiques étaient les plus diversifiées possibles. Les roches échantillonnées sont, dans leur totalité des roches magmatiques, sédimentaires et métamorphiques.

I.5.1. Roches magmatiques

I.5.1.1. Roches plutoniques

Les roches plutoniques se forment lors du refroidissement d'un magma en profondeur. La lenteur du processus (jusqu'à plusieurs dizaines de milliers d'années) permet aux roches de cristalliser. Elles ont une structure grenue avec des cristaux bien visibles. Les échantillons des roches plutoniques étudiées sont présentés dans le tableau I.1.

Tableau I.1: Description de roches plutoniques étudiées

Roches plutoniques	Description pétrographiques
Granite gris	C'est une roche acide (c'est-à-dire relativement riches en silice) homogène présente une texture grenue iso-granulaire. Elle est essentiellement formée de quartz, de feldspaths et des micas (muscovite et / ou biotite).
Granite rose	C'est une roche acide de couleur rose et une texture grenue grossière. Elle est constituée de trois minéraux distincts: le quartz, le feldspath alcalin, le mica (muscovite et / ou biotite), dont les cristaux, de couleur et d'aspect différents, sont visibles à l'œil nu. La composition chimique moyenne du granite est : 74,5 % de SiO ₂ , 14 % de Al ₂ O ₃ , 9,5 % de (Na ₂ O, K ₂ O), 2 % d'oxydes (Fe, Mn, Mg, Ca).
Gabbro	C'est une roche basique (c'est-à-dire relativement riches en Fer et Magnésium) de texture grenue, de couleur généralement vert noirâtre plus ou moins tachetée de blanc (mésos à mélanocrate). elle est composée de plagioclases, de pyroxènes, d'amphibole et d'olivine.

I.5.1.2. Roches volcaniques

Les roches volcaniques se sont cristallisées très rapidement à la surface de la Terre. Elles ont une structure vitreuse ou microcristalline (petits cristaux).

Tableau I.2 : Description de roches volcaniques étudiées

Roche volcanique	Description pétrographiques
Basalte	C'est une roche basique mélanocrate (sombre à très sombre), compacte et peu cristallisée. elle a une structure microlithique. Elle est composée essentiellement des plagioclases, des pyroxènes, des olivines et des magnétites. La composition chimique moyenne du basalte rappelle celle du gabbro.
Rhyolite	C'est une roche de couleur assez claire rosée, compacte et peu cristallisée. Elle a une structure microlithique présentant des minéraux visibles à l'œil nu : quartz, feldspaths alcalin, amphibole, plagioclase et de minéraux accessoires. La composition chimique moyenne du rhyolite rappelle celle du granite.

I.5.2. Roches sédimentaires

Ces roches sont très variées car leur genèse dépend de nombreux facteurs tels que: la nature initiale des matériaux désagrégés et altérés, le type d'altération, le mode de transport, le milieu de dépôt, les modalités de la diagenèse. On a étudié deux variétés (tableau I.3).

Tableau I.3: Description de roches sédimentaires étudiées

Roches sédimentaire	Description pétrographiques
Calcaire	C'est une roche de couleur beige clair, à grains très fins et d'aspect marmorisé. Elle est difficilement polissable en raison de son faible degré de métamorphisme. Elle est composée majoritairement de carbonate de calcium CaCO_3 .
Grès	C'est une roche de couleur un peu marron constituée par une agrégation de grains de sable. elle est essentiellement constituée de grains de quartz, elle contient souvent des feldspaths et des micas.

I.5.3. Roches métamorphiques

Les échantillons métamorphiques étudiés sont regroupés dans le tableau I.4:

Tableau I.4 : Description de roches métamorphiques étudiées

Roche métamorphique	Description pétrographiques
Marbre blanc	C'est une roche qui résulte du métamorphisme du calcaire, de couleur généralement blanchâtre présente des veines, ou marbrures.
Marbre Cipolin	C'est un marbre saccharoïde cristallin, avec des stries colorées par l'épidote et le chlorite.
Schiste	C'est une roche qui présente une schistosité (aspect feuilleté), qui a subi un stade du métamorphisme régional (prédominance de la pression sur la température).
Micaschiste	Le micaschiste est un stade plus poussé du

métamorphisme d'un Schiste, qui conduit à la présence de micas blancs (muscovite) ou noirs (biotite) dans le plan de schistosité.

Quartzite

C'est une roche siliceuse massive, compacte, constituée de cristaux de quartz soudés (grès métamorphisé).

I.6. Conclusion

Nous avons exposé, tout au long de ce chapitre, les grandes catégories de roches terrestres sélectionnées pour cette étude. Ces roches sont de nature pétrographique différente et se distinguent les unes des autres par leurs textures, leurs structures et leurs compositions minéralogiques et chimiques.

Comme nous venons de le voir, l'éventail des méthodes destructives utilisées pour caractériser les roches terrestres est large et diversifié. Cependant, aucune d'entre elles ne permet de déterminer les propriétés physiques des roches. Par les méthodes non destructives classiques (l'échographie), il est aujourd'hui possible de mesurer ces propriétés. En revanche, aucune de ces techniques ne permet de classer les roches terrestres d'une façon non destructive, simple et rapide.

Ce problème constitue précisément l'objet de notre étude. Notre but est de développer des techniques ultrasonores permettant, à la fois, de mesurer les propriétés physiques des roches et de les classer d'un point de vue ultrasonore. Pour cela, nous présenterons, dans le chapitre suivant, les modèles théoriques acoustiques que nous adoptons aux conditions de cette étude.

I.7. Références bibliographiques

- Baker D R, Mancini L, Polacci M, Higgins M D, Gualda G A R, Hill R J, M.L 2012 An introduction to the application of X-ray microtomography to the three-dimensional study of igneous rocks *Lithos* **148** 262–276
- Bérest P 2000 *Mécanique des Roches* (Presses de l'École des Mines Paris) 449p.
- Bouineau A 1978 L'intérêt des essais non destructifs utilisés pour l'étude de la restauration des monuments et des sculptures. Compte rendu du Colloque international UNESCO-KILEM sur l'altération et la protection des monuments en pierre, PARIS.
- Chamley H 1990 *Sedimentology* (Springer-Verlag) 285p
- Cojan I, Renard M 1999 *Sédimentologie* (Dunod) 418p
- Foucault A et Raoult J F 1995 *Dictionnaire de Géologie* (4ème ed. Masson ed. Paris) 324p
- Kahraman S and Yeken T 2008 Determination of Physical Properties of Carbonate Rocks from P Wave Velocity *Bul. Eng. Geol. Env.* **67** 277-281.
- Khandelwal M and Singh T N 2009 Correlating static properties of coal measures rocks with P-wave velocity *Int. J. Coal. Geol.* **79** 55–60
- Pierre D 2003 *Manuel de mécanique des roches: Les applications* (Presses des Mines) 459 p
- Pomerol C & Renard M 1997 *Eléments de géologie* (11ème édition Masson) 629 p.
- Propriétés des calcaires Bulletin de liaison des Laboratoires des Ponts et Chaussées.

- Remusat L M 2005 Etude moléculaire et isotopique en deutérium de la matière organique insoluble des chondrites carbonées. Thèse Doctorat Muséum national d'histoire naturelle de Paris, 190 pages.
- Scott E R D, Keil K and Stöffler D 1992 Shock metamorphism of carbonaceous chondrites *Geochim. Cosmochim. Acta.* **56** 4281–4293
- Stöffler D, Keil K and Scott E R D 1991 Shock metamorphism of ordinary chondrites *Geochim. Cosmochim. Acta.* **55** 3845–3867
- Tourenq C et Archimbaud C 1974 Propriétés des calcaires *Proc.2nd Int. Cong. of the IAEG. São Paulo (Brasil)* P IV-19.
- Vasconcelos G 2008 Ultrasonic Evaluation of the Physical and Mechanical Properties of Granites *Ultrasonics* **48** p 453-466.
- Weisberg M K, Mc Coy J T & Krot N A 2006 *Systematics and evaluation of meteorite classification in Meteorites the Early Solar System II(Univ. Arizona press, Tucson)* pp 19-52.
- Youash Y 1970 Dynamic Physical Properties of Rocks: Part 2, Experimental Result *Proceedings of the 2nd Congress of the International Society for Rock Mechanics, Beograd, 21-26 September* p185-195.
- Yuna T S, Jeonga Y J, Kimb K Y, Minc K B 2013, Evaluation of rock anisotropy using 3D X-ray computed tomography *Eng.Geo* **163** 11–19
- Lacube J, Bissainte M, Hernandez J 1993 Traitement d'image appliqué aux matériaux: Exemple d'une analyse quantitative des feldspaths dans les roches, *Bul.Ass. Int. Géo. Ing* **47** 109-117

Chapitre II : Modélisation de la propagation acoustique des ondes de Lamb dans une plaque immergée dans un fluide

II.1. Introduction

Ce chapitre a pour but d'esquisser le cadre théorique dans lequel s'inscrit notre étude. Nous y présenterons, tous d'abord, des généralités sur les ondes ultrasonores. Ensuite, nous entamerons l'étude théorique de la diffusion acoustique en rappelant, en premier temps, les équations qui régissent la propagation des ondes ultrasonores dans un milieu homogène, linéaire et isotrope. En deuxième temps, nous introduirons la notion des ondes de Lamb dans le cas d'une plaque libre ou immergée dans un fluide. Enfin, nous présenterons une étude théorique préliminaire concernant la simulation numérique des courbes de dispersion des modes de Lamb dans des plaques des matériaux à caractéristiques géométriques et acoustiques, bien connus.

II.2. Généralités sur les ultrasons

II.2.1. Définition d'une onde ultrasonore

Une onde ultrasonore est une onde de pression qui se propage dans la matière, dont la fréquence est supérieure à celle de domaine audible de 20 KHz à 1 GHz. Les ondes ultrasoniques servent aux nombreuses applications dans les domaines de la médecine, du génie civil, de la géophysique et des industries. On définit différentes catégories d'ultrasons en fonction de leur fréquence:

- les ultrasons basses fréquences (entre 16000 et 100000 Hz environ) sont notamment rencontrés dans les machines industrielles. Ces ultrasons sont susceptibles d'avoir des effets sur la santé.
- les ultrasons moyennes fréquences sont plus rares et ne présentent pas de nocivité importante.
- les ultrasons hautes fréquences (au-dessus de 1 MHz) sont utilisés pour le diagnostic médical (échographies, ...) et le contrôle non destructif. Ils ne présentent a priori pas de danger pour la santé aux niveaux auxquels on les utilise habituellement.

II.2.2. Utilisation des ondes ultrasonore

L'utilisation d'ondes ultrasonores à travers un milieu quelconque implique la génération, la propagation et la réception (ou la détection) de l'onde. Il est, donc, nécessaire de définir ces trois étapes qui caractérisent l'utilisation des ultrasons.

II.2.2.1. La génération des ondes ultrasonores

La génération des ondes ultrasonores est réalisée dans le domaine de fréquence évoquée précédemment. De manière générale, tout dispositif capable de produire des vibrations mécaniques de fréquence ultrasonore est un générateur des ultrasons. Cela dit, il convient de distinguer le système qui fournit de l'énergie, de l'élément qui reçoit cette énergie et la transmet au milieu de propagation sous forme des vibrations mécaniques de hautes fréquences, cet

élément est le transducteur. En d'autres termes, la génération ondes ultrasonores consiste à transformer l'énergie électrique en énergie mécanique et par conséquent en énergie acoustique. Cette dernière se transmet dans le milieu étudié. Il faut également ajouter que les transducteurs peuvent être utilisés comme émetteurs ou comme récepteurs et dans certaines applications comme émetteurs et récepteurs à la fois.

II.2.2.2. La détection des ondes ultrasonores

Contrairement au phénomène de génération des ultrasons, la détection consiste à transformer de l'énergie acoustique (mécanique) en énergie électrique. Les transducteurs qui jouent le rôle de détecteur d'ultrasons sont généralement appelés microphones quand ils sont utilisés dans l'air et hydrophones quand la détection est réalisée dans l'eau. Il existe différents transducteurs qui se basent sur différents effets comme par exemple l'induction électromagnétique et l'effet piézoélectrique. Les récepteurs par effet piézoélectrique sont constitués de la même façon que les émetteurs piézoélectriques. Après la réception des signaux il faut les analyser par des systèmes électroniques comme un oscilloscope, ou par des applications informatiques sur ordinateur.

II.2.2.3. La propagation des ondes ultrasonores

Le passage d'une onde sonore dans un milieu est caractérisé par des vecteurs d'onde, sa vitesse et la pression acoustique. Ce passage varie très fortement selon la nature du milieu et sa structure. Il faut également signaler que les ondes ultrasonores sont plus vite amorties dans des milieux poreux ou bien dans les structures contenant de l'air.

II.2.3. Différents types des ondes ultrasonores

Dans le domaine de fréquence supérieure à 20kHz, trois principaux types d'ondes sont à considérer.

- Les ondes longitudinales ou de compressions.
- Les ondes transversales ou de cisaillements.
- Les ondes de surface.

II.2.3.1. Onde longitudinale ou de compression

Une onde est dite longitudinale lorsque le mouvement des particules du milieu est parallèle à leur direction de propagation. Ce type d'onde peut exister dans tous les corps solides, liquides et gazeux. Il est facile à engendrer et c'est le plus utilisé.

II.2.3.2. Onde transversale ou de cisaillement

Une onde est dite transversale si la perturbation provoquée est perpendiculaire à la direction de propagation. Ce mode de propagation n'existe pas dans les liquides et les gaz.

II.2.3.3. Onde stationnaire

Une onde est dite stationnaire lorsque la somme des ondes incidentes avec les ondes réfléchies est maximale. Cela correspond au cas où les creux et les ventres des ondes sinusoïdales se superposent exactement. L'onde stationnaire procure un rendement d'énergie maximale, il est donc important d'éviter cette condition pour ne pas détruire le spécimen. Mais la

détermination de la fréquence particulière à laquelle on observe l'onde stationnaire peut être utilisée afin d'injecter des ultrasons dans un spécimen à la plus faible puissance.

II.2.3.4. Onde de surface

C'est une composition des ondes précédentes, une onde de surface se propage uniquement dans les solides, elle suit la surface quelle que soit la forme. Lorsque les dimensions du spécimen sont petites (fines lamelles) ou comparables par rapport à la longueur d'onde (λ), le spécimen oscille sur toute son épaisseur, dans ce cas on parle plutôt d'ondes de Lamb.

Les ondes de Lamb sont donc un cas particulier des ondes de surface. Ces ondes seront abordées à partir de ce chapitre.

II.2.4. Principe de fonctionnement des transducteurs

Les ondes ultrasonores sont produites principalement par effet piézoélectrique. La piézoélectricité, découverte en 1880 par les frères CURIE, est la propriété qu'ont certains corps de se charger électriquement lorsqu'ils sont soumis à une contrainte mécanique (figure II.1).

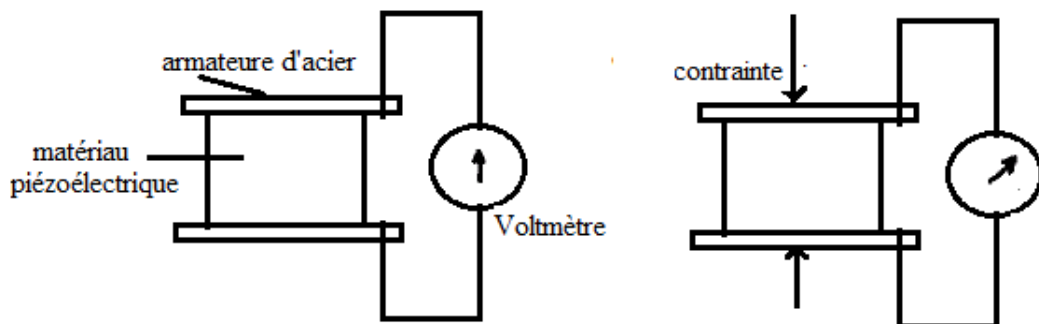


Figure II.1. Matériau piézoélectrique soumis à une contrainte mécanique

Inversement, un matériau piézoélectrique soumis à une différence de potentiel subit une déformation. Cette dernière est en première approche proportionnelle à la tension appliquée (figure II.2).

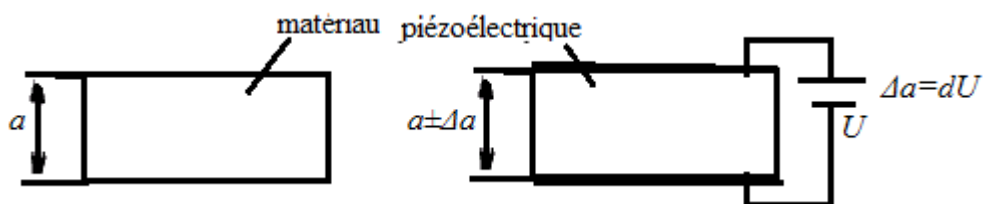


Figure II.2. Matériau piézoélectrique soumis à une différence de potentiel

Si un élément piézoélectrique est soumis à des oscillations de tension de fréquence accordée à sa fréquence de résonance mécanique, il se met à vibrer et génère des ondes ultrasonores : l'élément fonctionne en émetteur d'ultrasons.

Si, maintenant, l'élément reçoit des ondes de contrainte ultrasonores, le phénomène inverse se produit et on voit apparaître à ses bornes une tension haute fréquence : l'élément fonctionne en récepteur d'ultrasons.

Le schéma de principe d'un transducteur ultrasonore (émetteur ou récepteur) est le suivant (figure II.3):

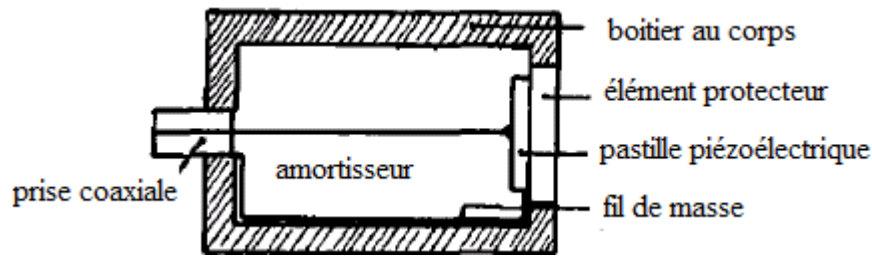


Figure II.3. Transducteur ultrasonore.

L'amortisseur atténue les ondes émises par l'arrière de la pastille qui viendraient, par réflexion, perturber le fonctionnement du transducteur. La forme des pastilles piézoélectriques est en général disque-plan. Si C_L est la vitesse des ondes longitudinales dans la pastille, sa fréquence de résonance est liée à son épaisseur d par : $f_R = \frac{C_L}{2d}$

Ainsi plus la fréquence du transducteur est élevée plus l'élément piézoélectrique est mince. Les corps les plus utilisés dans la fabrication des pastilles sont: le quartz de constante piézoélectrique $2.10^{-12} \text{ Vm}^{-1}$ et les céramiques ferroélectriques à base de titanate de baryum (BaTiO_3) ou d'oxydes de Plomb, Zirconium et Titane (PZT). Ces matériaux ont d'excellentes caractéristiques piézoélectriques: la constante piézoélectrique vaut $14.10^{-12} \text{ Vm}^{-1}$ pour BaTiO_3 et est de l'ordre de $400.10^{-12} \text{ Vm}^{-1}$ pour les PZT.

Les transducteurs sont généralement excités par des impulsions de tension (figure II.4) :

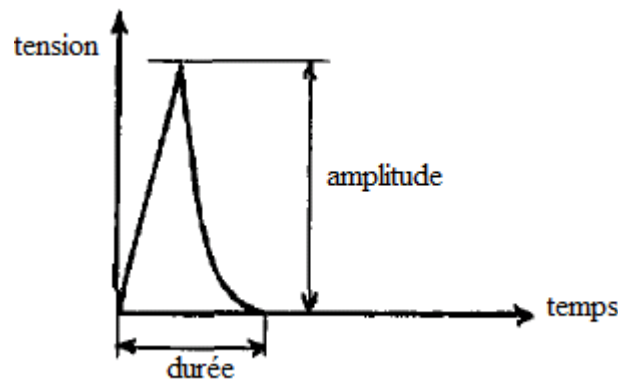


Figure II.4. Impulsions de tension.

La durée τ de l'impulsion doit être ajustée à la fréquence du transducteur utilisé pour que ce dernier fonctionne dans les conditions optimales: elle doit d'être voisine de la demi-période de vibration. Les amplitudes délivrées par les appareils à ultrasons sont de l'ordre de quelques centaines de volts. Remarquons que sous ces tensions et compte tenu des valeurs de la constante piézoélectrique, la pastille subit des contractions et dilatations très faibles (Inférieures à $1 \mu\text{m}$). La réponse d'un transducteur sera différente suivant son degré d'amortissement. On distinguera ainsi :

- ✓ Les transducteurs résonants où l'élément piézoélectrique effectue de nombreuses oscillations d'amplitude décroissante après l'oscillation initiale. Le transducteur émet alors un train d'onde de longue durée et de spectre étroit.
- ✓ Les transducteurs amortis où l'élément piézoélectrique s'arrête très vite de vibrer. Le signal ultrasonore est alors de courte durée (un à deux périodes) et de spectre large.

II.2.5. La forme des faisceaux ultrasonores

Nous terminerons cette courte introduction sur les ultrasons par une question important: la forme des faisceaux émis par les transducteurs.

Le champ produit par les transducteurs habituellement utilisés en contrôle non destructif est loin d'être uniforme. La répartition spatiale de l'énergie dépend d'une part de la géométrie de la source et d'autre part de la longueur d'onde λ des ultrasons émis. Il s'agit d'un phénomène de diffraction. Pour une source disque-plan, monochromatique, de diamètre D plus grand que λ , le champ acoustique est décrit par la figure II.5.

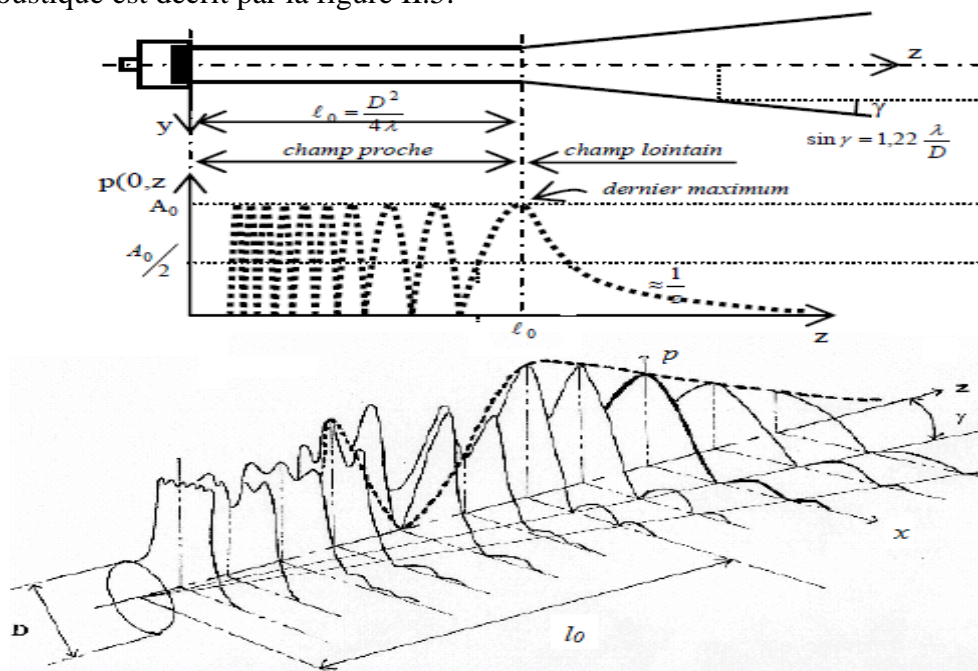


Figure II.5. Champ acoustique d'un transducteur disque-plan.

La source étant de révolution autour de (Oz) , il en est de même pour le champ acoustique: il suffit donc de décrire ce dernier dans le plan Oxz . On distingue classiquement deux zones de l'espace où se trouve la plus grande partie de l'énergie acoustique:

✓ La zone de FRESNEL (appelée aussi champ proche) : dans cette zone le champ est très irrégulier. Il présente une série de minima et maxima, phénomène tout à fait analogue à celui des interférences optiques. La zone de FRESNEL s'étend jusqu'à une distance de $l_0 = D^2/4\lambda$. Lorsqu'on s'éloigne de l'axe d'une distance supérieure à celle du rayon de la source, l'intensité du champ chute brutalement. On peut donc considérer la zone de FRESNEL comme un cylindre de longueur l_0 et de diamètre voisin de D .

✓ La zone de FRAUNHOFER (appelée aussi champ lointain) : lorsqu'on se déplace sur l'axe, après un dernier maximum pour $z = D^2/4\lambda$ on observe une décroissance régulière de la pression acoustique (la loi de décroissance est en $1/z$). Lorsqu'on se déplace perpendiculairement à l'axe on observe un profil typique des phénomènes de diffraction. Le lieu des points où le champ s'annule pour la première fois est un cône de sommet O et de demi-angle γ donné par la formule approchée suivante : $\sin \gamma = 1.22 \frac{\lambda}{D}$. La plus grande partie de l'énergie acoustique est située à l'intérieur du cône.

II.3. Etude théorique de la diffusion acoustique

II.3.1. Propagation dans les solides et dans les liquides isotropes

On s'intéresse, dans un premier temps, à la propagation des ondes harmoniques dans un milieu continu, élastique, homogène et isotrope. Les équations fondamentales de l'élasticité linéaire (Dieulesant et Royer, 1974), rappelées dans ce paragraphe, permettent d'obtenir l'équation du mouvement dans un solide ou dans un liquide.

II.3.1.1. Tenseur des déformations

Un solide soumis à des forces est dit déformé si la distance entre deux points matériels est changée par rapport à ce qu'elle est dans le solide au repos. Si par rapport à une origine arbitraire O , un point matériel quelconque du solide est repéré par le vecteur $\vec{x}(x_1, x_2, x_3)$, il sera, après déformation, repéré par le vecteur $\vec{x}'(x'_1, x'_2, x'_3)$ tel que:

$$\vec{x} = \vec{x}' + \vec{u}$$

où \vec{u} est une fonction continue des coordonnées de \vec{x} appelée déplacement.

Les déplacements associés à deux points M et N infiniment proches sont différents et reliés par la relation :

$$\vec{u}_M = \vec{u}_N + d\vec{u} \text{ avec } d\vec{u} = \frac{\partial \vec{u}}{\partial x_i} dx_i$$

En développant la variation du carré de la distance entre deux points au cours de la déformation en fonction des variations élémentaires des coordonnées, on définit le tenseur S_{ij} des déformations par :

$$(d\vec{x}')^2 - (d\vec{x})^2 = 2S_{ij}dx_i dx_j$$

Avec

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \frac{\partial u_k}{\partial x_j} \right)$$

En se limitant aux petites déformations, on peut négliger le terme du second ordre, ce qui réduit les composantes du tenseur des déformations à :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.1)$$

Avec $i, j = 1, 2$

Il est clair dans cette expression que le tenseur S_{ij} est symétrique ($S_{ij} = S_{ji}$) et donc que seules six des neuf composantes sont indépendantes. Les termes extradiagonaux S_{ij} , ($i \neq j$), traduisent des mouvements de cisaillement.

II.3.1.2. Tenseur des contraintes

Les actions extérieures responsables de la déformation d'un solide (pesanteur, champ électrique, actions mécaniques), peuvent être appliquées soit à la surface, soit à l'intérieur du solide. On appelle contrainte, les tensions mécaniques, interne au solide, qui s'opposent à la déformation et tendent de ramener le solide dans son état de repos.

On introduit le tenseur d'ordre 2 des contraintes T_{ij} , pour exprimer la tension mécanique \vec{T} résultant de l'action des forces extérieures, sur un élément de surface d'orientation quelconque, repéré par sa normale \vec{n} :

$$\vec{T}(\vec{n}) = T_{ij}n_j \quad (2.2)$$

Les conditions d'équilibre statique du solide imposent que les résultantes des forces et des moments agissant sur un volume quelconque soient nulles. On peut alors établir que le tenseur T_{ij} est symétrique ($T_{ij}=T_{ji}$).

Les termes diagonaux traduisent les contraintes normales aux faces d'un élément de volume entourant le point examiné alors que les termes extradiagonaux sont les contraintes tangentielles aux faces de cet élément de volume.

II.3.1.3. Relation entre contraintes et déformation : Loi de Hooke

Si on se limite au cas des petites déformations, dans des solides non piézo-électriques, il existe une relation linéaire entre contraintes et déformations, exprimée pour la première fois par Hooke (Guy, 1992) à partir du développement au premier ordre en série de Taylor de T_{ij} (S_{kl}). Cette relation dite Loi de Hooke se met sous la forme:

$$T_{ij} = \sum_{k,l} c_{ijkl} S_{kl} \quad (2.3)$$

Les termes c_{ijkl} sont les composantes d'un tenseur d'ordre quatre, appelé tenseur des rigidités ou coefficients élastiques. Dans le cas d'un milieu homogène et isotrope, ils peuvent s'écrire simplement en fonction des coefficients de lamé λ et μ :

$$c_{ijkl} = \lambda \delta_{ij} \delta_{kl} + \mu (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk})$$

Où δ_{ij} est le symbole de Kronecker qui vaut 1 si $i = j$ et 0 si $i \neq j$

T_{ij} et S_{ij} étant symétriques, il vient :

$$c_{ijkl} = c_{jilk} \text{ et } c_{ijkl} = c_{ijlk}$$

Dans le cas d'un solide isotrope, le nombre de coefficients indépendants se réduit à deux et la matrice des constantes élastiques s'écrit en contractant les indices:

$$[C_{ijkl}] = \begin{bmatrix} \lambda + 2\mu & \lambda & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda + 2\mu & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda & \lambda + 2\mu & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mu \end{bmatrix}$$

La loi de Hooke s'écrit sous forme algébrique :

$$T_{ij} = \lambda \delta_{ij} S_{kk} + 2\mu S_{ij} \quad (2.4)$$

II.3.1.4. Equation de propagation d'une onde ultrasonore dans un milieu isotrope

L'équation du mouvement résulte de la loi fondamentale de la dynamique (Dieulesant et Royer, 1974) :

$$F = m.A \quad (2.5)$$

Soit un volume unité d'un solide ; la densité volumique de force est :

$$F_i = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.6)$$

On négligeant l'action de la pesanteur :

$$F_i = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \quad (2.7)$$

ρ étant la densité volumique du matériau.

Donc :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.8)$$

Comme le tenseur des contraintes peut s'écrire d'après (2.4) :

$$T_{ij} = \lambda \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.9)$$

(2.8) devient :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \lambda \delta_{ij} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_j \partial x_k} + \mu \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_i \partial x_j} \right) \quad (2.10)$$

En tenant compte du fait que :

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} &= \text{div} u & \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} &= \Delta u_i \\ \frac{\partial u}{\partial x_i} &= (\text{grad} u)_i & (\ddot{u})_i &= \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \end{aligned}$$

et que

$$\Delta u = \text{grad}(\text{div}(u)) - \text{rot}(\text{rot}(u))$$

on obtient l'équation de propagation :

$$\rho \ddot{u} = (\lambda + 2\mu) \text{grad}(\text{div}(u)) - \mu \text{rot}(\text{rot}(u)) \quad (2.11)$$

II.3.1.5. Solution de l'équation de propagation

Il est possible de décomposer le vecteur \vec{u} en la somme d'un vecteur rotationnel \vec{u}_T et d'un vecteur irrotationnel \vec{u}_L :

$$\vec{u} = \vec{u}_L + \vec{u}_T \quad (2.12)$$

Avec

$$\text{rot} \vec{u}_L = 0 \quad (2.13)$$

$$\text{div} \vec{u}_T = 0 \quad (2.14)$$

Pour \vec{u}_L , l'équation de propagation devient :

$$\ddot{\vec{u}}_L = \left(\frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \right) \Delta \vec{u}_L \quad (2.15)$$

En posant

$$\frac{\lambda + 2\mu}{\rho} = c_L^2$$

On obtient

$$\vec{u}_L = c_L^2 \Delta \vec{u}_L \quad (2.16)$$

L'onde plane est une solution particulière, elle s'écrit :

$$\vec{u}_L = \vec{A}_L \exp j(\omega t - \vec{k}_L r)$$

Avec $r(x_1, x_2, x_3)$ et \vec{k}_L le vecteur d'onde incident indiquant la direction de propagation:

$$|\vec{k}_L|^2 = \frac{\omega^2}{c_L^2} \quad (\omega \text{ étant la pulsation})$$

A partir de $\text{rot} \vec{u}_L = 0$, on obtient $\vec{k}_L \wedge \vec{A}_L = 0$; \vec{k}_L et \vec{A}_L sont donc colinéaires et le mouvement des particules est parallèle à la direction de propagation (figure II.6). On en déduit que les ondes liées à \vec{u}_L sont des ondes progressives planes à polarisation longitudinale (ondes de compression) se déplaçant avec une célérité c_L .

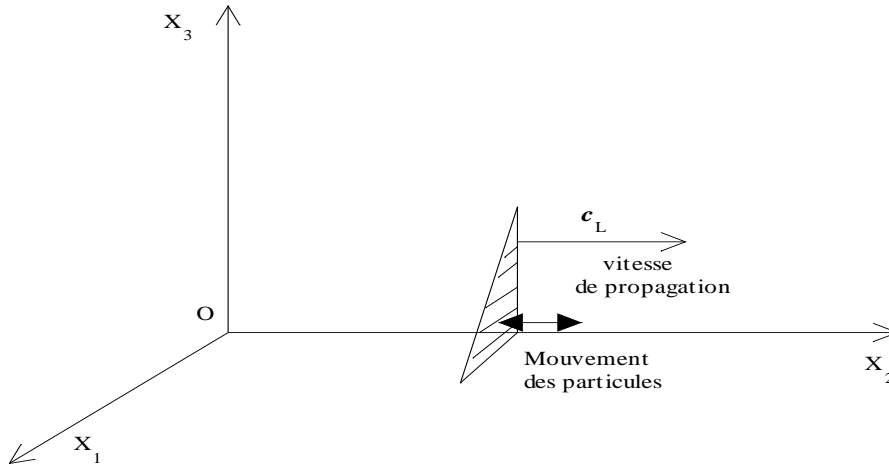


Figure II.6. Onde longitudinale

Pour la composante rotationnel \vec{u}_T de \vec{u} , l'équation de propagation s'écrit :

$$\vec{u}_T = \frac{\mu}{\rho} \Delta \vec{u}_T$$

En posant :

$$\frac{\mu}{\rho} = c_T^2$$

on obtient :

$$\vec{u}_T = c_T^2 \Delta \vec{u}_T \quad (2.17)$$

Une solution particulière est l'onde plane sous la forme :

$$\vec{u}_T = \vec{A}_T \exp j(\omega t - \vec{k}_T r)$$

\vec{k}_T étant le vecteur d'onde caractérisant la direction de propagation, tel que : $|\vec{k}_T|^2 = \frac{\omega^2}{c_T^2}$

De $\text{div} \vec{u}_T = 0$, on déduit que $\vec{k}_T \cdot \vec{A}_T = 0$, et donc que \vec{k}_T et \vec{A}_T sont deux vecteurs perpendiculaires ; le mouvement des particules est donc perpendiculaire à la direction de propagation. Les ondes décrites par u_T sont des ondes progressives planes à polarisation

transversale (ondes de cisaillement) se déplaçant avec une célérité c_T , comme le montre la figure II.7.

Notons que dans un milieu donné, $c_T < c_L$.

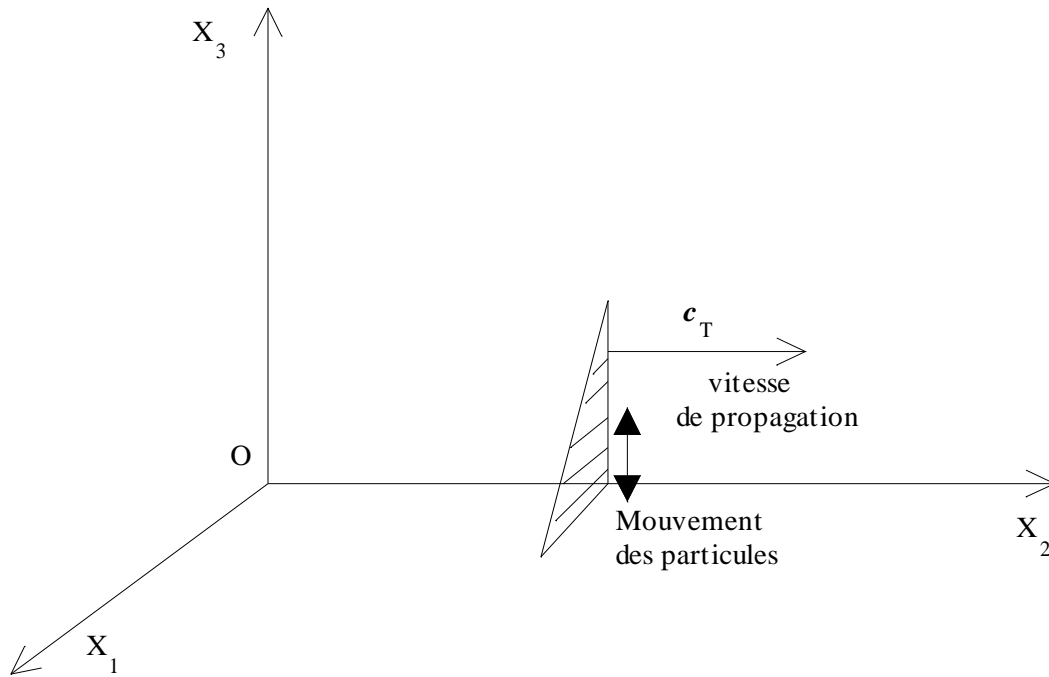


Figure II.7. Onde transversale

II.3.1.6. Potentiels des élongations. Potentiels des vitesses

On peut considérer que \vec{u}_L dérive d'un potentiel scalaire ϕ tel que :

$$\vec{u}_L = \text{grad}\phi$$

Et que \vec{u}_T dérive d'un potentiel vecteur ψ tel que :

$$\vec{u}_T = \text{rot}\psi$$

On peut écrire :

$$u = \text{grad}\phi + \text{rot}\psi$$

On obtient donc :

$$\Delta\phi = \frac{1}{c_L^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \quad (2.18)$$

et

$$\Delta\psi = \frac{1}{c_T^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \quad (2.19)$$

Avec $\text{div}\psi = 0$ qui est l'équation de jauge.

Pour une onde sinusoïdale, la relation entre le vecteur déplacement u et le vecteur vitesse v est la suivante:

$$v = \frac{\partial u}{\partial t} = j\omega u \quad (2.20)$$

II.3.1.7. Cas particulier du milieu liquide

Les milieux liquides sont caractérisés par $\mu=0$, d'où $c_T=0$; seules les ondes longitudinales peuvent s'y propager avec une vitesse c_L telle que :

$$c_L^2 = \frac{\lambda}{\rho}$$

Comme pour les solides, on peut définir un potentiel scalaire ϕ tel que:

$$\Delta\phi = \frac{1}{c_L^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \quad (2.21)$$

Dont la solution peut être de la forme :

$$\phi = A \exp j(\omega t - \mathbf{k}_1 \mathbf{r})$$

II.3.2. Coefficient de réflexion et de transmission à une interface liquide / solide

II.3.2.1. Position du problème

On considère une interface plane séparant un milieu fluide, caractérisé par sa densité volumique ρ_1 , son coefficient de Lamé λ_1 ($\mu_1=0$) et par sa vitesse de phase c_L , d'un milieu solide de densité volumique ρ , λ et μ pour les coefficients de Lamé, c_L pour la vitesse de phase longitudinale et c_T pour la vitesse de phase transversale (Brekhovskikh, 1980). L'interface se trouve dans le plan $z=0$ et ses dimensions sont supposées infinies dans les directions Ox et Oy . La géométrie du problème est donnée figure II.9:

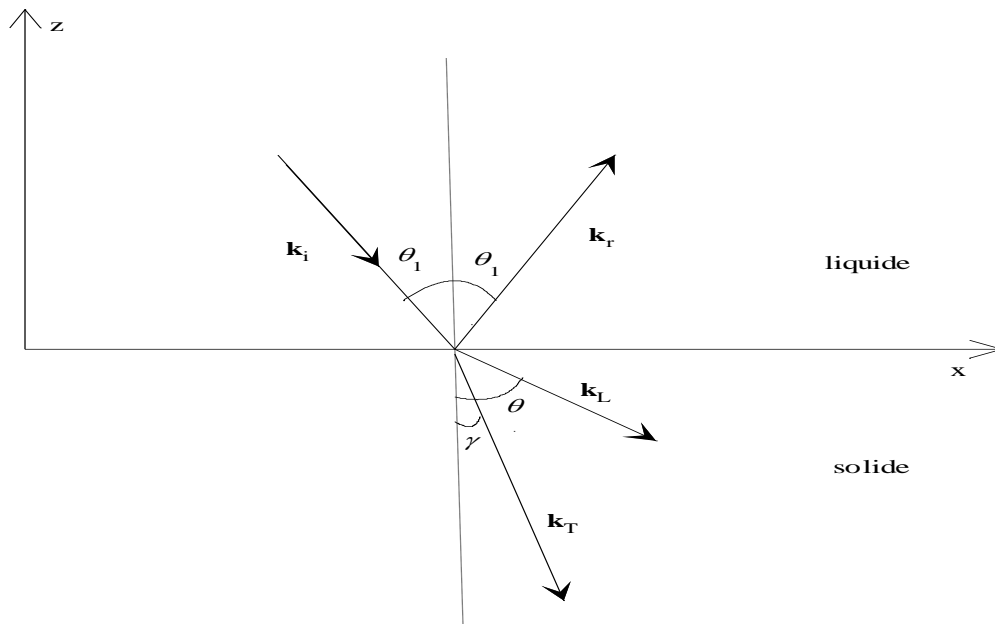


Figure II.8. Réflexion et transmission à une interface liquide / solide. Géométrie du problème.

II.3.2.2. Equation de continuité

Dans le cas d'un problème plan, on suppose que toutes les grandeurs à définir ne dépendent que des coordonnées x et z . Ainsi, seules les composantes u_x et u_z du vecteur déplacement sont non nulles, de même seules les composantes normale T_{zz} et tangentielle T_{xz} de la contrainte sont non nulles (Brekhovskikh, 1980; Dieulesant et Royer, 1974).

Les ondes longitudinales et transversales se propageant dans le solide peuvent être décrites par les potentiels ϕ et ψ . Le potentiel vecteur ψ est choisi tel que seule sa composante suivant Oy soit non nulle (Brekhovskikh 1980). Elle est notée ψ .

Les potentiels ϕ et ψ satisfont aux équations de propagation (2.22) et (2.23)

$$\Delta\phi = -k_L^2\phi \quad (2.22)$$

$$\Delta\psi = -k_T^2\psi \quad (2.23)$$

Dans le liquide, il suffit d'un potentiel scalaire ϕ_1 pour décrire les seules ondes longitudinales qui se propagent à la vitesse de phase c_1 . Le potentiel satisfait l'équation de propagation (2.24)

$$\Delta\phi_1 = -k_1^2\phi_1 \quad (2.24)$$

Les composantes du déplacement et de la contrainte s'expriment en fonction des potentiels de la façon suivante :

$$u_x = \frac{\partial\phi}{\partial x} - \frac{\partial\psi}{\partial z} \quad u_z = \frac{\partial\phi}{\partial z} + \frac{\partial\psi}{\partial x}$$

$$T_{xz} = \mu \left(\frac{\partial^2\phi}{\partial x\partial z} - \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} \right)$$

$$T_{zz} = (\lambda + 2\mu)\Delta\phi + 2\mu \left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x\partial z} - \frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} \right)$$

Les conditions de continuité à l'interface liquide / solide sont au nombre de trois. Elles doivent vérifier la continuité de la composante normale du déplacement u_z , la continuité de la composante normale de la contrainte T_{zz} , et de sa composante tangentielle T_{xz} ; pour cette dernière, il suffit qu'elle soit nulle à l'interface (Brekhovskikh, 1980).

$$\left. \begin{array}{l} u_{z_1} = u_z \\ T_{xz_1} = T_{xz} = 0 \\ T_{zz_1} = T_{zz} \end{array} \right\} \quad (2.25)$$

Dans ces expressions les composantes indicées par 1 concernent le liquide, celle non indicées concernent le solide.

II.3.2.3. Expression du coefficient de réflexion et de transmission

On considère une onde plane monochromatique de pulsation ω provenant du milieu fluide 1. Elle arrive sur l'interface liquide / solide sous un angle d'incidence θ_1 .

L'onde plane incidente est décrite par le potentiel scalaire:

$$\phi_1 = \exp j(\sigma x - \alpha_1 z) \exp - j\omega t$$

où $\sigma = k_1 \sin\theta_1$ et $\alpha_1 = k_1 \cos\theta_1$ sont les composantes tangentielle et normale à l'interface du vecteur d'onde incident k_1 , de norme $k_1 = \frac{\omega}{c_1}$

Le potentiel de l'onde réfléchie peut se mettre sous la forme:

$$\phi_r = \text{Re } xpj(\sigma x + \alpha_1 z) \exp - j\omega t$$

Où R est le coefficient de réflexion.

Le potentiel total dans le fluide est donc:

$$\phi_t = \phi_i + \phi_r = (\exp(-j\alpha_1 z) + R \exp(j\alpha_1 z)) \exp(j\sigma x)$$

Le terme de dépendance temporelle est omis par la suite car il s'élimine dans les équations de continuité.

Dans le milieu solide, une onde longitudinale et une onde transversale sont générées. Elles peuvent être respectivement décrites par les potentiels suivants :

$$\phi = A \exp j(\sigma x - \alpha z)$$

$$\psi = B \exp j(\sigma x - \beta z)$$

où: $\alpha = k_L \cos \theta$ est la composante normale du vecteur d'onde de l'onde longitudinale,

$\beta = k_T \cos \gamma$ est la composante normale du vecteur d'onde de l'onde transversale.

D'après la loi de SNELL-DESCARTES, les composantes tangentielles des vecteurs d'onde des ondes longitudinales et transversales sont égales à celles du vecteur d'onde de l'onde incidente, soit

$$\sigma = k_1 \sin \theta_1 = k_L \sin \theta = k_T \sin \gamma \quad (2.26)$$

A l'interface $z = 0$ les potentiels vérifiant les équations suivantes :

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial z} = \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (2.27)$$

$$\mu \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial z} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right) = 0 \quad (2.28)$$

$$\lambda_1 \Delta \phi_1 = (\lambda + 2\mu) \Delta \phi + 2\mu \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} - \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \right) \quad (2.29)$$

D'autre part, on a par définition.

$$\lambda_1 = \rho_1 c_1^2 = \rho_1 \frac{\omega^2}{k_1^2}, \quad \lambda + 2\mu = \rho c_L^2 = \rho \frac{\omega^2}{k_L^2}, \quad \mu = \rho c_T^2 = \rho \frac{\omega^2}{k_T^2} \quad (2.30)$$

D'après les équations de propagation (1.22) et (1.23) on a :

$$\Delta \phi = -k_L^2 \phi \quad \text{et} \quad \Delta \phi_1 = -k_1^2 \phi_1$$

Si l'on pose $m = \frac{\rho}{\rho_1}$, les équations de continuité peuvent s'écrire

$$(R-1)k_1 \cos \theta_1 = -Ak_L \cos \theta + Bk_T \sin \gamma$$

$$Ak_L^2 \sin(2\theta) + Bk_T^2 \cos(2\gamma) = 0$$

$$(1+R) \frac{1}{m} = A \left(1 - 2 \frac{k_L^2}{k_T^2} \sin^2 \theta \right) - B \sin(2\gamma)$$

La résolution de ce système homogène de trois équations à trois inconnues A , B et R conduit à l'expression suivante pour le coefficient de réflexion R :

$$R = \frac{Z_L \cos^2 \gamma + Z_T \sin^2 \gamma - Z_1}{Z_L \cos^2 \gamma + Z_T \sin^2 \gamma + Z_1} \quad (2.32)$$

où

$$Z_1 = \frac{\rho_1 c_1}{\cos \theta_1}, Z_L = \frac{\rho c_L}{\cos \theta}, Z_T = \frac{\rho c_T}{\cos \gamma}$$

Sont respectivement les impédances acoustiques des ondes ultrasonores dans le liquide et celles des ondes longitudinales et transversales dans le solide. Il est à noter que le coefficient de réflexion est indépendant de la fréquence.

En incidence normale, $\theta_1 = \theta = \gamma = 0^\circ$; Le coefficient de réflexion s'écrit simplement en fonction des impédances dans le liquide et dans le solide sous la forme :

$$R = \frac{Z_L - Z_1}{Z_L + Z_1} \quad (2.33)$$

et le coefficient de transmission est donné par :

$$T = \frac{2Z_1}{Z_L + Z_1} \quad (2.34)$$

Nous venons de rappeler les principales équations décrivant la propagation des ondes dans un milieu solide élastique de dimension infinie. Nous abordons maintenant le cas de solides dont les dimensions sont de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde.

II.4. Ondes de Lamb et courbes de dispersion

Dans une plaque, les ondes longitudinales (L) et transversales (T) subissent des réflexions multiples sur ses surfaces. Pour chacune de ces réflexions, l'onde incidente subit également une conversion vers l'autre type d'onde (une onde L incidente résulte en une combinaison d'onde L réfléchi et T obtenue par conversion de mode et vice-versa, tel que représenté à la figure II.9). Sous certaines conditions, il se produit un couplage entre ces ondes et un ou plusieurs modes de Lamb sont générés.

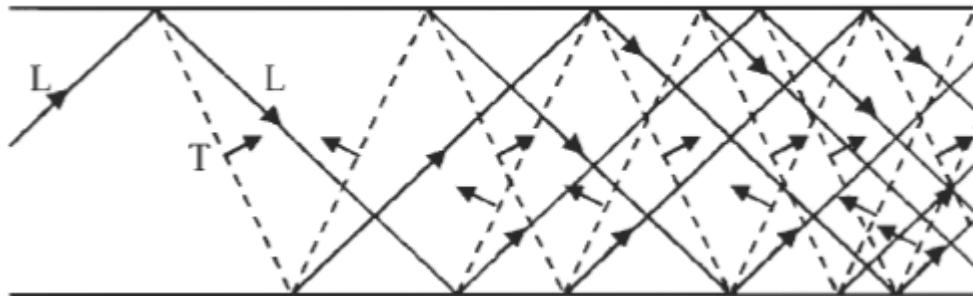


Figure II.9. Construction des ondes de Lamb à partir des ondes longitudinales (L) et transversales (T)

Ces ondes sont divisées en deux groupes, appelées symétriques (modes S) (figure II.10a) et antisymétriques (modes A) (figure II.10b), en fonction du déplacement des particules par rapport au plan médian de la plaque.

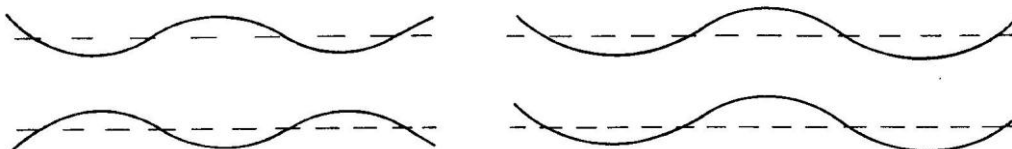


Figure II.10. Modes de Lamb symétrique (a) et antisymétrique (b)

Comme toute onde, le mode de Lamb est caractérisé par une amplitude, une fréquence et une vitesse de propagation. Par opposition à d'autres types d'ondes ultrasonores (onde de volume ou onde de Rayleigh), les ondes de Lamb peuvent se propager sur de longues distances.

Lorsque l'on veut effectuer la caractérisation d'un matériau par ondes de Lamb, il est nécessaire de connaître le comportement du matériau en question face à ces ondes ultrasonore. Les courbes de dispersion sont ainsi indispensables puisque celles-ci nous permettent de connaître les vitesses de phase ainsi que l'épaisseur de la plaque que l'on veut caractériser. La section suivante traite donc du calcul des relations de dispersion de matériaux isotrope dans le but d'en tracer les courbes de dispersion.

II.4.1. Équations de dispersion pour une plaque libre

Nous appelons plaque, un milieu limité dans une de ces dimensions. La plaque est dit libre si elle est placée dans le vide, ce qui signifie qu'aucune contrainte n'est appliquée sur ses faces.

Les équations qui régissent la propagation des ondes de Lamb dans cette plaque ont été établies par le Prof. Horace Lamb, en 1917. Viktorov (1967), Royer et Dieulesant (1996) et Auld (1973) décrivent en détail les solutions exactes pour une plaque isotrope. Nous rappelons ici les principaux résultats.

Nous allons considérer une onde plane harmonique qui se propage dans une plaque d'épaisseur d dans la direction de l'axe x . Les dimensions de la plaque dans les directions x et y sont considérées comme infinies, comme l'illustre la figure II.11.

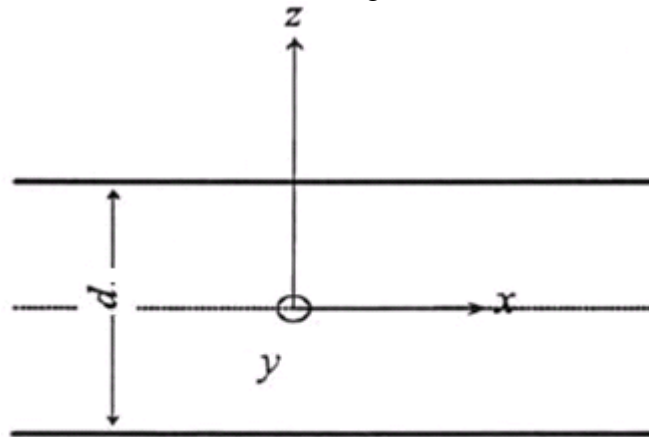


Figure II.11. Géométrie du problème

On représente le déplacement longitudinal dans la plaque par un potentiel scalaire ϕ_p , et le déplacement transversal par un potentiel vecteur ψ_p . Ainsi, le vecteur déplacement dans la plaque s'écrit en fonction de ϕ_p et ψ_p .

Comme la propagation dans la plaque se fait dans le plan (xoz) , la composante suivant l'axe y du vecteur déplacement est nulle, et ses composantes u_p et w_p suivant les axes x et z ne dépendent que de x et z . Les expressions pour u_p et w_p sont (Victorov, 1967 ; Scandelari, 1999) :

$$\begin{cases} u_p = \frac{\partial \phi_p}{\partial x} - \frac{\partial \psi_p}{\partial z} \\ w_p = \frac{\partial \phi_p}{\partial z} + \frac{\partial \psi_p}{\partial x} \end{cases} \quad (2.35)$$

Si on néglige toutes les pertes, les fonctions potentiels doivent respecter l'équation de Helmholtz, voir les équations (2.22) et (2.23):

$$\begin{cases} \nabla^2 \phi_p + k_L^2 \phi_p = 0 \\ \nabla^2 \psi_p + k_T^2 \psi_p = 0 \end{cases} \quad (2.36)$$

Où $k_L = \omega/c_L$, et $k_T = \omega/c_T$ sont, respectivement, les nombres d'onde longitudinale et transversale dans la plaque. ω est la pulsation; c_L et c_T sont, respectivement, les vitesses longitudinale et transversale dans la plaque.

Nous cherchons des solutions correspondant à une onde plane harmonique se propageant dans la direction des x positifs; alors ϕ_p et ψ_p seront de la forme (Viktorov, 1967):

$$\phi_p(x, z, t) = [A \cosh(qz) + B \sinh(qz)] e^{i(kx - \omega t)} \quad \text{Pour } \left(-\frac{d}{2} \leq z \leq \frac{d}{2} \right) \quad (2.37)$$

$$\psi_p(x, z, t) = [C \cosh(sz) + D \sinh(sz)] e^{i(kx - \omega t)} \quad \text{Pour } \left(-\frac{d}{2} \leq z \leq \frac{d}{2} \right) \quad (2.38)$$

où A , B , C et D sont des constantes arbitraires.

Il s'agit donc des ondes de même pulsation ω , de même nombre d'onde k , mais dont l'amplitude varie en fonction de la profondeur z dans la plaque. L'introduction des ces potentiels dans l'équation de propagation montre qu'ils ne peuvent être solution que si:

$$\begin{cases} q^2 = k^2 - k_L^2 \\ s^2 = k^2 - k_T^2 \end{cases} \quad (2.39)$$

Où $k = \omega/c$ est le nombre d'onde de Lamb et c sa vitesse de phase.

Le nombre d'onde k est déterminé avec les conditions aux limites. Ces conditions expriment la continuité des contraintes normales et tangentielles appliquées de chaque coté d'une interface. Si l'on traite le cas de la plaque libre, ces contraintes doivent donc être nulles. Ce qui se traduit par les expressions suivantes:

$$\begin{cases} T_{xz} = \mu \left(2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) = 0 \\ T_{yz} = \mu \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial y \partial z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} \right) = 0 \\ T_{zz} = \lambda \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) + 2\mu \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} \right) = 0 \end{cases} \quad \text{en } z = \pm d/2 \quad (2.40)$$

La substitution des équations (2.37) et (2.38), dans les conditions aux limites imposées (2.40), permet d'obtenir le système d'équations suivant:

$$\begin{bmatrix} 2iqk \sinh\left(q \frac{d}{2}\right) & 2iqk \cosh\left(q \frac{d}{2}\right) & -(k^2 + s^2) \cosh\left(s \frac{d}{2}\right) - (k^2 + s^2) \sinh\left(s \frac{d}{2}\right) \\ -2iqk \sinh\left(q \frac{d}{2}\right) & 2iqk \cosh\left(q \frac{d}{2}\right) & -(k^2 + s^2) \cosh\left(s \frac{d}{2}\right) + (k^2 + s^2) \sinh\left(s \frac{d}{2}\right) \\ (k^2 + s^2) \cosh\left(q \frac{d}{2}\right) - (k^2 + s^2) \sinh\left(q \frac{d}{2}\right) & -2iks \sinh\left(s \frac{d}{2}\right) & 2iks \cosh\left(s \frac{d}{2}\right) \\ (k^2 + s^2) \cosh\left(q \frac{d}{2}\right) + (k^2 + s^2) \sinh\left(q \frac{d}{2}\right) & 2iks \sinh\left(s \frac{d}{2}\right) & 2iks \cosh\left(s \frac{d}{2}\right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.41)$$

Les solutions de ce système d'équations sont non-triviales quand le déterminant de la matrice principale est nul. La symétrie de la matrice nous permet d'obtenir deux équations caractéristiques, appelée équations transcendantes de Rayleigh-Lamb, qui déterminent les valeurs possibles pour le vecteur d'onde k (Scandelari, 1999):

$$(k^2 + s^2)^2 \cosh\left(q \frac{d}{2}\right) \sinh\left(s \frac{d}{2}\right) - 4k^2 qs \sinh\left(q \frac{d}{2}\right) \cosh\left(s \frac{d}{2}\right) = 0 \quad (2.42)$$

$$(k^2 + s^2)^2 \sinh\left(q \frac{d}{2}\right) \cosh\left(s \frac{d}{2}\right) - 4k^2 qs \cosh\left(q \frac{d}{2}\right) \sinh\left(s \frac{d}{2}\right) = 0 \quad (2.43)$$

Les équations (2.42) et (2.43) décrivent deux groupes d'ondes, qui peuvent se propager dans la plaque d'une façon indépendante l'une de l'autre, puisque chacune satisfait les équations d'onde et les conditions aux limites de la plaque. Quand le vecteur d'onde k est calculé à partir de l'équation (2.42), les ondes sont appelés symétriques. Les ondes antisymétriques sont obtenues à partir du vecteur d'onde k calculé à l'aide de l'équation (2.43).

L'étude expérimentale des modes de vibration d'une plaque nécessite d'exciter les ondes associées et de les observer. Dans cette étude, nous avons employé une méthode dans laquelle la plaque est immergée dans une cuve d'eau. C'est pourquoi nous examinons ici l'influence de la présence d'un fluide extérieur sur le comportement des modes propres de vibration de la plaque.

II.4.2. Équations de dispersion pour une plaque immergée dans un fluide

D'une façon générale, lorsqu'une plaque est immergée dans un fluide, il faut tenir compte de la présence du milieu extérieur lors de l'établissement des conditions aux limites (pression hydrostatique). Ceci conduit à de nouvelles expressions des équations de dispersion, dont les solutions sont complexes (Guy, 1992; Osborne et Hart, 1946; Talmant, 1987). L'existence de solutions complexes traduit le fait que l'onde guidée s'atténue au cours de sa propagation, en réémettant dans le fluide extérieur. Les modes de vibration de la plaque immergée ne sont pas donc des modes de Lamb purs et sont couramment appelés pseudo-modes de Lamb (Guy, 1992). Par abus de langage, on parlera indifféremment, par la suite, d'ondes de Lamb dans les deux cas.

Plusieurs auteurs (Osborne et Hart, 1946; Talmant, 1987, Pitts *et al*, 1976; Chimenti et Rockhlin, 1990) ont montré que lorsque la densité du fluide extérieur est faible devant celle de la plaque (ce qui est généralement le cas pour une plaque métallique dans l'eau), les racines complexes sont proches de l'axe réel ce qui permet d'assimiler leur partie réelle aux solutions de la plaque libre (Guy, 1992). Nous adoptons cette approximation dans la suite de cette étude.

Nous venons d'exposer les équations de dispersion des modes de Lamb dans le cas d'une plaque libre. Nous avons rappelé que dans le cas où cette plaque est immergée dans un fluide de faible densité, ses modes de Lamb sont très proches des modes propres de la plaque dans le vide.

Pratiquement, ces modes de Lamb sont observés par analyse du coefficient de transmission (respectivement de réflexion) de la plaque immergée. C'est pourquoi nous nous intéressons dans le paragraphe suivant aux relations qui existent entre ces coefficients et les modes de la plaque immergée.

II.4.3. Coefficient de transmission et de réflexion d'une plaque immergée

Un certain nombre d'études théoriques et expérimentales ont montré que le coefficient de réflexion (respectivement de transmission) présente des singularités lorsqu'une onde de surface (onde de Rayleigh) ou une onde guidée (onde de Lamb) est excitée.

Ces phénomènes ont été étudiés à partir de l'expression analytique du coefficient de réflexion d'une onde plane infinie par une interface fluide-solide semi infini, et par une interface fluide-solide-fluide (Pitts *et al*, 1976; Chimenti et Rockhlin, 1990). Ces études donnent d'une part (Chimenti et Rockhlin, 1990) une interprétation des singularités des coefficients de réflexion (respectivement de transmission) en terme d'excitation d'ondes guidées ou de surface, et d'autre part (Pitts *et al*, 1976) montrent les similitudes entre les ondes guidées de type Lamb et les ondes de surface de type Rayleigh (Guy, 1992).

Selon Faiz (1995) les coefficients de réflexion (R) et de transmission (T), d'une onde plane incidente sous un angle θ , par une plaque immergée peuvent être mis sous la forme :

$$R = \frac{c_a c_s - \tau^2}{(c_a + j\tau)(c_s - j\tau)} \quad (2.44)$$

$$T = j\tau \left(\frac{1}{(c_a + j\tau)} + \frac{1}{(c_s - j\tau)} \right) \quad (2.45)$$

où

$$\tau = \frac{Z_1}{Z_L}$$

et C_a et C_s sont liés aux déformations symétriques et antisymétriques des faces. Les termes C_a et C_s sont issus des conditions de continuité des déplacements et des efforts aux interfaces plaque/eau. Ils sont donnés par les expressions suivantes (Faiz, 1992):

$$c_a = \cos^2(2\gamma) \tan \frac{P}{2} + \left(\frac{c_T}{c_L} \right)^2 \sin(2\theta) \sin(2\gamma) \tan \frac{Q}{2} \quad (2.46)$$

$$c_s = \cos^2(2\gamma) \cot \frac{P}{2} + \left(\frac{c_T}{c_L} \right)^2 \sin(2\theta) \sin(2\gamma) \cot \frac{Q}{2} \quad (2.47)$$

où

$$Q = k_T \cos(\gamma)d \quad \text{et} \quad P = k_L \cos(\theta)d$$

Les figures II.12 et II.13 représentent respectivement le module des coefficients de réflexion et de transmission, en fonction de la fréquence f sous incidence normale, d'une plaque de plexiglas d'épaisseur 1 mm immergée dans l'eau. Les paramètres de la plaque de plexiglas ont pour valeurs : $c_L=2680 \text{ ms}^{-1}$, $c_T=1100 \text{ ms}^{-1}$ et $\rho=1200 \text{ kgm}^{-3}$. Ceux de l'eau ont pour valeurs : $c_L=1470 \text{ ms}^{-1}$ et $\rho=1000 \text{ kgm}^{-3}$. L'atténuation dans la plaque ayant été négligée.

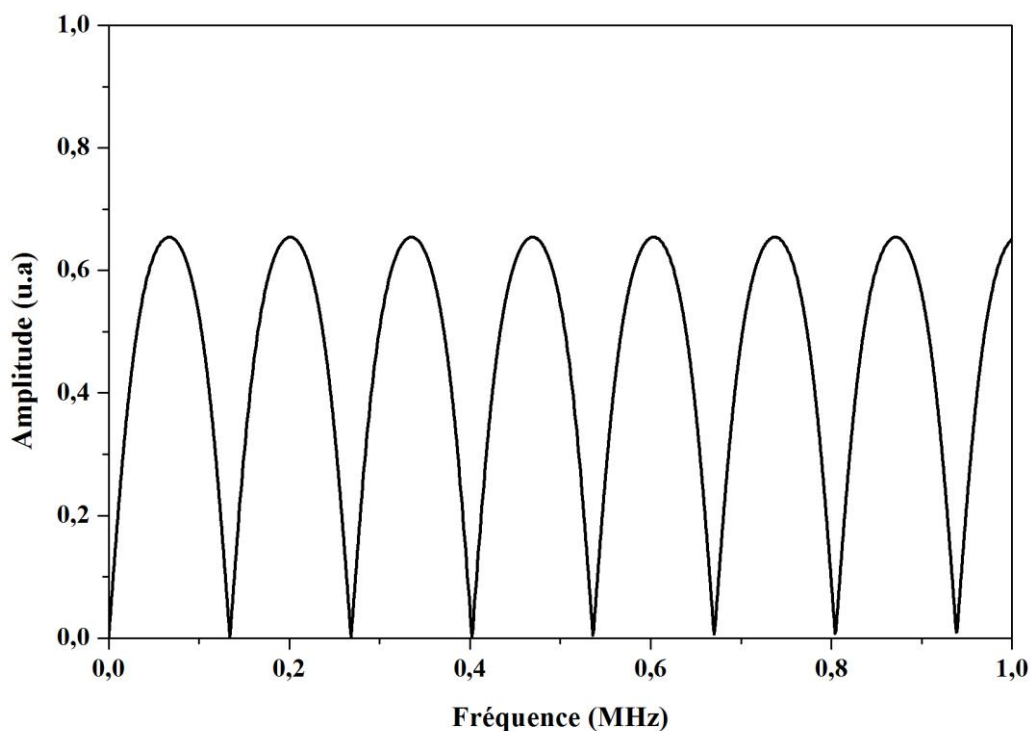


Figure II.12. Module du coefficient de réflexion en incidence normale d'une plaque de plexiglas immergé dans l'eau.

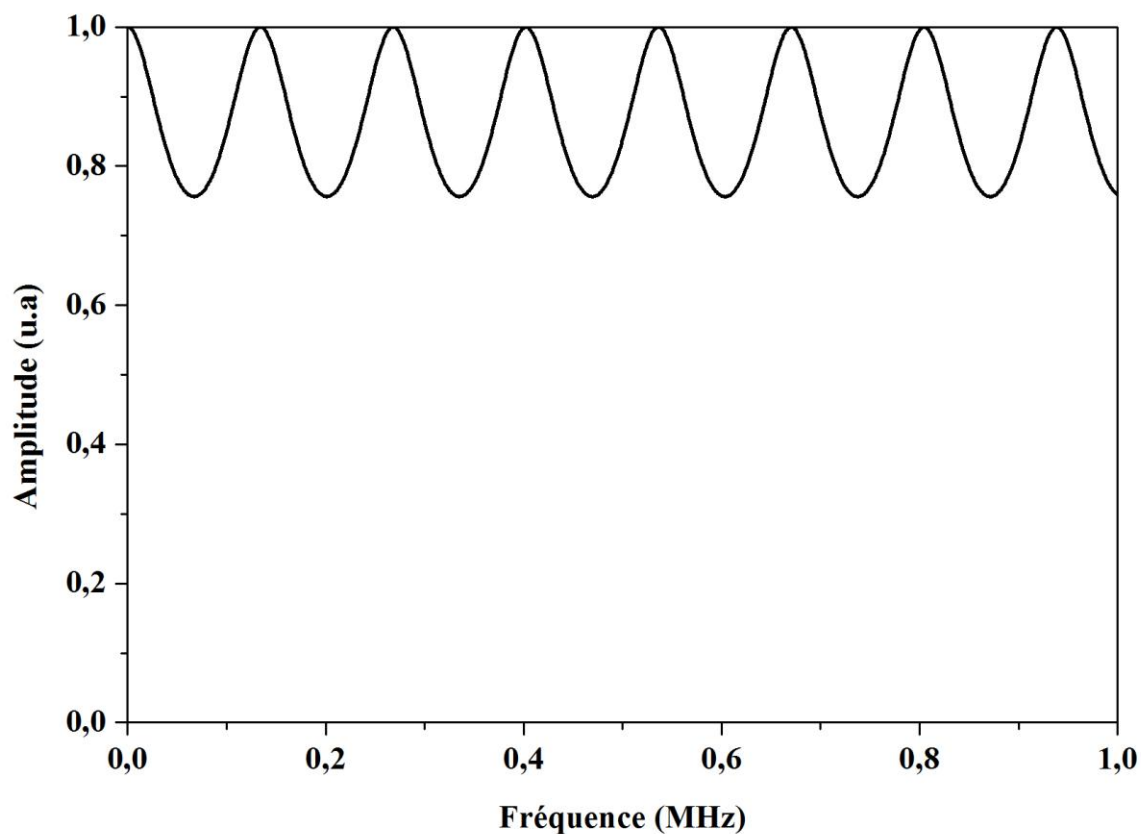


Figure II.13. Module du coefficient de transmission en incidence normale d'une plaque de plexiglas immergé dans l'eau.

Il est intéressant de noter que le module du coefficient de réflexion (respectivement de transmission) présente des minima (respectivement des pics) liés à l'excitation de vibration dans

l'épaisseur de la plaque. Ces vibrations correspondent à la génération d'ondes de Lamb dans la plaque (Faiz, 1996).

Schoch (1952) a montré, en supposant que des ondes guidées sont générées dans la plaque, que les équations (2.48) et (2.49) donnent les fréquences propres des modes de vibration d'une plaque immergée dans l'eau. Elles correspondent aux pôles du coefficient de transmission (respectivement de réflexion) donné au paragraphe précédent.

$$c_a + j\tau = 0 \quad (2.48)$$

$$c_s - j\tau = 0 \quad (2.49)$$

On remarque également, d'après les équations (2.44) et (2.45), que la condition d'annulation du coefficient de réflexion totale s'écrit :

$$c_a c_s = \tau^2 \quad (2.50)$$

Pour une plaque dans le vide, soit $\tau=0$, les équations (2.46) et (2.47) s'écrivent :

$$\begin{cases} c_a = 0 \\ c_s = 0 \end{cases} \quad (2.51)$$

Ces deux dernières équations sont en fait les équations de Rayleigh-Lamb pour une plaque immergée. Si le fluide à une densité beaucoup plus faible que le solide, les pôles des coefficients de réflexion correspondent à l'excitation d'un mode de Lamb antisymétrique ($c_a = 0$) ou symétrique ($c_s = 0$).

En résumé, l'excitation d'une onde guidée ou de surface se manifeste par un maximum du coefficient de transmission (annulation du coefficient de réflexion), et réciproquement, l'observation d'un maximum du coefficient de transmission (zéro du coefficient de réflexion) pour une fréquence et un angle d'incidence donnés traduit l'existence d'un mode de Lamb se propageant à cette fréquence dans la plaque.

Dans ce paragraphe, les équations de dispersion d'une plaque libre et d'une plaque immergée ont été établies. L'influence de l'existence d'ondes de Lamb sur les coefficients de transmission et de réflexion a été mise en évidence. Il ressort de cet exposé théorique que l'excitation d'un mode de Lamb par le faisceau incident se traduit par un maximum du coefficient de transmission (minimum du coefficient de réflexion). Les courbes de dispersion d'une plaque immergée dans un fluide sont alors obtenues en recherchant les maxima du coefficient de transmission.

II.4.4. Simulation numérique des courbes de dispersion

Nous avons réalisé une étude théorique préliminaire dont les résultats constituent les données de bases des mesures expérimentales effectuées par la suite. Afin de mettre en évidence les courbes de dispersion théorique des plaques, nous avons modélisé numériquement l'expression du coefficient de transmission donnée à l'équation (2.46). Cette équation permet de tracer les courbes de dispersion des modes de Lamb d'un matériau en connaissant les vitesses longitudinale et transversale du matériau en question (ces données se retrouvent facilement dans les livres traitant des ondes acoustiques et le contrôle non destructif des matériaux par ultrason).

Cette méthode consiste à chercher les maxima du module du coefficient de transmission d'une plaque immergée dans un fluide (l'eau dans notre cas). Ces maxima correspondent, alors, aux ondes de Lamb généralisées. Le modèle développé permet, donc, par un balayage angulaire et fréquentiel, de déterminer les couples (angle d'incidence, fréquence) pour lesquels une onde de Lamb se propage, en respectant, toutefois, la condition:

$$\frac{\rho_{\text{fluide}}}{\rho_{\text{plaque}}} \ll 1 \quad (2.52)$$

Par ailleurs, le programme permettant ce calcul est réalisé sous Matlab au cours de ce travail. On présente, ici, les courbes de dispersion pour des plaques homogènes de trois matériaux différents : le verre, l'aluminium et l'acier. Les paramètres acoustiques de ces matériaux et de l'eau utilisés dans ce calcul sont présentés dans le tableau II.1 (Faiz, 1995).

Tableau II.1. Propriétés acoustiques des plaques

	Densité (kgm^{-3})	Vitesse longitudinale (ms^{-1})	Vitesse transversale (ms^{-1})
Eau	1000	1470	0
Verre	2300	5790	3560
Aluminium	2700	6380	3100
Acier	7932	5960	3260

Dans cette étude, nous allons comparer les courbes de dispersion théoriques et expérimentales obtenues pour des échantillons dont les caractéristiques géométriques sont les mêmes, tandis que les caractéristiques acoustiques varient peu. Par suite, les déplacements, l'apparition et la disparition éventuels des modes de vibration, que nous cherchons à mettre en évidence, sont faibles et observables dans des domaines restreints du plan fréquence-angle d'incidence. Pour pallier cette difficulté, nous avons utilisé un logiciel de visualisation (Spyglass) des courbes de dispersion en trois dimensions (angle de rotation de la structure en ordonnée (θ en degrés), fréquence en abscisse (f en MHz) et amplitude transmise au niveau de gris). Le but de cette présentation des résultats est de localiser les domaines où d'éventuelles différences de comportement peuvent être mesurées. La comparaison de deux courbes de dispersion se fait, alors, par analyse d'une image ou plus précisément de ce qu'on appelle une signature acoustique correspondante à chaque plaque.

Les figures II.14 et II.15 donnent, respectivement, des exemples de courbes de dispersion des ondes de Lamb pour des plaques en verre et en acier. Les différents modes sont nommés par deux lettres différentes: la lettre *A* qui indique les modes antisymétriques et la lettre *S* indique les modes symétriques. Un indice *n* entier vient s'ajouter à ces lettres pour indiquer l'ordre du mode.

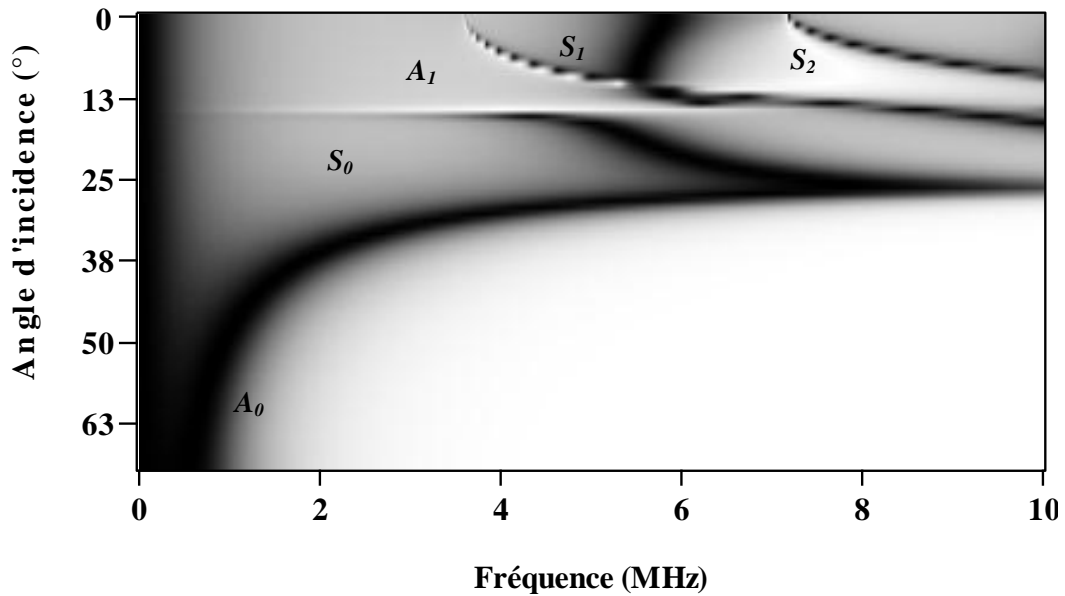


Figure II.14. Allure des courbes de dispersion théorique de la plaque en verre de 0.5mm d'épaisseur

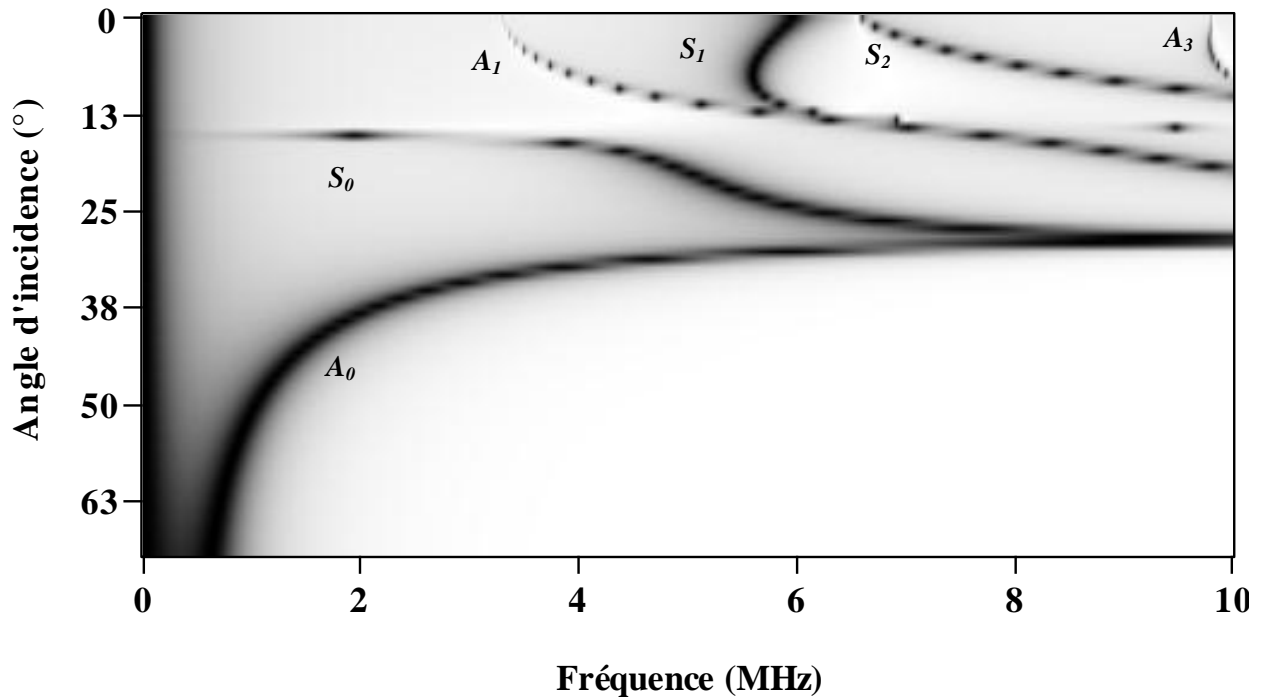


Figure II.15. Allure des courbes de dispersion théorique de la plaque en acier de 0.5mm d'épaisseur

Nous remarquons que les courbes de dispersion diffèrent d'une plaque de matériau à une autre. Cette différence réside dans: le nombre de modes, la fréquence d'apparition, et la bande de fréquence qui sépare deux modes successifs. Ces courbes montrent clairement le caractère dispersif et multimodal de la propagation des ondes de Lamb dans chaque plaque. Elles confirment, également, le bon fonctionnement de l'algorithme créé dans le cadre de ce travail.

Il est intéressant de noter que les courbes de dispersion des modes de Lamb d'un type de mode (symétrique ou antisymétrique) ne se croisent jamais. Il arrive, cependant, que les courbes

des modes symétriques croisent celles des modes antisymétriques. Cette caractéristique permet une séparation numérique facile des courbes de différents modes.

En analysant ces signatures acoustiques, suivant l'axe des angles ou des fréquences, nous pouvons tirer des constatations importantes.

II.4.4.1. Fréquence de coupure

La fréquence de coupure est la fréquence pour laquelle un mode commence à apparaître. Autrement dit, au dessous de cette fréquence ce mode n'apparaît plus.

Les modes de Lamb possèdent, tous, une fréquence de coupure propre, à l'exception des modes fondamentaux (leur fréquence de coupure est nulle, c'est pourquoi on dit qu'ils n'en ont pas). Le calcul de la fréquence de coupure d'un mode permet de connaître la nature paire ou impaire de ce dernier (c'est à dire un nombre de nœuds de vibrations paire ou impaire entre les deux faces de la plaque). En effet, la fréquence de coupure f_c propre à chaque mode est liée à l'épaisseur d , à la vitesse longitudinale C_L et à la vitesse transversale C_T de la plaque.

Le tableau II.2 donne l'expression des fréquences de coupure pour les modes symétriques et antisymétriques d'ordre supérieur à zéro. Ceci permet, en connaissant l'épaisseur d'une plaque, de retrouver une fréquence d'un mode au lieu de recalculer les courbes de dispersion pour chaque épaisseur.

Tableau II.2: Fréquences de coupure pour les modes A_n et S_n

Modes	Fréquence de coupure
S_{2n}	$f_c = \frac{nC_T}{d}$
S_{2n+1}	$f_c = \frac{\left(n + \frac{1}{2}\right)C_L}{d}$
A_{2n}	$f_c = \frac{nC_L}{d}$
A_{2n+1}	$f_c = \frac{\left(n + \frac{1}{2}\right)C_T}{d}$

II.4.4.2. Analyse angulaire

L'interprétation de ces signatures acoustiques, suivant l'axe des angles d'incidence, met en évidence l'existence de deux zones d'analyse: la première s'étend jusqu'à environ 13° qui correspond à l'angle critique de la propagation des ondes longitudinales. La seconde du premier angle critique jusqu'à environ 30° qui correspond à l'angle critique de la propagation des ondes transversales.

Il est à noter que les courbes des modes d'ordre supérieurs subissent toutes une inflexion autour de l'angle critique des ondes longitudinales pour converger vers l'angle critique des ondes transversales dans le matériau. Cette situation est bien illustrée pour la plaque en acier d'épaisseur 2 mm, à la figure II.16.

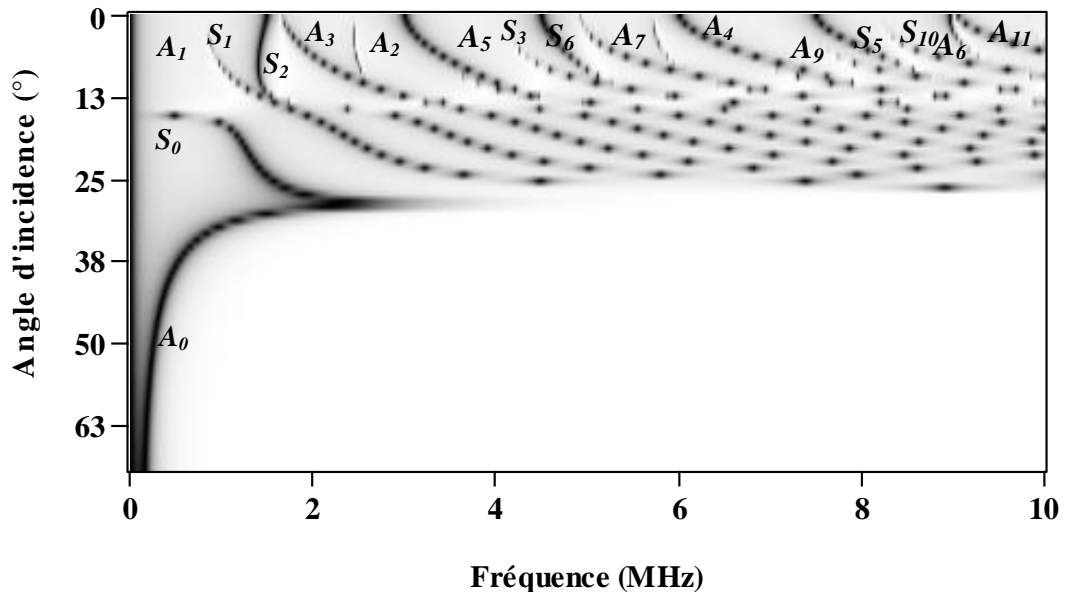


Figure II.16. Allure des courbes de dispersion théorique de la plaque en acier de 2 mm d'épaisseur

II.4.4.3. Analyse fréquentielle

Il est à noter qu'il existe deux zones d'analyse suivant l'axe des fréquences: la première s'étend jusqu'à environ 3MHz. région où l'on trouve, seulement, le mode de propagation fondamentale des différents types d'ondes: A_0 et S_0 . La seconde, de 3 à 10 MHz où les modes sont fortement dispersifs. Dans cette région, il y a les modes de propagation d'ordre supérieur des différents types d'ondes.

Il est à mentionner que l'intervalle de la fréquence utilisée pour le traçage de ces courbes de dispersion est de notre choix. Or la propagation des modes peut persister encore théoriquement pour les fréquences supérieures à 10 MHz. Ce choix sera justifié, plus tard, dans l'étude expérimentale dans le chapitre suivant.

Un autre aspect intéressant de ces courbes concerne leur convergence aux hautes fréquences. Alors que, quand la fréquence devient importante, les modes fondamentaux A_0 et S_0 tendent vers une valeur angulaire limite. Cette valeur permet d'obtenir la vitesse de propagation des ondes de Rayleigh au matériau (Scandelari, 1999). D'autre part, en basses fréquences, le mode S_0 s'approche d'une valeur constante correspondant à l'angle critique des ondes longitudinales, et son dispersion est minimal, pendant que le mode A_0 décroît de manière monotone vers zéro, avec une dispersion maximale.

II.4.4.4. Termes de transitions

Les formules signalées dans le tableau II.2, ci-dessus, montrent clairement que les fréquences de coupure sont inversement proportionnelles à l'épaisseur de la plaque. Ainsi, si nous augmentons l'épaisseur de la plaque, les fréquences de coupure diminuent. Ce qui veut dire la génération de plusieurs modes propagatifs dans l'épaisseur de la plaque. En revanche, nous aurons moins de modes propagatifs. Ce constat est bien illustré aux figures II.17 et II.18 où nous

avons présenté, respectivement, les courbes de dispersion dans le cas d'une plaque en aluminium d'épaisseur 0.5 mm et dans les cas de la même plaque d'épaisseur 1 mm.

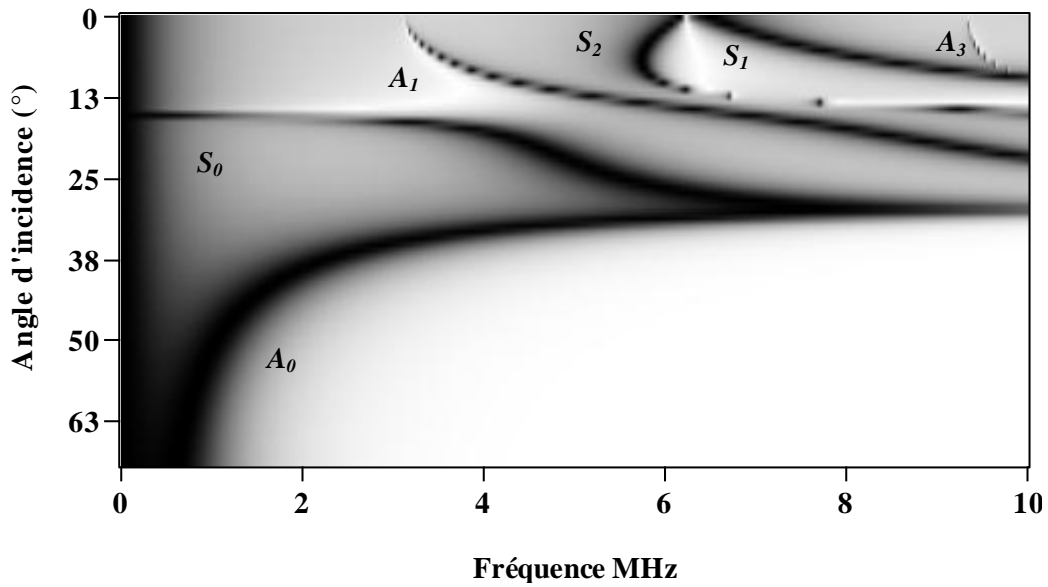


Figure II.17. Allure des courbes de dispersion théorique de la plaque en aluminium de 0.5mm d'épaisseur

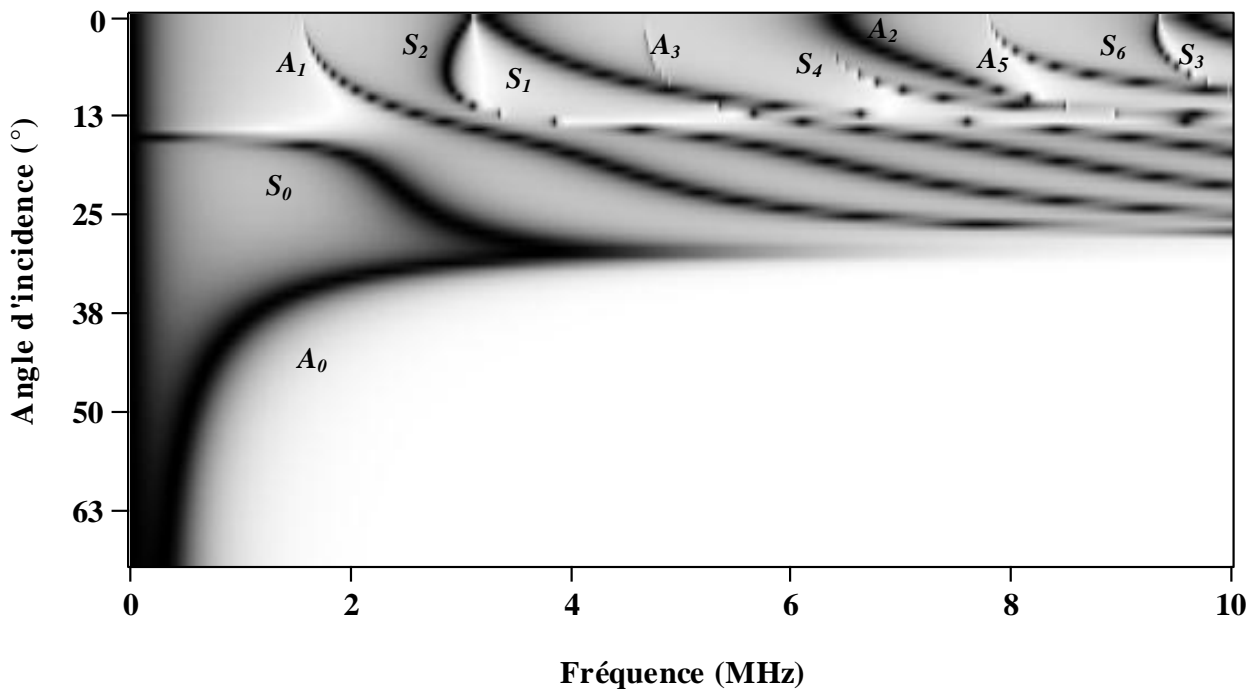


Figure II.18. Allure des courbes de dispersion théorique de la plaque en aluminium d'1 mm d'épaisseur

Comme on peut le remarquer d'après la figure (II.18), plus nous augmentons l'épaisseur de la plaque, plus nous obtenons d'autres modes. Cela rend la lisibilité de la signature acoustique de plus en plus difficile à cause de la superposition des modes qui rend la différenciation entre ceux-ci plus compliquée. Afin d'éviter cette complication, il est plus pratique de procéder autrement, c'est-à-dire, au lieu de représenter tous les modes dans une seule signature acoustique,

il sera plus utile de les séparer en deux signatures : une pour les modes symétriques et l'autre pour les modes antisymétriques.

Pour séparer les modes symétriques et antisymétriques, nous procédons à l'utilisation du formalisme de la matrice S (Franklin *et al*, 2001). Cette dernière caractérise la diffusion acoustique due à la structure. La matrice S ne dépend que des coefficients de réflexion et de transmission, elle s'écrit comme suit:

$$S = \begin{bmatrix} R & T \\ T & R \end{bmatrix} \quad (2.53)$$

où les fluides supérieur et inférieur sont identiques.

Cette matrice est unitaire $SS^+ = S^+S = I$ (le signe + représente le conjugué Hermitien et I est la matrice identité) en l'absence des phénomènes dissipatifs. Ceci se traduit par la conservation de l'énergie :

$$|R|^2 + |T|^2 = 1 \quad (2.54)$$

Les valeurs propres α et β de la matrice S ont un module égal à un. Elles ont pour valeur:

$$\alpha = R - T \quad , \quad \beta = R + T \quad (2.55)$$

Les valeurs propres expriment des propriétés importantes de la diffusion acoustique car elles permettent de séparer les résonances en modes antisymétriques (valeur α) et symétriques (valeur β). La caractérisation de la symétrie a été réalisée dans le cas d'une plaque isotrope. Cette séparation entre les deux types de modes est mise en évidence en considérant les amplitudes de transition T_α et T_β définies par:

$$T_\alpha = \frac{\alpha - 1}{2i} \quad \text{modes antisymétriques} \quad (2.56)$$

$$T_\beta = \frac{\beta - 1}{2i} \quad \text{modes symétriques} \quad (2.57)$$

Nous illustrons, ci-dessous, un exemple d'application immédiate de la matrice S sur la signature acoustique représentée dans la figure II.18. Les deux figures II.19 et II.20 représentent, respectivement, le résultat de la séparation des modes symétriques et antisymétriques par le biais du programme sous Matlab développé au cours de ce travail.

D'après cette étude théorique préliminaire, nous déduisons l'importance de la signature acoustique comme outil fiable et sensible aux paramètres acoustiques et géométriques propres à chaque plaque de matériau. Il est intéressant de noter que l'importance essentielle de cette étude réside dans la détermination des conditions expérimentales à respecter durant l'expérience et dans la prédiction des modes susceptibles de se propager dans l'échantillon à caractériser et c'est ce que nous verrons dans le chapitre suivant.

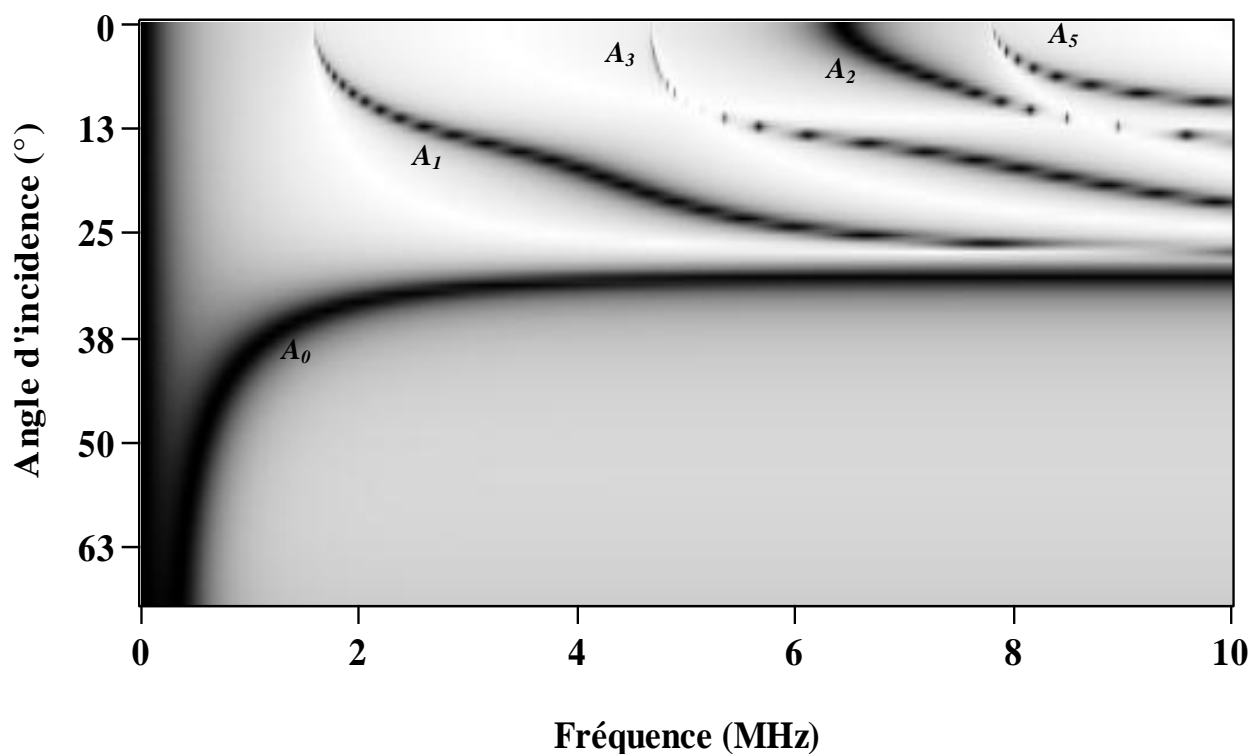


Figure II.19. Allure des modes antisymétriques de la plaque en aluminium d'1 mm d'épaisseur

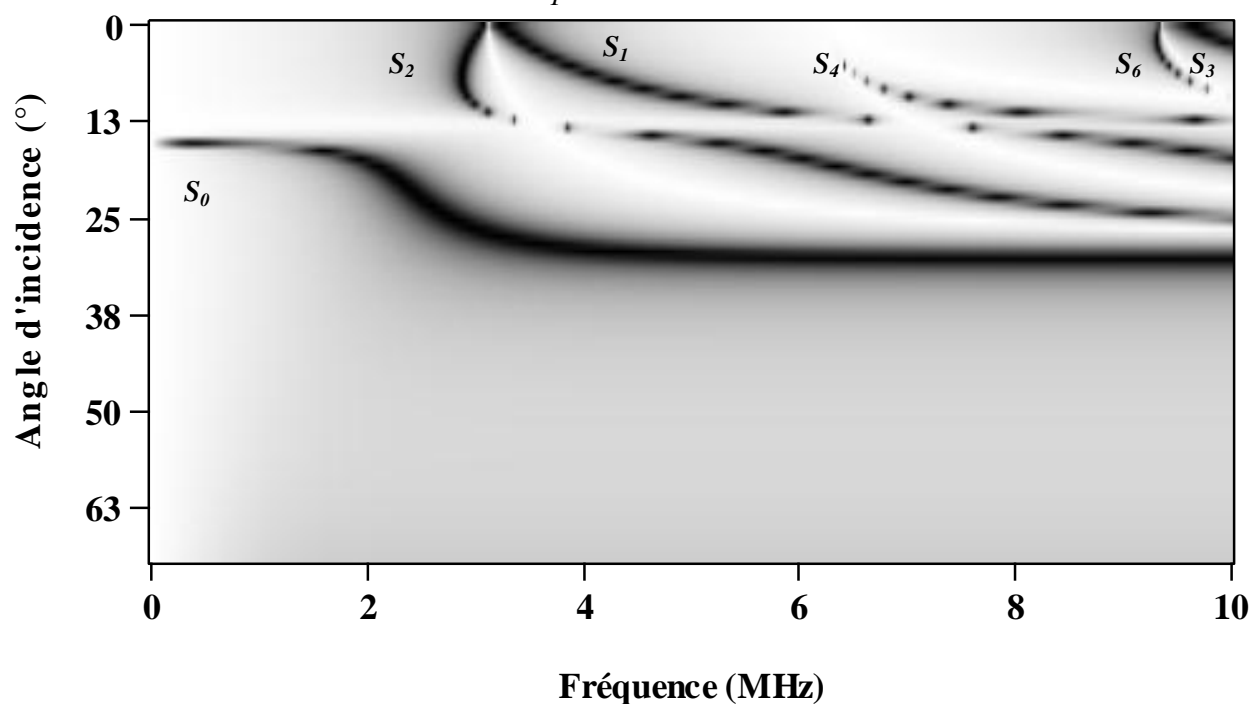


Figure II.20. Allure des modes symétriques de la plaque en aluminium d'1 mm d'épaisseur

II.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons donné, d'abord, un rappel théorique sur la propagation des ondes acoustiques dans un milieu homogène, isotrope et linéaire. Ensuite, nous avons mis l'accent sur le formalisme mathématique qui régit la propagation des ondes de Lamb au sein de tel milieu. Puis, nous avons exploité la relation existant entre les maxima du coefficient de transmission et les modes de Lamb se propageant dans l'épaisseur d'une plaque. Le but de cette

action est de tracer le diagramme des courbes de dispersion propre à cette plaque. La modélisation numérique développée, dans ce chapitre, a mis en évidence la sensibilité et la fiabilité de la signature acoustique aux propriétés acoustiques et géométriques d'une plaque de matériau. D'où l'importance cruciale de celle-ci comme technique de caractérisation non destructive des plaques de matériaux. Dans cette optique, et comme l'un des objectifs principaux de ce travail, nous appliquerons cette technique dans le chapitre suivant pour caractériser et classer les roches en se basant sur la propagation des modes de Lamb.

II.6. Références bibliographiques

- Auld B A 1973 *Acoustic fields and waves in solids* vol 2 (A Wiley-Interscience publication) p 414.
- Brekhovskikh L M 1980 *Waves in Layered Media* (2nd edn New York: Academic Press) p 503
- Chimenti D E and Rockhlin S I 1990 Relationship between leaky lamb modes and reflection coefficient zeroes for a fluid coupled elastic layer *J.Acoust.Soc.Am.* **88** 1603-1611
- Dieulesant E and Royer D 1974 *Ondes élastiques dans les solides* (Masson) p 407
- Faiz B 1995 *Contrôle ultrasonore de la prise en masse d'un yaourt et d'une résine époxy* (Thèse, Université Ibnou Zohr).
- Franklin H, Danila E and Conoir J M 2001 S-matrix theory applied to acoustic scattering by asymmetrically fluid-loaded elastic isotropic plates *J. Acoust. Soc. Am* **110** 243-253.
- Guy P 1992 *Contribution to the study of Lamb waves propagation in plates and multilayered media* (Thesis, Université de Paris 07, Paris, France)
- Lamb H 1917 On waves in an elastic plate *Proc. R. Soc. Lond.* **93** 114 – 128.
- Osborne M F and Hart S D 1946 Transmission, reflection and guiding of an exponential pulse by a steel plate in water *J. Acoust. Soc. Am* 18 170-184
- Pitts L E, Plona T J and Mayer W G 1976 Theoretical similarities of Rayleigh and lamb modes of vibration *J. Acoust. Soc. Am* **60** 374-377
- Royer D, Dieulesaint E 1996 *Ondes élastiques dans les solides - Tome 1 Propagation libre et guidée* (Ed. Masson, Paris)
- Scandelari L 1999 *Génération et détection d'ondes de Lamb à l'aide de $P(VF_2 - VF_3)$: application à la mesure de densités de liquides* (Thèses. Université Joseph-Fourier – Grenoble)
- Schoch A 1952 Sound transmission through plates *Acoustica* **2** 1-17
- Talmant M 1987 *Rétrodiffusion d'une impulsion ultrasonore brève par une coque cylindrique à paroi mince* (Thèse de doctorat de l'université paris 7)
- Victorov I A 1967 *Rayleigh and Lamb waves* (Academic Press, New York) p 121.

Chapitre III : Etude expérimentale : exploitation des courbes de dispersion dans la classification des roches terrestres

III.1. Introduction

Jusqu'à présent, nous avons introduit quelques outils théoriques (chapitre II) nous permettant de modéliser la propagation des ondes de Lamb dans une plaque immergée dans un fluide. Dans ce chapitre, nous présentons les principaux résultats expérimentaux obtenus pour la caractérisation des roches terrestres en analysant leurs signaux ultrasonores transmis. Nous expliquons, d'abord, les outils dont nous nous servons pour préparer nos échantillons. Ensuite, nous entamons l'étude expérimentale en présentant, en premier temps, le montage de la technique ultrasonore développée dans cette étude. En deuxième temps, nous exploitons cette technique dans les mesures des propriétés physiques des roches terrestres. Enfin, nous verrons la classification de ces roches, du point de vue ultrasonore, en exploitant leurs signatures acoustiques obtenues expérimentalement.

III.2. Préparation des échantillons étudiés

La préparation des échantillons, à caractériser, est très importante car cette étape s'avère décisive pour préparer au mieux la roche au format adapté. Pour bien élaborer l'échantillon, deux étapes sont à suivre : la première est le découpage de la roche par une scie (voir la figure III.1a). Pendant cette étape, l'opérateur tente de découper la roche sous forme d'une plaque rocheuse à faces parallèles tout en respectant les dimensions [10 cm x 5 cm x 4 mm]. La deuxième étape concerne le polissage de cette plaque. Cette étape a pour but d'obtenir une plaque rocheuse avec des faces lisses pour des mesures ultrasonores simples et fiables. Pour mener à bien cette opération de polissage, un disque en fonte est disponible (voir la figure III.1b). Le polissage sur le disque est effectué à l'aide de la poudre de Silice. Le choix des différentes granulométries de grains convenables à chaque échantillon est effectué selon la dureté du matériau. Le tableau (III.1) représente les échantillons des roches terrestres étudiées ainsi que leurs localisations et leurs classes.



Figure III.1a. Découpage de la roche



Figure III.1b . Polissage de la plaque rocheuse

Tableau III.1. Echantillons des roches étudiées

Code d'échantillon	Type de roche	Localisation	Classe de roche
1	Basalte	Tinghir	Magmatique
2	Gabbro	Tinghir	Magmatique
3	Granite rose	Tafraoute	Magmatique
4	Granite gris	Tafraoute	Magmatique
5	Rhyolite	Bou Gafer	Magmatique
6	Marbre (Cipolin)	Benguerir	Métamorphique
7	Marbre blanc	Benguerir	Métamorphique
8	Quartzite	Lakhsas	Métamorphique
9	Schiste	Zaër	Métamorphique
10	Micaschiste	Zaër	Métamorphique
11	Grés	Argana	Sédimentaire
12	Calcaire	Imi M'korn	Sédimentaire

III.3. Description du protocole expérimental

III.3.1. Choix de la méthode ultrasonore

Diverses méthodes ultrasonores sont utilisées pour la caractérisation non destructive des matériaux. Parmi ces méthodes, on trouve la méthode par contact pour laquelle les transducteurs, piézoélectriques sont en contact direct avec l'échantillon à caractériser via un couplant. Elle est la plus simple à mettre en œuvre, et la plus efficace pour effectuer les mesures des propriétés acoustiques des matériaux. Cependant, cette méthode est restreinte à l'incidence normale. En effet, elle présente des inconvénients si nous vaudrions faire des mesures en incidence oblique, ce qui est le cas dans cette présente étude. Pour s'affranchir de ce problème, des mesures sans contact ont été envisagées par d'autres auteurs. Le plus souvent, l'échantillon et les transducteurs sont immergés dans une cuve remplie d'un liquide (généralement l'eau car leur atténuation est faible), ce qui permet de favoriser la propagation des ondes et de travailler ainsi à des distances plus ou moins éloignées de l'échantillon. Elles permettent, donc, de s'affranchir du problème de l'incidence normale précédemment évoqué. Un dispositif similaire utilisant des transducteurs à couplage par air évite d'immerger la cible, le couplage avec le transducteur est obtenu grâce à l'air ambiant. Cependant, l'utilisation de ce type de transducteurs pour générer des ondes nécessite une source très énergétique afin d'exciter le transducteur à cause de la forte atténuation des ultrasons dans l'air, ce qui réduit la distance de propagation entre la source et le récepteur.

En prenant en considération les différences entre ces méthodes, et vue les objectifs de notre étude expérimentale, nous avons choisi une méthode en immersion dans l'eau pour différentes raisons: tout d'abord, elle offre la possibilité d'effectuer des mesures en incidence variable. Elle

est, par ailleurs, relativement simple à être mise en œuvre. Nous présentons dans le paragraphe suivant notre montage expérimental.

III.3.2. Montage expérimental

Nous avons choisi, alors, la technique d'immersion dans l'eau. Notre laboratoire dispose d'un dispositif performant de mesures ultrasonores en immersion. Ce dispositif est constitué de deux transducteurs plans et immergeables de type Panametrics (V 309), un générateur d'impulsions (5052 Sofranel PR), un oscilloscope numérique HP (54600B-100MHz), un ordinateur, une carte d'acquisition GPIB et un moteur pas à pas.

Les signaux ultrasonores sont obtenus par le générateur d'impulsions qui alimente un transducteur à large bande de fréquence centrale 5 MHz et des pastilles émettrices piézoélectriques circulaires d'un diamètre de 13 mm. Les transducteurs et les échantillons sont immergés dans une cuve remplie d'eau de grandes dimensions. Ces dimensions permettent de s'affranchir des échos parasites provenant des bords de la cuve. Les deux transducteurs sont placés en face sur le même axe de part et d'autre de la plaque rocheuse. Les signaux captés, après transmission, sont digitalisés à l'aide de l'oscilloscope numérique. Ils sont, ensuite, moyennés puis transférés sur l'ordinateur par le biais de la carte d'acquisition (National Instruments) pilotée par le logiciel LabVIEW en vue de faire les traitements des signaux non disponibles sur l'oscilloscope.

Une rotation est autorisée par ce dispositif autour d'un axe horizontal perpendiculaire au faisceau. Ce degré de liberté permet de régler la perpendicularité de l'incidence du faisceau par rapport à la surface de l'échantillon. Il permet également d'acquérir des signaux en incidence variable. Le balayage de l'angle d'incidence est assuré par le moteur pas à pas qui entraîne la rotation de la plaque rocheuse avec une précision de 10^{-3} degrés.

Pour respecter au mieux la condition de l'onde plane considérée dans la théorie, on s'arrange de travailler dans la zone du champ lointain (zone de Fraunhofer) des transducteurs. C'est dans cette zone où l'onde est quasiment une onde plane. Dans la figure III.2, nous schématisons le montage de la méthode expérimentale développée dans ce travail.

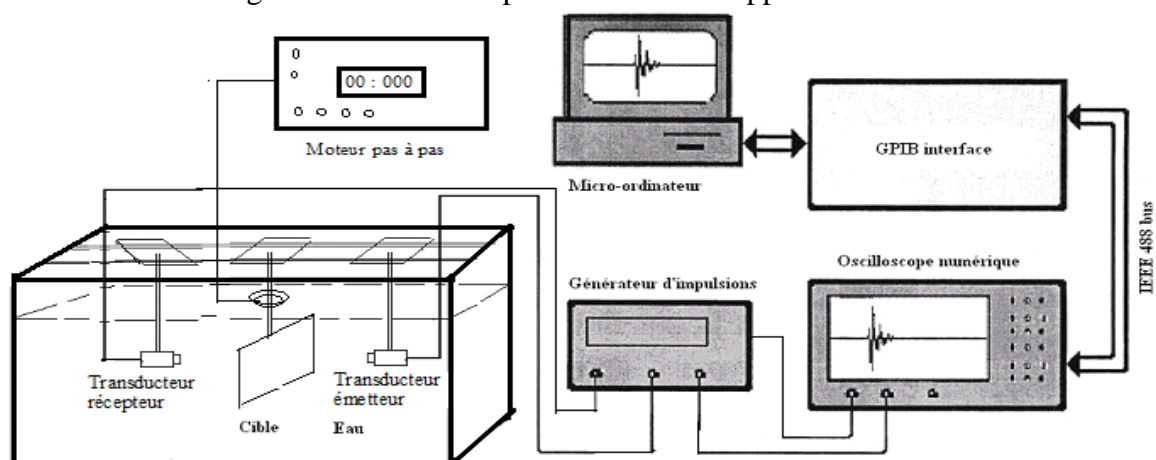


Figure III.2. Schéma du dispositif expérimental.

III.3.3. Test du montage avec une plaque de référence

Afin de vérifier le bon fonctionnement du dispositif de mesure utilisé, un certain nombre de tests ont été faits sur des plaques dont les paramètres acoustiques sont bien connus. Les résultats de l'un d'entre eux, pris comme référence, sont décrits ci-dessous. Nous avons choisi une plaque en verre d'épaisseur égale à 4 mm comme plaque de référence. Cette plaque est immergée dans l'eau tout en gardant qu'elle soit en incidence normale avec les deux transducteurs. La figure (III.3) illustre un enregistrement du signal ultrasonore transmis à travers cette plaque. Nous observons un grand nombre d'échos régulièrement espacés les uns des autres. Cela est dû aux allers-retours successifs des ondes longitudinales à l'intérieur de la plaque en verre.

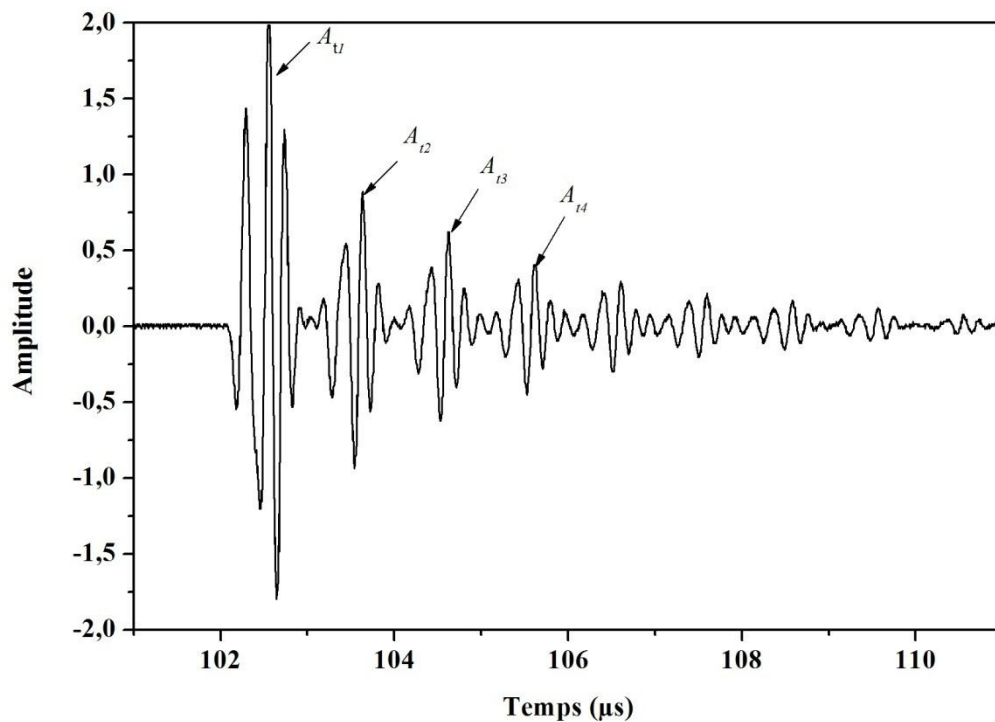


Figure III.3. Signal transmis par une plaque en verre de 4 mm d'épaisseur en incidence normale.

Pour expliquer et faciliter la compréhension des différents échos qui composent le signal ultrasonore transmis à travers cette plaque en verre, nous présentons, ci-dessous, la géométrie de notre problème où nous illustrons le chemin parcouru par chaque écho comme le montre la figure III.4.

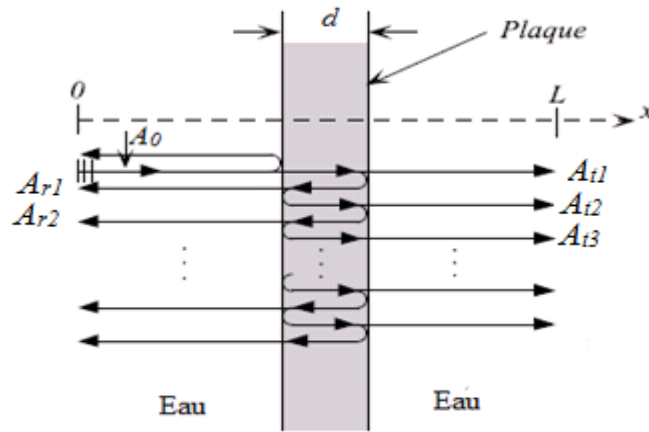


Figure III.4. Parcours des échos transmis par une plaque immergée dans l'eau

Nous remarquons alors que :

A_{t1} représente le premier écho transmis direct.

A_{t2} , A_{t3} , A_{t4} , etc., correspondent aux arrivées multiples dues à des réflexions multiples à l'intérieur de la plaque.

III.3.3.1. Mesure de la vitesse longitudinale

La plaque de référence immergée est irradiée, sous incidence normale, par un faisceau ultrasonore. Le temps de parcours de l'onde longitudinale est mesuré en transmission. Dans ce cas, la vitesse de propagation longitudinale est donnée par la formule suivante:

$$C_L = \frac{d}{\Delta t} \quad (3.1)$$

Où d est l'épaisseur de la plaque de référence et Δt , le temps mesuré séparant deux échos successifs transmis provenant des réflexions multiples des ondes de volume dans la plaque.

III.3.3.2. Mesure de la vitesse transversale

Il n'est pas possible de mesurer la vitesse transversale par la technique du temps de vol décrite plus haut puisque les seules ondes produites par immersion, en incidence normale sur une plaque, sont des ondes longitudinales. A cet effet, il est indispensable d'utiliser la technique du spectre en incidence oblique. Dans ce cas, la vitesse de propagation des ondes transversales se déduit simplement des résonnances d'épaisseur. Elle se déduit de l'expression:

$$C_T = pd \cos \theta f_T \quad (3.2)$$

où p et f_T sont respectivement l'ordre d'apparition et la fréquence d'un maximum correspondant aux ondes transversales en incidence oblique, θ est l'angle d'incidence et d est l'épaisseur de la plaque de référence.

III.3.3.3. Mesure de l'atténuation

L'atténuation des ondes ultrasonores dans la plaque de référence est mesurée en exploitant la technique ultrasonore par réflexion (Kline, 1984). Dans l'hypothèse d'ondes planes, l'atténuation est déduite de l'amplitude spectrale de deux réflexions multiples successives:

$$\alpha = -\frac{1}{2d} \ln \left(\beta \frac{A_{r1}}{A_0} \right) \quad (3.3)$$

Avec

d : épaisseur de la plaque ;

A_0 : amplitude spectrale d'une réflexion multiple ;

A_{r1} : amplitude spectrale d'une réflexion multiple suivante.

$$\beta = \frac{(Z_1 + Z_2)^2}{4Z_1Z_2}$$

Z_1 et Z_2 sont respectivement les impédances acoustiques de l'eau et de la plaque.

Le signal rétrodiffusé, en incidence normale par la plaque de référence (figure III.6), montre un écho de réflexion spéculaire, un écho de réflexion sur la deuxième face et des échos de réflexion multiple à l'intérieur de la plaque. Grâce au programme de filtrage temporel, chacun des deux premiers échos est isolé et leurs amplitudes spectrales sont calculées comme le montre la figure III.7.

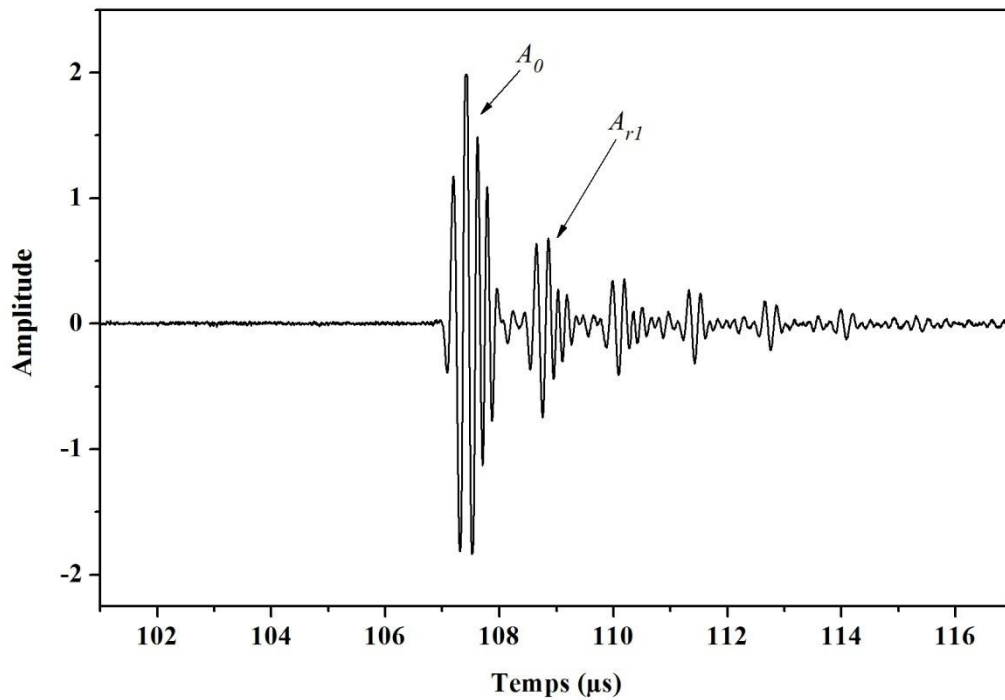


Figure III.6. Signal rétrodiffusé par la plaque de référence de 4 mm d'épaisseur en incidence normale.

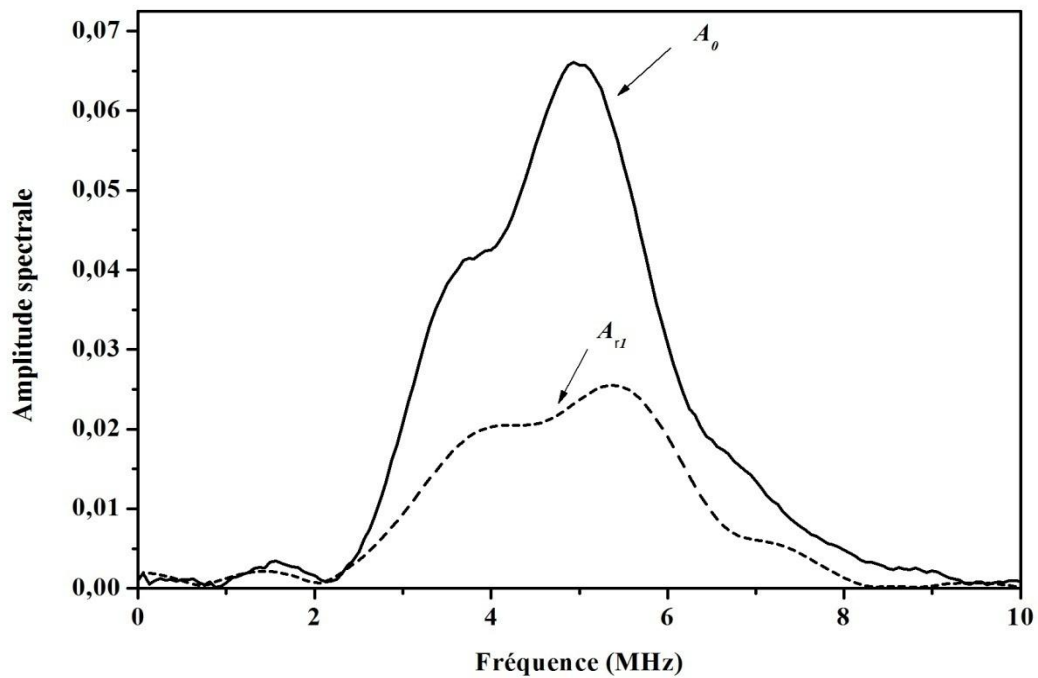


Figure III.7. Amplitudes spectrales des échos A_0 et A_{r1}

Le spectre du premier écho A_0 dépend de la réponse du transducteur et du coefficient de réflexion à l'interface eau/plaque. Le spectre du second écho A_{r1} dépend également de la réponse du transducteur. La mesure de l'atténuation pour la plaque de référence est représentée sur la figure III.8. Nous remarquons que l'atténuation des ondes ultrasonores dans cette plaque est dispersive. Elle croît fortement en fonction de la fréquence. Nous avons pris, comme valeur d'atténuation de verre, celle qui est située au voisinage de la fréquence centrale du transducteur utilisé dans ce travail.

III.3.3.4. Paramètres acoustiques de la plaque de référence

Dans le tableau ci-dessous, nous récapitulons les paramètres acoustiques mesurés expérimentalement pour la plaque de référence:

Tableau III.2: paramètres acoustiques de la plaque de référence

	d (mm)	ρ (kgm^{-3})	C_L (ms^{-1})	C_T (ms^{-1})	α (dB.m^{-1})
Plaque de référence	4	2300	5790	3560	1.8

Les résultats, mentionnés dans le tableau ci-dessus, sont en concordance avec ceux déjà publiés dans la littérature (Faiz, 1995). Ces résultats montrent à la fois la fiabilité de notre système de mesures ultrasonores et sa convenance à l'exploiter pour mesurer les paramètres acoustiques des roches dont nous aurons besoin de la plaque de référence.

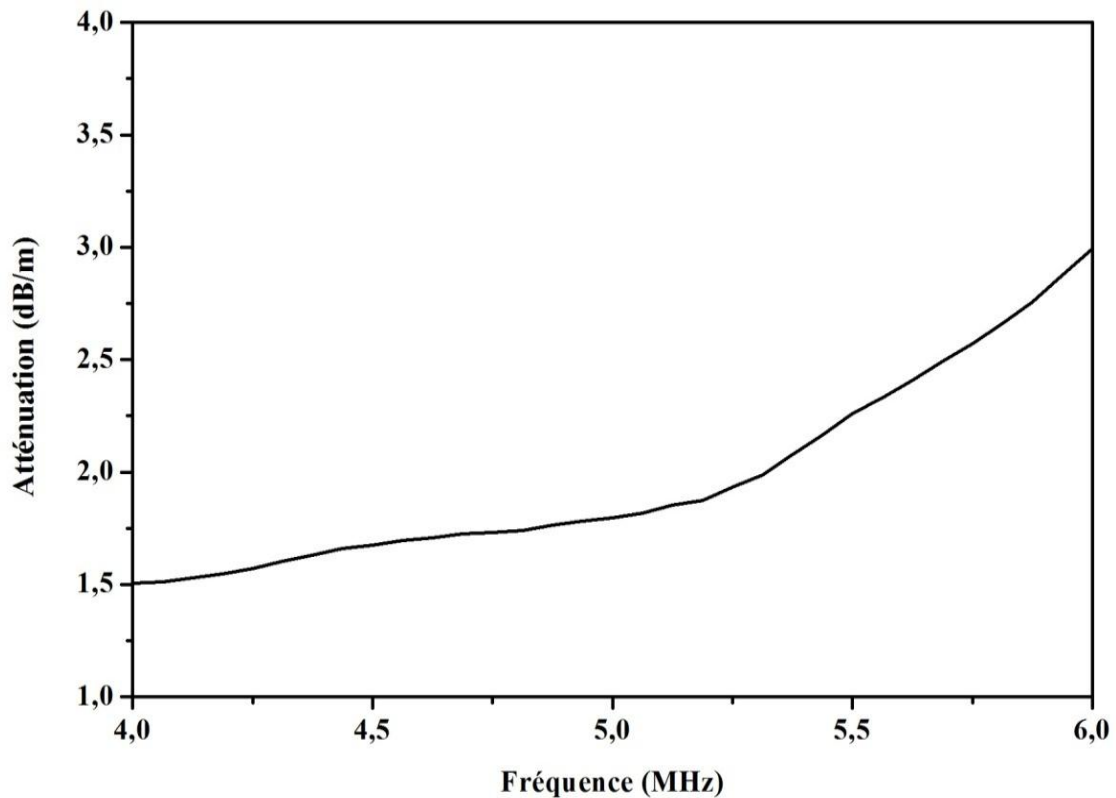


Figure III.8. Atténuation dans le verre

III.4. Mesures des paramètres acoustiques et mécaniques des roches

III.4.1. Paramètres acoustiques

Deux grandes catégories de techniques sont utilisées pour étudier la propagation des ondes ultrasonores dans un milieu atténuant à savoir: la méthode par réflexion et la méthode par transmission. Les principes généraux sont les mêmes mais leur utilisation diffère dans le détail. La méthode par réflexion est largement utilisée. Cependant, elle souffre d'un inconvénient quand y a un chevauchement entre la fin et le début des échos réfléchis successivement. En plus, cette méthode n'est valable que dans le cas d'atténuation non trop élevée (Bourbie *et al*, 1986). Ce n'est pas le cas pour les roches. La figure III.9 montre un exemple du signal rétrodiffusé par une plaque rocheuse du gabbro, où apparaissent bien les problèmes d'atténuation et de chevauchement dont nous avons parlé.

Afin de s'affranchir de ces problèmes, nous avons utilisé la technique ultrasonore par transmission afin de mesurer les propriétés ultrasonores des roches à savoir: la vitesse longitudinale, la vitesse transversale et l'atténuation. Cette technique a été introduite premièrement par Emery et Tabellout (1990). Le principe de cette technique consiste à calculer les vitesses et l'atténuation des roches à partir des arguments et des modules des transformées de Fourier des signaux transmis (Hull *et al*, 1985) dans la bande des fréquences autorisée par les transducteurs piézoélectriques utilisés. La méthode, proprement dite, nécessite l'utilisation d'une plaque de référence (Faiz, 1995) dont les paramètres physiques sont connus. Dans cette étude,

nous avons choisi la plaque en verre que nous avons étudiée précédemment comme plaque de référence pour les mesures que nous effectuerons sur les plaques rocheuses.

Nous présenterons, tout d'abord, le principe de mesure, puis les calculs et les résultats de mesure des propriétés physiques des roches étudiées.

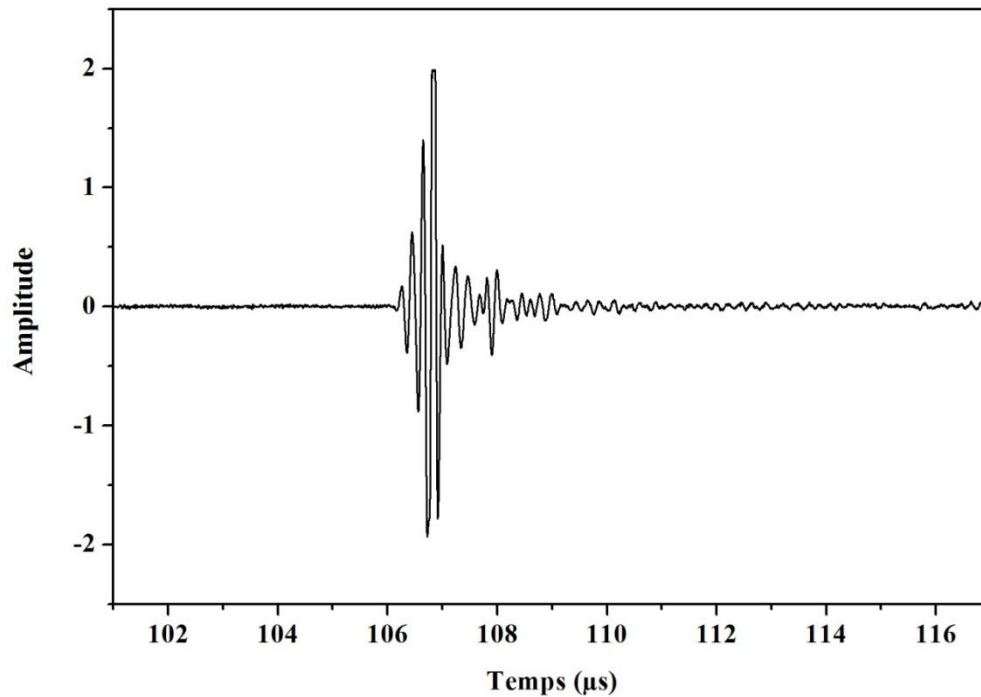


Figure III.9. Signal rétrodiffusé par la plaque rocheuse de gabbro de 4 mm d'épaisseur en incidence normale.

III.4.1.1. Principe de mesure

La méthode utilisée est basée sur l'analyse des spectres d'amplitude et de phase des signaux enregistrés pour en déduire la valeur des vitesses et de l'atténuation en fonction de la fréquence. Les deux signaux acquis sont: premièrement le signal de référence $s_{réf}(t)$ transmis à travers la plaque de référence et deuxièmement le signal $s_{éch}(t)$ enregistré sur le même trajet ultrasonore mais avec l'échantillon en respectant les mêmes conditions expérimentales (on s'arrange pour avoir la même distance entre la plaque et le récepteur qu'entre la plaque et l'émetteur) (figure III.10).

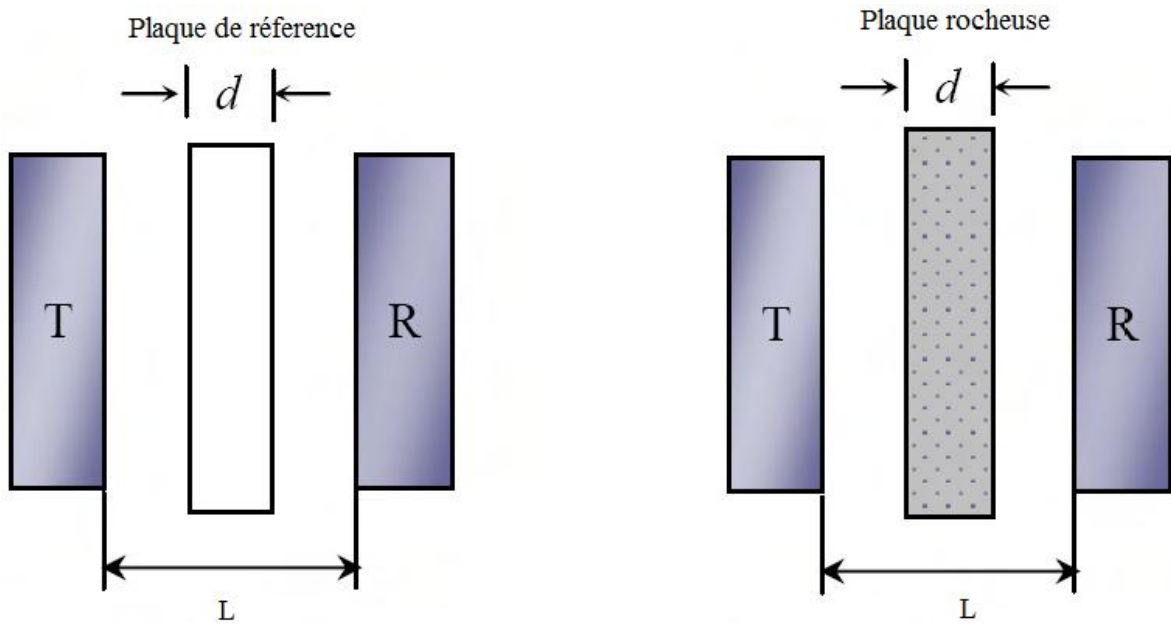


Figure III.10. Géométrie du problème

En régime d'onde plane, les signaux temporels acquis sont de la forme (Ploix, 2006):

$$\begin{cases} s_{réf}(t) = T_{réf} E_0 \exp j(\omega t - k_{eau}(L-d) - k_{réf}d) \\ s_{éch}(t) = T_{éch} E_0 \exp j(\omega t - k_{eau}(L-d) - k_{éch}d) \end{cases} \quad (3.4)$$

Avec

$$k_{eau} = \frac{\omega}{C_{eau}} - j\alpha_{eau} \quad , \quad k_{réf} = \frac{\omega}{C_{réf}} - j\alpha_{réf} \quad \text{et} \quad k_{éch} = \frac{\omega}{C_{éch}} - j\alpha_{éch}$$

où, α_{eau} , $\alpha_{éch}$ et $\alpha_{réf}$ sont respectivement les atténuations des ondes dans l'eau, dans l'échantillon et dans le matériau de référence;

d et L sont respectivement l'épaisseur de la plaque et la distance qui sépare les deux transducteurs. T est le coefficient de transmission global de la plaque;

C_{eau} , $C_{éch}$ et $C_{réf}$ sont respectivement les vitesses des ondes dans l'eau, dans l'échantillon et dans le matériau de référence.

Le coefficient de transmission global T en incidence normale pour un échantillon immergé dans l'eau s'écrit (Dieulesaint et Royer, 1974) :

$$T = \frac{4\rho_{eau}C_{eau}\rho_{éch}C_{éch}}{(\rho_{eau}C_{eau} + \rho_{éch}C_{éch})^2} \quad (3.5)$$

où ρ_{eau} et $\rho_{éch}$ sont respectivement la densité volumique d'eau et de l'échantillon.

Le rapport des transformées de Fourier $S_{réf}(\omega)$ et $S_{éch}(\omega)$ respectivement de $s_{réf}(t)$ et $s_{éch}(t)$ peut alors s'écrire:

$$G(\omega) = \frac{S_{éch}(\omega)}{S_{réf}(\omega)} = \left| \frac{S_{éch}(\omega)}{S_{réf}(\omega)} \right| \exp(j\Delta\varphi(\omega))$$

$$= \frac{T_{éch}(\omega)}{T_{réf}(\omega)} \exp[(\alpha_{réf} - \alpha_{éch}(\omega))d] \exp \left[j \left(\frac{\omega}{C_{réf}} - \frac{\omega}{C_{éch}} \right) d \right] \quad (3.6)$$

Où $\Delta\varphi(\omega)$ désigne la différence de phase entre les deux spectres $S_{réf}(\omega)$ et $S_{éch}(\omega)$:

$$\Delta\varphi = \varphi_{éch} - \varphi_{réf} \quad \text{avec} \quad \varphi_{réf} = -k_{eau}(L-d) - k_{réf}d \quad \text{et} \quad \varphi_{éch} = -k_{eau}(L-d) - k_{éch}d$$

Le module de la fonction $G(\omega)$ est directement lié à l'atténuation lors du trajet du faisceau, et sa phase est liée aux vitesses de propagation dans la plaque de référence et dans la plaque rocheuse à étudier. On partira donc de cette équation pour calculer les vitesses et l'atténuation dans les roches terrestres. Notons que les coefficients de transmission interviennent dans le module de $G(\omega)$. La mesure précise de la vitesse est, donc, indispensable au calcul de l'atténuation. Nous avons, donc, dans un premier temps, effectué les mesures des vitesses.

III.4.1.2. Mesure de la vitesse longitudinale

Le calcul de la vitesse longitudinale $C_{Léch}$ a été effectué par le biais de la méthode du déroulement de phase. Connaissant la fonction $G(\omega)$ par le calcul des transformées de Fourier rapide des signaux enregistrés, on peut calculer la vitesse longitudinale en incidence normale d'après l'équation (3.6) et la méthode du déroulement de phase avec la formule suivante:

$$C_{Léch} = \frac{\omega d C_{Lréf}}{\omega d - C_{Lréf} (\varphi_{Léch} - \varphi_{Lréf})} \quad (3.7)$$

Où $\varphi_{Léch}$ et $\varphi_{Lréf}$ sont respectivement les phases du premier écho qui transite l'échantillon et la plaque de référence. Les autres termes qui interviennent dans le calcul de la vitesse longitudinale sont: l'épaisseur d de l'échantillon qui a été mesurée à l'aide d'un pied à coulisse, et la vitesse longitudinale $C_{Lréf}$ des ondes ultrasonores dans la plaque de référence, qui, elle, est calculée par la mesure du temps de vol entre deux échos successifs.

A titre d'exemple, les figures III.11 et III.12 représentent respectivement les signaux transmis en incidence normale par la plaque de référence et la plaque rocheuse de quartzite. Grâce au programme du filtrage temporel, les premiers échos de ces signaux sont isolés et leurs phases spectrales sont calculées comme les montrent les figures III.13 et III.14.

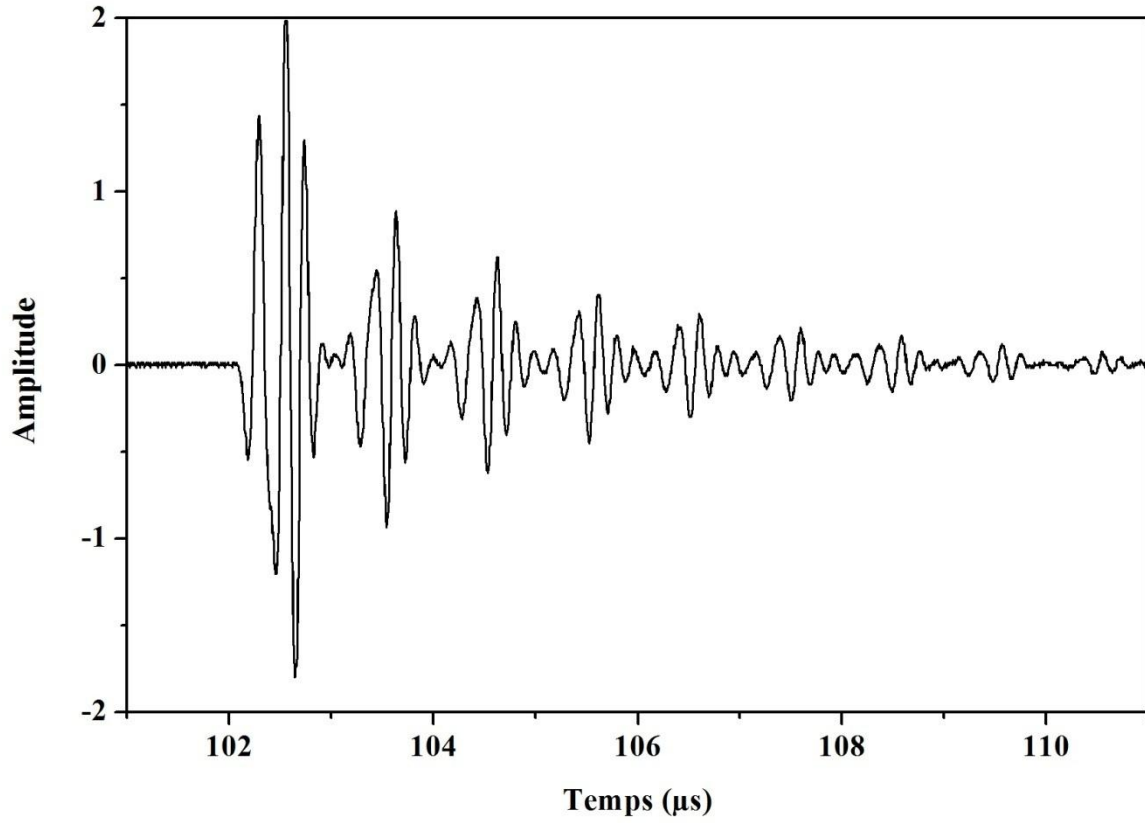


Figure III.11. Signal transmis par la plaque de verre de 4 mm d'épaisseur en incidence normale.

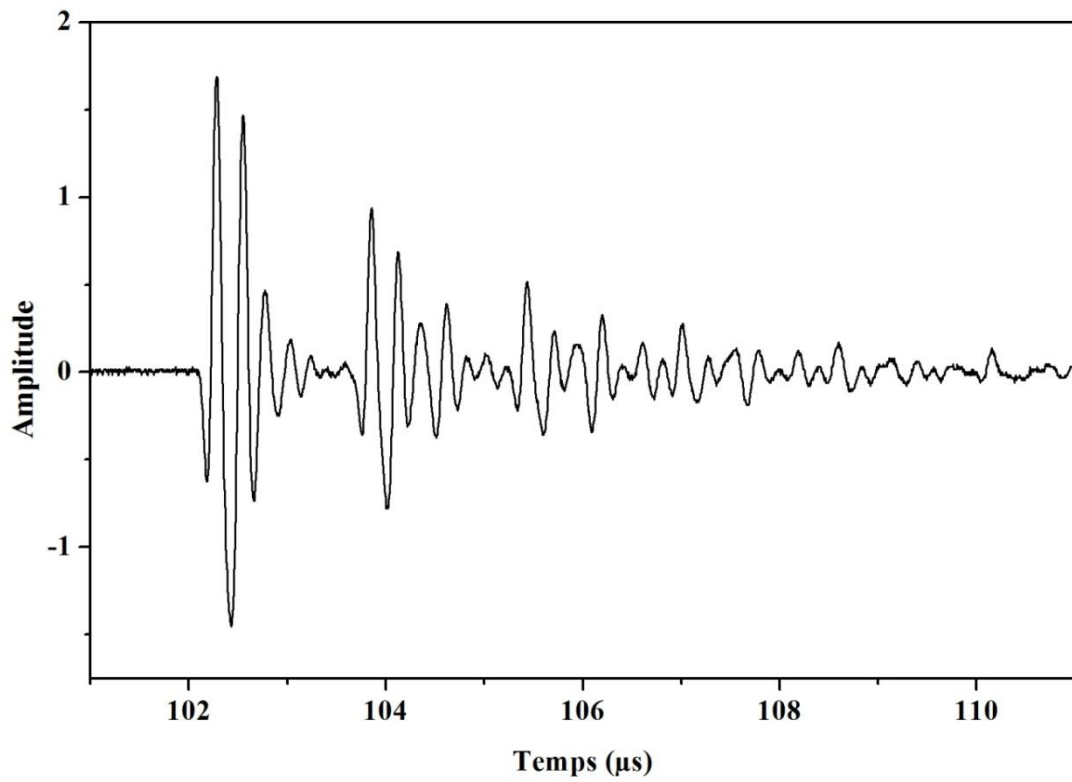


Figure III.12. Signal transmis par la plaque rocheuse de quartzite de 4 mm d'épaisseur en incidence normale.

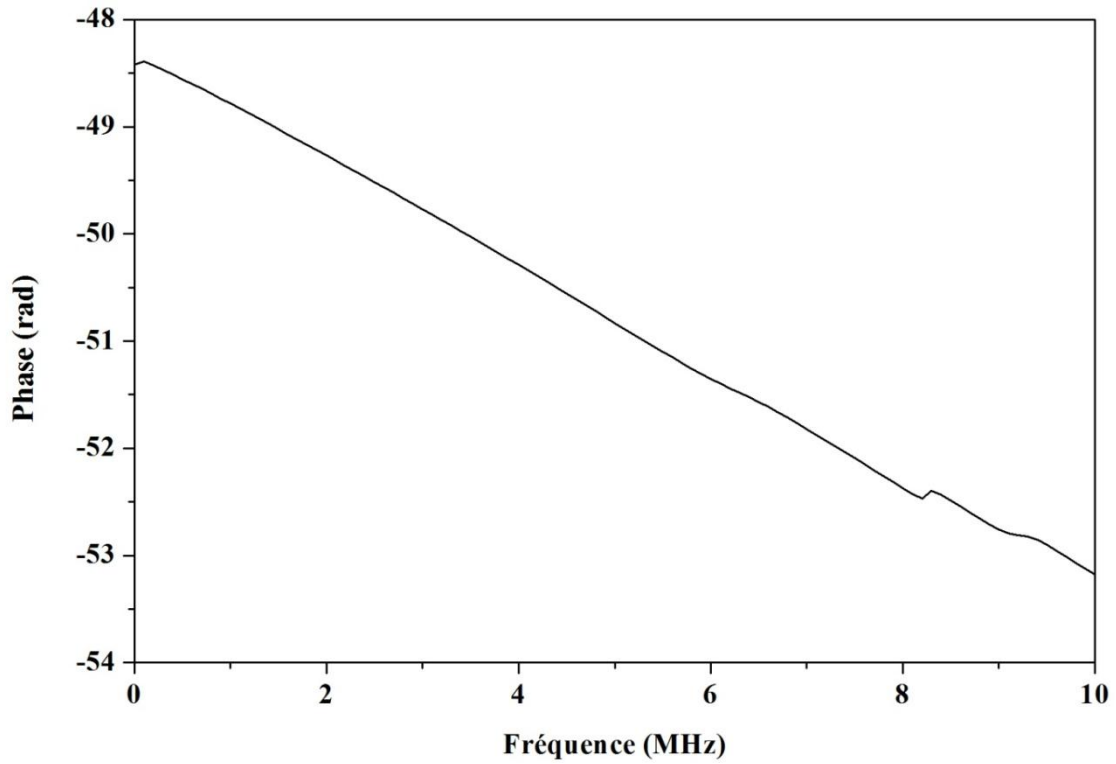


Figure III.13. La phase du premier écho transite la plaque de verre de 4 mm d'épaisseur en incidence normale.

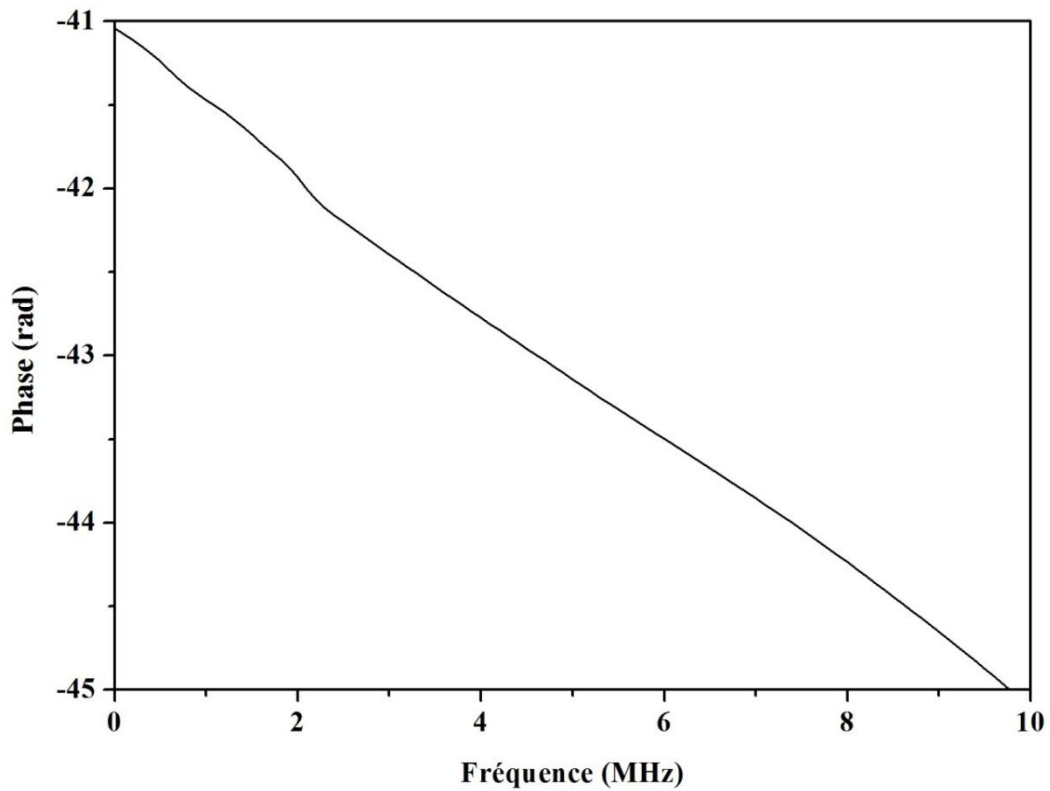


Figure III.14. La phase du premier écho transite la plaque rocheuse de quartzite de 4 mm d'épaisseur incidence normale.

III.4.1.3. Mesure de la vitesse transversale

De la même démarche, nous remontons à la vitesse transversale $C_{Téch}$. Dans ce cas, nous travaillons en incidence oblique et nous isolons le deuxième écho relatif à l'onde transversale (T). L'expression de la vitesse transversale est donnée par la formule (3.8):

$$C_{Téch} = \frac{\omega d C_{Tréf}}{\omega d - C_{Tréf} (\varphi_{Téch} - \varphi_{Tréf})} \quad (3.8)$$

Où $C_{Tréf}$ est la vitesse transversale de la plaque de référence.

III.4.1.4. Mesure d'atténuation dans les roches

Dans la grande majorité des études déjà publiées, la propagation des ondes ultrasonores dans les roches est quantifiée seulement par les vitesses des ondes. Pourtant, selon l'étude de García-del-Cura *et al* (2011) l'atténuation d'onde émise est susceptible de fournir, également, des informations importantes sur la santé de la roche contrôlée.

Après la validation des mesures des vitesses longitudinale et transversale, l'atténuation a pu, alors, être calculée. Nous présentons tout d'abord la méthode du calcul, puis les résultats de mesure sur les échantillons des roches. Nous commenterons, ensuite, ces résultats en détail.

La mesure de l'atténuation est obtenue à partir du module $|G(f)|$ du rapport des spectres des deux signaux transmis dans la plaque de référence et dans la plaque rocheuse à étudier. L'atténuation est donnée, d'après l'équation (3.6), par l'expression suivante (3.9):

$$\alpha_{éch}(f) = \frac{1}{d} \left[\ln \left(\frac{T_{éch}}{T_{réf}} \right) - \ln \left| \frac{S_{éch}(f)}{S_{réf}(f)} \right| \right] + \alpha_{réf}(f) \quad (3.9)$$

Avec

$\alpha_{réf}(f)$: l'atténuation des ondes ultrasonores dans la plaque de référence ;

d : l'épaisseur de la plaque rocheuse ;

$S_{éch}(f)$: l'amplitude spectrale du premier écho transmis par la plaque rocheuse ;

$S_{réf}(f)$: l'amplitude spectrale du premier écho transmis par la plaque de référence.

Nous nous sommes, ensuite, intéressés aux courbes d'atténuation en fonction de la fréquence pour chaque plaque rocheuse. Dans les mêmes conditions expérimentales mentionnées précédemment, nous avons effectué les enregistrements des signaux transmis par chaque plaque rocheuse et par la plaque de référence. Grâce au programme du filtrage temporel, le premier écho est isolé du signal transmis par chaque plaque rocheuse étudiée et son amplitude spectrale est calculée.

Les mesures de l'atténuation, dans les trois séries de roches (magmatiques, métamorphiques et sédimentaires), sont représentées respectivement sur les figures III.15, III.16 et III.17.

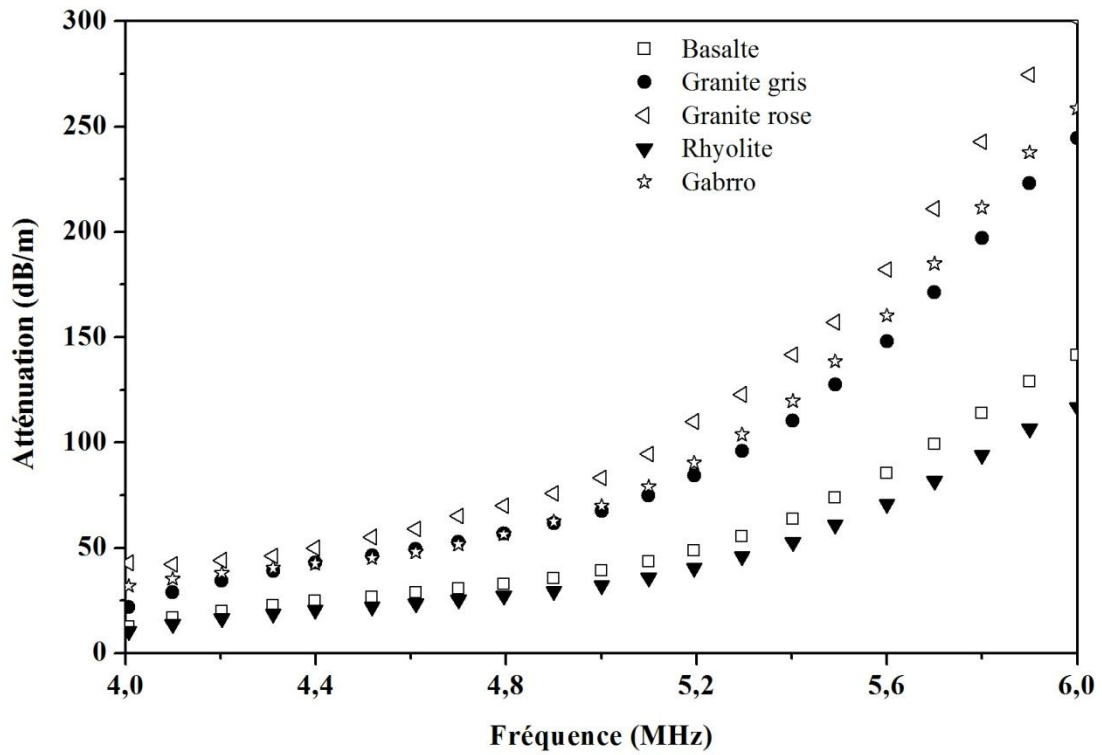


Figure III.15. Atténuation de l'onde ultrasonore en fonction de la fréquence pour la série des roches magmatiques.

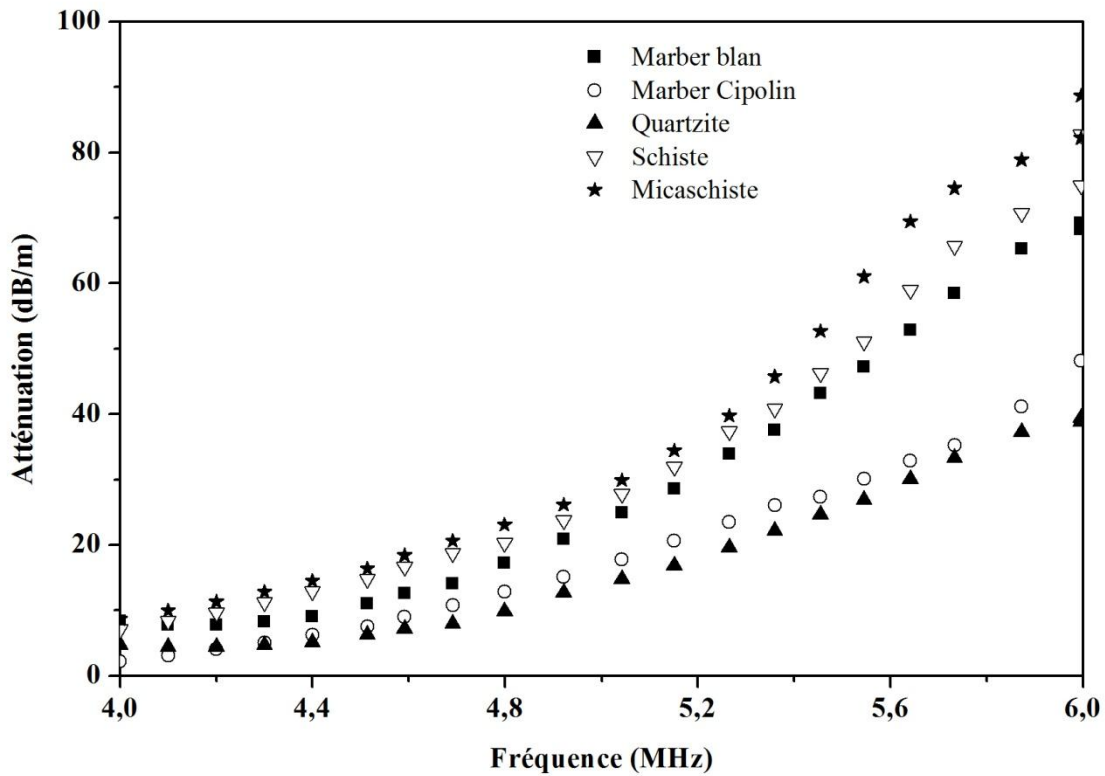


Figure III.16. Atténuation de l'onde ultrasonore en fonction de la fréquence pour la série des roches métamorphiques

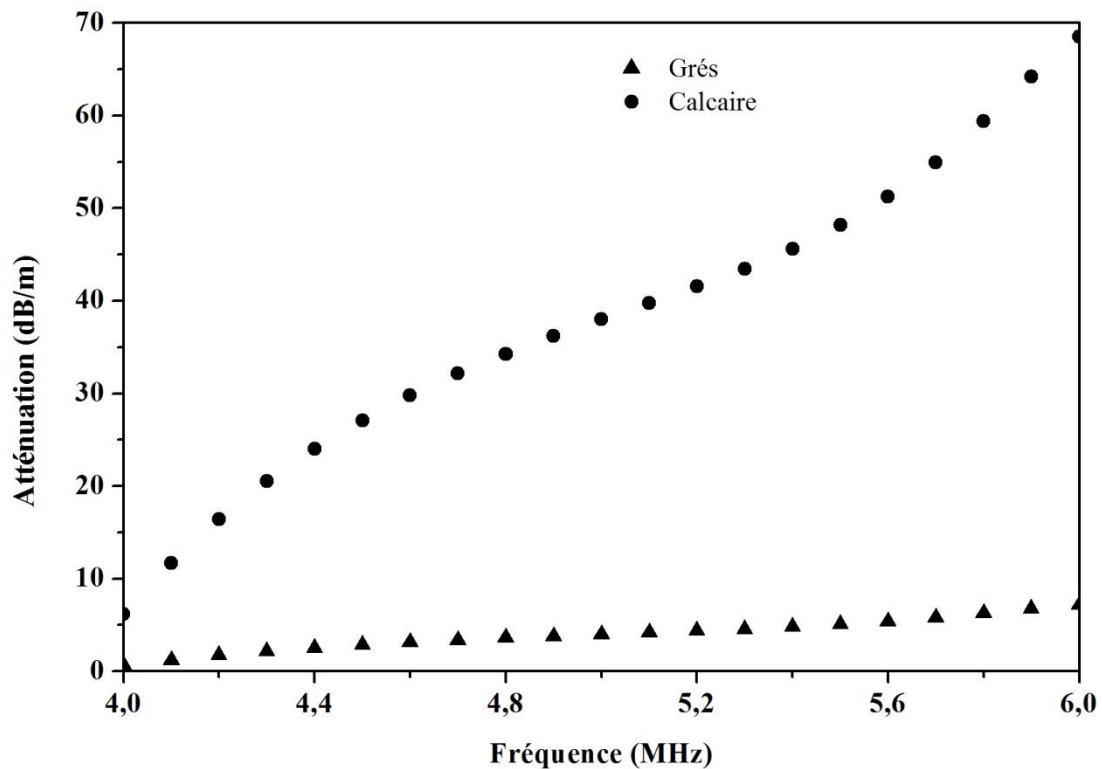


Figure III.17. Atténuation de l'onde ultrasonore en fonction de la fréquence pour la série des roches sédimentaires

Il convient de remarquer, d'abord, que toutes les courbes d'atténuation présentées, ici, concernent les atténuations de l'onde longitudinale, car les faces des échantillons sont normales au faisceau ultrasonore.

En plus, nous remarquons, globalement, pour ces trois séries de roches, que l'atténuation croît fortement en fonction de la fréquence. Cette dépendance fréquentielle de l'atténuation pour les roches a été observée par de nombreux auteurs tels que (Winkler et Plona, 1982 ; Klimentos, 1991; Toksoz *et al*, 1979 ; Keller, 1989)

En dernier lieu, les courbes d'atténuation montrent que l'atténuation est dispersive, c'est à dire qu'elle varie en fonction de la fréquence. Nous avons pris, comme valeur d'atténuation, celle qui est située au voisinage de la fréquence centrale des transducteurs utilisés dans ce travail.

III.4.2. Propriétés mécaniques

La roche est caractérisée par ses propriétés mécaniques, à savoir: le module de Young et le coefficient de Poisson. Ces modules d'élasticité ont été déterminés, le plus souvent par des méthodes statiques, dynamiques et mécaniques. Il est possible de déduire facilement ces propriétés à partir des mesures expérimentales des propriétés acoustiques d'une manière non destructive.

III.4.2.1. Mesure de la densité volumique

La densité volumique ρ de l'échantillon est déterminée en mesurant, d'abord, sa masse m à l'aide d'une balance numérique, puis son volume V en le plongeant complètement dans un

récepteur gradué. En fin, nous calculons le rapport entre sa masse et son volume en utilisant la formule suivante:

$$\rho = \frac{m}{V} \quad (3.10)$$

III.4.2.2. Détermination du coefficient de Poisson

Le coefficient de Poisson est lié de façon biunivoque au rapport des vitesses longitudinale et transversale par l'expression suivante (Youash, 1970 ; Yasar and Erdogan, 2004) :

$$\nu = \frac{(c_L / c_T)^2 - 2}{2[(c_L / c_T)^2 - 1]} \quad (3.11)$$

où, c_L et c_T sont respectivement les vitesses longitudinale et transversale de la roche étudiée.

III.4.2.3. Détermination du module de Young

Connaissant la valeur du coefficient de Poisson de la roche, nous déduisons son module de Young par l'expression suivante (Youash, 1970 ; Yasar and Erdogan, 2004):

$$E = \frac{(1 + \nu)(1 - 2\nu)}{(1 - \nu)} \rho c_L^2 \quad (3.12)$$

III.5. Résultats et interprétations

Le tableau III.3 illustre les résultats expérimentaux de nos mesures. Dans ce tableau, nous avons indiqué les mesures des propriétés acoustiques et mécaniques pour les différents types de roches terrestres étudiées. Pour vérifier la reproductibilité des résultats, la valeur de chaque paramètre est déterminée par la moyenne de cinq mesures. L'incertitude de mesure a été estimée à l'écarte-type de ces cinq mesures. Après avoir étudié les différentes propriétés physiques d'un ensemble d'échantillons, le but final est d'étudier la corrélation possible entre tous les paramètres physiques mesurés.

Tableau III.3: les propriétés acoustiques et mécaniques des échantillons étudiés

	$C_L (ms^{-1})$	$C_T (ms^{-1})$	$\rho (kgm^{-3})$	$\alpha (dB.m^{-1})$	$E \times 10^{-2}$ (GPa)	$\nu (\times 10^{-2})$
Basalt	5117 ± 22	2816 ± 11	2943 ± 5	40 ± 1	5987 ± 46	28 ± 0.5
Gabbro	5507 ± 23	2716 ± 10	3055 ± 5	71 ± 3	5532 ± 46	33 ± 0.5
Granite gris	4306 ± 18	2746 ± 10	2617 ± 5	66 ± 2	4567 ± 46	15 ± 0.5
Granite rose	4705 ± 19	2736 ± 10	2726 ± 5	81 ± 4	5079 ± 46	24 ± 0.5
Rhyolite	4934 ± 20	2828 ± 11	2700 ± 5	33 ± 2	5020 ± 46	25 ± 0.5
Marbre C	4256 ± 17	2343 ± 9	2720 ± 5	18 ± 1	3830 ± 46	28 ± 0.5
Marbre B	4942 ± 20	2603 ± 10	2820 ± 5	25 ± 2	4998 ± 46	30 ± 0.5
Quartzite	5714 ± 23	2857 ± 11	2910 ± 5	15 ± 1	6334 ± 46	33 ± 0.5
schist	3190 ± 13	2162 ± 8	2400 ± 5	28 ± 2	2412 ± 46	0.7 ± 0.5
Micaschist	2952 ± 12	1993 ± 8	2310 ± 5	31 ± 3	1984 ± 46	0.8 ± 0.5
Grés	4173 ± 17	2490 ± 9	2600 ± 5	4 ± 1	3444 ± 46	22 ± 0.5
Calcaire	4144 ± 17	2425 ± 9	2683 ± 5	38 ± 2	3917 ± 46	23 ± 0.5

Dans le cas des roches, les propriétés physiques sont étroitement liées à la nature pétrographique, minéralogique et à la porosité de la roche (Guéguen and Palciauskas, 1992). De nombreux travaux ont été réalisés, ces dernières années, dans le but de déterminer les propriétés physiques des roches à partir des mesures ultrasonores (Vasconcelos, 2008 ; Karpuz et Paşamehmetoğlu, 1997). Les valeurs des paramètres ultrasonores des roches mesurées expérimentalement (tableau III.3) sont compatibles avec celles généralement indiquées dans la littérature pour la majorité des roches (Kahraman, 2007; Bourbie *et al*, 1986).

Les valeurs de l'atténuation mesurée se situent entre 4 et 81dBm⁻¹. Deux mécanismes principaux sont à l'origine de l'atténuation des ondes ultrasonores dans les roches: l'absorption de l'onde et la dispersion (Bourbie *et al*, 1986). L'absorption est due à une conversion de l'énergie mécanique vibratoire en chaleur, par l'intermédiaire de différents processeurs d'interaction entre l'onde et la roche. En revanche, le phénomène de dispersion a lieu lors de la rencontre de l'onde ultrasonore avec des obstacles qui génèrent un grand nombre d'ondes se propageant dans toutes les directions possibles. Dans une roche, les raisons principales de la dispersion sont: les joints des grains et les inclusions.

L'interprétation quantitative des résultats précités permet d'évaluer la vitesse de l'onde longitudinale en fonction des autres paramètres physiques des roches. Les résultats obtenus montrent un effet direct de la densité, de la vitesse transversale, du module de Young et du coefficient de poisson sur la vitesse d'onde longitudinale. Par ailleurs, à ce jour, il n'y a pas eu de méthode directe par laquelle les propriétés physiques des roches peuvent être déterminées. C'est pourquoi, il nous est apparu utile, dans ce qui suit, de montrer les relations expérimentales qui existent entre ces propriétés afin d'établir d'éventuelles corrélations entre elles.

Les caractéristiques numériques de la corrélation entre les différents paramètres physiques sont décrites par un coefficient de corrélation. Il est facile de déterminer pour deux variables s'il existe un rapport ou non. Pour ceci, notre base de données est mise dans une matrice et on effectue le calcul des coefficients de corrélation.

III.5.1. Corrélation entre la vitesse longitudinale et la vitesse transversale

D'après les résultats indiqués dans le tableau III.3 nous remarquons que la vitesse longitudinale a un minimum de 2952 ms⁻¹ et un maximum de 5507 ms⁻¹ donnant une moyenne de 4495 ms⁻¹. Pour la vitesse transversale, elle est comprise entre 1993 et 2857 ms⁻¹. La courbe de variation de la vitesse transversale en fonction de la vitesse longitudinale, comme la montre la figure III.18, indique que les deux vitesses évoluent dans le même sens. Cette courbe montre une croissance de la vitesse transversale avec la vitesse longitudinale. La figure III.18 montre une corrélation linéaire entre les deux vitesses avec un coefficient de corrélation $R^2 = 0.804$.

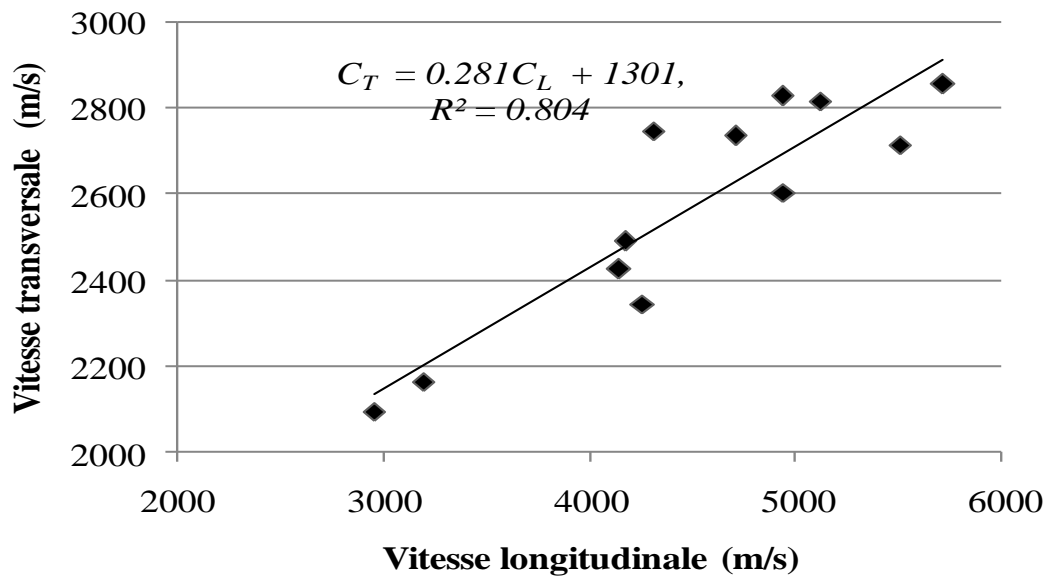


Figure III.18. Corrélation entre la vitesse longitudinale et la vitesse transversale

III.5.2. Corrélation entre la vitesse longitudinale et la densité volumique

Les valeurs de la densité volumique sont comprises entre 2310 et 3055 Kg m^{-3} avec une valeur moyenne de 2707 Kg m^{-3} . La relation entre la vitesse de l'onde longitudinale et la densité volumique est établie à la figure III.19. Cette figure montre une corrélation linéaire entre ces deux paramètres avec un coefficient de corrélation $R^2 = 0.895$

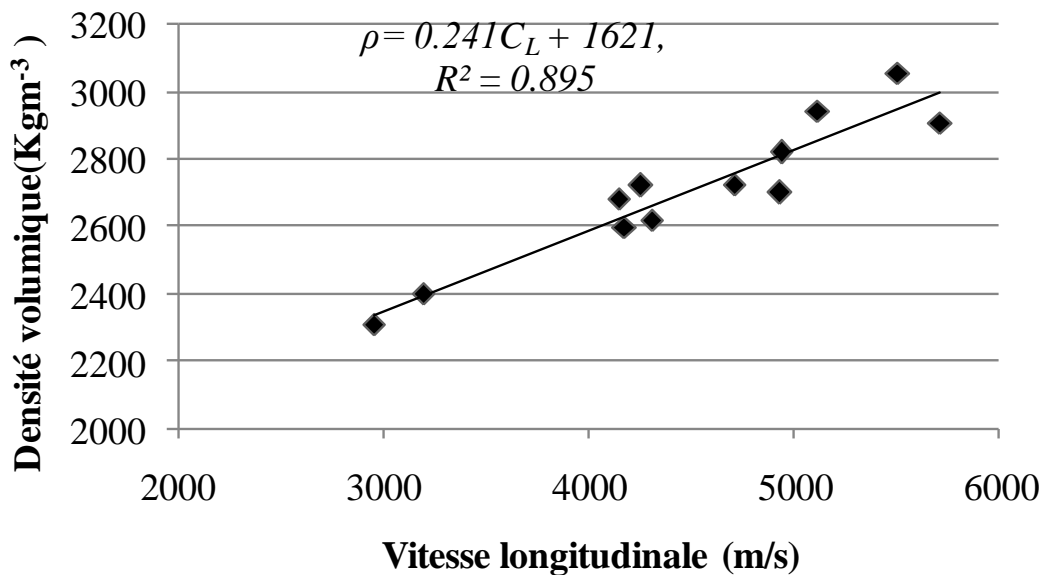


Figure III.19. Corrélation entre la vitesse longitudinale et la densité volumique

III.5.3. Corrélation entre la vitesse longitudinale et le coefficient de Poisson

Le coefficient de Poisson est compris entre 0.07 et 0.33 pour les roches étudiées. Comme les cas précédents, la courbe de variation du coefficient de poisson, en fonction de la vitesse

longitudinale, montre une corrélation linéaire avec un coefficient de corrélation $R= 0.839$. La figure III.20 montre bien cette corrélation.

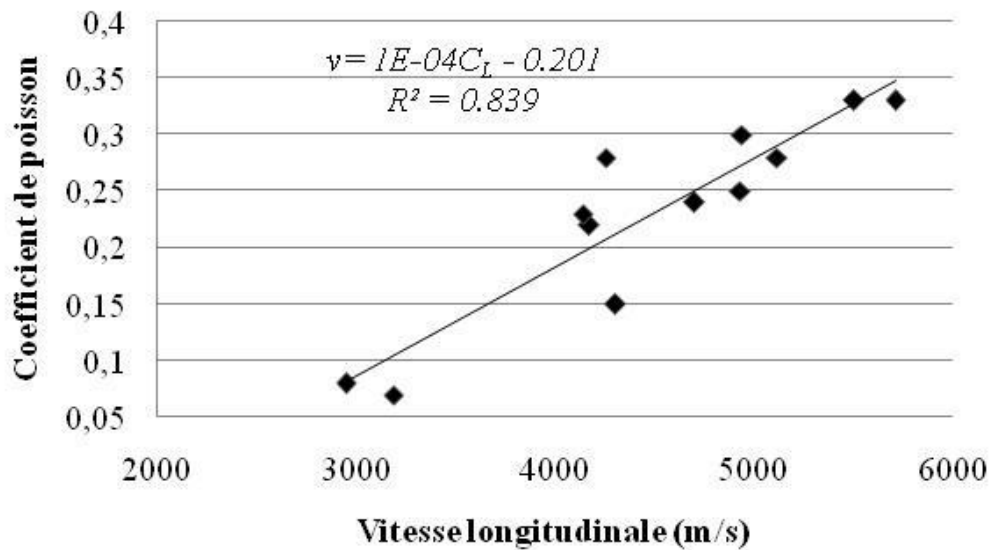


Figure III.20. Corrélation entre la vitesse longitudinale et le coefficient de Poisson

III.5.4. Corrélation entre la vitesse longitudinale et le module de Young

L'étendue des valeurs du module de Young est comprise entre 19.84 GPa et 63.34 GPa. La figure III.21 montre une corrélation linéaire entre le module de Young et la vitesse longitudinale avec un coefficient de corrélation $R^2 = 0.941$. Nous constatons l'augmentation du module de Young avec celle de la vitesse longitudinale.

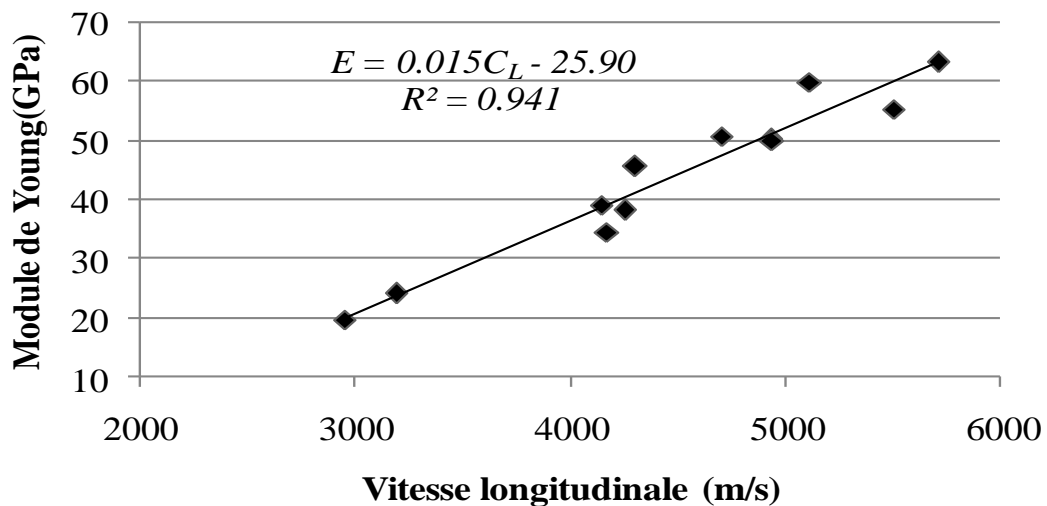


Figure III.21. Corrélation entre la vitesse longitudinale et le module de Young

Ces corrélations permettent une meilleure estimation des propriétés physiques des roches connaissant la vitesse longitudinale. Cela est déduit à partir des simples relations mathématiques suivantes :

$$CT = 0,281CL + 1301, \quad \text{avec} \quad R^2 = 0.804 \quad (3.13)$$

$$E = 0,015CL - 25,90, \quad \text{avec} \quad R^2 = 0.941 \quad (3.14)$$

$$v = 1E-04CL - 0,201, \quad \text{avec} \quad R^2 = 0.839 \quad (3.15)$$

$$\rho = 0,241CL + 1621, \quad \text{avec} \quad R^2 = 0.895 \quad (3.16)$$

Il est important de signaler que l'estimation des propriétés physiques des roches, à partir de la vitesse longitudinale des ondes ultrasonores, devra se faire avec précaution et que les équations (3.13), (3.14), (3.15) et (3.16) sont des formules expérimentales empiriques et non des lois physiques. Par conséquent, ces relations mathématiques ne sont pas applicables, en toute rigueur.

III.5.5. Les paramètres physiques en fonction des types de roches

Jusqu'à présent, nous avons étudié les différentes propriétés physiques d'un ensemble de roches terrestres. Cette étude peut jouer un rôle primordial dans plusieurs domaines, surtout en génie civil. Néanmoins, les propriétés physiques ne permettent pas de classer les roches terrestres: les paramètres ultrasonores (figures III.22, III.23 et III.24) ainsi que les paramètres mécaniques (figures III.25 et III.26) varient d'une façon aléatoire. C'est la raison pour laquelle, nous développons une nouvelle technique originale basée sur la dispersion des ondes de Lamb dans les plaques rocheuses dans le but d'étudier la possibilité de classer ces roches d'un point de vue ultrasonore. En effet, les ondes de Lamb ont l'avantage de mettre en vibration la totalité de l'épaisseur de la plaque rocheuse et présentent la particularité d'être dispersives, multimodales et non atténuées (Neau, 2003). L'exploitation de cette technique, expérimentalement, peut permettre de distinguer chaque roche par une signature acoustique propre à elle.

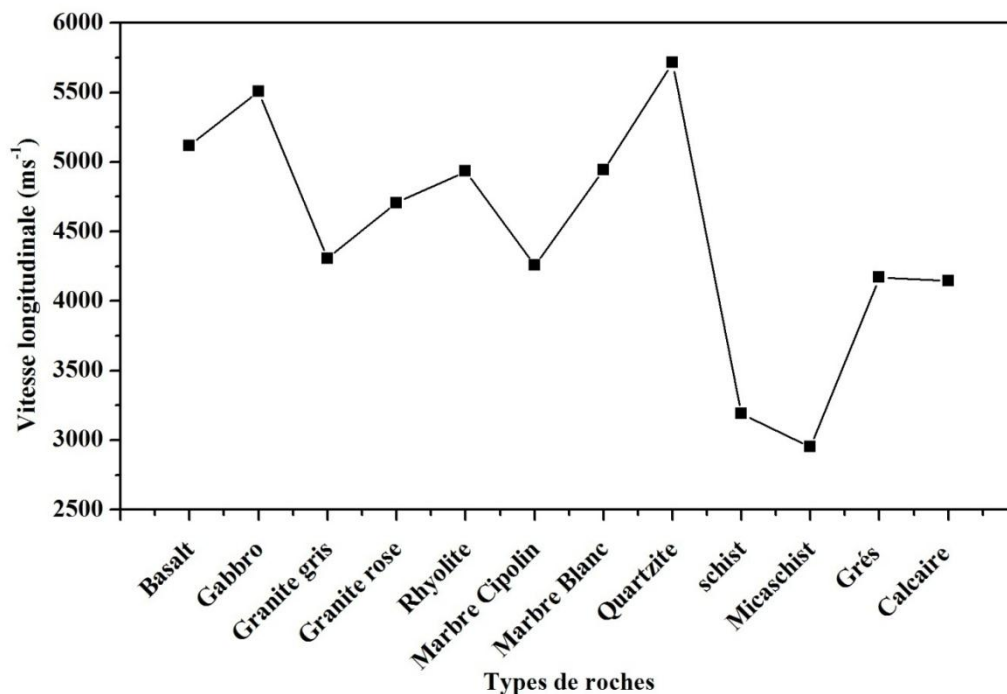


Figure III.22. La vitesse longitudinale en fonction des types de roches

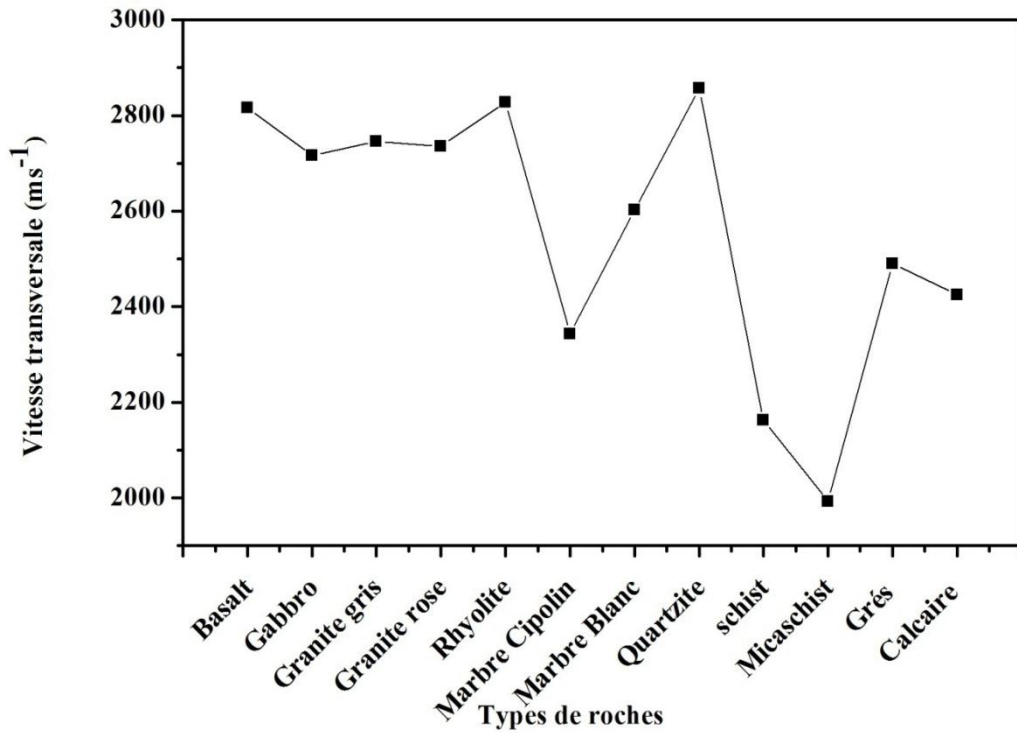


Figure III.23. La vitesse transversale en fonction des types de roches

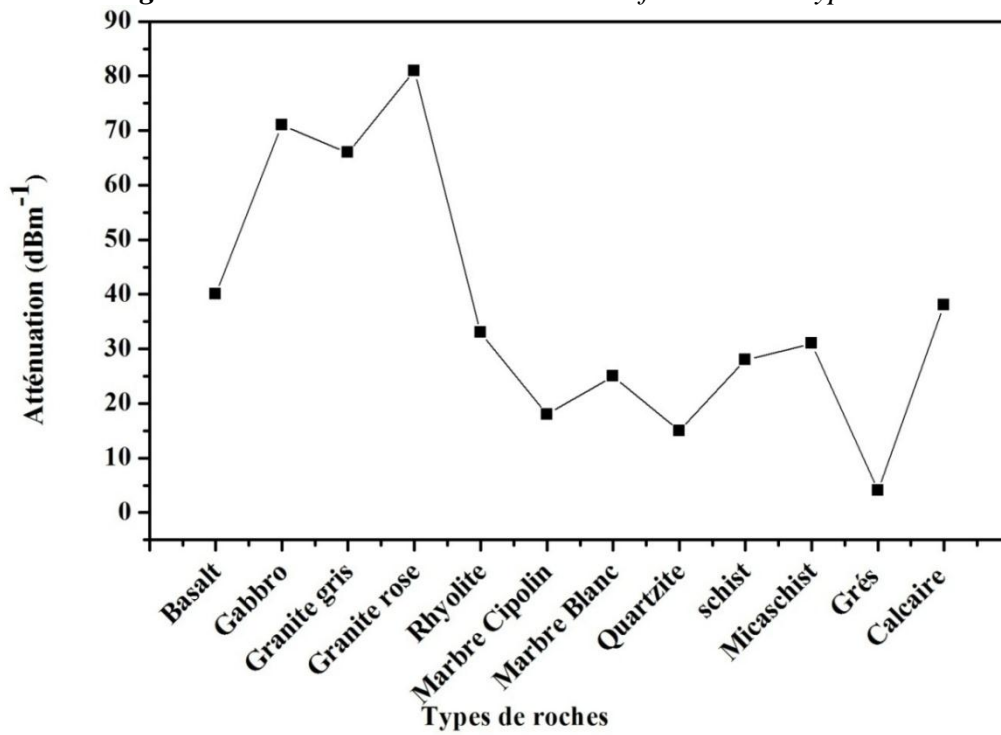


Figure III.24. L'atténuation en fonction de types de roches

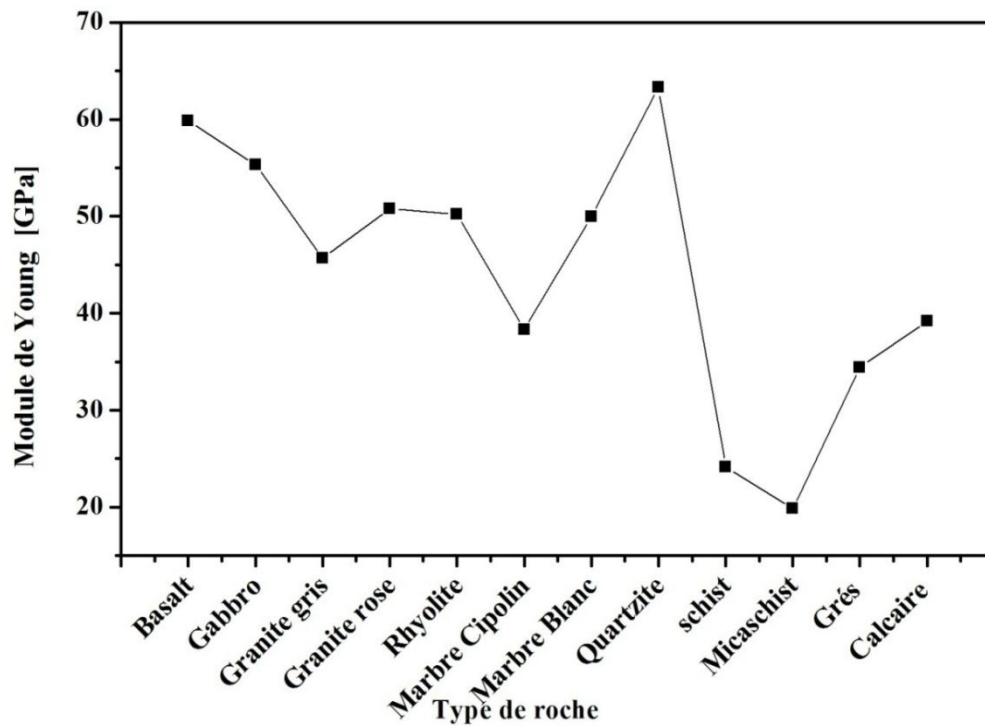


Figure III.25. Le module de Young en fonction des types de roches

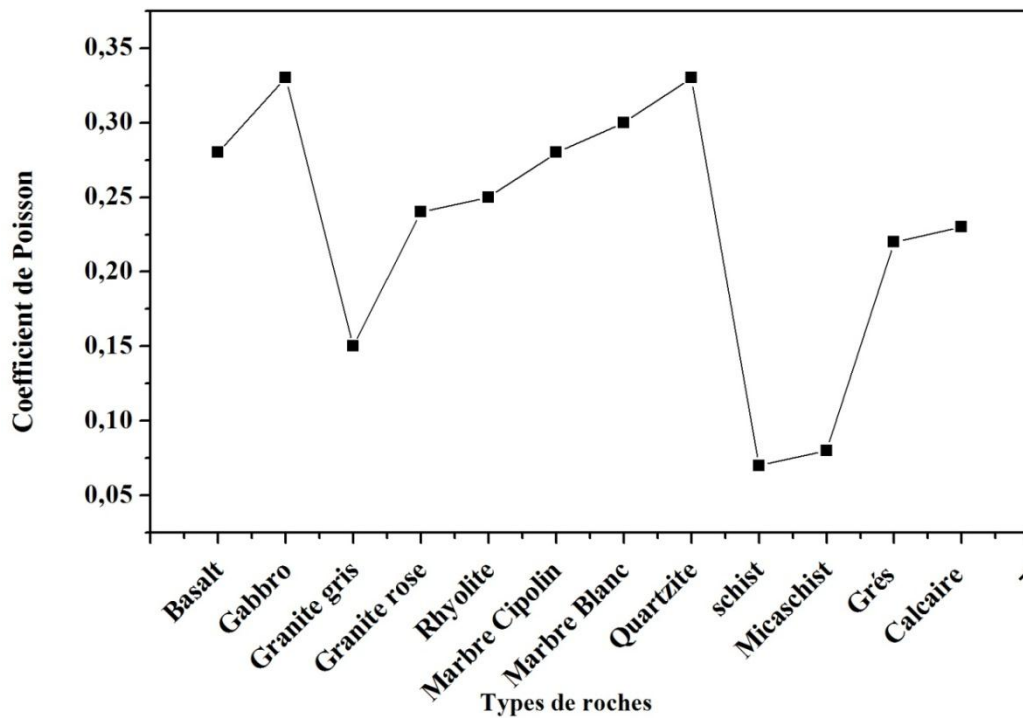


Figure III.26. Le coefficient de Poisson en fonction des types de roches

III.6. Dispersion des ondes de Lamb dans les plaques rocheuses

III.6.1. Etude théorique

Afin de mettre en évidence théoriquement les courbes de dispersion des modes de Lamb dans les plaques rocheuses terrestres étudiées, nous avons appliqué le modèle théorique que nous

avons déjà développé dans le chapitre II. Les résultats portant sur les coefficients théoriques de transmission des plaques rocheuses sont donnés sur les figures (III.27, III.28, III.29, III.30, III.31, III.32, III.33, III.34). Pour chaque roche, nous représentons la signature ultrasonore correspondante.

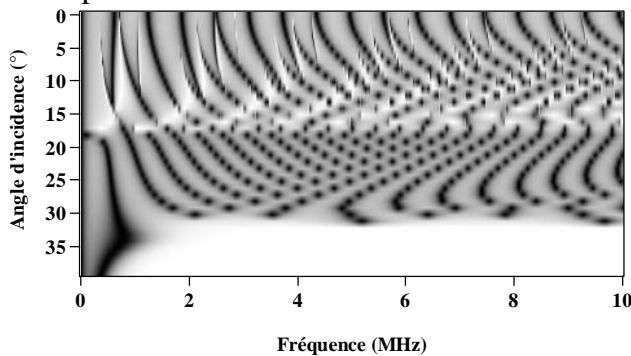


Figure III.27. Courbes de dispersion obtenues théoriquement pour une plaque rocheuse de rhyolite.

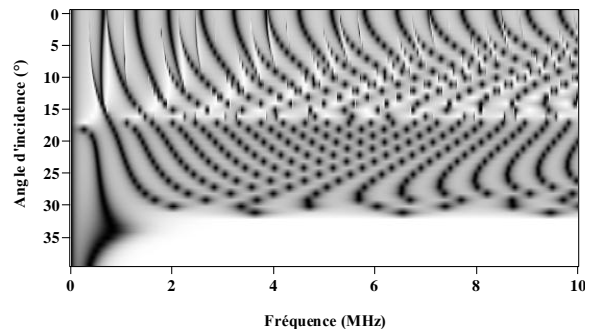


Figure III.28. Courbes de dispersion obtenues théoriquement pour une plaque rocheuse de basalte.

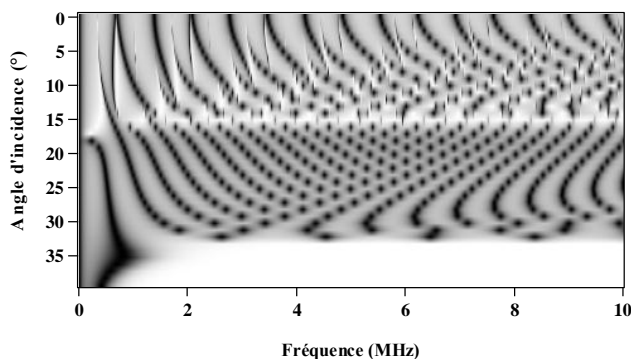


Figure III.29. Courbes de dispersion obtenues expérimentalement pour une plaque rocheuse de gabbro.

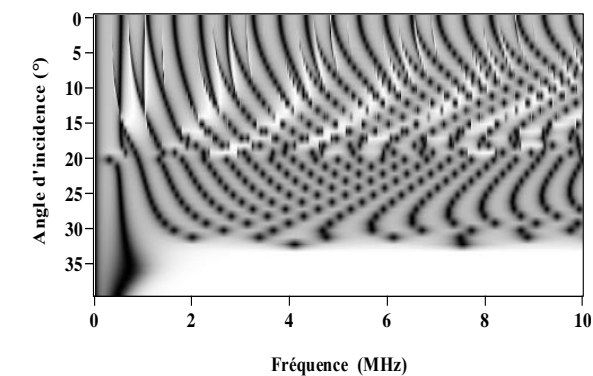


Figure III.30. Courbes de dispersion obtenues théoriquement pour une plaque rocheuse de granite gris.

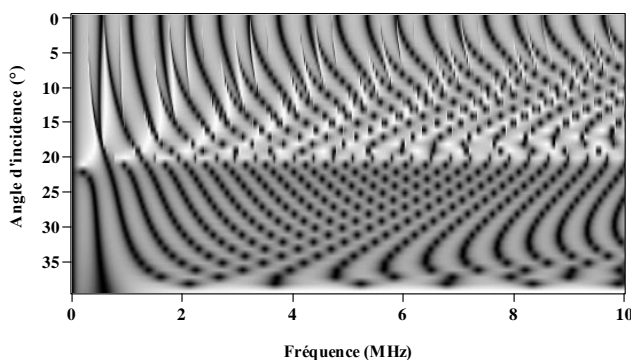


Figure III.31. Courbes de dispersion obtenues théoriquement pour une plaque rocheuse de marbre Cipolin

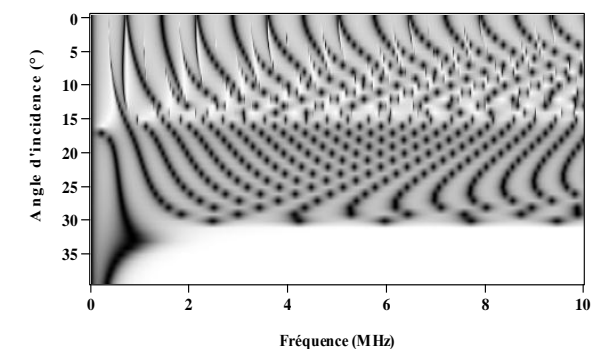


Figure III.32. Courbes de dispersion obtenues théoriquement pour une plaque rocheuse de quartzite

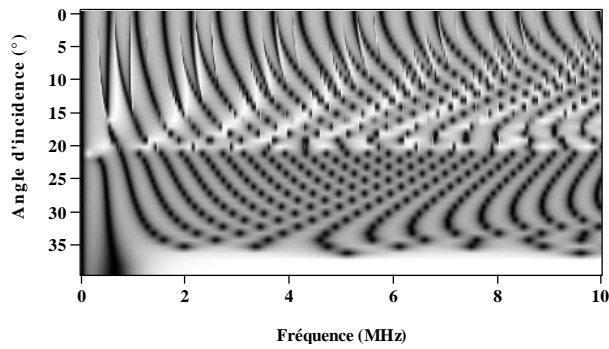


Figure III.33. Courbes de dispersion obtenues expérimentalement pour une plaque rocheuse de grès

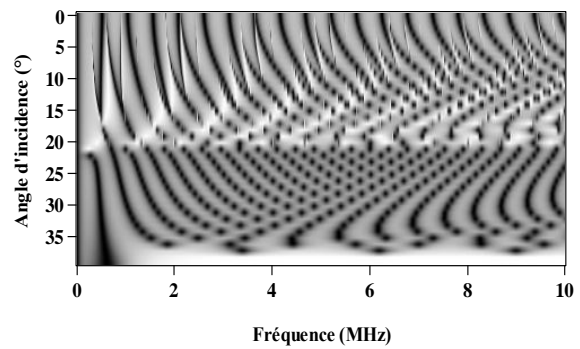


Figure III.34. Courbes de dispersion obtenues théoriquement pour une plaque rocheuse de calcaire

Il est à noter que, les remarques que nous avons faites précédentes, sur les courbes de dispersion des plaques des matériaux (chapitre II), restent valable pour les courbe de dispersion des plaques rocheuses. Au niveau des angles d'incidence, nous observons, pour toutes les plaques rocheuses, l'apparition d'angles critiques des ondes longitudinales et des ondes transversales. Au niveau des fréquences, il y a aussi les deux zones: la première contient uniquement les modes fondamentaux et la deuxième contient les modes fondamentaux et les modes d'ordre supérieur des deux types symétriques et antisymétriques.

Il est à noter, également, que les courbes de dispersion modélisées, ici, pour tous les échantillons montrent l'apparition de plusieurs modes en comparaison avec les courbes de dispersion modélisées pour les plaques de matériaux citées au chapitre II. Cela est dû à l'épaisseur qui est grand par rapport au premier cas. Ce résultat confirme bien la constatation que nous avons déjà signalée: plus nous augmentons l'épaisseur plus nous avons d'autres modes qui viennent d'apparaître.

Les figures, ci-dessus, montrent aussi clairement le problème de la superposition des modes symétrique et antisymétriques. Cette superposition rend la lisibilité, la comparaison et l'interprétation de ces signatures très délicate. Pour remédier à ce problème, nous procédons à la séparation des modes symétriques et antisymétriques. Nous appliquons cette procédure à ces signatures acoustiques et nous présentons, dans ce qui suit, les résultats de la séparation des modes pour chaque plaque rocheuse.

III.6.1. Etude expérimentale

III.6.1.1. Configuration expérimentale de l'excitation et de la détection des modes de Lamb

L'étude de la propagation des ondes de Lamb, nécessite un système qui est capable de générer et de recevoir ce type d'ondes. Une méthode classique de génération expérimentale des ondes de Lamb consiste à placer deux transducteurs de même fréquence nominale du même côté de la plaque, inclinés de l'angle correspondant à la propagation d'une onde de Lamb pour la fréquence du transducteur. La méthode tout à fait équivalente, choisie ici pour des facilités de

montage, est de placer les deux transducteurs de chaque côté de la plaque. Cela permet, comme le montre la figure III.35, de n'avoir que l'inclinaison de la plaque à régler, une fois le réglage des deux transducteurs est effectué.

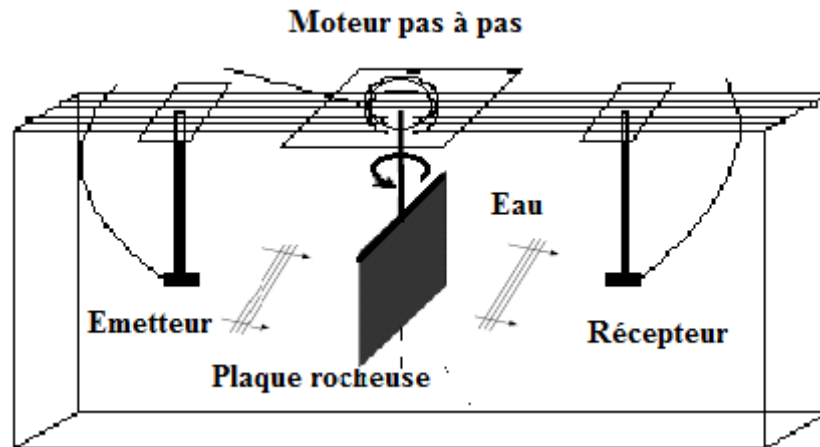


Figure III.35. La configuration des transducteurs et de l'échantillon en la mesure des ondes de Lamb

Pour mettre en évidence expérimentalement les courbes de dispersion des modes de Lamb dans les plaques rocheuses, nous avons utilisé la technique par transmission décrite dans le paragraphe précédent en faisant varier l'angle d'incidence. Pour chaque angle d'incidence, un signal temporel (figure III.36) est enregistré et son amplitude spectrale (figure III.37) est calculée. Les résonances de la plaque rocheuse sont alors déterminées à partir des maximums du spectre. Le balayage de l'angle d'incidence est assuré par le moteur pas à pas qui entraîne la rotation de la plaque rocheuse avec une précision de 10^{-3} degrés.

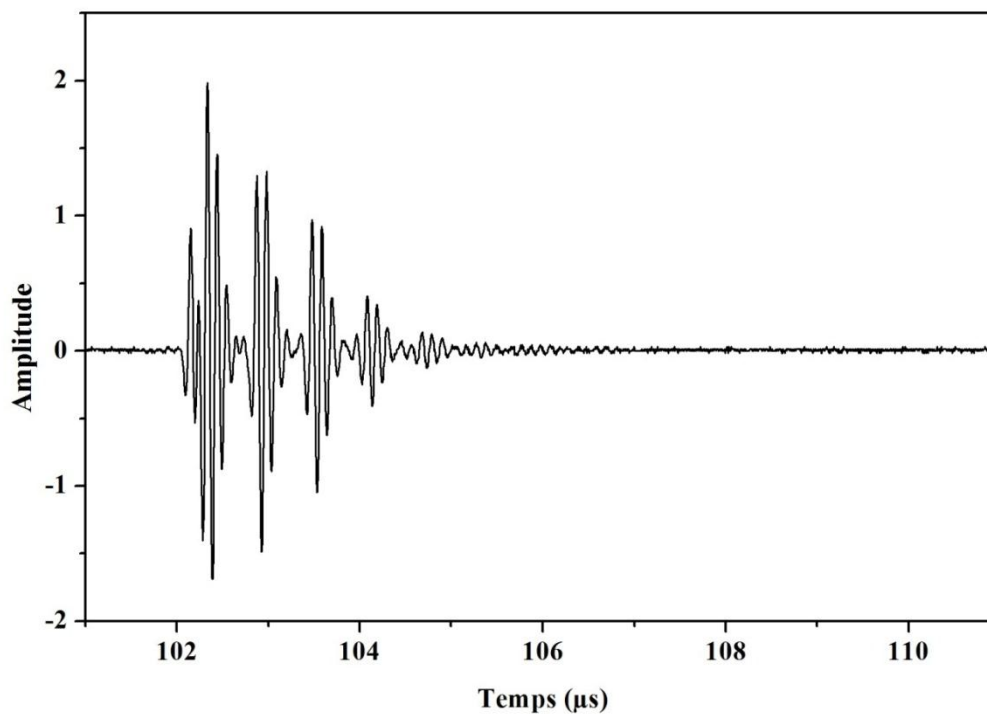


Figure III.36. Signal transmis par une plaque rocheuse de Basalte de 4 mm d'épaisseur.

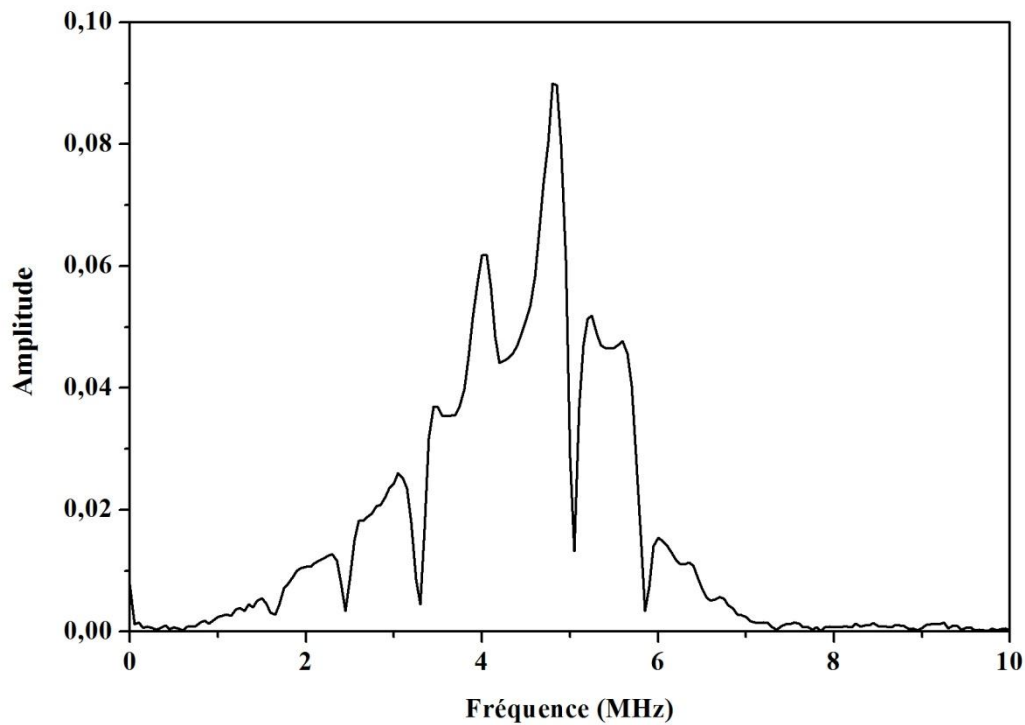


Figure III.37. Spectre transmis d'une plaque rocheuse de Basalte de 4 mm d'épaisseur.

La même opération est répétée pour les autres angles jusqu'à ce que nous arrivions à l'angle critique des ondes correspondant à la plaque rocheuse. Cet angle critique se traduit par la disparition du signal ultrasonore transmis affiché dans l'écran de l'oscilloscope. Après la superposition de ces maxima, nous obtenons, expérimentalement, les courbes de dispersion correspondant à la plaque rocheuse.

III.6.1.2. Test du montage

Avant de commencer les mesures expérimentales, nous avons, d'abord, essayé d'étalonner notre montage expérimental, en d'autres termes, nous voudrions tester et savoir à quelle portée ce montage est valide pour l'obtention d'une signature acoustique expérimentale approximativement comparable à celle obtenue théoriquement. Pour cela, le dispositif expérimental a été d'abord utilisé pour représenter les courbes de dispersion d'une plaque en verre d'épaisseur 4 mm. La figure III.38 représente les courbes de dispersion obtenues, expérimentalement, en fonction des deux paramètres f et θ . On voit l'apparition de plusieurs modes correspondant aux modes de Lamb d'une plaque en verre. Les courbes de dispersion, obtenues théoriquement correspondant, sont illustrées sur la figure III.39.

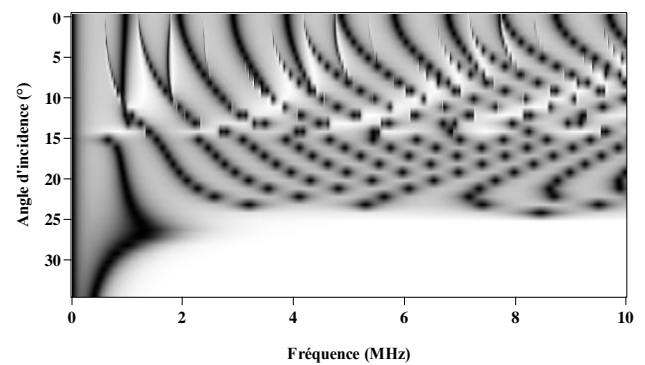
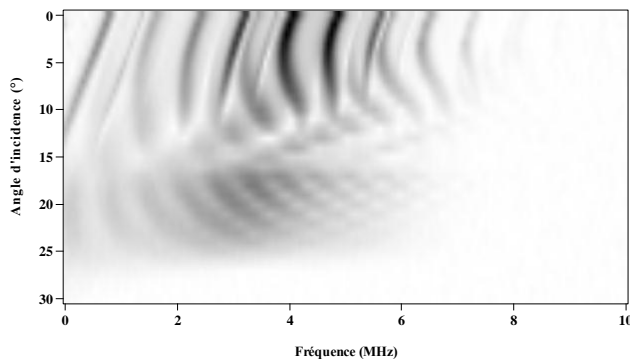


Figure III.38. Courbes de dispersion obtenues expérimentalement pour une plaque de verre d'épaisseur 4mm

Figure III.39. Courbes de dispersion obtenues théoriquement pour une plaque de verre d'épaisseur 4mm

En analysant les deux figures représentées, ci-dessus, nous remarquons qu'il y a un accord entre elles au niveau des angles critiques des ondes longitudinales (15 degrés) et transversales (25 degrés) et niveau du nombre de modes qui apparaissent. Cependant, les modes n'apparaissent pas clairement dans les hautes fréquences 8 -10 MHz dans la signature acoustique obtenue expérimentalement. Ceci est à cause de la bande passante des transducteurs qui est centrée autour de 5 MHz.

Afin de mettre en évidence cette concordance entre ces deux signature ultrasonore obtenue théoriquement et expérimentalement, nous calculons les fréquences de coupure des modes obtenus théoriquement f_{cth} , ensuite, nous les comparons avec les fréquences de coupure mesurées expérimentalement f_{cexp} . Le tableau III.4 montre clairement la confrontation entre ces fréquences de coupures et, par conséquent, les modes qui apparaissent.

Tableau III.4: les fréquences de coupures calculées théoriquement et expérimentalement en MHz.

f_{cth}	0.9	1.2	1.7	2.2	2.7	3.6	3.9	4.4	5.3	5.8	5.9	7.2	8
f_{cexp}	0.8	1.3	1.6	2.3	3.1	3.4	3.9	4.4	5.1	5.6	6.1	6.9	7.6

Globalement, nous avons obtenu une signature acoustique comparable à celle obtenue théoriquement. Ce résultat confirme à la fois l'exactitude du montage et la validité de la technique ultrasonore que nous avons adoptée pour obtenir les courbes de dispersion des plaques rocheuse à étudier.

III.6.1.3. Signatures acoustiques des roches obtenues expérimentalement

Dans cette étude expérimentale, nous avons étudié et caractérisé, du point de vue ultrasonore, des échantillons de roches qui font partie de trois familles de roches suivant le classement géologique. Les figures (III.40, III.41, III.42, III.43, III.44, III.45, III.46 et III.47) illustrent les signatures acoustiques obtenues expérimentalement pour chaque roche étudiée.

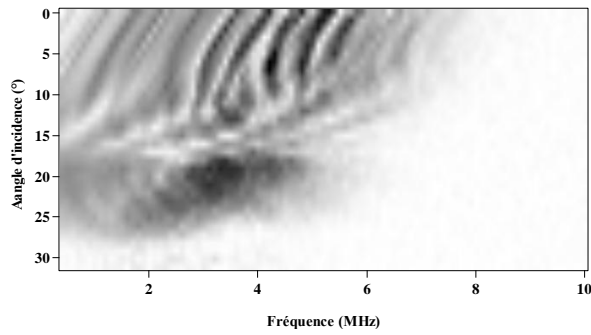


Figure III.40. Courbes de dispersion obtenues expérimentalement pour une plaque rocheuse de rhyolite

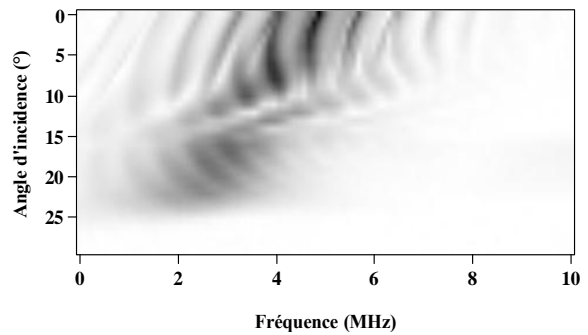


Figure III.41. Courbes de dispersion obtenues expérimentalement pour une plaque rocheuse de basale

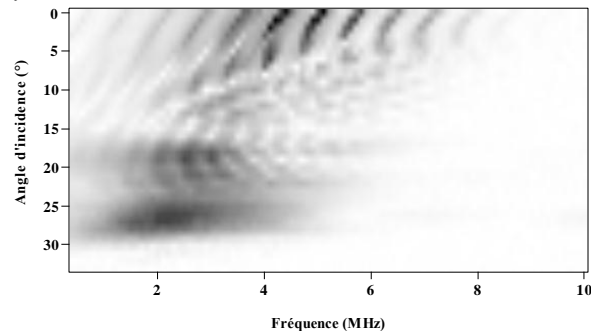


Figure III.42. Courbes de dispersion obtenues expérimentalement pour une plaque rocheuse de granite gris

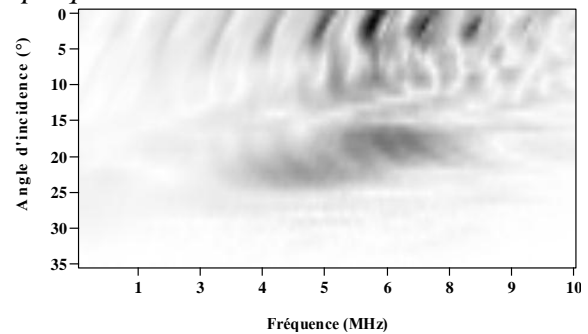


Figure III.43. Courbes de dispersion obtenues expérimentalement pour une plaque rocheuse de gabbro

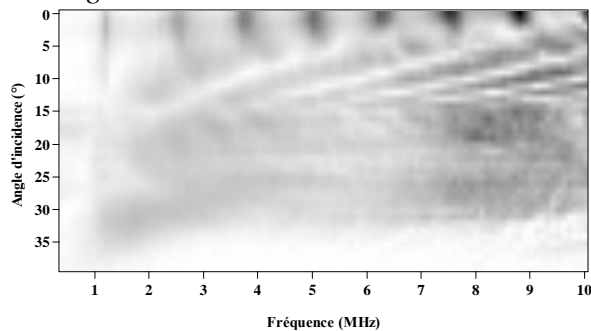


Figure III.44. Courbes de dispersion obtenues expérimentalement pour une plaque rocheuse de marbre Cipolin

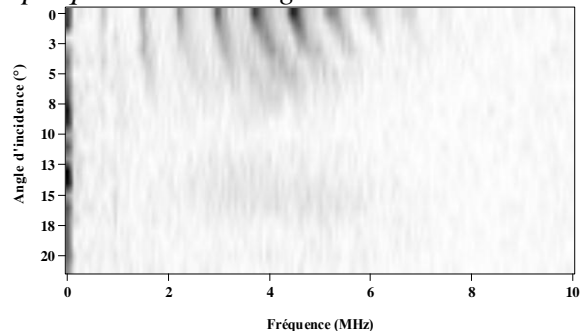


Figure III.45. Courbes de dispersion obtenues expérimentalement pour une plaque rocheuse de quartzite

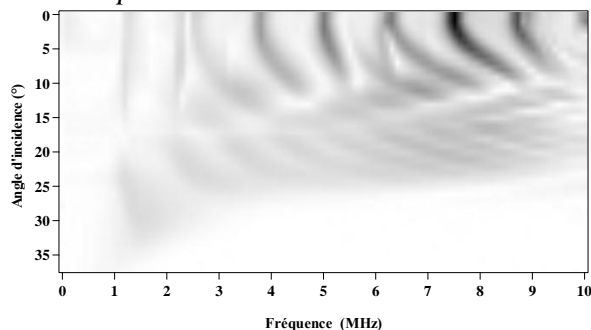


Figure III.46. Courbes de dispersion obtenues expérimentalement pour une plaque rocheuse de grés

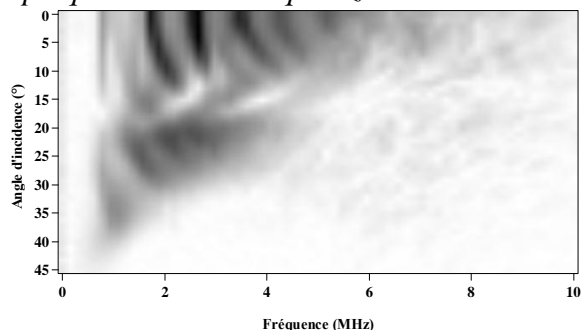


Figure III.47. Courbes de dispersion obtenues expérimentalement pour une plaque rocheuse de calcaire

En approfondissant l'analyse de ces signatures acoustiques, nous remarquons, premièrement, que chaque roche a sa signature acoustique propre à elle. Ces courbes de dispersion diffèrent d'un échantillon à un autre suivant le nombre, les fréquences de coupure et la forme des modes de Lamb. Dans une autre étape, on a divisé les échantillons en 3 séries: roches sédimentaires, magmatiques et métamorphiques. Ceci nous permet de mieux observer la différence entre ces signatures acoustiques. Pour chaque série de roches, nous remarquons que le nombre et la forme des modes est presque la même. La différence entre ces signatures est claire au niveau des fréquences de coupures et des angles critiques des modes.

Deuxièmement, afin d'expliquer les résultats mentionnés là-dessus, nous devons prendre en considération la structure des roches et le fait que la propagation des ondes ultrasonores est très sensible à la taille des grains et aux types de minéraux présents dans la roche. Il sera très raisonnable de dire que la signature ultrasonore va être différente d'une roche à une autre parce qu'elle traduit, justement, l'effet de tout ces paramètres sur la propagation des ondes ultrasonores. D'ailleurs, les résultats de la signature ultrasonore montrés, là-dessus, confirment explicitement cet aspect. Cela montre l'aptitude de la technique ultrasonore à caractériser les plaques rocheuses d'une façon fiable et de donner une carte d'identité propre à chaque roche en exploitant les courbes de dispersion composant sa signature ultrasonore.

Troisièmement, il est à noter qu'il y a un désaccord entre les signatures acoustiques obtenues expérimentalement et celles simulées théoriquement au niveau du nombre de modes qui se propagent dans les plaques rocheuses étudiées: le nombre de modes qui apparaissent expérimentalement est inférieur à celui de modes prédits théoriquement. La raison probable de ce désaccord est le fait que seul un type de modes (symétriques au antisymétriques) apparaît expérimentalement. Pour vérifier cette hypothèse, nous procédons à la séparation des modes obtenus théoriquement en utilisant la matrice S afin de savoir le type des modes qui n'apparaissent pas expérimentalement. Nous appliquons la matrice S sur les signatures acoustiques simulées théoriquement pour chaque plaque rocheuse. Les résultats de cette séparation sont donnés sur les figures (III.48, III.49, III.50, III.51, III.52, III.53, III.54 et III.55, III.56, III.57, III.58, III.59, III.60, III.61, III.62 et III.63).

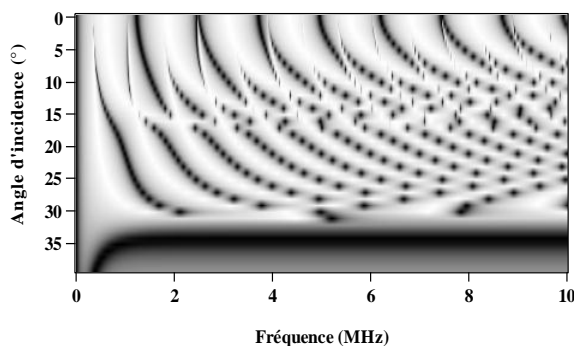


Figure III.48. Modes antisymétriques de la plaque rocheuse rhyolite

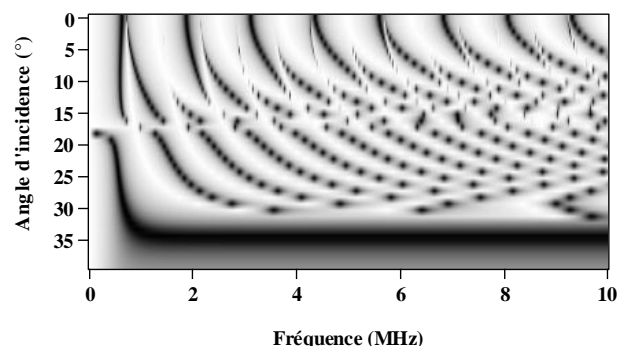


Figure III.49. Modes symétriques de la plaque rocheuse rhyolite

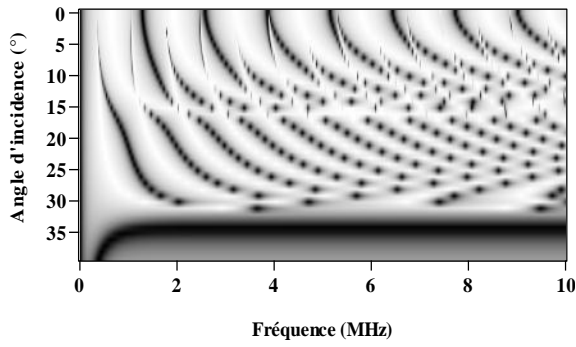


Figure III.50. Modes antisymétriques de la plaque rocheuse basalte

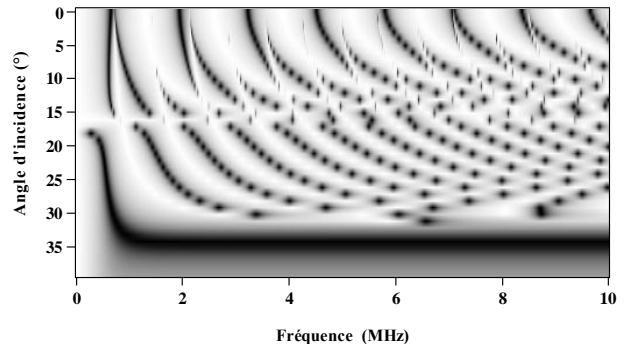


Figure III.51. Modes symétriques de la plaque rocheuse basalte

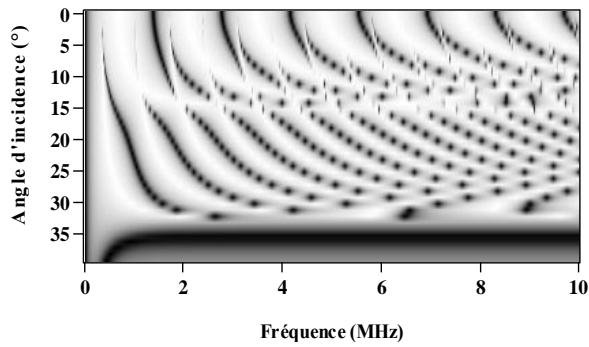


Figure III.52. Modes antisymétriques de la plaque rocheuse de gabbro

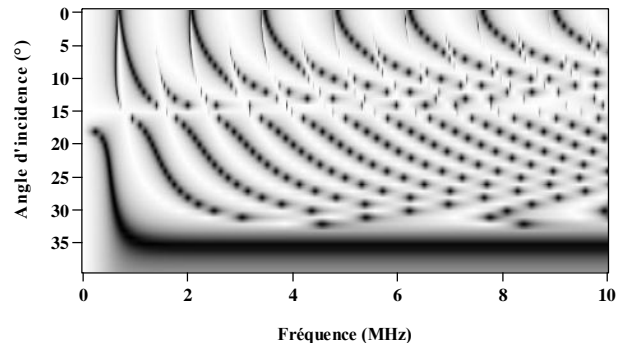


Figure III.53. Modes symétriques de la plaque rocheuse de gabbro

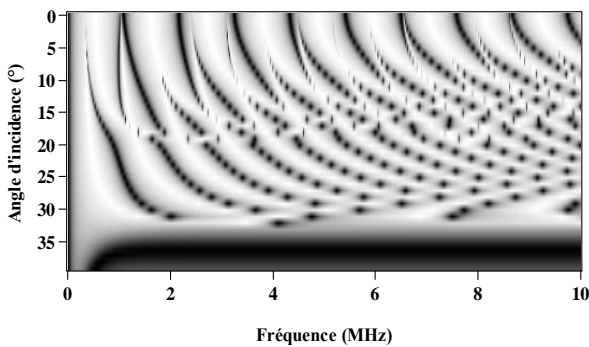


Figure III.54. Modes antisymétriques de la plaque rocheuse de granite gris

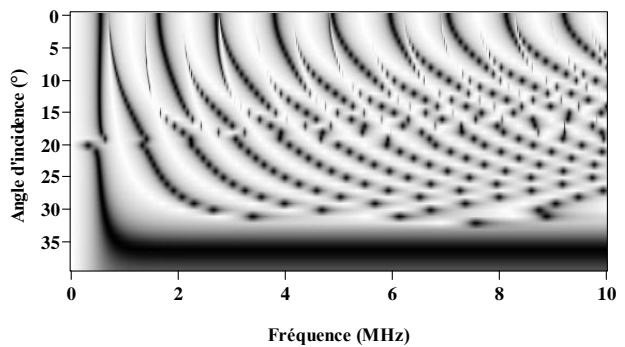


Figure III.55. Modes symétriques de la plaque rocheuse de granite gris

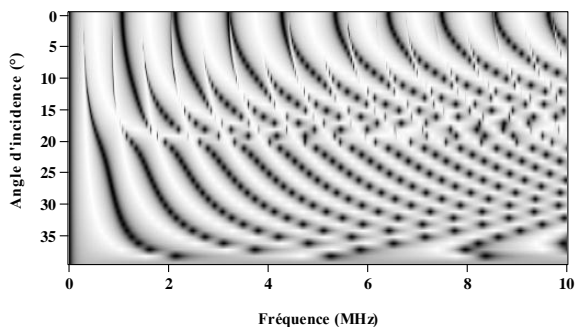


Figure II.56. Modes antisymétriques de la plaque rocheuse de marbre cipolin

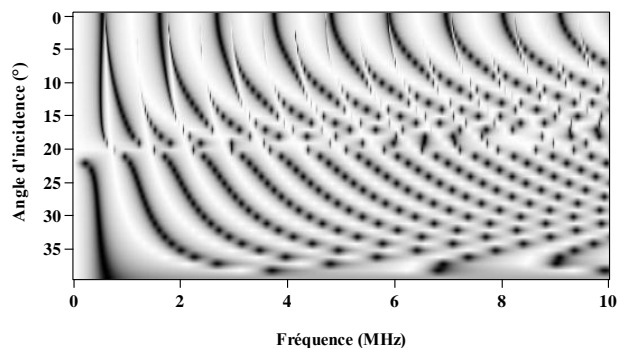


Figure II.57. Modes symétriques de la plaque rocheuse de marbre cipolin

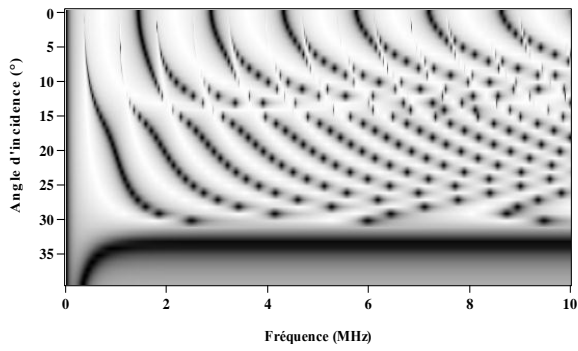


Figure III.58. Modes antisymétriques de la plaque rocheuse de quartzite

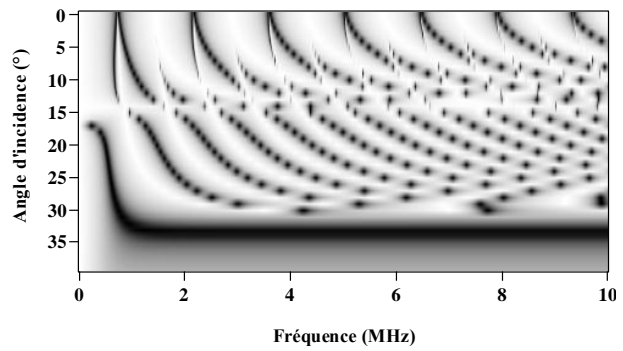


Figure II.59. Modes symétriques de la plaque rocheuse de quartzite

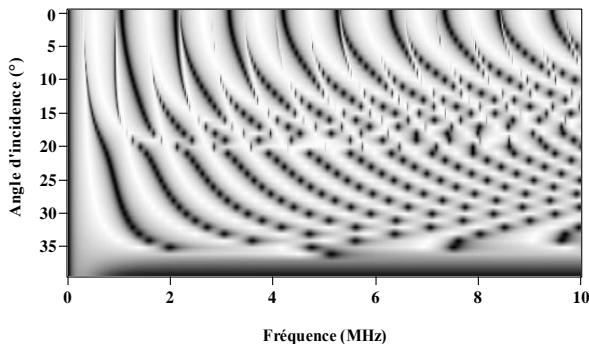


Figure II.60. Modes antisymétriques de la plaque rocheuse de grés

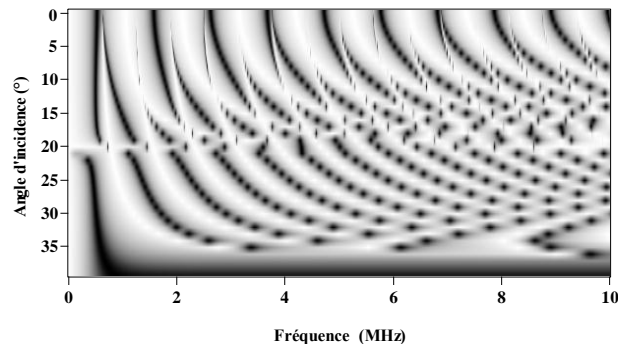


Figure II.61. Modes symétriques de la plaque rocheuse de grés

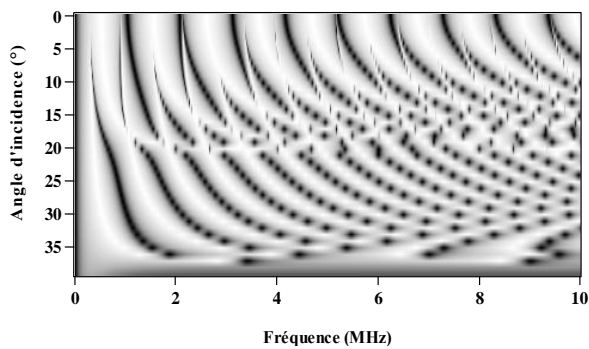


Figure II.62. Modes antisymétriques de la plaque rocheuse de calcaire

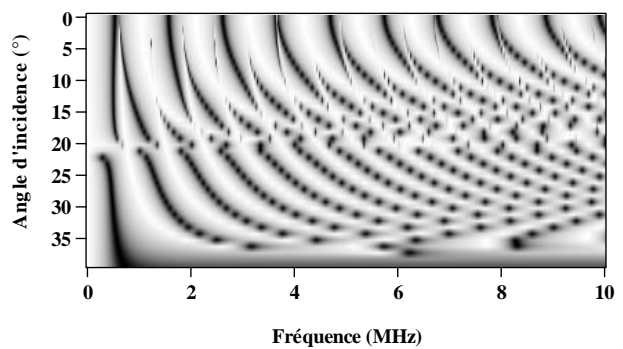


Figure II.63. Modes symétriques de la plaque rocheuse de calcaire

Pour savoir le type des modes qui n'apparaissent pas expérimentalement, nous calculons les fréquences de coupure des modes symétriques et antisymétriques simulées théoriquement ensuite nous les comparons aux fréquences de coupure mesurées expérimentalement (voir tableau III.5).

Tableau III.5. Les fréquences de coupures des modes calculées théoriquement et expérimentalement en MHz.

	Basalte	Gabbro	Granite gris	Rhyolite	Marbre cipolin	Quartzite	Grés	Calcaire
Modes symétriques	0.6	0.7	0.6	0.6	0.5	0.8	0.5	0.5
	1.9	2	1.6	1.9	1.6	2.1	1.6	1.6
	3.2	3.5	2.7	3.1	2.7	3.6	2.6	2.6
	4.5	4.8	3.7	4.3	3.7	5.1	3.7	3.7
	5.8	6.2	4.9	5.6	4.8	6.4	4.7	4.6
	7.1	7.7	5.9	6.8	5.9	7.9	5.8	5.7
	8.3	9.1	7	8.1	7	9.3	6.8	6.7
	9.7		8.1	9.3	8		7.8	7.8
			9.2		9.1		8.9	8.9
Modes antisymétriques	0.4	0.4	0.3	0.4	0.3	0.3	0.3	0.3
	1.1	1	1.0	1.1	1	1.1	1.1	1.1
	1.3	1.7	2.2	1.3	2.1	1.5	2.1	2.1
	1.8	2.9	3.2	1.8	3.2	2.9	3.1	3.1
	2.5	4.1	4.3	2.4	4.3	4.3	4.2	4.2
	3.1	5.8	5.4	3.7	5.4	5.8	5.2	5.2
	3.9	7.0	6.5	5	6.4	7.1	6.3	6.2
	5.2	8.3	7.5	6.2	7.5	8.6	7.3	7.3
	6.4	9.6	8.6	7.5	8.5		8.4	8.3
	7.7		9.7	8.7	9.6			9.4
Modes expérimentales	0.9	1.0	1.3	1.2	1.2	0.8	0.2	0.8
	1.3	2.0	2.2	1.7	2.6	1.5	1.2	1.3
	1.7	3.0	3.0	2.2	3.8	2.3	2.2	1.7
	2.4	4.1	3.7	2.5	5	3.0	2.7	2.5
	3.2	5.1	4.4	3.7	6.2	3.8	3.9	3.4
	4.0	6.0	5.0	4.2	7.6	4.4	5.1	4.2
	5.0	7.0	5.8	4.7	8.8	5.3	6.3	5.2
	5.8	8.2	6.5	5.3	9.5	6.0	7.4	
	6.4	9.4	7.2	5.9		6.7	8.6	
	7.2			6.4				
				7.1				

A partir des résultats illustrés dans le tableau ci-dessus, nous notons que les fréquences de coupure mesurées expérimentalement sont, approximativement, égales aux fréquences de coupure calculées théoriquement pour les modes antisymétriques. Par conséquent, les modes qui n'apparaissent pas expérimentalement sont les modes symétriques. Nous pouvons expliquer ce résultat par le fait que le modèle théorique utilisé, durant ce travail, est basé sur des hypothèses telles que l'homogénéité et l'isotropie des roches. Cependant, ce n'est pas le cas pour les plaques rocheuses qui sont, au contraire, des milieux hétérogènes et anisotropes. Il est à signaler que, la disparition des modes symétriques dans les signatures acoustiques obtenues expérimentalement n'a attirée notre attention qu'au cours de la rédaction finale de ce travail. Vu l'importance de cette remarque, nous devons ultérieurement continuer nos recherches afin d'identifier les causes principales qui empêchent l'apparition de ces modes.

Dans ce travail, notre but ne consiste pas à valider les signatures acoustiques obtenues théoriquement par celles obtenues expérimentalement, mais principalement, à étudier la possibilité de classer les roches, du point de vue ultrasonore en se basant sur les signatures acoustiques réelles obtenues expérimentalement. Pour atteindre cet objectif, il faut exploiter ces signatures telles qu'elles sont afin de trouver ou bien d'en déduire un paramètre, qui sera décisif et fiable, sur lequel nous pourrions se baser pour classer une roche. Dans cette optique, nous présenterons, dans le paragraphe suivant, le nouveau critère que nous allons adopter dans notre classification ultrasonore des roches terrestres.

III.6.1.4. Classification ultrasonore des roches

Il est à noter que, nous pouvons exploiter les courbes de dispersion obtenues expérimentalement dans le but de mesurer les vitesses longitudinale (C_L) et transversale (C_T) dans les plaques rocheuses. En connaissant les angles critiques des ondes longitudinales (θ_{CL}) et transversales (θ_{CT}), nous déduisons les vitesses, en appliquant les deux formules suivantes:

$$\begin{cases} C_L = \frac{C_{eau}}{\sin \theta_{CL}} \\ C_T = \frac{C_{eau}}{\sin \theta_{CT}} \end{cases} \quad (3.17)$$

Après la mesure des vitesses, nous pouvons retrouver les propriétés mécaniques des roches. Dans ce travail, nous n'avons pas essayé d'exploiter les courbes de dispersion dans ce sens mais, nous avons introduit un nouveau critère afin d'explorer la possibilité de classer les roches du point de vue ultrasonore.

Nous avons choisi d'étudier la forme des modes, en tenant compte du calcul de la pente de descente pour chacun d'eux dans la bande des fréquences [2 MHz – 6 MHz] et l'intervalle des angles d'incidence [0° - 5°] comme critère significatif. Nous avons choisi cette bande de fréquence car c'est autour de cette dernière où la majorité des modes sont présents, d'ailleurs celle-ci est aussi la bande centrale des deux transducteurs utilisés dans l'étude expérimentale. Le

choix de l'intervalle des angles d'incidence provient du fait que la forme des modes change au-delà de cet intervalle et par conséquent, leurs pentes aussi.

III.6.1.4.1. Détermination de la pente de descente

La pente de descente (pd) est calculée en utilisant la formule suivante :

$$pd = \frac{\Delta\theta}{\Delta f} \quad (2.18)$$

Où, $\Delta\theta$ est la variation de l'angle d'incidence et Δf , la variation de la fréquence comme le montre la figure III.64.

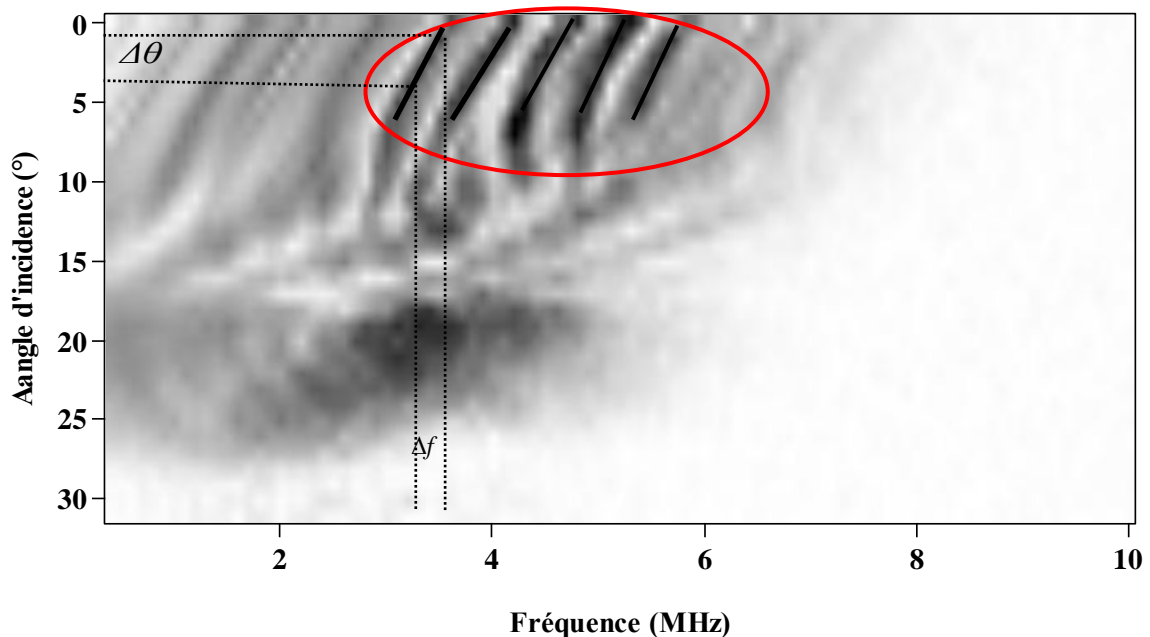


Figure III.64. Exemple de calcul de la pente de descente d'un mode

III.6.1.4.2. Résultats et discussions

Le tableau III.6, ci-dessous, montre les valeurs des pentes calculées pour chaque mode de dispersion situé dans la bande des fréquences [2 MHz – 6 MHz] et dans l'intervalle des angles d'incidence [0° - 5°].

Tableau III.6. La pente de descente des modes de Lamb dans les roches étudiées [degrés/MHz]

mode		Basalte	Gabbro	Granite gris	Rhyolite	Marbre cipolin	Quartzite	Grés	Calcaire
1	fc	0.9	1.0	1.3	1.7	1.2	0.8	0.2	0.8
	pd	-6.6	-15	-10	-10	∞	∞	40.0	
2	fc	1.3	2.0	2.2	2.2	2.6	1.5	1.2	1.3
	pd	-6.6	-15	-10	-10	∞	∞	40.0	
3	fc	1.7	3.0	3.0	3	3.8	2.3	2.2	1.7

4	pd	-6.6	-10	-10	-10	∞	∞	40.0	20.0
	fc	2.4	4.1	3.7	3.7	5	3.0	2.7	2.5
5	pd	-6.6	-10	-10	-10	∞	∞	40.0	20.0
	fc	3.2	5.1	4.4	4.2	6.2	3.8	3.9	3.4
6	pd	-6.6	-10	-10	-10	∞	∞	40.0	20.0
	fc	4.0	6.0	5.0	4.7	7.6	4.4	5.1	4.2
7	pd	-6.6	-10	-10	-10	∞	∞	40.0	20.0
	fc	5.0	7.0	5.8	5.3	8.8	5.3	6.3	5.2
8	pd	-6.6	-10	-10	-10	∞	∞	40.0	-
	fc	5.8	8.2	6.5	5.9	9.5	6.0	7.4	-

D'après les valeurs mentionnées dans le tableau ci-dessus, nous constatons que la pente de descente peut être négative, positive ou infinie. En se basant sur ces valeurs, nous pouvons classer les roches étudiées en trois classes : la première ayant la pente négative pour les roches (granite gris, rhyolite, basalte, gabbro), et comme nous le savons ces roches font partie des roches magmatiques. La deuxième ayant la pente infinie pour les roches (marbre Cipolin, quartzite), d'ailleurs le marbre et le quartzite font partie des roches métamorphiques. La troisième ayant la pente positive pour les roches (calcaire, grés) or, ces roches font partie des roches sédimentaires.

En comparant la classification ultrasonore des roches terrestres à celle des géologues, nous déduisons qu'elles sont analogues. Cependant si la classification géologique se base sur des techniques destructives telles que la pétrographie, notre classification, elle fait appel à une technique ultrasonore simple à appliquer et non destructive: le calcul de la pente de descente des modes de Lamb.

III.7. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons signalé, d'abord, la procédure adoptée durant la préparation des échantillons. Ensuite, nous avons développé le montage de la technique ultrasonore utilisée pour mesurer les propriétés physiques des roches terrestres caractérisées durant cette étude. Les résultats des mesures ont montré, clairement, que les vitesses longitudinale, transversale et l'atténuation sont en concordance avec les résultats déjà publiés dans la littérature. Cela nous a confirmé, à la fois, l'exactitude de notre montage expérimental et la validité des techniques ultrasonores que nous avons adoptées pour caractériser les roches terrestres. Après nous avons essayé d'étudier la corrélation entre la vitesse longitudinale et les autres propriétés physiques des roches à savoir : la vitesse transversale, le module de Young, le coefficient de Poisson et la densité volumique. Cette étude nous a permis de prouver l'existence d'une corrélation linéaire entre ces paramètres, ce qui implique, la possibilité d'estimer les propriétés de la roche à partir, seulement, de la mesure de la vitesse longitudinale.

L'importance essentielle de cette technique ultrasonore développée dans ce travail réside dans la mesure des paramètres acoustiques et mécaniques des roches d'une manière non destructive, fiable, rapide et non coûteuse. En revanche, en s'appuyant sur ces paramètres, la classification des roches, qui constitue l'objectif majeur de cette étude, n'est pas évidente d'ailleurs: les tracés de variations de ces paramètres en fonction des types de roches, ont montré un aspect aléatoire. C'est la raison pour laquelle, nous avons pensé à exploiter la technique ultrasonore, autrement, dans le but d'obtenir un critère pour classifier les roches terrestres du point de vue ultrasonore. Afin d'atteindre cet objectif, nous avons exploité les signatures ultrasonores de ces roches comme une alternative originale de ce travail. En se basant sur les signatures ultrasonores obtenues expérimentalement, nous avons pu classifier les roches terrestres et que les géologues ont déjà classifié, mais cette fois-ci en utilisant la pente de descente des modes de Lamb comme critère décisif.

Il est intéressant de rappeler que, le deuxième objectif de notre travail de thèse est d'étendre l'utilisation de la technique ultrasonore pour caractériser un autre type de roches qui existent à la surface de la terre, mais qui viennent de l'espace: les roches extraterrestres ou les météorites. Dans ce qui suit, nous exploiterons la technique ultrasonore par réflexion dans le but de mesurer expérimentalement les propriétés physiques des météorites collectées au Maroc.

III.8. Bibliographie

Bourbie B Coussy and Zinszner B 1986 Acoustique des milieux poreux (Editions Technip, Masson, Paris) p339

Dieulesaint E & Royer D 1974 Ondes Elastiques dans les Solides – Application au Traitement du Signal (Paris : Masson).

Emery J R et Tabellout M 1990 Mesure de l'atténuation et de la vitesse de propagation ultrasonore par une technique spectroscopique *Revue phys.App* **23** 243-251

Faiz B 1995 Contrôle ultrasonore de la prise en masse d'un yaourt et d'une résine époxy. Université Ibnou Zohr.

García-del-Cura M A, Benavente D, Martínez-Martínez J, Cueto N 2011 Sedimentary structures and physical properties of travertine and carbonate tufa building stone *Construction and Building Materials* **28** 456–467

Guéguen Y and Palciauskas V 1992 *Introduction à la physique des roches* (Herman, éditeurs des Sciences et des Arts) pp.299

Hull D R, Kautz H E & Vary A 1985 Measurement of Ultrasonic Velocity Using Phase-Slope and Cross-Correlation Methods, *Mat.Eval* **43** 1455-1460.

Kahraman S 2007 The correlations between the saturated and dry P-wave velocity of rocks *J.ultras* **46** 341-348

Karpuz C and Paşamehmetoğlu A G 1997 Field characterization of weathered Ankara andesites *Eng. Geol* **46** 1-17.

Keller J D 1989 Acoustique wave propagation in composite fluid saturated porous *J.Phys* **3** 2071-2086

Klimentos T 1991 Geometric corrections in attenuation measurements *Geoph.Prosp* **39** 193-218

Kline R A 1984 Measurement of attenuation and dispersion using an ultrasonic spectroscopy technique *J. Acoust. Soc. Am.* **76**, 498-504.

Neau G 2003 Lamb waves in anisotropic viscoelastic plates: study of the wave fronts and attenuation (Ph.D. Thesis, Mechanical Engineering Department, University Bordeaux)

Ploix M A 2006 étude de l'atténuation des ondes ultrasonores. Application au contrôle non destructif des soudures en acier inoxydable austénitique (L'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon)

Toksoz M N, Johnston D H and Timur A 1979 Attenuation of seismic waves in dry and saturated rocks I Laboratory measurements *Geoph* **44** 681-690

Vasconcelos G 2008 Ultrasonic evaluation of the physical and mechanical properties of granites *Ultrasonics* **48** 453- 466

Winkler K W and Plona T J 1982 Technique for measuring ultrasonic velocity and attenuation spectra in rocks under pressure *J. Geoph. Res* **87** 10776-10780

Yasar E and Erdogan Y 2004 Correlating sound velocity with the density, compressive strength and Young's modulus of carbonate rocks *Int. J. Rock Mech. Min. Sci* **41** 871-875

Youash Y 1970 Dynamic physical properties of rocks: part 2, experimental result, Proceedings of the 2nd Congress of the International Society for Rock Mechanics, Privredni Pregled, Beograd, Yugoslavia, pp. 185-195.

Chapitre IV: Roches extraterrestres: présentation des échantillons à étudier

IV.1. Introduction

Une grande attention est actuellement dirigée vers l'étude des astéroïdes. Cela est dû à l'importance d'une telle étude dans l'extraction de certaines informations importantes concernant le système solaire. La recherche dans la littérature a montré qu'il y a deux principales sources d'information sur la diversité de la composition des astéroïdes: l'observation télescopique ou l'analyse de la structure des météorites qui proviennent de ces astéroïdes (Coulson *et al*, 2007). La première utilise le télescope afin d'observer directement les astéroïdes, tandis que la deuxième donne une autre occasion aux scientifiques, n'ayant pas à leur disponibilité des instruments d'observation, d'étudier la géologie (pétrographie, minéralogie, géochimie et géophysique) des astéroïdes en utilisant leurs fragments (météorites). Il est donc possible d'obtenir des informations sur certaines caractéristiques fondamentales de ces matériaux (porosité, vitesses, atténuation, densité, susceptibilité, ect...) dans le cadre de l'évaluation et de la prévention des risques liés aux impacts sur la surface terrestre (Consolmagno *et al*, 2008). Il s'agit d'une question de très grande importance et qui fait également l'objet d'investigations récentes dans la littérature. Cela constitue, par ailleurs, l'objectif majeur de notre étude.

Dans ce chapitre, des généralités portant sur la géologie des roches extraterrestres seront, dans un premier temps, présentées. Dans un second temps, les méthodes d'analyses classiques, les plus couramment utilisées pour estimer la porosité de ces roches, seront décrites et confrontées entre elles. Enfin, un accent particulier est mis sur une technique non destructive qui sera, ultérieurement, adoptée afin de mesurer les propriétés physiques des météorites.

IV.2. Généralités sur les roches extraterrestres (Météorites)

IV.2.1. Introduction

Les météorites sont des fragments rocheux ou métalliques, venant de l'espace et atteignant la Terre (Foucault et Raoult, 1995 ; Remusat, 2005).

Elles sont aujourd'hui les seuls objets d'origine extraterrestre pouvant nous donner des informations sur notre système solaire. En effet, ces corps célestes apparaissent comme les sédiments cosmiques les plus anciens. Certaines météorites contiennent des grains minuscules dont l'âge est plus vieux que celui du soleil, apportant ainsi un témoignage sur la formation de la proto-nébuleuse qui, en se contractant il y a 4 milliards 600 millions d'années, a donné naissance au Soleil et aux planètes. Ces roches extraterrestres jouent un rôle primordial dans l'enrichissement des connaissances actuelles sur :

- l'origine du système solaire, en général, et de la terre, en particulier ;
- l'origine de la vie sur terre ;
- la succession des disparitions massives d'espèces ;

- la composition chimique des planètes ;
- les phases minérales non connues sur la terre ;
- la pétrologie, la minéralogie et la géochimie des astéroïdes.

Le Maroc reste un lieu favorable de trouvailles des météorites (aujourd'hui on recense plus de 7000 météorites déclarées au "Meteoritical Society", Ibhi, 2013) grâce aux grandes surfaces de terrains de prospection du désert qui s'étendent sur des milliers de kilomètres, ces zones sont très sèches avec un climat semi-aride et une érosion très faible, les météorites peuvent être préservées pour une longue période (Barrat *et al*, 2002; Jambon *et al*, 2003; Ibhi, 2013). Depuis l'année 2000, les découvertes de météorites dans le désert chaud du Sud marocain se sont considérablement développées (Connolly *et al* 2006, 2007; Ibhi *et al*, 2009). Parmi ces échantillons, certains ont une grande valeur scientifique: on dénombre actuellement 20 météorites martiennes trouvées sur le sol marocain (Ibhi, 2011) sur les 58 décrites jusqu'à aujourd'hui dans le monde dont un échantillon est très rare (NWA 2737) puisqu'il s'agit de la deuxième chassignite connue. Ces météorites rares créent des fièvres à travers le monde, quand la NASA a alerté en Août 1996 que des microfossiles peuvent être présents dans les météorites martiennes.

IV.2.2. Origine et formation des météorites

Les météorites sont des roches arrachées à un corps parent suite à un choc avec un autre objet (Zanda *et al*, 1996). Les corps parents sont soit des astéroïdes soit des planètes (Lune, Mars, Mercure, ...). La plupart des astéroïdes appartiennent à la ceinture d'astéroïdes située entre Mars et Jupiter. Ce sont des fragments d'une grande planète fracassée par des collisions (et/ou par la grande attraction de Jupiter) au début de l'histoire du système solaire. Ces fragments forment actuellement une ceinture d'astéroïdes où des milliers de petits objets célestes encerclent continuellement le Soleil entre l'orbite de Mars et celle de Jupiter (figure IV.1). Quelques météorites si rares ont été identifiées tant que fragments de roches provenant de la Lune, Mars ou bien de Mercure. Ceux-ci ont été expulsés dans l'espace par l'effet d'une collision de grandes météorites astéroïdales (ou des astéroïdes) avec ces astres précités.

Ces astéroïdes peuvent être cassés par des collisions entre eux et éjectés en dehors de leur orbite. Si leur passage à travers l'espace se croise avec l'orbite terrestre, ils peuvent atteindre la Terre. Elles sont alors ralenties par l'atmosphère terrestre et les frottements qu'elles subissent provoquent des échauffements de surface susceptibles de gagner plusieurs milliers de degrés Celsius, entraînant une fusion de la partie la plus externe de la météorite. Cette traversée de l'atmosphère modifie l'aspect extérieur de la météorite, elle perd une partie de sa matière qui se volatilise en vapeurs et poussières, elle peut se fragmenter en plusieurs morceaux et se couvrir d'une pellicule noire d'épaisseur infra-millimétrique appelée croûte de fusion (figure IV.2a). C'est une couche fine, très foncée, qui est le résultat du frottement de la météorite lors de sa traversée de l'atmosphère. Cette traversée entraîne aussi des creusements caractéristiques, analogues à des empreintes de pousse, appelés regmaglyptes (figure IV.2b) produites par l'ablation de matière.

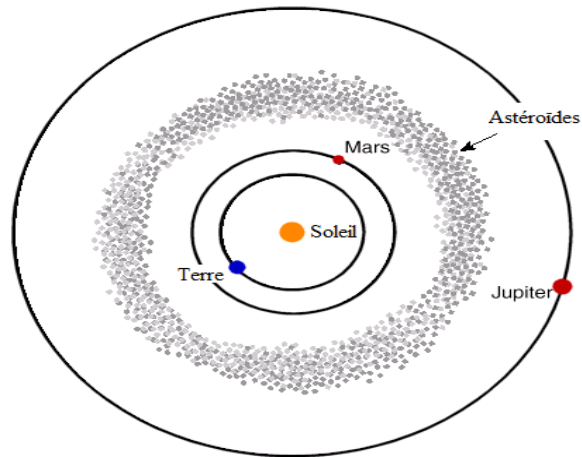


Figure IV.1. Origine des météorites: entre Mars et Jupiter des dizaines de milliers d'astéroïdes qui sont l'origine de la majorité des météorites.



Figure IV.2. (a). Croûte de fusion. (b). Regmaglyptes (Photos LPMM, © LPMM, sur les images)

Les météorites astéroïdales sont caractérisées aussi par la présence des petites billes de silicates (éléments important) appelées « chondres » (Figure IV.3a) sont de petites particules sphériques cristallisées à partir de gouttelettes silicatées à l'intérieur de la météorite; de quelques micromètres à millimètres de diamètre très rarement centimétriques (Figure IV.3b). Partiellement à totalement fondus et recristallisés suivant un temps de refroidissement plus ou moins long et d'une matrice de petits cristaux et de grains métalliques. Les chondres sont souvent composés d'olivine et/ou d'orthopyroxène.



Figure IV.3a. Chondres



Figure IV.3b. Méga-chondre (Photo LPMM, 2012)

IV.2.3. Classification des météorites

Selon Weisberg *et al* (2006), les météorites découvertes sur Terre sont classées en deux grandes catégories : les météorites non différenciées et les météorites différenciées.

IV.2.3.1. Météorites non différenciées ou "chondrites"

Les chondrites se répartissent en quatre groupes principaux (figure IV.4).

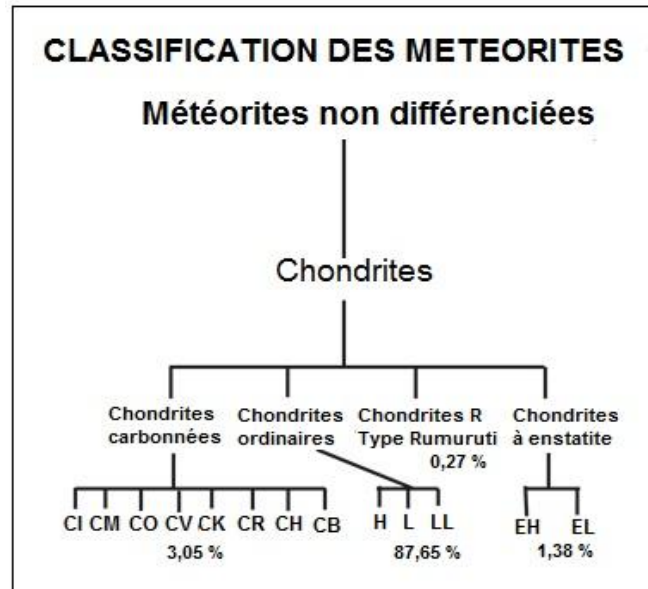


Figure IV.4. Classification des météorites non différenciées (Weisberg et al, 2006)

Les chondrites ordinaires sont constituées de quantités variables de métal et de chondres dans une matrice de minéraux principalement silicatés. Les silicates sont le plus souvent l'olivine, le pyroxène et le feldspath. Les subdivisions de chondrites ordinaires sont basées sur la quantité de fer métallique et de la variabilité de la composition et de la texture. La lettre L, LL ou H indique donc la teneur en métal (LL : Low Low, L : Low et H : High). Le chiffre de 3 à 7 complète cette lettre. Il détermine la quantité de conservation des chondres. Plus le chiffre est faible moins les chondres ont été transformés. Cette altération des chondres peut être provoquée essentiellement par la chaleur.

Chondrites à Enstatite (E) sont constituées principalement de pyroxène et de plagioclase. Suivant leur teneur en fer, on en distingue deux sous groupes: EL (spécimens pauvres en fer) et EH (spécimens riches en fer) ;

Chondrites carbonées ou chondrites C : leurs compositions chimiques se rapprochent de la chimie de notre Soleil par rapport aux autres catégories de chondrites. Les chondrites carbonées sont des météorites primitives et indifférenciées qui se sont formées dans des régions riches en oxygène du système solaire primitif. La plupart d'entre elles contiennent de l'eau ou des minéraux qui ont été modifiés en présence d'eau et de carbone ainsi que des composés organiques. Ces météorites primitives sont alors notre meilleure image de l'histoire de formation du système solaire, car ils ont eu moins d'influence du changement au cours de l'âge du système solaire. Cependant, il ya différents groupes de chondrites carbonées qui se sont formées sur des

endroits différents de la nébuleuse solaire primitive. Les groupes les plus importants (Pelé 2005) sont désignés comme CB (Bencubbin), CH (ALH 85 085), CI (Ivuna), CK (Karounda), CM (Myhéi), CO (Ornans), CR (Renazzo) et CV (Vigarano).

Rumurutites qui se distinguent des autres chondrites par l'absence de métal mais par la présence de la pyrrhotite.

IV.2.3.2. Météorites différenciées ou "achondrites"

Le terme "achondrite" est utilisé pour décrire une météorite pierreuse sans chondres, cette absence de chondres est la principale caractéristique permettant de distinguer les deux grands groupes pierreux : les achondrites et les chondrites. Dans le cadre du processus d'accrétion et la différenciation des astéroïdes et les planètes, la matière primordiale chondritique a été fondue et recristallisée à achondrites. Ces roches sont semblables à des roches ignées terrestres (roches basiques et ultrabasiques). Pour un œil non exercé, il est difficile de faire la différence entre des achondrites et des roches terrestres comme certains basaltes. Les variétés d'achondrites sont assez nombreuses comme le montre la figure IV.5.

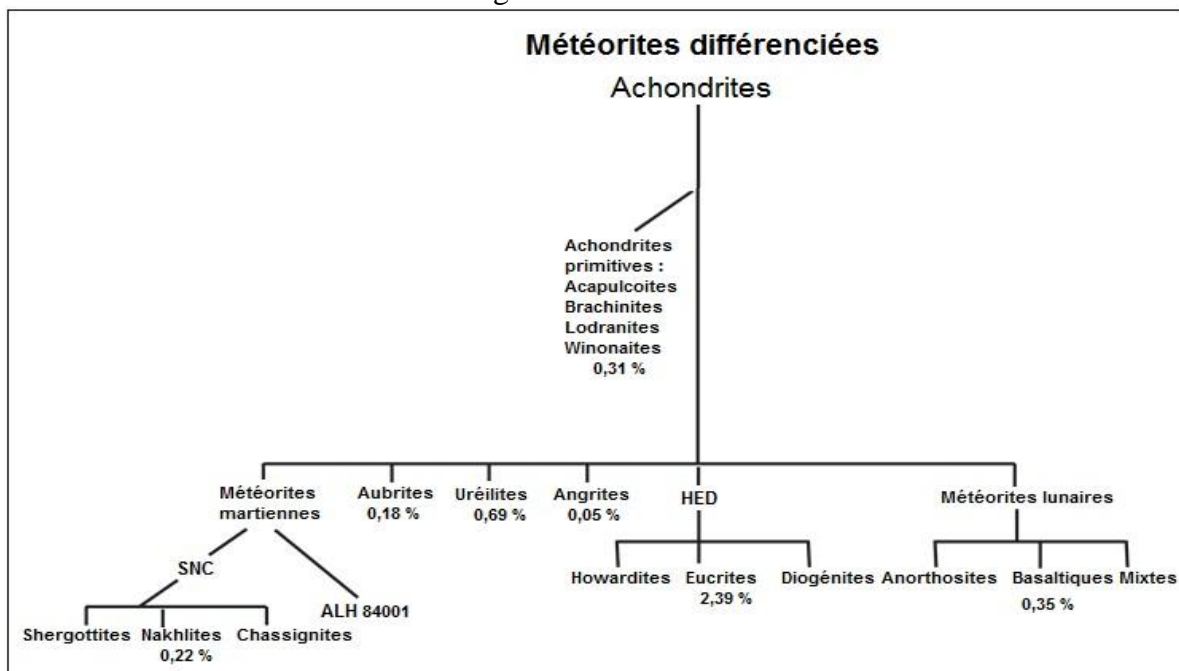


Figure IV.5. Classification des météorites différenciées (Weisberg et al, 2006)

IV.3. La porosité et les moyens utilisés pour la déterminer

La porosité et la densité sont des propriétés physiques intrinsèques qui décrivent la relation entre une masse et son volume. Dans le cas des météorites, ces propriétés ont été mesurées pendant plus d'un siècle (Merrill et Stokes, 1900) et utilisées pour déduire la minéralogie, l'abondance des minéraux et des pores présents dans les météorites et, par conséquent, dans les astéroïdes dont ils dérivent (Yomogida et Matsui, 1983). La classification des météorites dépend, fortement, de l'origine des pores et de leur histoire de choc (Pesonen *et al*, 1993). De plus, la porosité est exploitée dans le but de connaître le degré de la cohésion interne

des météorites et, par conséquent, l'évaluation des dangers d'impacts sur la surface terrestre (Warren, 2001; Friedrich *et al*, 2008a, Consolmagno *et al*, 2008; Friedrich *et al*, 2008b; Sasso *et al*, 2009). D'autres études (Warren, 2001; Friedrich *et al*, 2008a) ont exploité la porosité pour en déduire l'histoire d'impact à la surface terrestre. La porosité des météorites a aussi été utilisée pour tirer des conclusions sur la structure de leurs parents astéroïdales (Fujiwara *et al*, 2006; Britt *et al*, 2002).

Avant de passer en revue les méthodes de mesure de la porosité, il convient de préciser le sens des différents types de ce paramètre dont l'utilisation entraîne toujours des ambiguïtés.

IV.3.1. Définition

La porosité est, par définition, le rapport entre le volume des vides (V_e) et le volume total (V_t) du corps considéré. Elle s'exprime en pourcentage. Le volume du solide (V_s) est donné par:

$$V_s = V_t - V_e$$

Il suffira donc de mesurer deux de ces trois paramètres pour calculer la porosité. Ainsi, selon la méthode utilisée, nous pouvons mesurer la porosité connectée (le volume de vide relié à l'extérieur) ou la porosité totale (le volume de vide relié ou non à l'extérieur). La différence entre les deux représente la porosité occluse. Pour la plus part des corps poreux naturels, la porosité occluse est rare. Il est à signaler que c'est la porosité totale qui fait l'objet de notre étude (Bourbie *et al*, 1996).

IV.3.2. Méthodes de détermination de la porosité

Alors que le concept de la porosité ne semble soulever aucune difficulté, il n'en est pas de même quant à sa mesure. En effet, ce paramètre est inaccessible à la mesure directe, mais il existe plusieurs méthodes qui permettent de mesurer les paramètres essentiels pour le calcul de la porosité. Nous citons, ici, les méthodes de mesures classiques les plus couramment utilisées.

IV.3.2.1. Pycnométrie à gaz parfaits

Les mesures effectuées par (Wilkison *et al*, 2003; Consolmagno *et al*, 2008) afin d'évaluer la porosité des météorites sont réalisées à l'aide du pycnomètre à gaz. Le principe de la mesure est d'injecter un gaz, à une pression donnée, dans une enceinte de référence, puis à détendre ce gaz dans l'enceinte de mesure contenant l'échantillon en mesurant la nouvelle pression du gaz dans cette enceinte. L'application de la loi de Mariotte permet, alors, de déterminer le volume de l'échantillon et ensuite sa porosité (Consolmagno et Britt, 1998).

Cette méthode présente, quand même, un défaut au niveau de la précision des valeurs mesurées car le gaz ne pénètre pas dans tous les pores de l'échantillon, notamment, dans les pores non communiquant (porosité fermée).

IV.3.2.2. Microscopie électronique à balayage (MEB)

Consolmagno *et al* (1999), Strait and Consolmagno (2002, 2005) ont utilisé la microscopie à balayage électronique (MEB) pour visualiser les vides présents dans les chondrites ordinaires.

Cette méthode repose sur l'observation des lames minces pétrographiques dont la préparation pourrait être accompagnée par l'introduction des fissures dans l'échantillon à examiner qui seront, par conséquent, comptées comme des vides. Cela va influencer, automatiquement, sur la précision des mesures de la porosité effectuées par cette technique, malgré le fait que d'autres études ont indiqué que cette influence est négligeable (Consolmagno *et al*, 2008).

IV.3.2.3. Porosimètre

La porosimétrie par injection du mercure constitue l'un des principaux outils classiques d'investigation de la structure poreuse des matériaux. Cette technique de laboratoire utilise la propriété du mercure pour quantifier la porosité des matériaux poreux. Le principe de cette mesure est le suivant: une masse connue d'échantillon est placée dans une cellule sous vide qui est ensuite remplie de mercure enveloppant, ainsi, l'échantillon. L'augmentation progressive de la pression dans la cellule induit la pénétration du mercure à l'intérieur des pores. Les pores les plus gros sont remplis les premiers, puis les plus petits avec l'augmentation de la pression. Le volume du mercure ayant pénétré dans les pores est connu et donne, ainsi, accès au volume poreux.

Il est à signaler que la porosimétrie au mercure présente des imperfections qui sont: la préparation avec soin et le séchage des échantillons préalables et nécessaires, l'altération possible de la structure à des pressions élevées du mercure, l'attente d'un certain temps entre deux mesures successives pour que l'équilibre thermodynamique soit atteint.

IV.3.2.4. Les ultrasons

La propagation d'ondes ultrasonores est dépendante des caractéristiques du milieu de propagation. Cette méthode, non destructive, permet d'analyser rapidement la totalité du volume d'une pièce et d'évaluer la quantité de porosité qu'elle renferme. En comparant la différence d'amplitude entre le signal d'entrée et celui de la sortie, une estimation du pourcentage de la porosité présente dans la pièce peut être déterminée (Mascaro, 2006). La technique ultrasonore reste à ce jour la technique la plus fiable afin d'obtenir le taux de porosité le plus proche possible de la réalité. Les ondes ultrasonores se réfléchissent bien sur un corps poreux. Il apparaît intéressant d'exploiter les informations apportées par ces ondes réfléchies. Nous n'allons pas ici, nous étendre sur cette technique, puisqu'elle fait l'objet de notre étude et qu'elle sera développée en détail dans le chapitre suivant.

IV.3.2.5. L'analyse d'images 3D

La technique du traitement de l'image 3D a connu un développement et une large utilisation très importante dans plusieurs domaines tels que: la biologie, la biomédical, la géologie et la géophysique. Le principe de cette technique est le suivant: une fois l'image d'un objet est acquise sous forme numérique avec le scanner 3D, il est possible de traiter cette image afin d'en extraire les informations intéressantes. Ce traitement consiste à utiliser certains concepts mathématiques permettant d'isoler du reste de l'image les objets à quantifier ou à reconnaître. Cette technique est appliquée par Ibhi *et al* (2013) dans le but de déterminer la porosité des météorites après avoir segmenté leurs images 3D.

IV.4. Choix des échantillons à étudier

Les échantillons à étudier dans le deuxième volet de ce travail sont des roches extraterrestres. Ils se distinguent les uns des autres par leur état de choc, leur degré d'altération et leur type pétrologique. Le grade d'altération montre le degré d'altération des minéraux composant la météorite sous l'effet des conditions climatiques différentes entre le corps parent et la surface de la Terre : ce paramètre varie de moins altéré (W_0) à fortement altéré (W_6). Le degré du choc indique le degré du métamorphisme produit lors de la collision entre les astéroïdes dans l'espace. On l'indique par la lettre S (Shock) suivie d'un nombre de 1 à 6. Il varie de non choqué (S_1 , inférieur à 4-5 GPa) à fortement choqué (S_6 , entre 45-55 GPa) (Stöffler *et al*, 1991, Scott *et al*, 1992).

IV.4.1. Les chondrites

Tableau IV.1. Description des chondrites étudiées

Météorite chondrite	Description pétrographique
Benguerir	La météorite de Benguerir a été vu tomber près de Benguerir (environ 50 km au Nord de Marrakech, Maroc) en 2004. La masse totale récupérée est d'environ 25 kg. Il s'agit d'une chondrite ordinaire de type LL6, avec un degré de choc moyen S_3/S_4 et une altération nulle (W_0). Elle est composée principalement d'olivine, des pyroxènes, des sulfures et du métal (Russell <i>et al</i> , 2005).
Istifane 2 et Istifane 3	Les météorites d'Istifane ont été trouvées dans l'environ de Tinghir (200 km à l'ouest de Ouarzazate, sud du Maroc) en Avril 2005. Tous les deux météorites présentent des caractéristiques chimiques et pétrographiques qui sont caractéristiques des chondrites ordinaires (Ibhi <i>et al</i> , 2007). Istifane 2 est de type H_5 , fortement choquée S_5 et une altération moyenne W_3 . Istifane 3 est de type L_5 faiblement choquée S_3 et une faiblement altérée W_2 . Ces météorites sont composées d'olivine, clino-et orthopyroxène, wollastonite, feldspaths et des minéraux opaques (Fe-Ni alliage, et de sulfure) (Ibhi <i>et al</i> , 2009).
Tamdakht	La météorite de Tamdakht a été vu tomber près d'Ouarzazate (sud du Maroc) en 2008. La masse totale récupérée est d'environ 100 kg. Il s'agit d'une chondrite ordinaire de type H_5 (Ibhi, 2013) et une altération nulle (W_0). avec un degré de choc moyen S_3 . Elle est composée essentiellement d'Olivine, d'orthopyroxène, de chromite, clinopyroxène et d'ilménite.

IV.4.2. Les achondrites

Tableau IV.2. Description de roches étudiées

Météorite achondrite	Description pétrographique
Northwest Africa 5191 (NWA 5191)	La météorite NWA 5191 a été trouvée dans le nord-ouest d'Afrique en 2006. La masse totale récupérée est d'environ 26.5 g. Il s'agit d'une roche à grain fin granoblastique, composée principalement d'olivine polygonale, chromite polygonale mineur et augite interstitielle, Fe-sulfure, enstatite et métal. Il s'agit d'une achondrite de type brachinite, non choqué S ₁ et une faiblement altérée W ₁ (Weisberg <i>et al</i> , 2008).
Toufassour	La météorite de Toufassour a été trouvée dans les environs du village de Toufassour (Tata, Maroc) en 2007. La masse totale récupérée est d'environ 73.3 kg. C'est une météorite de type Mesosiderite, faiblement choquée S ₂ et une moyennement altérée W ₃ . Elle est composée principalement de kamacite, de sulfure, de pyroxène, de plagioclase, de silice, et de chromite. Rutilite et schreibersite sont également présents (Ibhi et Darbali, 2011).
Al haggounia	La météorite d'Al haggounia a été trouvée près du village d'Al Haggounia (Province de Laâyoune dans le Sud du Maroc) en 2006 (Ibhi, 2014). La masse totale récupérée est d'environ 3 tonnes. C'est une météorite de type Aubrite, fortement choquée S ₅ et fortement altérée W ₅ . Elle est composée principalement d'enstatite, plagioclase, Troilite, graphite daubreelite, oldhamite, kamacite. Le silicium (Si) et schreibersite sont également présents (Connolly <i>et al</i> , 2007).

IV.5. Conclusion

Nous avons exposé, tout au long de ce chapitre, les grandes catégories de roches extraterrestres sélectionnées pour cette étude. Nous avons montré que ces roches représentent les principales variétés de roches au Maroc.

Comme nous venons de le voir, l'éventail des méthodes est large et diversifié. Cependant, la plupart de ces méthodes sont lentes et nécessitent des échantillons bien préparés. En d'autre terme, ces techniques sont destructives et mènent vers la contamination de l'échantillon par le moyen de la mesure (gaz, mercure, etc.). C'est pour cela, de nouvelles méthodes de mesure, donnant des valeurs précises de la porosité, d'une manière rapide et moins ou non-destructive, sont nécessaires. Parmi les techniques émergentes, les techniques ultrasonores sont à notre avis la meilleure alternative pour résoudre ce problème.

La suite de ce travail porte sur la propagation des ondes ultrasonores dans les roches extraterrestres. C'est une nouvelle étude alternative dont l'objectif est de mesurer les paramètres susceptibles d'aider à la caractérisation de ces roches sans les détruire.

IV.6. Bibliographie

- Bourbie B Coussy and Zinszner B 1986 *Acoustique des milieux poreux* (Editions Technip, Masson, Paris) p339
- Britt D T, Yeomans D, Housen K and Consolmagno G J 2002 *Asteroid Density, Porosity, and Structure, Asteroids III*, (W. F. Bottke Jr., A. Cellino, P. Paolicchi, and R. P. Binzel, eds), University of Arizona Press, Tucson, 485-500
- Connolly H C et al 2007 The Meteoritical Bulletin *Meteorit. Planet. Sci.* **42** 1647–1694.
- Consolmagno G J and Britt D T 1998 The density and porosity of meteorites from the Vatican collection *Meteorit. Planet. Sci.* **33** 1231-1241.
- Consolmagno G J, Bland P A and Strait M M 1999 A Preliminary Scanning Electron Microscopy Study of Microcrack Porosity in Meteorites *Meteorit. Planet. Sci.* **34** A29
- Consolmagno G J, Britt D T and Macke R J 2008 The significance of meteorite density and porosity, *Chemie der Erde* **68** 1-29
- Coulson I M, Beech M and Wenshuang N 2007 Physical properties of Martian meteorites: porosity and density measurements *Meteorit. Planet. Sci.* **42** 2043-2054
- Foucault A et Raoult J F 1995 *Dictionnaire de Géologie* (4ème ed. Masson ed. Paris) 324p
- Friedrich J M, Macke R J, Wignarajah D P, Rivers M L, Britt D T and Ebel D S 2008b Pore size distribution in an uncompacted equilibrated ordinary chondrite *Planet. Space. Sci.* **56** 895-900
- Friedrich J M, Wignarajah D P, Chaudhary S, Rivers M L, Nehru C E, and Ebel D S 2008a Three-dimensional petrography of metal phases in equilibrated chondrites—Effects of shock loading and dynamic compaction *Earth. Planet. Sci. Lett.* **275** 172-180
- Fujiwara A et al 2006 The Rubble-Pile Asteroid Itokawa as Observed by Hayabusa *Science.* **312** 1330-1334
- Ibhi A 2014 Morocco meteorite falls and finds: some statistics *International Letters of Chemistry, Physics and Astronomy* **1** 18-24.
- Ibhi A et al 2013 Characterization of porosity in achondrite meteorites by 3d image processing *Computer and Geosciences* (in the course of publication)
- Ibhi a et Darbali M 2011 The discovery of impact crater in southeast Morocco *2nd Planetary Crater Consortium Meeting Sept* (14-16, Flagstaff, USA).
- Ibhi A, Chennaoui H, Nachit H et Abia El H 2007 petrological and mineralogical classification of the istifane chondrites (Morocco) *70th Annual Meteoritical Society Meeting*, Abstract # 5029.
- Ibhi A, Nachit H, Abia E H, et Faouzi A 2009 Discovery of the meteorites in the Istifane Area (Tinghir, Morocco) potential search area. *Meteorite* **15** 32-36.
- Ibhi A. 2013 Meteors and meteorite falls in *Morocco* *International Letters of Chemistry, Physics and Astronomy* **12** 28-35.
- Kahraman S and Yeken T 2008 Determination of Physical Properties of Carbonate Rocks from P Wave Velocity *Bul. Eng. Geol. Env.* **67** 277-281.

- Mascaro B 2006 Caractérisation ultrasonore de la porosité dans les composites (Thèse soutenue à Toulouse UPS) 170 p.
- Merrill G P and Stokes H N 1900 A new stony meteorite from Allegan, Michigan, and a new iron from Mart, Texas *J. Wash. Acad. Sci.* **2** 41–68
- Pesonen L J, Terho M and Kukkonen I T 1993 Physical properties of 368 meteorites: Implications from meteorite magnetism and planetary geophysics Proc. *NIPR. Symp. Ant.Met.* **6** 401-406
- Remusat L M 2005 Etude moléculaire et isotopique en deutérium de la matière organique insoluble des chondrites carbonées (Thèse Doctorat Muséum national d'histoire naturelle de Paris) 190 p.
- Russell S *et al* 2005 The Meteoritical Bulletin *Meteorit. Planet. Sci* **40** 201–263.
- Sasso M R, Macke R J, Boesenberg J S, Britt D T, Rivers M L, Ebel D S and Friedrich J M 2009 Physical properties of incompletely compacted ordinary chondrites, *Meteorit. Planet. Sci.* **44** 1743-1753
- Scott E R D, Keil K and Stöffler D 1992 Shock metamorphism of carbonaceous chondrites *Geochim. Cosmochim. Acta.* **56** 4281–4293
- Stöffler D, Keil K and Scott E R D 1991 Shock metamorphism of ordinary chondrites *Geochim. Cosmochim. Acta.* **55** 3845–3867
- Strait M M and Consolmagno G J 2002 The Nature and Origin of Meteorite Porosity: Evidence from Thin Section Analysis *Meteorit. Planet. Sci.* **37** A137
- Strait M M and Consolmagno G J 2005 Validation of Methods Used to Determine Microcrack Porosity in Meteorites, *36th Annual Lunar and Planetary Science Conf, in League City, Texas* A2073
- Warren P H 2001 Porosities of lunar meteorites: Strength, porosity, and petrologic screening during the meteorite delivery process *J. Geophys. Res.* **106** 10101-10112
- Weisberg *et al*, 2008 The Meteoritical Bulletin *Meteorit. Planet. Sci.* **43** 1551–1588.
- Weisberg M K, Mc Coy J T & Krot N A 2006 *Systematics and evaluation of meteorite classification in Meteorites the Early Solar System II* (Univ. Arizona press, Tucson) pp 19-52.
- Wilkison S L, McCoy T J, McCamant J E, Robinson M S and Britt D T 2003 Porosity and density of ordinary chondrites: Clues to the formation of friable and porous ordinary chondrites *Meteorit. Planet. Sci.* **38** 533–1546
- Yomogida K and Matsui T 1983 Physical properties of ordinary chondrites *J. Geophys. Res.* **88** 9513-9533
- Barrat J A, Gillet P h, Sautter V, Jambon A, Javoy M, Göpel C, Lesourd M, Keller F. and Petit E 2002 Petrology and geochemistry of the basaltic Shergottite Northwest Africa 480 *Meteorit. & Planet. Sci.* **37** 487-499.
- Jambon A, Bohm M, Boudouma O, Chennaoui-Aoudjehane H, and Franchi I 2003. Al Mala'ika (NWA 1669): A new shergottite from Morocco: Mineralogy and petrology (abstract). *Meteoritics & Planetary Science* **38**:A43.
- Zanda B, Hewins R H, Bourot-Denise M, Bland P A, and Albarède F. 2006 Formation of solar nebula reservoirs by mixing chondritic components *EPSL* **248** 650–660.

Chapitre V : Métrologie ultrasonore des propriétés physiques des météorites

V.1. Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons rappelé quelques définitions et applications des propriétés physiques des météorites, notamment, la densité volumique et la porosité. Ce sont les paramètres intrinsèques des météorites qui intéressent, actuellement, les chercheurs car ils sont très intéressants dans les études des astéroïdes. Nous avons, également, mentionné que leur mesure par des méthodes classiques de laboratoire est très contraignante, car ces méthodes ont chacune des limitations et des inconvénients. Ainsi, une technique de mesure non destructive et simple à être mise en œuvre est préférable.

La caractérisation non destructive par ultrasons présente un énorme intérêt vu l'apport technique et la précision d'analyse à laquelle il aboutit. L'objectif de cette étude consiste, alors, en la caractérisation non destructive des météorites chondrites et achondrites collectées au Maroc. Il s'agit de déterminer leurs paramètres physiques fondamentaux, à savoir: la densité, la vitesse de propagation des ondes longitudinales, la porosité et la tortuosité, en exploitant le coefficient de réflexion d'une onde ultrasonore à la première interface de ces météorites sous incidents variables.

Dans ce chapitre, nous présenterons, tout d'abord, le modèle théorique qui permet d'établir l'expression du coefficient de réflexion d'une onde ultrasonore à la première interface d'un corps poreux en fonction des paramètres du milieu. Ce coefficient sera, par la suite, exploité expérimentalement pour mesurer la porosité, la tortuosité et la vitesse longitudinale de quelques échantillons de météorites. Enfin, les résultats expérimentaux obtenus seront développés et discutés en détail et leurs interprétations physiques les plus probables seront présentées en vue d'améliorer les différentes étapes de cette étude expérimentale.

V.2. Théorie de propagation des ondes ultrasonores dans un corps poreux

Dans cette section, et après avoir défini le corps poreux et ses paramètres caractéristiques, nous dériverons les équations qui permettent d'obtenir le coefficient de réflexion d'une onde ultrasonore à la première interface d'un corps poreux en s'appuyant sur un modèle théorique dite : modèle du fluide équivalent.

Il est intéressant de signaler que la théorie de propagation des ondes ultrasonores dans un corps poreux est rappelée, ici, de manière succincte. Pour plus de détails, le lecteur est invité à consulter l'article original de Biot (1956), l'article de Felah (2003) ou le livre de Bourbie (1956), par exemple.

V.2.1. Définition

Les corps poreux sont des agrégats d'éléments solides (grains, matrice, ect.) entre lesquels les vides forment l'espace poreux, proprement dit. Ce sont ces vides, au sein du corps poreux,

qui induisent les grandes différences de comportements physiques que l'on observe entre les solides compacts (minéraux par exemple) et les corps poreux (Bourbie, 1956).

La figure V.1 présente des images de météorites d'Al haggounia et de Northwest Africa 5191, obtenues par le scanner Skyscan 1172 à l'Institut de Prévention et de Recherche sur l'Ostéoporose (IPROS) Orléans (France). D'une part, ces images montrent que la matière minérale dans ces météorites forme une matrice solide qui ne remplit pas tout l'espace, et dont le complément est appelé vide (zones noires). D'autre part, elles donnent des aperçus sur la quantité et la distribution de ces espaces vides correspondant à la porosité dans ces météorites. Les météorites sont, alors, considérées comme des corps poreux naturels.

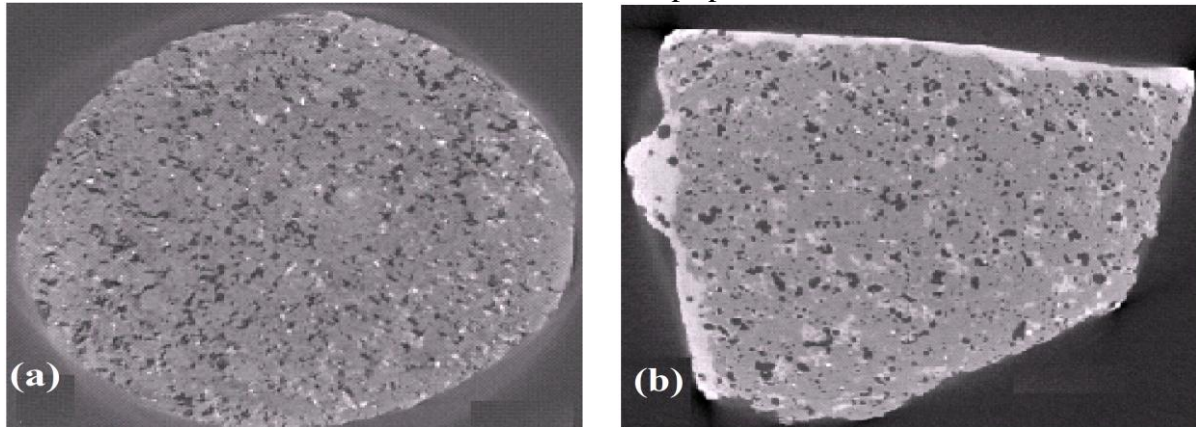


Figure V.1. Images des météorites Al-Haggounia (a) NWA 5191 (b)

Lorsqu'une onde ultrasonore se propage dans un corps poreux saturé par un fluide, la phase solide et fluide sont mises en mouvement. Par suite, des interactions entre ces deux phases de natures différentes ont lieu, donnant diverses propriétés physiques non usuelles au corps poreux. Dans la littérature, on peut trouver de nombreux modèles utilisés pour décrire ces interactions. Ces modèles ont été développés en supposant avoir vérifié un certain nombre d'hypothèses simplificatrices que l'on rappellera rapidement dans ce qui suit. On définit ensuite les différents paramètres acoustiques qui caractérisent le corps poreux. Un modèle théorique, dite fluide équivalent, choisi pour notre étude, sera exposé dans la section suivante. Ce modèle traite le cas de la structure rigide: on ne considère, alors, que les déplacements de la phase fluide du corps poreux (Fellah 2003).

V.2.2. Hypothèses

On considère que les déplacements des phases solides et fluides sont petits. Pour les phénomènes acoustiques, cette condition est toujours vérifiée. D'autres hypothèses doivent être adoptées pour utiliser les résultats de la mécanique des corps continus:

- Le corps est considéré homogène et isotrope.
- Les dimensions des pores sont supposées suffisamment grandes, de sorte qu'à l'échelle microscopique le fluide puisse encore être considéré comme un milieu continu.

- La longueur d'onde des différentes ondes pouvant se propager dans le matériau est supposée grande par rapport à la taille des pores. Cette condition nous permet de considérer le fluide comme étant incompressible à l'échelle du pore.

V.2.3. Paramètres décrivant les corps poreux

Afin de quantifier l'influence de la géométrie du corps poreux sur le comportement des ondes ultrasonores, un certain nombre de paramètres pertinents sont définis.

La tortuosité (notée α_{∞}) est un paramètre géométrique décrivant l'aspect sinueux des pores. Elle représente le rapport entre la distance entre deux points, en suivant les chemins définis par les pores, et la distance entre les deux points "à vol d'oiseau". Elle prend sa plus faible valeur ($\alpha_{\infty}=1$) dans le cas des matériaux poreux ayant des pores droits et sa grande valeur ($\alpha_{\infty}=1.5 - 2$) pour les matériaux les plus résistants.

La porosité (notée ϕ) est le rapport entre le volume du vide et le volume total du corps considéré. Cette grandeur pétrophysique est le, plus souvent, facile à définir et à mesurer. Elle est sans dimension et peut varier de 0 % (matériau solide non poreux) à 100 %.

La résistivité (notée σ): elle représente l'intensité avec laquelle le corps poreux s'oppose au passage du fluide.

La longueur caractéristique visqueuse (notée A): elle représente l'échelle où se produisent les phénomènes de dissipation visqueuse.

La longueur caractéristique thermique (notée A'): elle représente l'échelle où se produisent les phénomènes de dissipation thermique. Elle est toujours supérieure à la précédente.

Ces paramètres intrinsèques sont ceux que la littérature considère comme les plus représentatifs du comportement des corps poreux. Ils sont intégrés dans le modèle qui sera développé dans ce qui suit.

V.2.4. Théorie: Modèle du fluide équivalent

Comme nous l'avons vu, un corps poreux est composé de deux parties distinctes: la matrice solide et les pores. Dans la théorie de propagation des ondes ultrasonores dans un corps poreux, une distinction peut être faite entre deux situations selon que la matrice est en mouvement ou non. Dans le premier cas, la dynamique des ondes dues au couplage entre la matrice solide et le liquide sont clairement décrits par la théorie de Biot (Fellah, 2003). Le principal résultat de ce modèle est la prédiction de trois modes de propagation: deux modes longitudinaux qui sont les ondes dites rapide et lente (ou de première et seconde espèce) et un mode transversal. Dans le deuxième cas, qui nous concerne, la matrice solide reste immobile et indéformable. On parle, alors, de corps poreux à structure rigide. Dans ce cas, on utilise le modèle du fluide équivalent qui est un cas particulier dans le modèle de Biot (Fellah, 2003).

Dans ce modèle, les interactions (fluide/structure) responsables de l'atténuation ultrasonore, sont décrites par deux susceptibilités dynamiques: la tortuosité dynamique (5.1) proposée par Johnson *et al* (1987) et la compressibilité dynamique (5.2) proposée par Champoux et Allard (1991).

$$\tilde{\alpha}(t) = \alpha_{\infty} \left(\delta(t) + \frac{2}{\Lambda} \left(\frac{\eta}{\pi \rho_f} \right)^{1/2} t^{-1/2} \right), \quad (5.1)$$

$$\tilde{\beta}(t) = \left(\delta(t) + \frac{2(\gamma-1)}{\Lambda'} \left(\frac{\eta}{\pi P_r \rho_f} \right)^{1/2} t^{-1/2} \right). \quad (5.2)$$

Dans ces équations, $\delta(t)$ est la fonction de Dirac, P_r est le nombre de Prandtl, η et ρ_f sont, respectivement, la viscosité dynamique et la densité du fluide, γ est la constante adiabatique, α_{∞} est la tortuosité du milieu initialement introduit par Zwikker et Kosten (1949), Λ et Λ' sont, respectivement, les longueurs caractéristiques visqueuses et thermiques introduites par Johnson *et al* (1987).

Dans ce modèle, la convolution temporelle de $t^{-1/2}$ avec une fonction, est interprétée comme un opérateur de dérivée fractionnaire. La définition de la dérivée fractionnaire d'ordre ν est donnée par (Samko, 1993):

$$D^{\nu}[x(t)] = \frac{1}{\Gamma(-\nu)} \int_0^t (t-u)^{-\nu-1} x(u) du \quad (5.3)$$

où $\Gamma(x)$ représente la fonction eulérienne de première espèce (Abramowitz et Stegun, 1968).

Dans ce cadre, les équations de base de ce modèle peuvent être écrites:

$$\rho_f \tilde{\alpha}(t) * \frac{\partial v_i}{\partial t} = -\nabla_i p \quad \text{et} \quad \frac{\tilde{\beta}(t)}{K_f} * \frac{\partial p}{\partial t} = -\nabla \cdot v \quad (5.4)$$

où p est la pression acoustique, v est la vitesse des particules, et K_f est le module de compressibilité du fluide. La première équation est l'équation d'Euler et le deuxième est l'équation constitutive obtenue à partir de l'équation de la conservation de masse.

V.2.5. Coefficient de réflexion d'une onde ultrasonore à la première interface d'un corps poreux

Considérons le cas d'une incidence oblique sur un matériau poreux (Fellah, 2003), la géométrie du problème est donnée par la figure V.2. Un corps poreux homogène occupe la région $0 \leq x \leq L$. Ce corps est supposé isotrope et ayant une structure rigide. Une courte impulsion acoustique affecte le corps en incidence oblique par la gauche (fluide libre). Ceci produit un champ de pression acoustique $p(x, z, t)$ et un champ de vitesse acoustique à l'intérieur du corps, qui satisfont les équations de base (5.4).

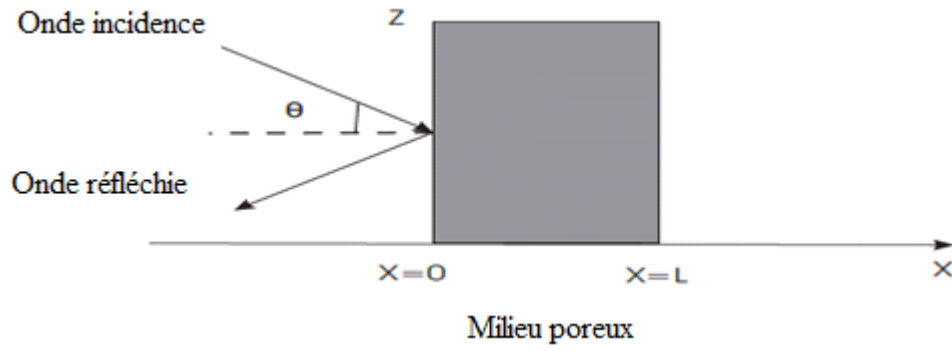


Figure V.2. Géométrie du problème

Dans le plan (xoz) , les équations constitutives (5.4) sont écrites sous cette forme:

$$a \frac{\partial v_x(x, z, t)}{\partial t} + b \frac{\partial^{1/2} v_x(x, z, t)}{\partial t^{1/2}} = - \frac{\partial p(x, z, t)}{\partial x} \quad (5.5)$$

$$a \frac{\partial v_z(x, z, t)}{\partial t} + b \frac{\partial^{1/2} v_z(x, z, t)}{\partial t^{1/2}} = - \frac{\partial p(x, z, t)}{\partial z} \quad (5.6)$$

$$d \frac{\partial p(x, z, t)}{\partial t} + f \frac{\partial^{1/2} p(x, z, t)}{\partial t^{1/2}} = - \frac{\partial v_x(x, z, t)}{\partial x} - \frac{\partial v_z(x, z, t)}{\partial z} \quad (5.7)$$

avec

$$a = \rho_f \alpha_\infty \quad , \quad b = \frac{2\rho_f \alpha_\infty}{\Lambda} \left(\frac{\eta}{\rho_f} \right)^{1/2} \quad , \quad d = \frac{1}{K_f} \quad \text{et} \quad f = \frac{2(\gamma-1)}{K_f \Lambda'} \left(\frac{\eta}{\rho_f P_r} \right)^{1/2}$$

où v_x et v_z sont, respectivement, les composantes de la vitesse des particules le long des axes x et z .

Dans la région $x \leq 0$, la pression de l'onde incidente est donnée par :

$$p^i(x, z, t) = p^i \left(t - \frac{x \cos \theta}{c_f} - \frac{z \sin \theta}{c_f} \right) \quad (5.8)$$

où c_f est la vitesse du fluide libre ($x \leq 0$); $c_f = \sqrt{K_f / \rho_f}$.

Dans la région $0 \leq x \leq L$, la pression de l'onde est donné par:

$$p^i(x, z, t) = p^i \left(t - \frac{x \cos \theta'}{c} - \frac{z \sin \theta'}{c} \right) \quad (5.9)$$

Où c est la vitesse dans le corps poreux ($0 \leq x \leq L$), et θ' est l'angle de réfraction donnée par les lois de Snell-Descartes.

$$\frac{\sin \theta}{c_f} = \frac{\sin \theta'}{c} \quad (5.10)$$

Pour simplifier le système des équations (5.5, 5.6 et 5.7), nous appliquons la propriété suivante:

$$\frac{\partial}{\partial z} = - \frac{\sin \theta}{c_f} \frac{\partial}{\partial t} \quad (5.11)$$

Ce qui implique

$$\frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{\sin \theta}{c_f} \frac{\partial v_z}{\partial t} \quad \text{et} \quad \frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{\sin \theta}{c_f} \frac{\partial p}{\partial t} \quad (5.12)$$

À partir des équations (5.6) et (4.11), nous obtenons la relation suivante:

$$\frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{\sin^2 \theta}{c_f^2} \left(a + b \frac{\partial^{-1/2}}{\partial t^{-1/2}} \right)^{-1} * \frac{\partial p}{\partial t} \quad (5.13)$$

En utilisant les équations (5.5), (5.7) et (5.13), le système des équations (5.5), (5.6) et (5.7) peut donc être simplifié par:

$$a \frac{\partial v_x(x, z, t)}{\partial t} + b \frac{\partial^{1/2} v_x(x, z, t)}{\partial t^{1/2}} = -\frac{\partial p(x, z, t)}{\partial x} \quad (5.14)$$

$$d \frac{\partial p(x, z, t)}{\partial t} + f \frac{\partial^{1/2} p(x, z, t)}{\partial t^{1/2}} = -\frac{\partial v_x(x, z, t)}{\partial x} + \frac{\sin^2 \theta}{c_f^2} \left(a + b \frac{\partial^{-1/2}}{\partial t^{-1/2}} \right)^{-1} * \frac{\partial p(x, z, t)}{\partial t} \quad (5.15)$$

À partir des équations (5.14) et (5.15), nous obtenons l'équation de propagation dans le domaine temporel donnée par:

$$\frac{\partial^2 p(x, t)}{\partial x^2} - A \frac{\partial^2 p(x, t)}{\partial t^2} - BD^{3/2} [p(x, z, t)] - C \frac{\partial p(x, z, t)}{\partial t} = 0 \quad (5.16)$$

où les coefficients A, B et C sont des constantes données, respectivement, par:

$$A = \frac{1}{c_f} (\alpha_\infty - \sin^2 \theta) \quad , \quad B = \frac{2\alpha_\infty}{K_f} \sqrt{\frac{\rho_f \eta}{\pi}} \left(\frac{1}{\Lambda} + \frac{\gamma - 1}{\sqrt{P_r \Lambda'}} \right) \quad , \quad C = \frac{4\alpha_\infty (\gamma - 1) \eta}{K_f \Lambda \Lambda' \sqrt{P_r}}$$

L'équation de propagation (5.16) décrit l'évolution de l'onde acoustique à l'intérieur du matériau poreux. Les conditions aux limites n'ayant pas été introduites, le corps poreux est supposé être infini. Les coefficients de l'équation de propagation ne dépendent pas de la porosité. En effet, la porosité apparaît au niveau des interfaces du matériau poreux via les relations de continuité du débit acoustique (le débit est égal à la porosité multipliée par la vitesse). Ce paramètre apparaît, naturellement, au niveau de la réflexion d'une onde acoustique par un matériau poreux (Fellah, 2003).

Une manière appropriée de résoudre l'équation (5.16) avec les conditions initiales et aux limites est d'utiliser la transformée de Laplace.

Si l'onde ultrasonore incidente est lancée dans la région $0 \leq x$, alors la solution générale de l'équation (4.16) dans la région gauche de la matière est la somme des champs incident et réfléchi donnée par:

$$p_1(x, t) = p^i \left(t - \frac{x \cos \theta}{c_f} \right) + p^r \left(t + \frac{x \cos \theta}{c_f} \right), \quad x < 0 \quad (5.17)$$

où, $p_1(x, t)$ est le champ dans la zone $x < 0$, p^i et p^r représentent, respectivement, le champ incident et le champ réfléchi. En outre, un champ transmis est produit dans la région située à droite de la matière. Il a la forme:

$$p_3(x,t) = p^t \left(t - \frac{L}{c} - \frac{(x-L)\cos\theta}{c_f} \right), \quad x > L \quad (5.18)$$

$P_3(x, t)$ est le champ dans la région $x > L$ et p^t est le champ transmis.

Dans ce contexte, les champs incident et réfléchi d'une part et les champs incident et transmis de l'autre part sont, respectivement, liés par les opérateurs de réflexion et de transmission donnés par:

$$p^r(x, t, \theta) = \int_0^t \tilde{R}(\tau, \theta) p^i \left(t - \tau + \frac{x \cos \theta}{c_f} \right) d\tau = \tilde{R}(t, \theta) * p^i(t) * \delta \left(t + \frac{x \cos \theta}{c_f} \right) \quad (5.19)$$

$$\begin{aligned} p^t(x, t, \theta) &= \int_0^t \tilde{T}(\tau, \theta) p^i \left(t - \tau - \frac{L}{c} - \frac{(x-L)\cos\theta}{c_f} \right) d\tau \\ &= \tilde{T}(t, \theta) * p^i(t) * \delta \left(t - \frac{L}{c} - \frac{(x-L)\cos\theta}{c_f} \right) \end{aligned} \quad (5.20)$$

Dans les équations (5.19) et (5.20), les fonctions \tilde{R} et \tilde{T} représentent respectivement les noyaux de réflexion et de transmission. Ces opérateurs sont indépendants du champ incident et ne dépendent que des propriétés du matériau. Notez que la limite inférieure de l'intégration dans ces équations, est choisie pour être égale à 0, ce qui revient à supposer que le front d'onde incident frappe d'abord sur le matériau à $t=0$.

Pour dériver les coefficients de réflexion et de transmission, les conditions aux limites du flux de la vitesse acoustique et du champ de pression aux interfaces $x = 0$ et $x = L$ sont nécessaires:

$$p(0^+, t) = p(0^-, t), \quad p(L^+, t) = p(L^-, t) \quad (5.21)$$

$$v(0^+, t) = \phi v(0^-, t), \quad v(L^+, t) = \phi v(L^-, t) \quad (5.22)$$

où ϕ est la porosité du corps

L'équation d'Euler est écrite dans les régions (1) ($x \leq 0$) et (2) ($0 \leq x \leq L$) de cette façon:

$$\rho_f \frac{\partial v_1(x, t)}{\partial t} \Big|_{x=0} = - \frac{\partial p_1(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=0}, \quad (x \leq 0) \quad (5.23)$$

$$\rho_f \tilde{\alpha}(t) * \frac{\partial v_2(x, t)}{\partial t} \Big|_{x=0} = - \frac{\partial p_2(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=0}, \quad (0 \leq x \leq L) \quad (5.24)$$

où $v_1(x, t)$ et $v_2(x, t)$ sont, respectivement, le champ de vitesse acoustique dans les régions (1) et (2).

Dans le fluide libre (région (1)), l'opérateur de tortuosité est égal à 1. L'équation de continuité du flux à $x = 0$ est donnée par :

$$v_1(x, t) = \phi v_2(x, t) \quad (5.25)$$

A partir des équations (4.23), (4.24) et (4.25), il est facile d'écrire :

$$\tilde{\alpha}(t) * \frac{\partial p_1(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=0} = \phi \frac{\partial p_2(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=0} \quad (5.26)$$

Avec

$$\left. \frac{\partial p_1(x,t)}{\partial x} \right|_{x=0} = \frac{1}{c_f} \left(-\delta(t) + \tilde{R}(t) \right) * \frac{\partial p^i(x,t)}{\partial t} \quad (5.27)$$

La transformée de Laplace de l'équation (5.26) donne une relation entre le coefficient de réflexion et de transmission.

$$(R(z) - 1) \sinh\left(\frac{L}{c} \sqrt{f(z)}\right) = \frac{\phi c_f}{c} \frac{\sqrt{f(z)}}{z \alpha(z)} \left[T(z) \exp\left(\frac{-Lz}{c}\right) \right] - (1 + R(z)) \cosh\left(\frac{L}{c} \sqrt{f(z)}\right) \quad (5.28)$$

où $\alpha(z)$ est la transformée de Laplace de $\alpha(t)$.

A $x = L$, l'équation d'Euler est écrite dans les deux régions (2) et (3) ($x \geq L$) de cette manière:

$$\rho_f \left. \frac{\partial v_3(x,t)}{\partial t} \right|_{x=L^+} = - \left. \frac{\partial p_3(x,t)}{\partial x} \right|_{x=L^+}, \quad (x \geq L) \quad (5.29)$$

$$\rho_f \tilde{\alpha}(t) * \left. \frac{\partial v_2(x,t)}{\partial t} \right|_{x=L^-} = - \left. \frac{\partial p_2(x,t)}{\partial x} \right|_{x=L^-}, \quad (0 \leq x \leq L) \quad (5.30)$$

A l'interface $x = L$, la continuité du flux de vitesse donne la relation

$$v_3(L^+, t) = \phi v_2(L^-, t) \quad (5.31)$$

A partir des équations (4.29), (4.30) et (4.31), nous avons :

$$\tilde{\alpha}(t) * \left. \frac{\partial p_3(x,t)}{\partial x} \right|_{x=L^+} = \phi \left. \frac{\partial p_2(x,t)}{\partial x} \right|_{x=L^-} \quad (5.32)$$

Avec

$$\left. \frac{\partial p_3(x,t)}{\partial x} \right|_{x=L^+} = - \frac{1}{c_0} \tilde{T}(t) * \left. \frac{\partial p^i(x,t)}{\partial t} \right|_{t=L/c_0} \quad (5.33)$$

La transformée de Laplace de l'équation (4.32) donne :

$$T(z) \exp\left(\frac{-Lz}{c}\right) \sinh\left(\frac{L}{c} \sqrt{f(z)}\right) = \frac{\phi c_f}{c} \frac{\sqrt{f(z)}}{z \alpha(z)} \left[-T(z) \exp\left(\frac{-Lz}{c}\right) \times \cosh\left(\frac{L}{c} \sqrt{f(z)}\right) + 1 + R(z) \right] \quad (5.34)$$

Les coefficients de réflexion et de transmission sont la solution du système d'équations (5.28 et 5.34), $R(z)$ et $T(z)$ sont donnés par:

$$R(z) = \frac{\left(-\frac{\phi^2}{\alpha_\infty} + 1 \right) \sinh\left(\frac{L}{c} \sqrt{f(z)}\right)}{2 \frac{\phi}{\sqrt{\alpha_\infty}} \cosh\left(\frac{L}{c} \sqrt{f(z)}\right) + \left(\frac{\phi^2}{\alpha_\infty} + 1 \right) \sinh\left(\frac{L}{c} \sqrt{f(z)}\right)} \quad (5.35)$$

$$T(z) = \frac{2 \frac{\phi}{\sqrt{\alpha_\infty}} \exp\left(\frac{L}{c} z\right)}{2 \frac{\phi}{\sqrt{\alpha_\infty}} \cosh\left(\frac{L}{c} \sqrt{f(z)}\right) + \left(\frac{\phi^2}{\alpha_\infty} + 1 \right) \sinh\left(\frac{L}{c} \sqrt{f(z)}\right)} \quad (5.36)$$

Le développement de ces expressions en séries d'exponentielles (Fellah, 2003) et la transformée de Laplace inverse donne l'opérateur de réflexion prenant en considération les n réflexions multiples dans le matériau par :

$$\tilde{R}(t, \theta) = \left(\frac{1-E}{1+E} \right) \sum_{n \geq 0} \left(\frac{1-E}{1+E} \right)^{2n} \left[F\left(t, 2n \frac{L}{c}\right) - F\left(t, (2n+2) \frac{L}{c}\right) \right] \quad (5.37)$$

Avec

$$E = \frac{\phi \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta}{\alpha_\infty}}}{\sqrt{\alpha_\infty} \cos \theta}$$

En considérant l'onde réfléchie à la première interface du matériau, on obtient le coefficient de réflexion :

$$r(t, \theta) = \left(\frac{1-E}{1+E} \right) \delta(t) \quad (5.38)$$

Ce coefficient de réflexion à la première interface s'annule pour l'angle critique θ_c

$$r(t, \theta) = 0 \Rightarrow \sin \theta_c = \sqrt{\frac{\alpha_\infty (\alpha_\infty - \phi^2)}{\alpha_\infty^2 - \phi^2}}$$

V.2.6. Etude de la sensibilité du coefficient de réflexion

La mesure du coefficient de réflexion, en fonction de l'angle d'incidence, peut être utilisée pour évaluer les propriétés structurales telles que la porosité et la tortuosité du corps poreux. L'étude de la sensibilité du coefficient de réflexion nous permettra de déterminer les intervalles où les propriétés du corps ont des influences importantes ou négligées sur le coefficient de réflexion.

V.2.6.1. Variation de la porosité

Pour étudier l'effet de la porosité sur les ondes réfléchies à la première interface d'un matériau poreux, on trace le coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence pour différentes valeurs de la porosité et pour une valeur de tortuosité $\alpha_\infty = 1.1$. La figure (V.3) montre que, lorsque la porosité de l'échantillon augmente, le coefficient de réflexion diminue. Nous constatons, également, que le coefficient de réflexion diminue lentement avec l'augmentation de l'angle d'incidence. D'ailleurs, il existe un angle critique d'incidence θ_c pour lequel le coefficient de réflexion s'annule. Au-delà de cet angle, l'onde réfléchie change de polarité et le coefficient de réflexion augmente rapidement avec l'angle.

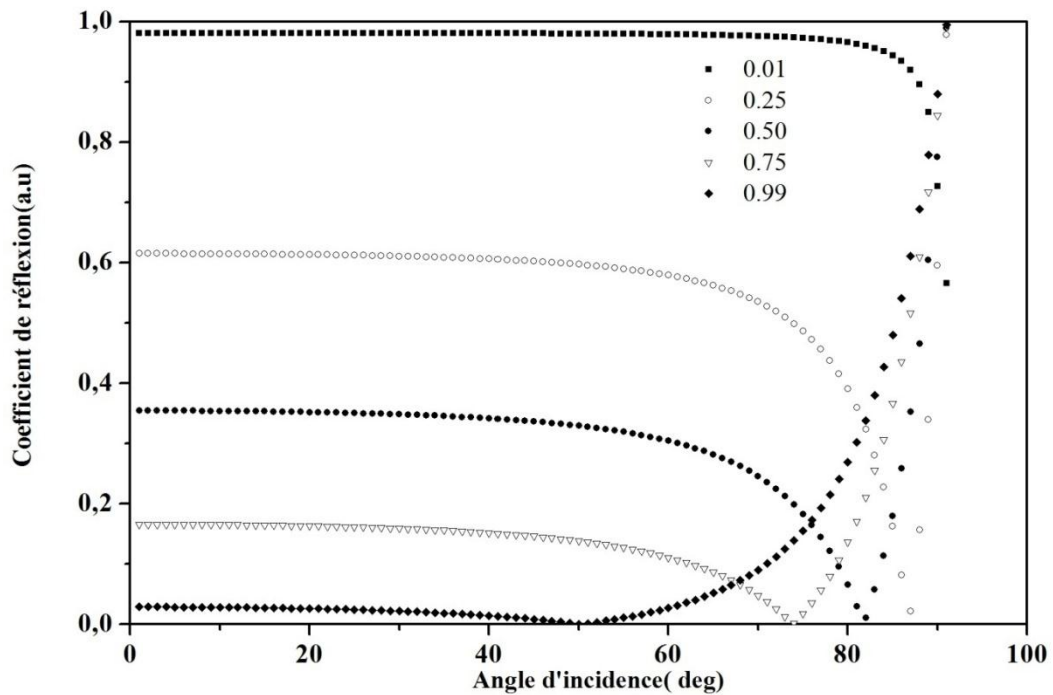


Figure V.3. Variation de r avec l'angle d'incidence, pour une valeur de tortuosité $\alpha_{\infty} = 1.1$, et pour les différentes valeurs de porosité $\phi = 0.99$, $\phi = 0.75$, $\phi = 0.50$, $\phi = 0.25$ et $\phi = 0.01$.

V.2.6.2. Variation de tortuosité

La tortuosité est le deuxième paramètre important pour modéliser les ondes réfléchies sur le matériau poreux. La figure V.4 montre la variation du coefficient de réflexion à la première interface avec l'angle d'incidence, pour une valeur de porosité $\phi = 0.9$, et pour différentes valeurs de tortuosité. Nous constatons que plus la tortuosité est élevée, plus la valeur du coefficient de réflexion est grande. Nous remarquons, également, que quand l'angle d'incidence θ est inférieur à l'angle critique θ_c , le coefficient de réflexion diminue lentement avec l'angle d'incidence, et quand $\theta > \theta_c$, le coefficient de réflexion augmente rapidement avec l'angle.

On peut, aussi, voir à partir des figures V.3 et V.4 que l'influence de la variation de la porosité est plus importante que l'influence de la tortuosité sur le coefficient de réflexion à la première interface.

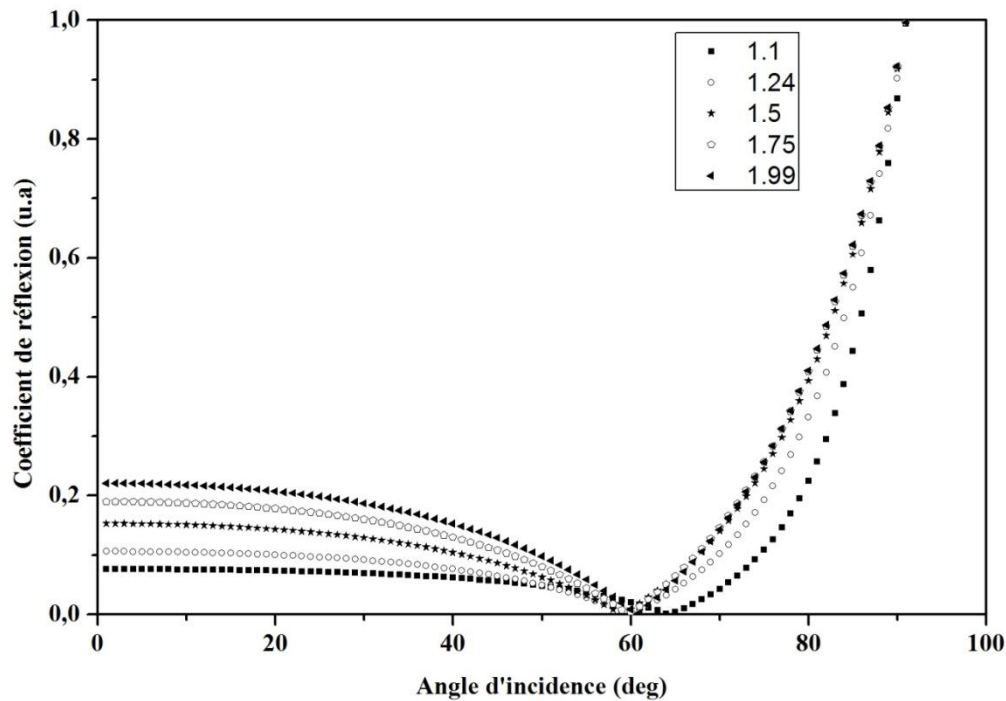


Figure V.4. Variation du coefficient de réflexion à la première interface r avec l'angle d'incidence θ , pour une valeur de porosité $\phi = 0.9$, et pour les différentes valeurs de tortuosité $\alpha_{\infty} = 1.99$, $\alpha_{\infty} = 1.75$, $\alpha_{\infty} = 1.5$, $\alpha_{\infty} = 1.24$ et $\alpha_{\infty} = 1$.

Après cette étude de l'influence des paramètres sur les ondes réfléchies, on montre que la réflexion à la première interface d'un corps poreux dépend des paramètres: porosité et tortuosité. Ainsi, l'évaluation de la tortuosité et de la porosité peut s'effectuer simplement en mesurant l'onde réfléchie à la première interface d'un matériau poreux pour deux angles d'incidence différents. On obtient, alors, une méthode simple pour mesurer ces deux paramètres. Ces résultats sont, par la suite, exploités expérimentalement pour déterminer la porosité et la tortuosité de quelques échantillons de météorites chondrites et achondrites.

V.3. Etude expérimentale

La détermination de la porosité et de la tortuosité d'une météorite s'effectue à partir de la mesure des ondes réfléchies à la première interface d'un échantillon de météorite. En théorie, la mesure des ondes réfléchies, à deux angles d'incidence différents, suffit à déterminer ces deux paramètres. En pratique, pour augmenter la précision des résultats, on réalise des mesures de signaux réfléchis pour des angles d'incidence variés. Les paramètres sont, alors, évalués par la moyenne.

V.3.1. Préparation des échantillons étudiés

Les échantillons étudiés dans ce travail sont préparés préalablement sous forme de lames minces bien polies pour une autre étude du point de vue géologique. Nous avons adapté notre système de mesure ultrasonore afin de mesurer les propriétés physiques de ces échantillons sans les détruire. En effet, il est possible d'appliquer notre technique à un bloc de météorite avec une

simple préparation de l'une de ses faces. Le tableau V.1, ci-dessous, rappelle les informations détaillées sur les échantillons qui font l'objet de cette étude.

Tableau V.1. Description des météorites étudiées.

échantillon	Pays	Année	état de choc	Grade d'altération	type
NWA 5191	Maroc	2006	S ₁	W ₁	Brachinite
Toufassour	Maroc	2006	S ₂	W ₃	Mesosiderite
Al Haggounia	Maroc	2007	S ₅	W ₆	Aubrite
Benguerir	Maroc	2004	S _{3/4}	W ₀	LL ₆
Istifane 2	Maroc	2005	S ₅	W ₃	H ₅
Istifane 3	Maroc	2005	S ₅	W ₂	L ₅
Tamdakht	Maroc	2008	S ₃	W ₀	H ₅

V.3.2. Techniques de mesure ultrasonore

Les méthodes expérimentales employées mettent en jeu une émission impulsionnelle. Pour les mesures en réflexion en incidence normale, un transducteur fait office alternativement d'émetteur et de récepteur; c'est le montage monostatique. Les mesures en incidence oblique sont effectuées suivant la méthode bistatique utilisant deux transducteurs, l'un fonctionnant en émetteur et l'autre en récepteur. Leurs axes sont concourants en un point de la surface de la cible dans le cas d'une mesure en incidence oblique.

Dans les deux méthodes, le signal électrique d'excitation du transducteur émetteur est constitué d'impulsions envoyées, avec une période de répétition réglable, par un générateur d'impulsions Sofranel 5052 PR. Il est possible de régler leur amplitude et leur durée, en faisant varier la résistance de charge (ou d'amortissement) liée au transducteur depuis le connecteur d'émission T/R (transmitter / receiver).

Les expériences sont réalisées avec des transducteurs plans immergeables de type Panametrics à large bande, de fréquence centrale 5 MHz, avec des pastilles émettrices piézo-électriques, circulaires et d'un diamètre de 13 mm. Pour respecter au mieux la condition d'ondes planes considérée dans le modèle théorie, on s'arrange de travailler dans la zone du champ lointain (zone de Fraunhofer) du transducteur, C'est dans cette zone où l'onde est quasiment une onde plane

V.3.2.1. Présentation du montage de la technique monostatique

Dans cette technique, le transducteur utilisé fonctionne alternativement en émetteur et en récepteur. Le générateur d'impulsions, excite électriquement le transducteur. Il insone sous

incidence normale la cible. La pression acoustique rétrodiffusée est captée par le même transducteur. Le signal reçu transite par le même câble que le signal d'émission et arrive sur le connecteur T/R du générateur d'impulsions depuis lequel le signal d'émission a été envoyé. L'amplification du signal est obtenue au moyen d'un amplificateur large bande, de gain maximal 40 dB. Grâce à une porte et à un système à retard intégrés au générateur d'impulsions, le signal reçu est visualisé en reliant par un câble coaxial le connecteur de signal de sortie à une voie d'un oscilloscope numérique de contrôle HP (54600B–100MHz) synchronisé avec le générateur d'impulsions. L'oscilloscope numérique est relié à un ordinateur pour enregistrer les signaux via une carte d'acquisition de données (National Instruments) pilotée par le logiciel LabView. Le schéma du montage de la technique monostatique est illustré dans la figure V.5. La méthode monostatique nous a permis de calculer les vitesses longitudinales des météorites.

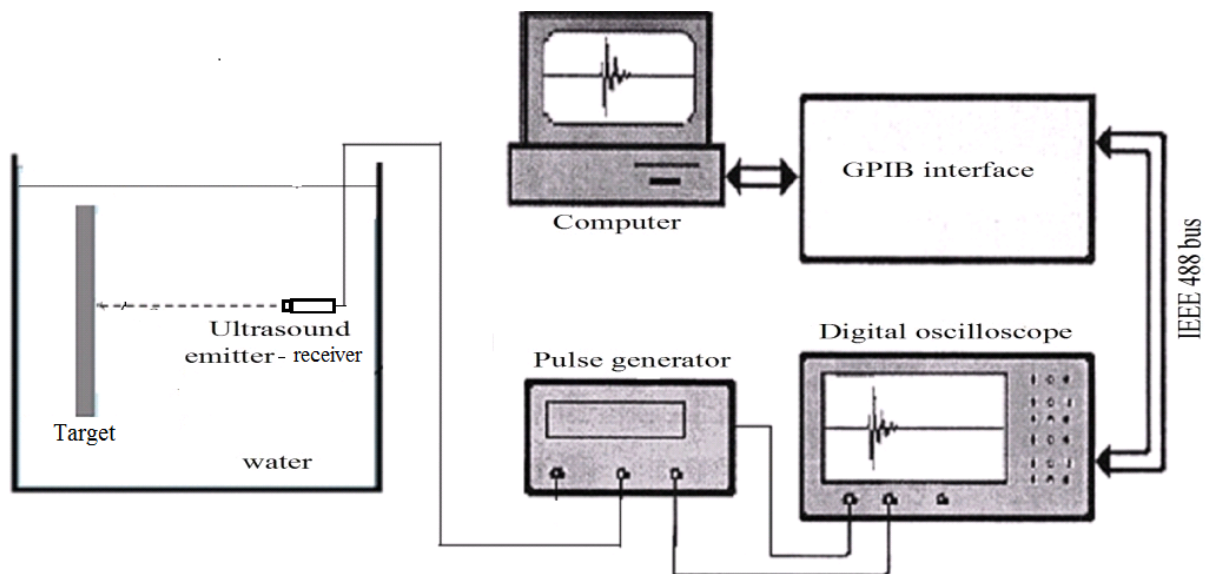


Figure V.5. Schéma du montage monostatique

Les signaux rétrodiffusés sont composés de plusieurs échos dus aux réflexions multiples à l'intérieur de la cible. À titre d'exemple, la figure V.6 représente le signal ultrasonore rétrodiffusé par une lame mince du météorite Benguerir, sous l'angle d'incidence normale. La figure V.7 représente le spectre correspondant au signal rétrodiffusé obtenu par la transformée de Fourier rapide (FFT). Nous notons, en particulier, des maximums qui correspondent aux différents modes qui se propagent dans la lame mince Benguerir.

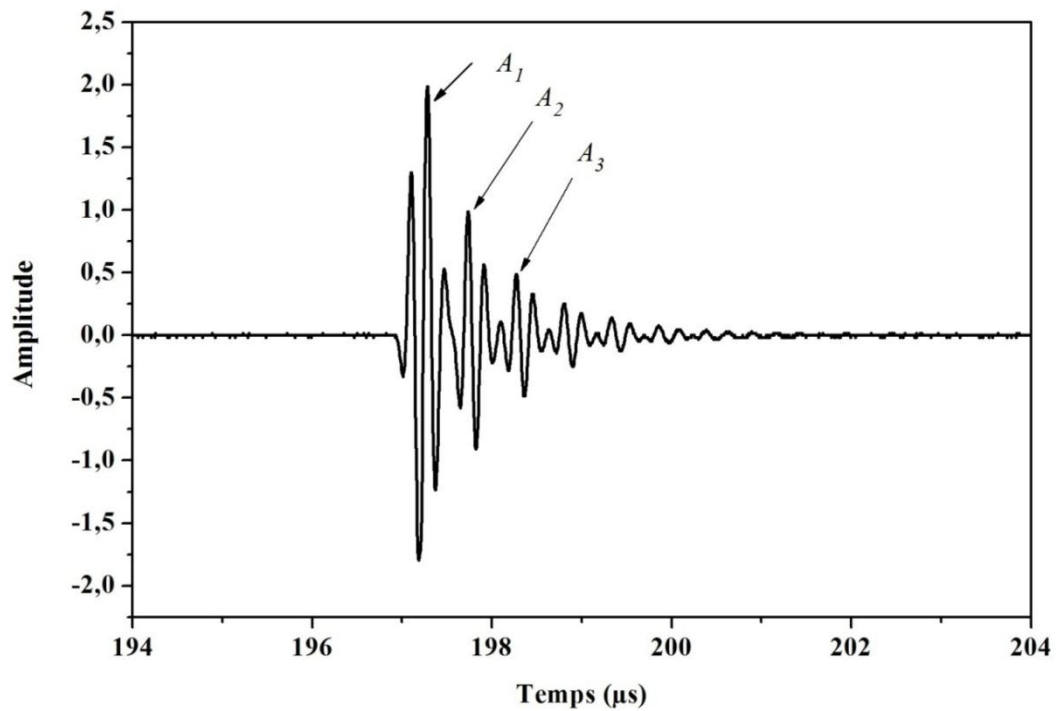


Figure V.6. Signal rétrodiffusé par une lame mince de Benguerir en incidence normale.

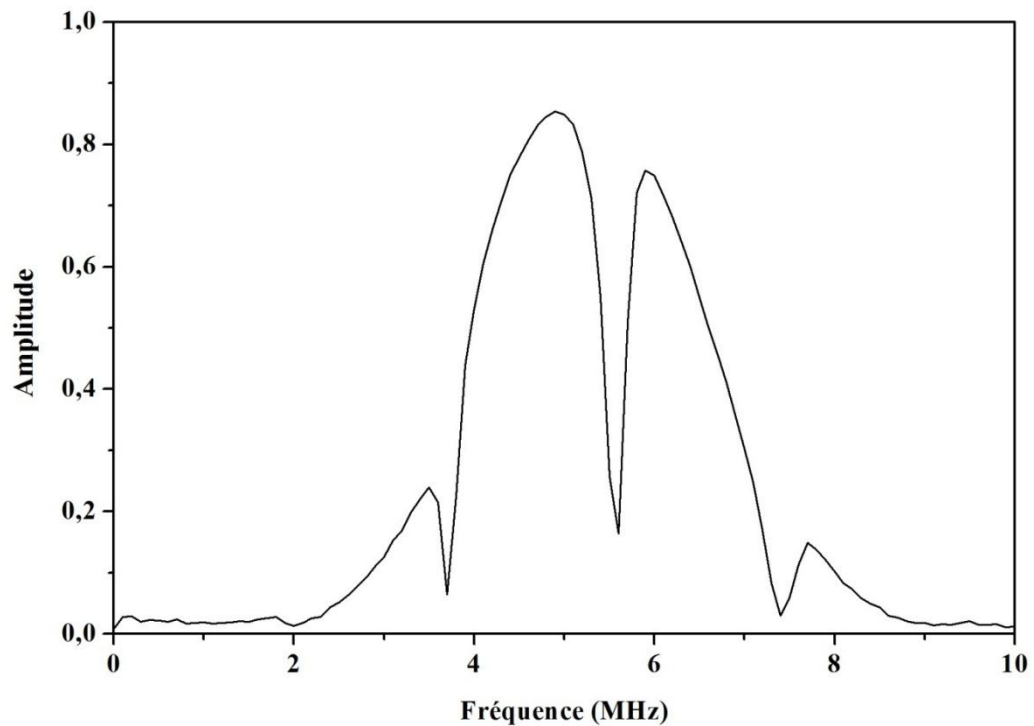


Figure V.7. Spectre rétrodiffusé par une lame mince de Benguerir en incidence normale.

Pour expliquer et faciliter la compréhension des différents échos qui composent le signal ultrasonore rétrodiffusé par une lame mince, nous présentons, ci-dessous, la géométrie de notre problème où nous illustrons le chemin parcouru par chaque écho comme le montre la figure V.8.

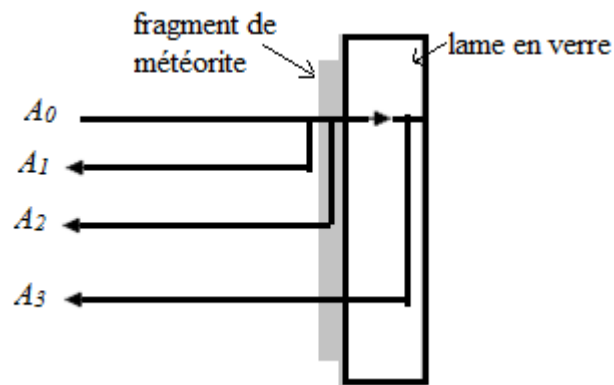


Figure V.8. Parcours des échos rétrodiffusés par une lame mince de la météorite

L'écho A_1 lié à la réflexion spéculaire du signal incident sur le fragment de météorite collé sur la lame en verre.

L'écho A_2 correspond à la réflexion sur l'interface entre la deuxième face du fragment de la météorite et la première face de la lame.

L'écho A_3 correspond à la réflexion sur la deuxième face de la lame en verre.

V.3.3.2. Présentation du montage de la technique bistatique

Cette technique, utilisée pour les mesures en incidence oblique, nécessite l'emploi de deux transducteurs, l'un consacré à l'émission et l'autre à la réception. La chaîne électrique de mesure reste la même que dans la technique monostatique, en ce qui concerne l'émission. Le transducteur récepteur est placé dans une direction symétrique à celle de l'émetteur par rapport à la normale sur la cible (positionnement dit "Snell-Descartes"). Le signal ultrasonore reçu est, ensuite, envoyé vers le connecteur RCVR (Receiver) du générateur d'impulsions. La chaîne de mesures en aval du passage par le générateur d'impulsions est la même que précédemment. Le montage de la méthode bistatique est schématisé par la figure V.9.

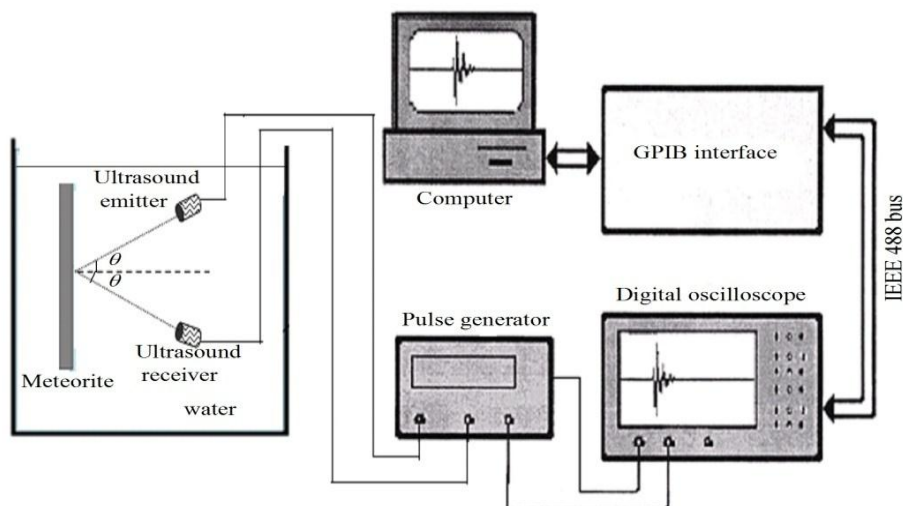


Figure V.9. Schéma du montage bistatique.

La figure V.10 représente l'ensemble des échos rétrodiffusés par la lame mince de la météorite Benguerir sous l'angle d'incidence oblique (17°). La figure V.11 représente le spectre correspondant aux échos rétrodiffusés obtenus par la transformée de Fourier rapide (FFT).

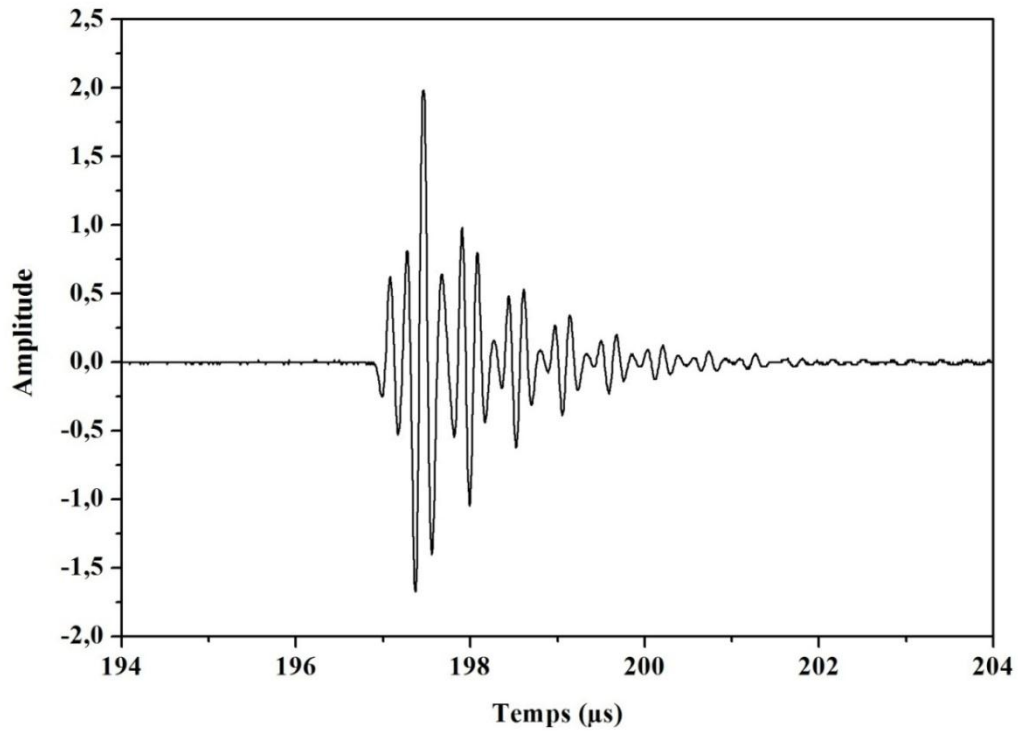


Figure V.10. Signal rétrodiffusé par une lame mince de Benguerir sous l'angle d'incidence 17° .

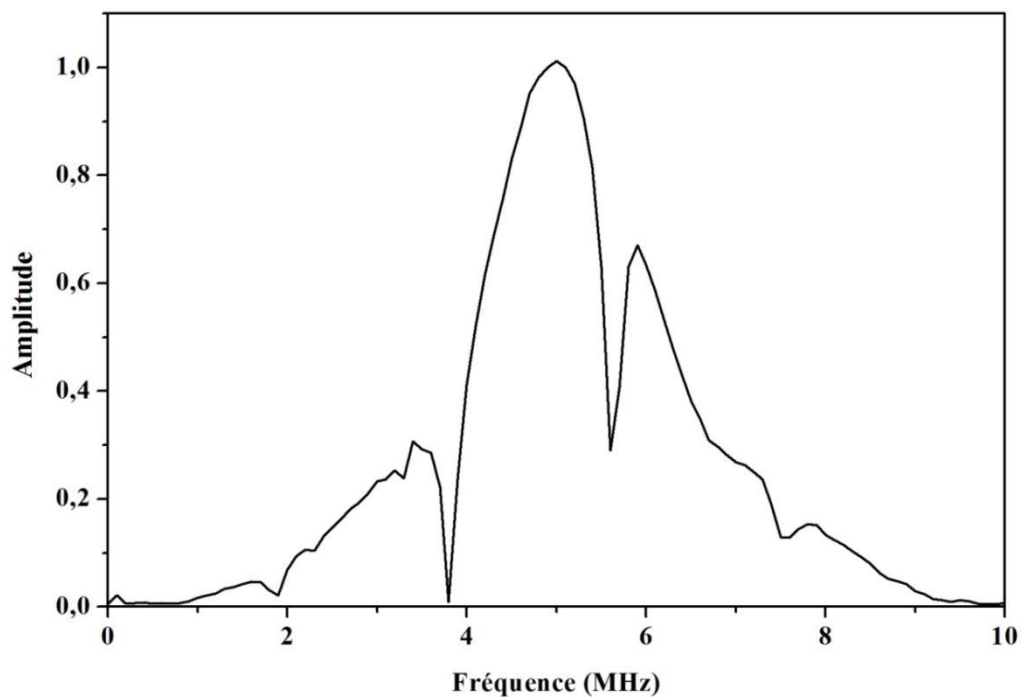


Figure VI.11. Spectre rétrodiffusé par une lame mince de Benguerir sous l'angle d'incidence 17° .

V.4. Mesures ultrasonores

Dans cette étude, nous traitons les signaux ultrasonores réfléchis par la première interface des lames minces des météorites afin de remonter expérimentalement à la tortuosité, à la porosité et à la vitesse longitudinale des ondes ultrasonores dans les météorites. La vitesse longitudinale est déduite du coefficient de réflexion mesuré sous incidence normale en connaissant, au préalable, la densité volumique de la météorite. La tortuosité et la porosité sont déterminées à partir de la mesure du coefficient de réflexion de deux angles d'incidence différents.

V.4.1. Mesure du coefficient de réflexion en incidence normale et oblique

Le coefficient de réflexion est défini comme étant le rapport entre l'onde incidente et l'onde réfléchie sur la cible.

Comme nous l'avons vu, les signaux ultrasonores rétrodiffusés sont composés de plusieurs échos. Dans cette étude, le coefficient de réflexion expérimentale d'une météorite est extrait de l'amplitude spectrale du premier écho rétrodiffusé de la lame mince de cette météorite: le coefficient de réflexion expérimental correspond au maximum de l'amplitude spectrale. Cependant, l'amplitude spectrale noté $A_m(f)$, dépend d'une part de la réponse en fréquence du système de mesure $A_{sys}(f)$ (transducteur, oscilloscope, câbles, ...), et d'autre part du coefficient de réflexion de la météorite $R_m(f)$ que nous voulons mesurer. Ces trois paramètres sont liés par la formule suivante:

$$A_m(f) = A_{sys}(f) \cdot R_m(f) \quad (5.39)$$

Pour s'affranchir de l'influence de la réponse en fréquence du système de mesure, nous avons besoin d'une lame de référence ayant un coefficient de réflexion théorique noté R_{ref} bien connu.

En respectant les mêmes conditions expérimentales, à savoir: la même distance entre le capteur et l'échantillon, la même énergie à l'émission et la même amplification à la réception, on fait une deuxième acquisition, en remplaçant l'échantillon par la lame de référence. Le signal acquis nous sert de référence. L'amplitude spectrale du premier écho de ce signal rétrodiffusé par la lame de référence est donnée par la formule suivante:

$$A_{ref}(f) = A_{sys}(f) \cdot R_{ref} \quad (5.40)$$

Par conséquent, l'influence du système de mesure peut être déterminée par la formule suivante:

$$A_{sys}(f) = \frac{A_{ref}(f)}{R_{ref}} \quad (5.41)$$

Selon Brekhovskikh (1980), le coefficient de réflexion R_{ref} est calculé dans le cas d'une incidence normale par la formule (5.42) et dans le cas d'une incidence oblique à l'aide de la formule (5.43):

$$R_{ref} = \frac{Z_L - Z_w}{Z_L + Z_w} \quad (5.42)$$

$$R_{ref} = \frac{Z_L \cos^2 \gamma + Z_T \sin^2 \gamma - Z_w}{Z_L \cos^2 \gamma + Z_T \sin^2 \gamma + Z_w} \quad (5.43)$$

Avec Z_w , Z_L et Z_T sont, respectivement, l'impédance acoustique de l'eau et l'impédance acoustique longitudinale et transversale du matériau de référence, γ est l'angle de réfraction des ondes transversales qui peut être déterminé à partir de la loi de Snell-Descartes.

Dans cette étude, nous avons pris une lame en verre comme matériau de référence dont les paramètres acoustiques sont présentés dans le tableau V.2, ci-dessous.

Tableau V.2. Paramètres acoustiques de la lame mince de référence

	d (mm)	ρ (kgm ⁻³)	C_L (ms ⁻¹)	C_T (ms ⁻¹)
Lame de référence	2	2300	5790	3560

Une fois que nous avons déterminé l'influence du système de mesure $A_{sys}(f)$, nous pouvons utiliser l'équation (5.39) afin de déterminer le coefficient de réflexion $R_m(f)$ des météorites étudiées dans ce travail via la formule suivante:

$$R_m(f) = \frac{A_m(f)}{A_{sys}(f)} \quad (5.44)$$

Cette formule montre que le coefficient de réflexion est dispersif, c'est à dire qu'il varie en fonction de la fréquence. Nous avons pris comme valeur du coefficient de réflexion celle qui correspond au maximum de sa courbe. Ce maximum est situé au voisinage de la fréquence centrale du transducteur utilisé dans ce travail. A titre d'exemple, la figure V.12 montre la courbe de dispersion du coefficient de réflexion mesuré expérimentalement pour une lame mince de la météorite Benguerir sous un angle d'incidence de 17°

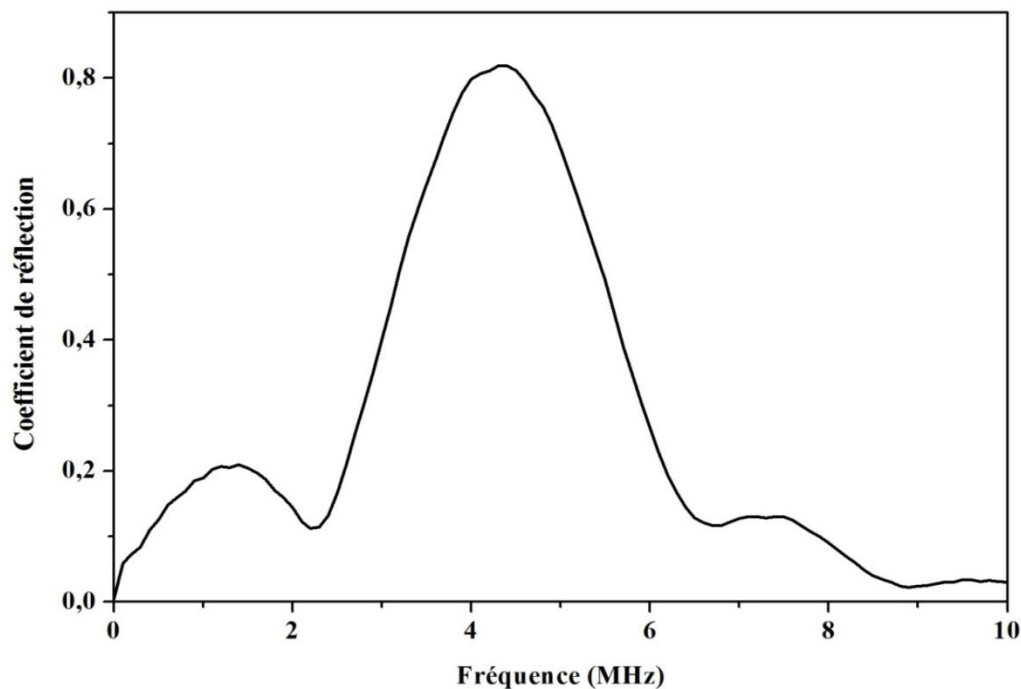


Figure IV.12. Le coefficient de réflexion de la météorite Benguerir mesuré expérimentalement à un angle de 17 °.

V.4.2. Mesure de la densité volumique

La densité volumique ρ d'un échantillon de météorite est déterminée en mesurant d'abord sa masse m à l'aide d'une balance numérique, puis son volume V en le plongeant complètement dans un récipient gradué. Nous calculons le rapport entre sa masse et son volume en utilisant la formule suivante:

$$\rho = \frac{m}{V} \quad (5.45)$$

V.4.3. Mesure ultrasonore de la vitesse longitudinale:

La vitesse longitudinale est calculée à partir de la mesure du coefficient de réflexion en incidence normale. Dans ce cas, nous utilisons le montage expérimental de la technique monostatique décrit dans le paragraphe précédent.

Connaissant la valeur du coefficient de réflexion R_m en incidence normale, nous pouvons déterminer la valeur de l'impédance acoustique Z_m de la météorite par la formule suivante:

$$Z_m = \frac{Z_w(1 + R_m)}{1 - R_m} \quad (4.46)$$

Ainsi, la vitesse des ondes longitudinales C_L est déduite de l'impédance acoustique en utilisant la formule suivante:

$$C_L = \frac{Z_m}{\rho} \quad (4.47)$$

où ρ est la densité volumique de l'échantillon étudié.

V.4.4. Mesure ultrasonore de la tortuosité

Dans cette étude, nous mesurons la tortuosité et la porosité en connaissant le coefficient de réflexion d'une onde ultrasonore à la première interface d'une lame mince de la météorite pour différentes valeurs de l'angle d'incidence θ .

En revenant à l'équation (5.38), l'expression du coefficient de réflexion d'une onde ultrasonore à la première interface d'un corps poreux en fonction de l'angle d'incidence est donnée par :

$$r(t, \theta) = \frac{\alpha_\infty \cos \theta - \phi \sqrt{\alpha_\infty - \sin^2 \theta}}{\alpha_\infty \cos \theta + \phi \sqrt{\alpha_\infty - \sin^2 \theta}} \delta(t) \quad (5.48)$$

Avec, α_∞ est la tortuosité, ϕ est la porosité, $\delta(t)$ est la fonction de Dirac et θ est l'angle d'incidence.

Pour deux valeurs d'angle d'incidence θ_1 et θ_2 , il est facile de calculer l'expression de la tortuosité des coefficients de réflexion $r_1=r(t, \theta_1)$ et $r_2=r(t, \theta_2)$ correspondant, respectivement, aux angles θ_1 et θ_2 (Fellah, 2003):

$$\alpha_\infty = \frac{\left(\frac{(1 - r_2)(1 + r_1) \cos \theta_2}{(1 + r_2)(1 - r_1) \cos \theta_1} \right)^2 \sin^2 \theta_1 - \sin^2 \theta_2}{\left(\frac{(1 - r_2)(1 + r_1) \cos \theta_2}{(1 + r_2)(1 - r_1) \cos \theta_1} \right)^2 - 1} \quad (5.49)$$

V.4.5. Mesure ultrasonore de la porosité

En connaissant la valeur de la tortuosité, on en déduit l'expression de la porosité en fonction de θ_i et r_i par l'expression suivante (Fellah, 2003):

$$\phi = \frac{\alpha_\infty(1 - r_i) \cos \theta_i}{(1 + r_i)\sqrt{\alpha_\infty - \sin^2 \theta_i}}; i = 1,2 \quad (5.50)$$

Dans les mêmes conditions expérimentales mentionnées précédemment, nous avons effectué les enregistrements des signaux rétrodiffusés relatifs pour chaque échantillon sous différents angles d'incidence. À titre d'exemple, les figures V.13 et V.14 montrent, respectivement, les échos rétrodiffusés par une lame mince de la météorite Al Haggounia à l'angle d'incidence $\theta_1 = 8^\circ$ et $\theta_2 = 17^\circ$.

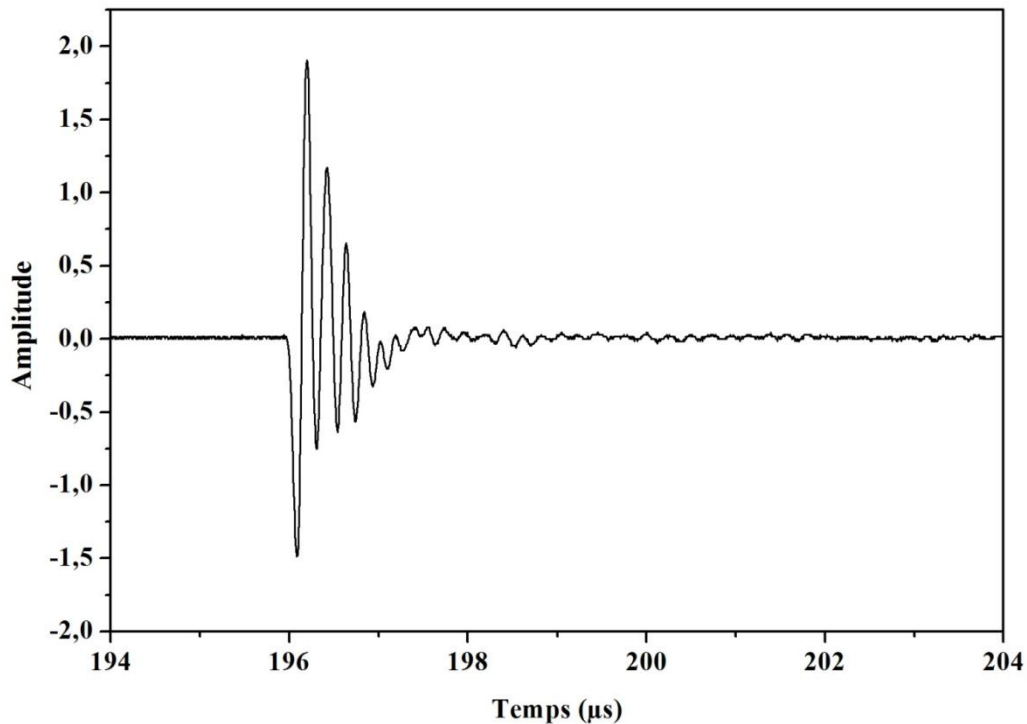


Figure V.13. Signal rétrodiffusé par une lame mince d'Al Haggounia à l'angle 8° .

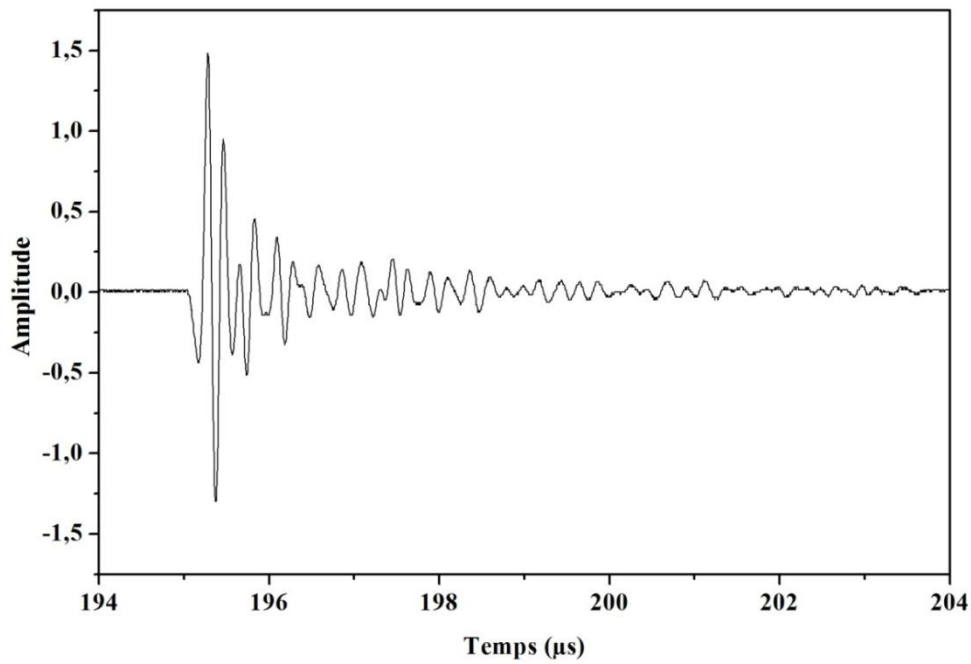


Figure V.14. Signal rétrodiffusé par une lame mince d'Al Haggounia à l'angle 17°.

Grâce au programme du filtrage temporel, nous isolons d'abord, le premier écho des signaux temporels présentés ci-dessus, puis nous calculons leurs amplitudes spectrales. Les figures V.15 et V.16 montrent, respectivement, l'amplitude spectrale correspondant à l'écho isolé calculée à deux angles d'incidence 8 ° et 17 °.

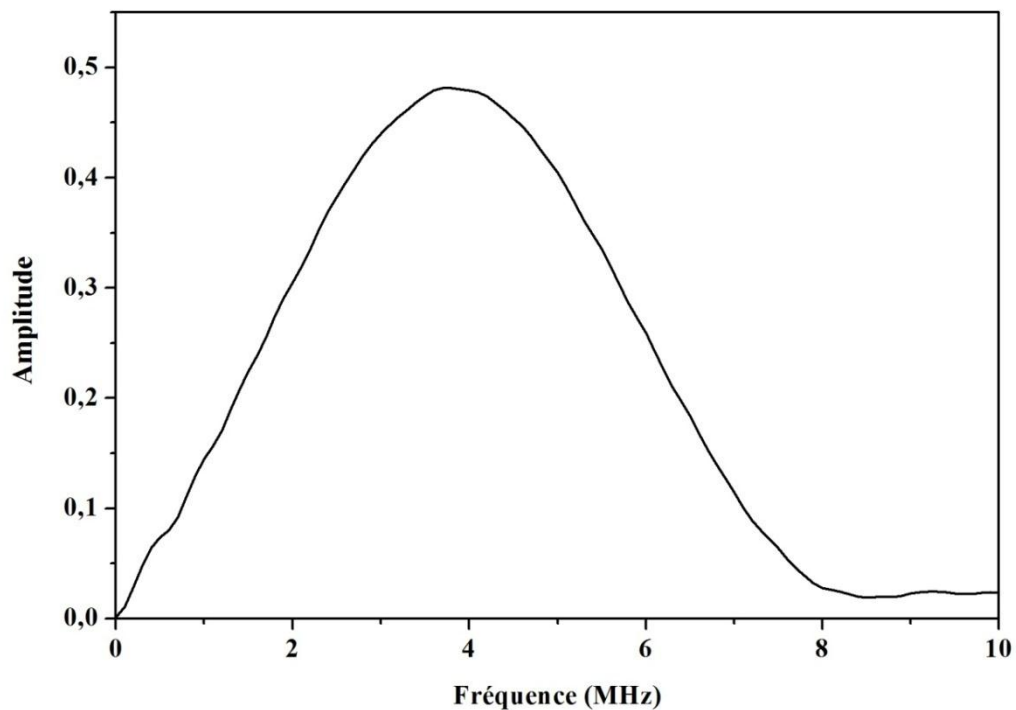


Figure V.15. L'amplitude spectrale du premier écho rétrodiffusé par une lame mince d'Al Haggounia à l'angle 8°.

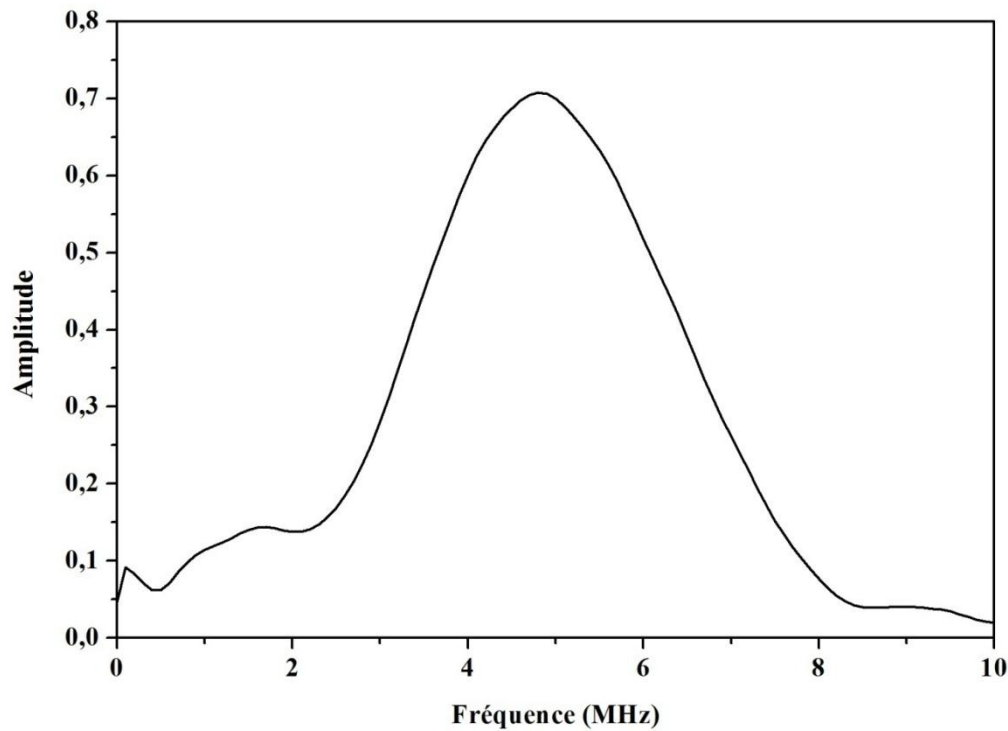


Figure V.16. L'amplitude spectrale du premier écho rétrodiffusé par une lame mince d'Al Haggounia à l'angle 17°

V.5. Résultats et discussions

Le tableau V.3 montre les résultats expérimentaux de nos mesures ultrasonores, à savoir les résultats de la mesure de la vitesse longitudinale, de la tortuosité, de la porosité et d'autres propriétés physiques des différentes météorites étudiées. Afin de vérifier la reproductibilité des résultats, la mesure de chaque paramètre est répétée cinq fois. La valeur retenue pour chaque paramètre étant la moyenne arithmétique simple de ces cinq mesures. Les incertitudes de mesure sont estimées par le calcul de l'écart-type de ces cinq mesures répétées.

Tableau V.3. Les résultats expérimentaux des météorites étudiées

échantillon	m (g)	ρ (g.cm ⁻³)	C_L (m.s ⁻¹)	α_∞	ϕ (%)
NWA 5191	6.1	2.12	3460 ± 9	1.8 ± 0.1	11.3 ± 1.1
Toufassour	12.2	4.25	4975 ± 10	1.1 ± 0.1	3.7 ± 0.3
Al-Haggounia	7.3	2.50	3467 ± 9	2.0 ± 0.1	12.4 ± 1.2
Benguerir	9.2	3.21	3705 ± 8	1.7 ± 0.1	8.7 ± 0.8
Istifane 2	9.4	3.25	3891 ± 11	1.4 ± 0.1	6.5 ± 0.6
Istifane 3	10.1	3.40	3871 ± 10	1.5 ± 0.1	7.0 ± 0.7
Tamdakht	10.2	3.50	5266 ± 13	1.2 ± 0.1	4.7 ± 0.4

Nous avons mesuré la densité volumique, la vitesse longitudinale, la tortuosité et la porosité de sept météorites, trois achondrites et quatre chondrites ordinaires (tableau V.3). Ce travail n'est qu'une introduction à une étude systématique, déjà commencée, en vue de préparer

une base de données des propriétés physiques des météorites collectées au Maroc. Par conséquent, la majorité de notre discussion sera centrée sur ce que nous avons vu jusqu'ici. Néanmoins, même avec les résultats que nous avons obtenus, nous pouvons tirer des conclusions très intéressantes limitées aux échantillons étudiés :

Premièrement, de nombreuses méthodes ont été réalisées ces dernières années dans le but de déterminer la porosité et la densité volumique des météorites. Les résultats de nos mesures, en utilisant la technique ultrasonore par réflexion (Tableau V.3), sont compatibles avec celles, généralement, publiées dans la littérature (Wilkison et al 2003 Consolmagno et al 2008). Ces propriétés peuvent caractériser chaque classe de météorite et peuvent être exploitées afin de permettre une meilleure compréhension de l'origine et de la formation des météorites. De surcroît, cette étude peut être exploitée afin de savoir les divers événements que les météorites ont subi au cours de leur histoire, et peut donner une idée sur la porosité et la densité volumique des astéroïdes (corps parents des météorites).

Deuxièmement, la densité volumique de ces météorites est comprise entre 2 et 4 g.cm⁻³, elle varie d'un échantillon à l'autre. Ce résultat est logiquement acceptable car la densité volumique est un paramètre physique intrinsèque à chaque échantillon. Les densités volumiques des chondrites sont, généralement, plus élevées que celles des achondrites à l'exception de la météorite Toufassour. En effet, la densité volumique caractérise le degré de compacité de l'échantillon qui nous donne une première idée sur la porosité de chaque échantillon de météorite. Par ailleurs, nous remarquons que la densité volumique est inversement proportionnelle à la porosité. Nos résultats montrent clairement cet effet comme on peut le voir en prenant les deux échantillons d'Al-Haggounia et Toufassour comme exemple. Le premier a la densité volumique la plus faible et la porosité la plus élevée et le deuxième a la densité volumique la plus élevée et la porosité la plus faible.

Troisièmement, la vitesse longitudinale des ondes ultrasonores est un paramètre important qui fournit des informations sur certaines propriétés des météorites (la tortuosité, la porosité et la densité). Elle est liée aux propriétés intrinsèques de ces météorites. En observant les résultats présentés dans le tableau V.3, nous remarquons que la vitesse longitudinale varie d'une météorite à une autre. Cette variation est due, essentiellement, à la porosité et à la densité. L'analyse de nos résultats montre qu'à l'échantillon qui a une faible porosité et une densité volumique élevée, correspond la vitesse longitudinale la plus élevée. Comme exemple, on cite Tamdaghte et Touffasour. Ces dernières ont une faible porosité et une densité élevée, d'ailleurs leurs vitesses longitudinales sont élevées. Cette constatation est en excellent accord avec le comportement de nombreux autres matériaux poreux (Mavko *et al*, 2009).

Quatrièmement, les résultats trouvés, au cours de ce travail, montrent que les porosités des météorites de type chondrite ordinaire ont des valeurs inférieures à 10 %, et peuvent dépasser cette valeur pour les météorites de type achondrite. Les porosités élevées indiquent que les corps parents astéroïdales, à partir desquels découlent ces météorites, sont poreux et contiennent des

régions poreuses hétérogènes. La porosité peut être due à des fissures, des vacuoles, et/ou des lacunes entre les grains de minéraux. Plusieurs chercheurs, comme Wilkison *et al.* (2003) et Consolmagno *et al.* (1998) ont étudié la relation entre la porosité des météorites et leurs propriétés physiques et pétrologiques. Ils ont déduit qu'il existe un certain nombre de facteurs physiques et chimiques qui influent sur la porosité d'une météorite à diverses étapes de son histoire. Ces facteurs sont: l'état de choc et le degré d'altération correspondant à la météorite. L'influence de ces facteurs peut être illustrée à l'aide des exemples suivants: premièrement, la porosité diminue avec le temps de séjour sur la surface de la terre en raison de la croissance des minéraux secondaires dans les pores (Consolmagno *et al.*, 1998). Deuxièmement, les effets d'altération varient selon que la météorite est tombée dans une région froide ou chaude. Troisièmement, les effets de chocs liés aux collisions auront un effet sur la porosité (Coulson *et al.*, 2007, Wilkison *et al.*, 2003).

Cinquièmement, Wasson (1974) et Wilkison *et al.* (2003), ont noté qu'il n'existe pas de corrélation entre la porosité des chondrites ordinaires et leur degré d'altération, leur état de choc et leur type pétrologique. Nous avons confirmé leurs observations avec nos résultats. Plutôt, à la lumière de nos nouvelles mesures, nous avons trouvé, d'une part, une bonne corrélation linéaire entre la densité volumique et la porosité, et d'autre part, une bonne corrélation exponentielle entre la porosité et la vitesse longitudinale comme le montre les figures V.17 et V.18. Le traçage de la porosité en fonction de la densité volumique (figure V.17) indique, clairement, que ces deux grandeurs évoluent dans des sens inverses. Il montre une descente de la porosité avec la croissance de la densité volumique, comme il est attendu, si la composition principale des météorites est similaire. Au-delà, le diagramme de la porosité versus la vitesse longitudinale illustrée dans la figure V.18 fait l'impression de suivre une relation exponentielle. Il montre la croissance de la vitesse longitudinale avec la descente de la porosité, comme il est attendu physiquement. De surcroît, nous trouvons que les deux relations porosité - densité volumique et porosité - vitesse longitudinale évoluent de manière synchrone comme il est prévu pour des considérations physiques.

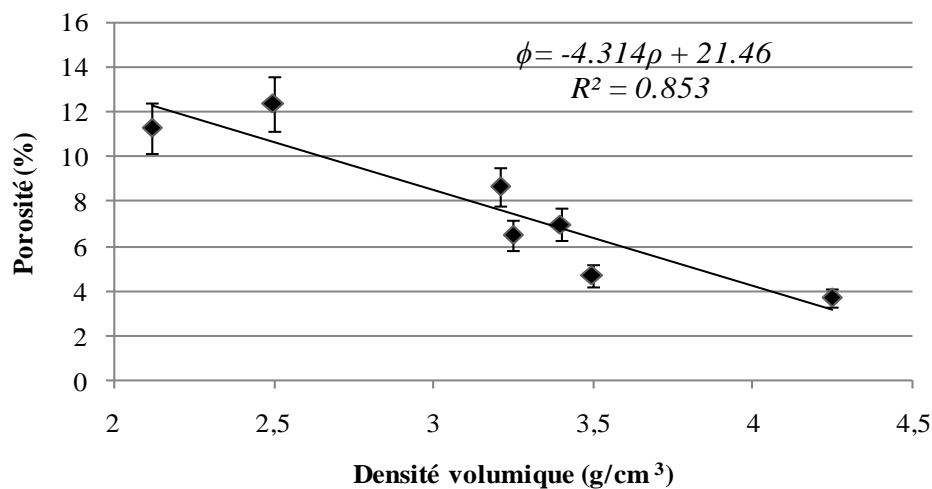


Figure V.17. La porosité (P) en fonction de la densité volumique des météorites.

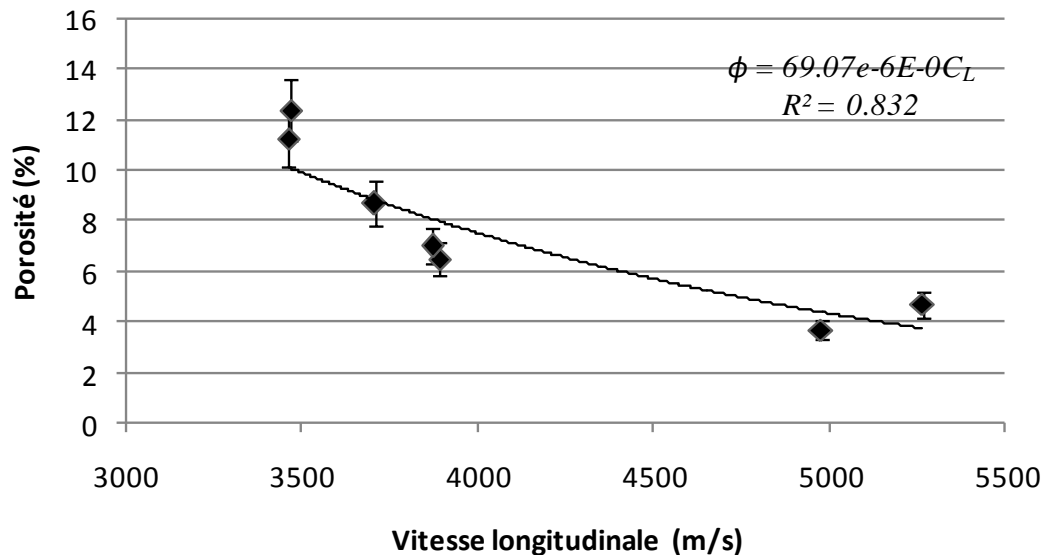


Figure V.18. La porosité en fonction de la vitesse longitudinale des météorites.

Afin de vérifier si la porosité de l'échantillon de la météorite étudiée dépend exponentiellement de la vitesse longitudinale des ondes ultrasonores, nous avons pris le logarithme népérien de la porosité et nous l'avons retracé en fonction de la vitesse longitudinale comme le montre la figure V.19. En effet, la relation montrée dans la figure V.19 semble être linéaire. C'est pourquoi, nous pouvons assumer que, pour les valeurs petites de la porosité des météorites est approximativement reliée exponentiellement à la vitesse longitudinale des ondes ultrasonores à l'intérieur des météorites.

Enfin, la figure V.20 représente la relation entre la vitesse longitudinale et la tortuosité. Elle montre une significative corrélation polynômiale en reliant ces deux paramètres.

A la lumière de cette étude, il suffit uniquement de mesurer la vitesse ultrasonore pour estimer, ultérieurement, la porosité et la tortuosité des météorites.

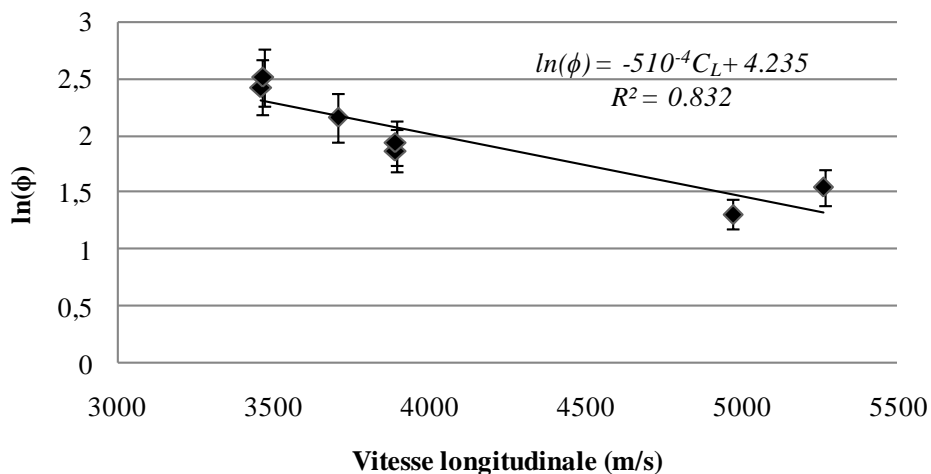


Figure V.19. Logarithme népérien de la porosité en fonction de la vitesse longitudinale des météorites.

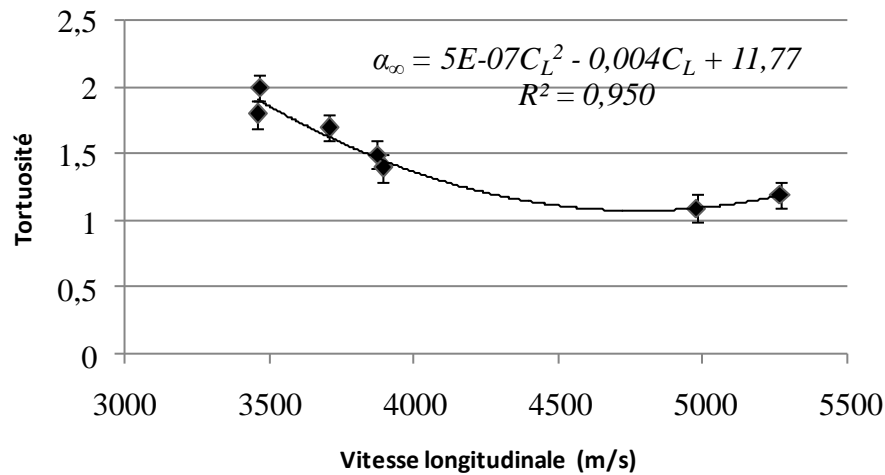


Figure V.20. La tortuosité en fonction de la vitesse longitudinale des météorites.

V.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons appliqué la technique ultrasonore par réflexion afin de mesurer la porosité, la tortuosité et la vitesse ultrasonore longitudinale des météorites à l'aide des signaux réfléchis à la première interface de ces météorites, en incidence normale et en incidence oblique. La méthode est simple à mettre en œuvre, non destructive et rapide, puisqu'en théorie, deux mesures à deux angles d'incidence différents suffisent à déterminer la porosité et la tortuosité. Pour la mesure de la porosité, c'est une bonne alternative aux autres méthodes classiques couramment utilisées par d'autres études. Ces dernières nécessitent des appareillages spéciaux et demandent un certain temps pour préparer les échantillons. Les résultats trouvés, au cours de cette étude, montrent que la porosité des chondrites est inférieure à 10 % et peut dépasser cette valeur pour les achondrites. Ces résultats sont compatibles avec celles trouvés dans la littérature. Nous concluons, aussi, que ces résultats peuvent fournir une méthode fiable afin d'obtenir une classification rapide des météorites. Nous avons trouvé une bonne corrélation linéaire entre la porosité et la densité volumique et entre le logarithme de la porosité et la vitesse longitudinale des ondes ultrasonores dans les échantillons des météorites étudiés. Ce qui indique la possibilité d'estimer la porosité des météorites à partir de la vitesse longitudinale des ondes ultrasonores à l'aide d'une simple relation mathématique linéaire.

V.7. Bibliographique

- Bourbie B Coussy and Zinszner B 1986 *Acoustique des milieux poreux* (Editions Technip, Masson, Paris) p339
- Biot M A 1956 Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid *J. Acoust. Soc. Am* **28** 168–91
- Brekhovskikh L M 1980 *Waves in Layered Media* (2nd edn New York: Academic Press) p 503
- Coulson I M, Beech M and Wenshuang N 2007 Physical properties of Martian meteorites: porosity and density measurements *Meteorit. Planet. Sci.* **42** 2043-2054
- Wasson J 1974 *Meteorites: Classification and Properties* (The University of California,

- Wilkison S L, McCoy T J, McCamant J E, Robinson M S and Britt D T 2003 Porosity and density of ordinary chondrites: Clues to the formation of friable and porous ordinary chondrites *Meteorit. Planet. Sci.* **38** 533–1546
- Consolmagno G J and Britt D T 1998 The density and porosity of meteorites from the Vatican collection *Meteorit. Planet. Sci.* **33** 1231-1241.
- Johnson D L, Koplik J, and Dashen R 1987 Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid-saturated porous media *J. Fluid. Mech.* **176** p379.
- Zwikker C, Kosten C W 1949 *Sound Absorbing materials* (Elsevier, New York)
- Champoux Y, Allard J F 1991 Dynamic tortuosity and bulk modulus in air-saturated porous media *J. Appl. Phys.*, **70** p1975.
- Samko S G, Kilbas A A and Marichev O I 1993 *Fractional Integrals and Derivatives Theory and Applications* (Gordon and Breach Publishers, Amsterdam)
- Abramowitz M et Stegun T A 1968 Handbook of mathematical functions , National bureau of standards, U.S. Government Printing Office, *Washington, DC. Chap 6*, p. 358.
- Fellah Z E A, Berger S, Lauriks W., Depollier C, Aristegui C and Chapelon J Y 2003 Measuring the porosity and the tortuosity of porous materials via reflected waves at oblique incidence *J. Acoust. Soc. Am.* **113** 2424–33
- Mavko, Mukerji and Dvorkin 2009 *The Rock Physics Handbook* 2nd edn (Cambridge: Cambridge University Press)

Conclusion générale et perspectives

L'objectif de cette thèse est de contribuer à la caractérisation et à la classification des roches terrestres et extraterrestres en utilisant des méthodes non destructives, basées sur la propagation des ondes ultrasonores. Ces méthodes reposent essentiellement sur l'analyse des signaux temporels réfléchis et transmis par les roches.

La première partie de ce travail, a été consacrée à la caractérisation et la à classification des roches terrestres. Elle a été, à la fois, théorique et expérimentale:

Dans l'étude théorique, nous avons défini, en premier temps, les types d'ondes que nous avons étudié durant ce travail, et nous avons développé le modèle théorique de la diffusion acoustique qui permet de modéliser la propagation des ondes ultrasonores dans un milieu isotrope et homogène. En deuxième temps, nous avons présenté les équations de la dispersion des ondes de Lamb, dans le cas d'une plaque libre ou immergée. Enfin, nous avons réalisé un programme de calcul sous Matlab dans le but de mettre en évidence les courbes de dispersion des ondes de Lamb susceptibles de se propager théoriquement dans les échantillons des roches.

L'étude expérimentale réalisée, sur les différents échantillons de roches terrestres, a montré qu'on peut déterminer, avec précision, les propriétés physiques des roches étudiées. Nous avons trouvé des résultats en parfaite concordance avec ceux mentionnés dans la littérature. Nous avons, également, montré que la vitesse longitudinale était en bonne corrélation avec les autres propriétés physiques, à savoir: la vitesse transversale, la densité volumique, le coefficient de poisson et le module de Young. Ces corrélations nous ont permis, ultérieurement, d'estimer les propriétés physiques des roches à partir d'une simple mesure de la vitesse longitudinale. De plus, nous avons développé une nouvelle technique basée sur la propagation des ondes de Lamb. Cette technique consiste en l'utilisation des courbes de dispersion des modes de Lamb, comme une alternative tout à fait originale, pour faciliter la classification des roches terrestres. Elle nous a permis de distinguer chaque roche par une signature acoustique propre à elle. Nous avons montré que la pente de descente des modes de Lamb est un critère significatif et décisif pour classer les roches terrestres du point de vue ultrasonore: la pente est négative pour les roches magmatiques, positive pour les roches sédimentaires et elle tend vers l'infinie pour les roches métamorphiques.

La deuxième partie de ce travail est consacrée à la caractérisation des propriétés physiques des météorites. Dans un premier temps, nous avons montré, théoriquement, que le coefficient de réflexion d'une onde ultrasonore à la première interface d'un corps poreux apporte des informations sur la porosité et sur la tortuosité du milieu. Dans un deuxième temps, nous avons exploité, expérimentalement, les mesures des ondes réfléchies à la première interface des météorites à plusieurs angles d'incidence, afin de déterminer la porosité, la tortuosité et la vitesse des ondes longitudinales de ces météorites. Ce procédé ultrasonore est à mettre en regard avec d'autres méthodes, couramment utilisées, beaucoup plus contraignant. On a, donc, une méthode

ultrasonore qui permet une mesure aisée, rapide, non coûteuse et non destructive de la porosité et de la tortuosité. Les échantillons de météorites étudiés sont de plusieurs types : différenciées et non différenciées notamment les chondrites ordinaires (chutes observées et trouvailles) et les achondrites (aérolithes et sidérolithes). En plus de la quantification du taux de la porosité des météorites étudiées, nous avons remarqué que la dite porosité est en corrélation avec la densité volumique, d'une part, et la vitesse longitudinale des ondes ultrasonores d'autre part. Ce qui indique la possibilité d'estimer la porosité des météorites à partir de la vitesse longitudinale des ondes ultrasonores à l'aide d'une simple relation mathématique. Cette méthode restera parmi les techniques fiables pour obtenir un paramètre très intéressant dans les études des astéroïdes notamment le taux de porosité.

Pour résumer, les techniques ultrasonores proposées et mises en œuvre dans cette étude sont simples, rapides et de grande précision dans les diverses applications effectuées. En plus, les échantillons ont été facilement préparés pour les mesures expérimentales.

Les résultats préliminaires obtenus dans le cadre de ce travail de recherche semblent concluants et présentent un intérêt scientifique certain pour l'étude et la valorisation des roches terrestres et des météorites collectées au Maroc. Naturellement, il reste de nombreux points à améliorer. Pour cela, deux perspectives ont été mises en évidence:

Il serait très intéressant de déterminer les causes principales qui empêchent, expérimentalement, l'apparition des modes symétriques. C'est pour cela, une recherche plus approfondie pour d'autres types de roches terrestres est envisageable en se basant toujours sur notre méthode fondée sur l'exploitation des courbes de dispersion des modes de Lamb. Cela constitue la perspective la plus importante après ce travail.

Une autre recommandation serait de faire des mesures en utilisant des transducteurs couplés à l'air afin d'éviter d'immerger les échantillons des météorites dans l'eau. Cela nous permettra d'empêcher toute altération hydrique. Ainsi, il serait possible d'étudier d'autres types de météorites, notamment, les météorites martiennes, lunaires et carbonées qui sont précieux comme matériaux.