وزارة التعليم العالي و البحث العلمي

UNIVERSITE BADJI MOKHTAR

BADJI MOKHTAR UNIVERSITY

جامعة باجي مختار – عنابة -

Faculté des Sciences

Département de Physique

Année 2010

MEMOIRE

Présenté en vue de l'obtention du diplôme de

L'optimisation des paramètres élastiques d'un matériau multicouche poreux par la technique acoustique

Option: Matériaux et applications

Présenté par :

CHAFIA ATAILIA

Directeur du mémoire : YOUCEF. BOUMAIZA M. C. U. Annaba

Devant le jury :

President:	MOSTEFA. BENCHIHEUB	M. C	U. Annaba
Examinateurs:	ALI. GASMI	Prof	U. Annaba
	AMAR. BOUDOUR	M. C	U. Annaba

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Etude et d'Analyse des Matériaux (LEAM) du Département de Physique, Université Badji Mokhtar, Annaba.

Mes sincères remerciements vont à mon encadreur, Monsieur ***Y. BOUMAÏZA*** *maître de conférences à l'Université de Annaba, pour les conseils Judicieux et constants qu'il m'a prodigués tout au long de ce travail, pour sa grande disponibilité et son indulgence qui m'ont permis de mener à bien cette étude, qu'il trouve ici l'expression de mon plus profond respect et toute ma gratitude.*

Tous mes remerciements sont à Monsieur ***M. BENCHIHEUB*** *maitre de conférence à l'Université de Annaba d'avoir accepté de présider le jury ainsi pour les précieux conseils et à tout l'intérêt qu'il a porté à ce mémoire*

Tous mes remerciements sont à Monsieur ***A. BOUDOUR*** *maître de conférences à l'Université de Annaba, pour l'aide précieuse qu'il m'a apportée pour la réalisation de ce travail. Qu'il veuille bien accepter l'expression de mon hommage respectueux pour l'intérêt qu'il ma témoigné.*

Mes grandes remerciements à Messieurs ***A. GASMI*** *professeur à l'Université de Annaba ; d'avoir accepté examiner mon travail.*

Résumé :

Le présent travail traite de l'étude par simulation de l'effet de la porosité sur les paramètres élastiques (le module de Young, le module de cisaillement et le coefficient de Poisson) des certains matériaux multicouches poreux (eau/Al poreux/Si, eau/ZnO poreux/Si et eau/Si poreux/Si).

L'étude se base sur la simulation du signal acoustique reçu par le microscope acoustique à réflexion lors de l'exploration d'un matériau poreux nu ou revêtu. En se basant sur le modèle de Biot, l'exploitation du signal simulé nous permis de connaitre la variation du coefficient de réflexion en fonction de la porosité. De plus, et pour les matériaux multicouches, nous avons déterminé aussi les variations de ce coefficient en fonction de l'épaisseur et la porosité de la couche de revêtement, les calculs ont été faits à une fréquence de 600 MHz et pour des différentes épaisseurs et taux de porosité de la couche. Ensuite, nous avons déterminé les variations des vitesses des ondes longitudinale et transversale pour arriver à calculer les paramètres élastiques des matériaux multicouches poreux.

Mots clés:

Microscopie acoustique, ondes acoustiques, signature acoustique, coefficient de réflexion, matériaux poreux, modèle de Biot, modèle de Allard, structures multicouches poreuses.

Abstract:

The present work calls the survey by simulation the effect of the porosity on the elastic parameters (Young modulus, bulk modulus and Poisson ratio) of the some multilayered materials (water/porous Al/Si, water/porous ZnO/Si and water/porous Si/Si).

The survey is based on the simulation of the acoustic signal received by the acoustic microscope to reflection at the time of the exploration of a naked porous material or donned. While being based on the model of Biot, the exploitation of signal simulated us permit to know the variation of the reflection coefficient according to the porosity. Besides, and for the multilayered materials, we also determined the variations of this coefficient according to the thickness and the porosity of the coating layer, the calculus have been made to a frequency of 600 MHz and for different thickness and rates of porosity of the layer. Then, we determined the variations of the speeds of the waves longitudinal and transverse for arrived to calculate the elastic parameters of the porous multilayered materials.

Key Words:

Acoustic microscopy, acoustic waves, acoustic signature, coefficient of reflection, porous materials, model of Biot, model of Allard, porous multilayered structures.

ملخص :

يتطرق هذا العمل إلى الدراسة بالمحاكاة لتأثير المسامية على معاملات المرونة (معامل يونغ، معامل القص، معامل بواسون) لبعض المواد متعددة الطبقات (ماء/ألمنيوم مسامي/ السيليسيوم، ماء/أكسيد الزنك المسامي/ السيليسيوم، ماء/سيليسيوم مسامي/ السيليسيوم).

ترتكز الدراسة على محاكاة الإشارة الصوتية الملتقطة بواسطة المجهر الصوتي الذي يعمل على مبدأ انعكاس الأمواج الصوتية خلال عملية استكشاف المادة سواء كانت متعددة الطبقات أم لا. بالإرتكاز على نموذج بيو (Biot) ، مكننا الإستغلال الجيد لهذه الإشارة من تحديد تغيرات معامل إنعكاس الأمواج الصوتية بدلالة المسامية بالإضافة إلى ذلك و بالنسبة للمواد متعددة الطبقات فقد حددنا تغيرات هذا المعامل بدلالة سمك و مسامية طبقة الغطاء، أما الحسابات فقد أجريت على تردد موجي يقدر ب: 600 ميغاهرتز و سمك ودرجة مسامية متعددة لطبقة الغطاء. بعدها فقد قمنا بتحديد سرعات الأمواج الطويلة و العريضة للوصول إلى حساب معامل المرونة للمواد المسامية متعددة الطبقات.

المفاتيح :

المجهر الصوتي، الأمواج الصوتية، الإشارة الصوتية، معامل الإنعكاس، المواد المسامية، نموذج بيو، نمودج ألار، البنى المسامية متعددة الطبقات.

Table des matières

Résumé : 2
Mots clés: 2
Abstract: 3
Key Words: 3
Liste des figures: 8
Liste des tableaux : 12
Introduction générale : 13
Structure de document : 14
Chapitre I : 15
Généralités sur les paramètres élastiques et les matériaux poreux 15
I.1- Introduction : 15
I.2- Notions générales sur les paramètres élastiques : 15
1- Le module d'Young et le coefficient de Poisson : 15
2- Le module de cisaillement : 17
3- Le module de compressibilité : 18
I.3- Généralité sur les matériaux poreux : 18
1-Définition des milieux poreux : 18
2-Caractérisation des milieux poreux : 19
2.1-Caractérisation Morphologique : 19
2.1.1-La porosité : 19
2.1.2-La résistivité au passage d'un fluide : 20
2.1.3-La tortuosité α_∞: 20
2.1.4-La longueur caractéristique de viscosité Λ : 21
2.1.5-La longueur caractéristique thermique Λ' : 22
2.2-Caractérisation Hydraulique : 23
2.2.1-La perméabilité visqueuse dynamique : 23
2.2.2-Cas d'un seul fluide saturant totalement un espace poreux : 23
a) Perméabilité absolu ou monophasique : 23
b) Caractéristique de l'espace poreux affectant la perméabilité : 23
2.3-Volume minimum d'homogénéisation et comportement physique : 24
2.4-La méthode de recherche du volume minimum d'homogénéisation : 24
I.4- Conclusion : 25

Chapitre II : 26
La microscopie acoustique 26
II.1- Introduction : 26
II.2- Le comportement des ondes ultrasonores aux interfaces des matériaux : 26
1- Les ondes longitudinales et transversales : 26
2- Les ondes de Rayleigh : 27
3-Les ondes de Lamb : 28
II.3- Le principe du microscope acoustique : 28
1- La partie acoustique : 28
2-La partie mécanique : 29
3-La partie électronique : 29
II.4-Les différents types du microscope acoustique : 29
1- Le microscope acoustique en réflexion : 29
2- Le microscope acoustique en transmission : 29
II.5-La mesure des vitesses des ondes ultrasonores : 30
1-La mesure des vitesses des ondes ultrasonores par la mesure des angles de réflexion totale : 30
2- La mesure des vitesses des ondes ultrasonores par la méthode de la signature acoustique V (z): 32
3-La mesure des vitesses des ondes acoustiques à partir du pouvoir réflecteur R(θ): 36
4-L'atténuation des ondes acoustiques : 37
5-La relation entre l'atténuation et la porosité : 38
II.6-Caractérisation de surface de couche et des matériaux multicouches : 38
II.7- Détermination des constantes élastiques : 39
1-L'effet de la porosité sur les vitesses de propagation des ondes ultrasonores et les propriétés élastiques du matériau : 39
2-Discussion concernant les valeurs des paramètres géométriques : 41
II.8-Les applications de la microscopie acoustique dans le domaine des matériaux poreux : 41
II.9-Conclusion : 42
Chapitre III : 43
Théorie de propagation des ondes acoustiques dans les milieux poreux : 43
III.1-Introduction : 43
III.2-Propagation des ondes dans les milieux poreux saturés : 43

1 -Théorie de Biot : 43
2- Détermination des coefficients élastiques «The gedanken experiments» : 49
3-Le modèle de Johnson -Champoux -Allard : 50
III.3-Propagation des ondes planes dans les milieux poreux : 52
1-Propagation des ondes à l'interface fluide/milieu poreux : 52
2-le coefficient de réflexion de l'onde acoustique à l'interface liquide/solide poreux: 53
3-La propagation du son dans une couche poreuse à l'incidence oblique : 55
4-La transmission des ondes planes à travers des couches des matériaux : 59
III.4-Conclusion : 61
Chapitre IV : 62
Résultats théoriques et discussion 62
IV.1-Introduction : 62
IV.2-Choix des systèmes : 62
1-Etude des matériaux massifs : 62
1.1- Les paramètres acoustiques des matériaux massifs étudiés……...62
1.2- Etude du pouvoir réflecteur R(θ)……...62
1.3-Etude de la signature acoustique V(z) : 66
1.4- Etude de la dispersion des vitesses des ondes acoustiques dans les systèmes étudiés……...66
a)La dispersion en fonction du taux de porosité : 67
b) La dispersion en fonction de la fréquence de travail……69
c) la dispersion en fonction du rayon des pores : 71
1.5- La variation des paramètres élastiques des matériaux massifs en fonction du taux de porosité……..72
2-Etude des systèmes eau/couche poreuse/substrat : 75
3-Etude de l'influence de la porosité de la couche : 80
4-La variation des paramètres élastiques des matériaux étudiés en fonction du taux de porosité de la couche: 88
IV.3-Conclusion: 93
Conclusion générale 94
Références 95

Liste des figures:

Figure (1) : *La surface de rupture de SiC, les porosités respectives sont : a) Φ=46.69% b) Φ=29.55%.* 14
Figure (I-1): *Corps soumis à une traction : a) traction simple ; b) forces s'exerçant sur la surface S coupée selon le plan m qui est perpendiculaire à la ligne d'action de la force F.* .. 16
Figure (I-2) : a) *Elément uvw : l'axe oz est parallèle à l'axe de traction ; b) quand le corps est en traction simple, l'élément uvw est soumis à une contrainte σ_z qui s'exerce sur le plan xoy, et il en résulte des changements des longueurs du, dv et dw selon les axes ox, oy et oz.* 17
Figure (I-3): *(a) le corps cylindrique est soumis à un couple C : la génératrice ab se déplace en ab'; (b) l'élément uvw est soumis à un ensemble des forces d*…… 17

Figure (I-4): *photographies au microscope à balayage électronique des structures de deux mousses, sur gauche : une mousse de polyuréthane, à pores ouverts, possédant une masse volumique élevée. Sur droite : une mousse de mélamine à pores ouverts possédant une masse volumique faible [3].* 18
Figure (I-5): *trois types des matériaux cellulaires [4] a) polyéthane avec une porosité ouverte; b) polyéthylène avec une porosité fermée; c) polyéthar avec des cellules ouvertes et fermées.* 19
Figure (I-6): *représentation schématique de deux types des pores [6] : a) pores sphériques ; b) pores cylindriques* 20
Figure (I-7): *coupe schématique d'un matériau poreux (distribution des vitesses macroscopiques) [5].* 21
Figure (I-8): *représentation schématique des longueurs caractéristiques [3].* 23
Figure (I-9): *représentation schématique de la recherche du volume élémentaire représentatif (VER) de la porosité Φ d'un matériau poreux [3].* 25
Figure (II-1): *réflexion et réfraction d'une onde plane sur une interface plane entre deux milieux 1 et 2 à l'incidence oblique [3].* 27
Figure (II-2): *principe du microscope acoustique fonctionnant : (a) en réflexion, (b) en transmission [9].* 30
Figure (II-3): *le montage utilisé pour la mesure des angles de réflexion. S et L indique la direction de propagation des ondes transversale et longitudinale [10].* 31
Figure (II-4): *Interférences entre les ondes acoustiques réfléchies en incidence normale (trajet I) et les ondes de surface couplées aux modes de volume se propageant sous l'incidence critique θ_R (trajet II) [9].* 32
Figure (II-5): *signature acoustique expérimentale de Si pour différents taux de porosité (Φ = 0%, 20%, 50%) à 600 MHz [9].* 33
Figure (II-6): *spectre de la FFT de la signature acoustique du Silicium à 600 MHz en utilisant la fenêtre de Blackman .* 34
Figure (II-7): *propagation des ondes acoustiques dans le système liquide-couche-substrat.* . 35
Figure (II-8): *coefficient de réflexion d'un acier à 600 MHz : (a) l'amplitude ; (b) la phase.* . 37
Figure (II-9): *la variation de l'atténuation en fonction de la fréquence pour une céramique poreuse avec (Φ=0.5) [20].* 38

Figure (II-10) : *les résultats expérimentaux de : (a) vitesse longitudinale (b) vitesse de Rayleigh, en fonction de la porosité dans le système eau/Si [27].* 40
Figure (III-1) : *hypothèse de grande longueur d'onde λ, devant les dimensions représentatives du milieu poreux [3].* 44
Figure (III-2) : *schéma du squelette à pores ouverts auquel on applique une pression hydrostatique P_1 où la pression de l'air est égale à P_0.* 49
Figure (III-3) : *matériau poreux à pores fermés avec la diminution de la pression de l'air.* . 50
Figure (III-4) : *une onde de compression incidente du fluide vers un milieu poreux saturé par ce fluide.* 53
Figure (III-5) : *le champ acoustique dans une couche poreuse déposée sur un substrat imperméable rigide.* 55
Figure (III-6) : *une couche poreuse entre deux couches du matériau non poreux.* 56
Figure (III-7) : *un matériau poreux déposé sur un substrat.* 59
Figure (IV-1) : *la phase et l'amplitude du coefficient de réflexion du système Eau/Si.* 63
Figure (IV-2) : *la phase et l'amplitude du coefficient de réflexion pour des différents taux de porosité selon le modèle de Biot des systèmes :* 65
Figure (IV-3) : *la signature acoustique V(z) pour le système : eau/Si non poreux (f=600 MHz).* 66
Figure (IV-4) : *la signature acoustique des systèmes : (a) éthanol/Al poreux ; (b) éthanol/ZnO poreux ; (c) eau/Si poreux pour différents taux de porosité selon le modèle de Biot (f=600 MHz).* 67
Figure (IV-5) : *la dispersion des vitesses des différentes ondes en fonction de la porosité selon le modèle de Biot (f=600 MHz) du système : eau/Al poreux.* 68
Figure (IV-6) : *la dispersion des vitesses des différentes ondes en fonction de la porosité selon le modèle de Biot (f=600 MHz) du système eau/ZnO poreux.* 68
Figure (IV-7) : *la dispersion des vitesses des différentes ondes en fonction de la porosité selon le modèle de Biot (f=600 MHz) du système : eau/Si poreux.* 69
Figure (IV-8) : *la dispersion de la vitesse de l'onde longitudinale lente de Biot en fonction de la fréquence de travail.* 71
Figure (IV-9) : *la dispersion de la vitesse de l'onde longitudinale lente de Biot en fonction du rayon des pores.* 72
Figure (IV-10) : *la variation du module d'Young en fonction de la porosité dans les matériaux poreux étudiés.* 74
Figure (IV-11) : *la variation du module de cisaillement en fonction de la porosité dans les matériaux poreux étudiés.* 74
Figure (IV-12) : *la variation du coefficient de Poisson en fonction de la porosité dans les matériaux poreux étudiés.* 75
Figure (IV-13) : *la signature acoustique pour des différentes épaisseurs de la couche (f=600 MHz et Φ=0%) (a) eau/Al/Si (b) eau/ZnO/Si.* 76
Figure (IV-14) : *la phase et l'amplitude du coefficient de réflexion pour des différentes épaisseurs de la couche (f=600 MHz et Φ=0%) (a) eau/Al/Si (b) eau/ZnO/Si.* 77

Figure (IV-15) : *les courbes de dispersion des vitesses des modes de Lamb en fonction de l'épaisseur de la couche dans les systèmes (a) eau/Al/Si (b) eau/ZnO/Si (f=600 MHz, Φ=0%).* 78
Figure (IV-16) : *Schéma de dispositif d'homogénéisation proposée.* 79
Figure (IV-17) : *la dispersion des vitesses des différentes ondes en fonction de l'épaisseur de la couche dans les systèmes : (a) eau/Al/Si ; (b) eau/ZnO/Si (f=600 MHz Φ=0%).* 79
Figure (IV-18) : *la phase et l'amplitude du coefficient de réflexion pour des différents taux de porosité dans la couche (f=600 MHz et d=3µm) des systèmes : (a) eau/Al poreux/Si ; (b) eau/ZnO poreux/Si ; (c) eau/Si poreux/Si.* 81
Figure (IV-19) : *la signature acoustique V(z) pour des différents taux de porosité dans la couche (f=600 MHz et d=3µm) des systèmes : (a) eau/Al poreux/Si ; (b) eau/ZnO poreux/Si ; (c) eau/Si poreux/Si.* 82
Figure (IV-20) : *la dispersion des vitesses des modes de surface dans les systèmes : (a) eau/Al poreux/Si ; (b) eau/ZnO poreux/Si en fonction du taux de porosité de la couche (f=600 MHz et d=3µm).* 83
Figure (IV-21) : *la dispersion de la vitesse de l'onde de Rayleigh en fonction de la porosité de la couche dans le système eau/Al poreux/Si pour des différentes épaisseurs de la couche (f=600 MHz).* 83
Figure (IV-22) : *la dispersion de la vitesse de l'onde longitudinale en fonction de la porosité de la couche dans le système eau/Al poreux/Si pour des différentes épaisseurs de la couche (f=600 MHz).* 84
Figure (IV-23) : *la dispersion de la vitesse de l'onde transversale en fonction du taux de porosité et pour des différentes épaisseurs de la couche dans le système eau/Al poreux/Si (f=600 MHz).* 84
Figure (IV-24) : *la dispersion de la vitesse de l'onde de Rayleigh en fonction de la porosité de la couche dans le système eau/ZnO poreux/Si pour des différentes épaisseurs de la couche (f=600 MHz).* 85
Figure (IV-25) : *la dispersion de la vitesse de l'onde longitudinale en fonction de la porosité de la couche dans le système eau/ZnO poreux/Si pour des différentes épaisseurs de la couche (f=600 MHz).* 85
Figure (IV-26) : *la dispersion de la vitesse de l'onde transversale en fonction du taux de porosité et pour des différentes épaisseurs de la couche dans le système eau/ZnO poreux/Si (f=600 MHz).* 86
Figure (IV-27) : *la dispersion de la vitesse de l'onde de Rayleigh en fonction de la porosité de la couche dans le système eau/Si poreux/Si pour des différentes épaisseurs de la couche (f=600 MHz).* 86
Figure (IV-28) : *la dispersion de la vitesse de l'onde longitudinale en fonction de la porosité de la couche dans le système eau/Si poreux/Si pour des différentes épaisseurs de la couche (f=600 MHz).* 87
Figure (IV-29) : *la dispersion de la vitesse de l'onde transversale en fonction du taux de porosité et pour des différentes épaisseurs de la couche dans le système eau/Si poreux/Si (f=600 MHz).* 87

Figure (IV-30) : *la variation du module d'Young dans le système eau/Al poreux/Si en fonction de la porosité de la couche et pour des différentes épaisseurs de celle-ci.*..... 88
Figure (IV-31) : *la variation du module de cisaillement dans le système eau/Al poreux/Si en fonction du taux de porosité et pour des différentes épaisseurs de la couche.* 89
Figure (IV-32) : *la variation du coefficient de Poisson dans le système eau/Al poreux/Si en fonction du taux de porosité pour des différentes épaisseurs de la couche.* 89
Figure (IV-33) : *la variation du module d'Young dans le système eau/ZnO poreux/Si en fonction du taux de porosité et pour des différentes épaisseurs de la couche.* 90
Figure (IV-34) : *la variation du module de cisaillement dans le système eau/ZnO poreux/Si en fonction de la porosité et pour des différentes épaisseurs de la couche.* 90
Figure (IV-35) : *la variation du coefficient de Poisson dans le système eau/ZnO poreux/Si en fonction de la porosité et pour des différentes épaisseurs de la couche.* 91
Figure (IV-36) : *la variation du module d'Young dans le système eau/Si poreux/Si en fonction de la porosité et pour des différentes épaisseurs de la couche.* 91
Figure (IV-37) : *la variation du module de cisaillement dans le système eau/Si poreux/Si en fonction de la porosité et pour des différentes épaisseurs de la couche.* 92
Figure (IV-38) : *la variation du coefficient de Poisson dans le système eau/Si poreux/Si en fonction du taux de porosité et pour des différentes épaisseurs de la couche.* 92

Liste des tableaux :

Tableau (IV-1) : les paramètres acoustiques de l'eau, l'Aluminium, le Silicium et l'Oxyde de Zinc..... 63
Tableau (IV-2) : la variation des vitesses des différentes ondes dans l'Aluminium poreux (Φ=20%) en fonction de la fréquence de travail (liquide de couplage l'eau). 69
Tableau (IV-3) : la variation des vitesses des différentes ondes dans l'Oxyde de Zinc poreux (Φ=20%) en fonction de la fréquence de travail (liquide de couplage l'eau). 70
Tableau (IV-4) : la variation des vitesses des différentes ondes dans le Silicium poreux (Φ=20%) en fonction de la fréquence de travail (liquide de couplage l'eau). 70
Tableau (IV-5) : les vitesses des différentes ondes dans l'Aluminium de porosité 20% en fonction du rayon des pores à la fréquence de 600 MHz (liquide de couplage l'eau). 71
Tableau (IV-6) : les vitesses des différentes ondes dans l'Oxyde de Zinc de porosité 20% en fonction du rayon des pores à la fréquence de 600 MHz (liquide de couplage l'eau). 71
Tableau (IV-7) : les vitesses des différentes ondes dans le Silicium de porosité 20% en fonction du rayon des pores à la fréquence de 600 MHz (liquide de couplage l'eau). 72
Tableau (IV-8) : la variation de la densité des matériaux étudiés en fonction du taux de porosité. 73

Introduction générale :

La microscopie acoustique est une nouvelle technique de contrôle non destructive CND, elle est mise en œuvre après la moitié du $20^{ème}$ siècle, cette technique utilise seulement la propagation des ondes ultrasonores. Les principales applications de cette technique sont les applications quantitatives (signature acoustique V(z)) pour la détermination des propriétés élastiques des matériaux et les applications qualitatives (imagerie), on distingue deux types d'imagerie qui sont l'imagerie en surface qui permet de déterminer les propriétés élastiques des microstructures situées à une distance inférieure à la longueur d'onde, et l'imagerie en profondeur que l'on retrouve en optique dans le cas des milieux transparents.

Au delà du problème de santé publique, l'attitude des consommateurs oblige les industriels à tenir compte de la qualité acoustique de leurs produit, c'est d'ailleurs le bon fonctionnement voire la durée de vie du produit qui est en jeu (coiffe de lanceur spatiale, discrétion des sous-marins). Les absorbants acoustiques ont la caractéristique d'être poreux, ces matériaux sont très diversifiés : matériaux fibreux (tissus, laines de roche, ovine ou métallique), mousses synthétiques réticulées (c'est-à-dire dont les bulles sont éclatées), agglomérats granulaires (sable, revêtement, routier poreux), végétaux (arbustes, gazon, paille).

L'absorption acoustique provient des pertes par effets visqueux (frottements de l'air contre le squelette), créant un ralentissement et une atténuation de l'onde et thermique (absorption de la chaleur excédentaire du fluide par squelette). Ces effets peuvent être pris en compte en considérant que la présence du squelette vient modifier les caractéristiques du fluide saturant à une échelle macroscopique.

Malgré des progrès intéressants depuis une vingtaine d'années sur la modélisation des comportements des matériaux absorbants et la réduction du bruit, deux obstacles majeurs demeurent :

- L'inefficacité en basses fréquences des matériaux absorbants en termes d'absorption ou l'isolation acoustique et l'amortissement vibratoire.
- La difficulté d'optimiser la réponse vibroacoustique des structures multicouches absorbantes.

L'utilisation des matériaux poreux stratifiés et hétérogènes couplés à des milieux acoustiques est de plus fréquente. On le retrouve dans quasiment tous les revêtements présents dans un habitacle de voiture, de train, d'avion.

Dans ce travail nous avons intéressé à l'optimisation des paramètres élastiques des matériaux multicouches poreux tels que: le module d'Young, le module de cisaillement et le coefficient de Poisson par le contrôle non destructive CND (la microscopie acoustique). Il en résulte de cette caractérisation la détermination à de très hautes fréquences des vitesses de propagation des ondes longitudinale, transversale et de surface, les propriétés élastiques en fonction du taux de porosité à partir d'une étude quantitative (signature acoustique V(z) et pouvoir réflecteur R(θ)) de ce matériau (matériau multicouche poreux).

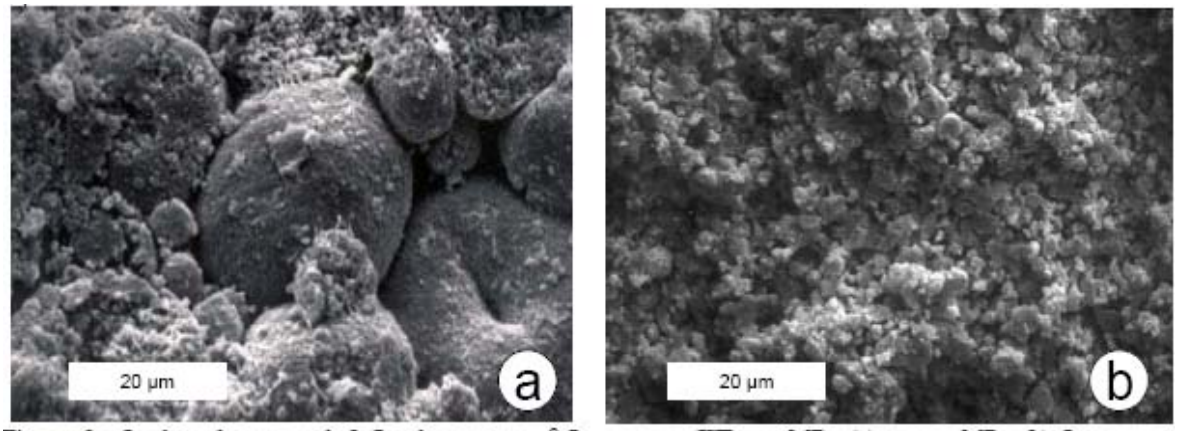


Figure (1) : *La surface de rupture de SiC, les porosités respectives sont : a) Φ=46.69% b) Φ=29.55%.*

Structure de document :

Notre travail englobera plusieurs parties essentielles pour permettre d'une part la compréhension de ce type du matériau et d'autre part l'explication des résultats obtenus.

Le chapitre un sera consacré aux généralités pour la détermination des paramètres élastiques et la description des milieux poreux, en donnant les différents paramètres physiques qui les caractérisent : porosité, tortuosité, la résistivité au passage de l'aire, les deux longueurs caractéristiques (visqueuse et thermique) et aussi les propriétés hydrauliques (perméabilité). Ces paramètres sont reliés à des paramètres acoustiques pour décrire la propagation des ondes ultrasonores dans ce type du matériau.

Dans le chapitre deux nous présentons la méthode de caractérisation quantitative des matériaux (signature acoustique V(z) et pouvoir réflecteur R(θ)), en calculant les paramètres élastiques à partir des différentes vitesses des ondes (longitudinale, transversale et Rayleigh) ainsi que l'influence de la porosité sur ces paramètres et vitesses.

Le troisième chapitre sera consacré à la théorie de propagation des ondes élastiques dans les milieux poreux saturés, en se basant sur le modèle de Biot qui a montré l'existence d'une deuxième onde longitudinale (longitudinale lente) qui se propage dans un matériau poreux. Le modèle de Biot a été développé par Johnson-Champaux-Allard, ils ont calculé le nombre d'onde des différentes ondes qui se propagent dans un matériau poreux.

Le quatrième chapitre présente des résultats de modélisation obtenus par simulation avec le logiciel ″Matlab″ des structures multicouches poreuses, pour cela nous avons choisi des structures composées de : l'oxyde de Zinc, l'Aluminium et le Silicium. Puis nous avons montré l'influence de la porosité sur les vitesses des différentes ondes (longitudinale et transversale) qui se propagent dans les structures multicouches étudiées. Pour montrer l'influence du substrat sur les résultats obtenus nous avons varié l'épaisseur des couches. A la fin nous avons calculé les paramètres élastiques des différents matériaux multicouches poreux utilisés.

Chapitre I :

Généralités sur les paramètres élastiques et les matériaux poreux

I.1- Introduction :

Pour être en mesure d'utiliser un matériau de façon rationnelle, Il faut connaitre ses caractéristiques fonctionnelles et sa structure, ce qui permettra de comprendre, voire de prédire, son comportement en service. Afin de caractériser le comportement mécanique d'un matériau soumis à des forces extérieures qui engendrent des contraintes et des déformations, on recourt à un certain nombre d'essais normalisés, ces essais permettent de déterminer les propriétés élastiques des matériaux (le module d'Young, le module de cisaillement, le module de compressibilité et le coefficient de Poisson), tous les essais qui sont utilisés ont plusieurs inconvénients, le principal inconvénient c'est que pour la détermination de certain paramètre élastique d'une pièce de matériau, cela cause la destruction de la pièce, donc la pièce devient non utilisable sur le marché. Mais il existe une autre méthode non destructive qui permet de déterminer les paramètres élastiques des matériaux à partir des vitesses des ondes ultrasonores dans ces matériaux. Les matériaux qui nous intéressent sont les matériaux poreux (matériaux biphasiques) et le comportement de ces matériaux diffère par rapport à celui des autres matériaux.

Dans ce chapitre, nous avons donné quelques définitions sur les paramètres élastiques et les matériaux poreux, ensuite nous avons présenté les paramètres qui caractérisent un matériau poreux et qui devront se retrouver dans tout modèle physique destiné à prédire le comportement acoustique de ce matériau.

I.2- Notions générales sur les paramètres élastiques :

Quand un corps est soumis à l'action des forces extérieures, des contraintes s'établissent, par réaction à l'intérieur de ce corps, Aux contraintes sont associées des déformations. Dans le domaine élastique, les déformations sont entièrement réversibles : quand les forces sont appliquées sur le corps, celui-ci change de forme, mais retrouve sa forme initiale quand les forces extérieures sont retirées, par contre dans le domaine plastique les déformations sont irréversibles. Les propriétés élastiques des matériaux sont caractérisées par les modules d'élasticité qui suivent [1] :

1- Le module d'Young et le coefficient de Poisson :

Un corps cylindrique soumis à deux forces F_1 et F_2 colinéaires, de valeur égale mais de signe contraire ($F = |F_1| = |F_2|$) et dont la ligne d'action passe par l'axe du cylindre. Si ce corps est coupé par un plan m perpendiculaire à la ligne d'action des forces, il faut pour le maintenir en équilibre, exercer sur la surface de coupe S une série des forces dFdont la somme est égale à F [figure (I-1)]. Dans ces conditions, la section S est délimitée par le plan m est soumise à une contrainte de tension σ définie par la relation suivante:

$$\sigma = \frac{dF}{dS} \qquad \text{d'où} \qquad F = \int \sigma dF \tag{I-1}$$

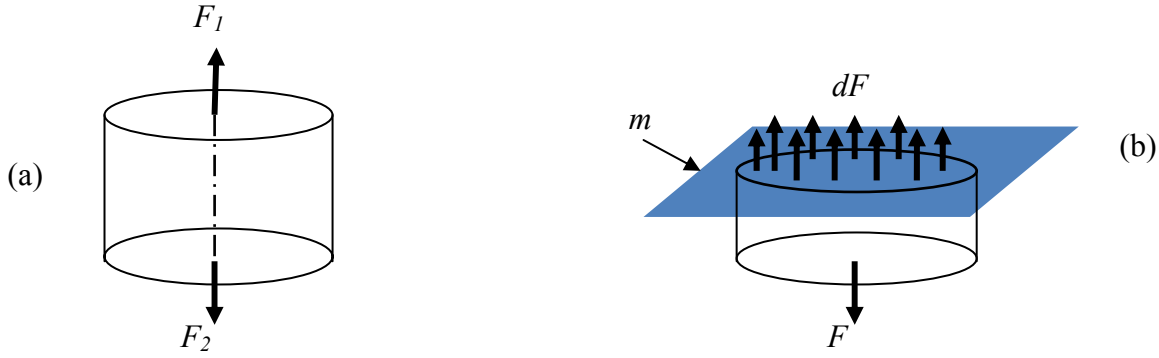


Figure (I-1): *Corps soumis à une traction : a) traction simple ; b) forces s'exerçant sur la surface S coupée selon le plan m qui est perpendiculaire à la ligne d'action de la force F.*

Les corps s'allongent dans le sens de la traction, considérons un élément de matière, soit un parallélépipède des cotés u, v et w, découpé dans le plan S avec l'axe oz parallèle à l'axe de la traction. Après la mise en traction du corps, cet élément est déformé dans les trois directions : dans le sens de l'axe oz, il y'a un allongement dw et dans les directions ox et oy des accourcissements égaux du et dv (contractions latérales). On considère les accourcissements comme des allongements négatifs.

On appelle déformation ε le rapport des allongements à la longueur initiale. Ainsi :

$$\varepsilon_x = \frac{du}{u} \qquad \varepsilon_y = \frac{dv}{v} \qquad \varepsilon_z = \frac{dw}{w} \tag{I-2}$$

Les trois déformations sont liées entre elles par le coefficient de Poisson, ν :

$$\varepsilon_z = -\frac{\varepsilon_x}{\nu} = -\frac{\varepsilon_y}{\nu} \tag{I-3}$$

Si, sous l'effet de la contrainte σ_z, les déformations de l'élément uvw n'entrainent pas de changement du volume, le coefficient de Poisson ν est égale à 0.5 : c'est le cas de certains polymères (élastomères). Par contre, pour les métaux, le coefficient ν est inférieur à cette valeur : il est voisin de 0.3, ce qui signifie qu'en traction, ces matériaux augmentent légèrement du volume.

La contrainte σ_z est proportionnelle à la déformation ε_z (loi de Hooke), et la constante de proportionnalité E est le module d'Young (appelé aussi le module d'élasticité en traction) :

$$E = \frac{\sigma_z}{\varepsilon_z} \tag{I-4}$$

Le module d'Young est une propriété fondamentale des matériaux, sa grandeur dépond de l'intensité des liaisons atomiques.

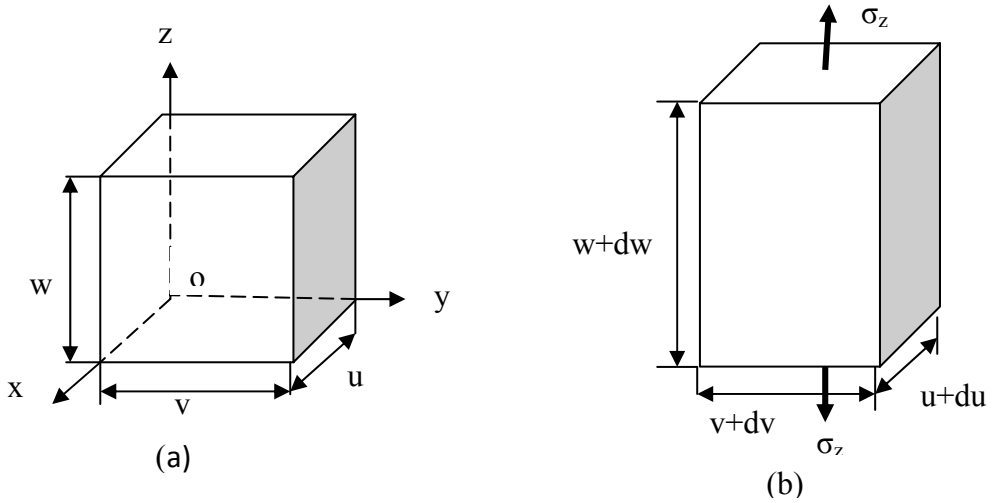


Figure (I-2) : a) *Elément uvw : l'axe oz est parallèle à l'axe de traction ; b) quand le corps est en traction simple, l'élément uvw est soumis à une contrainte σ_z qui s'exerce sur le plan xoy, et il en résulte des changements des longueurs du, dv et dw selon les axes ox, oy et oz.*

2- Le module de cisaillement :

Considérant un corps cylindrique et prenant un élément uvw à sa surface. L'axe oz est parallèle à l'axe du cylindre. Si nous appliquons un couple C aux extrémités du cylindre figure (I-3a), celui-ci en torsion: une génératrice ab se déplace en ab', et l'angle bab' est noté par γ.

Considérons maintenant l'élément uvw, les forces qui agissent au dessus ainsi que les déformations qui en résultent. Sur chacune des faces parallèles à l'axe ox s'exercent des forces dT_{zy} et dT_{yz} figure (I-3b). Comme l'élément doit être en équilibre, $dT_{zy} = dT_{yz}$. La force dT_{zy} agit parallèlement au plan xy, et la contrainte qui en résulte est une scission, τ_{zy} :

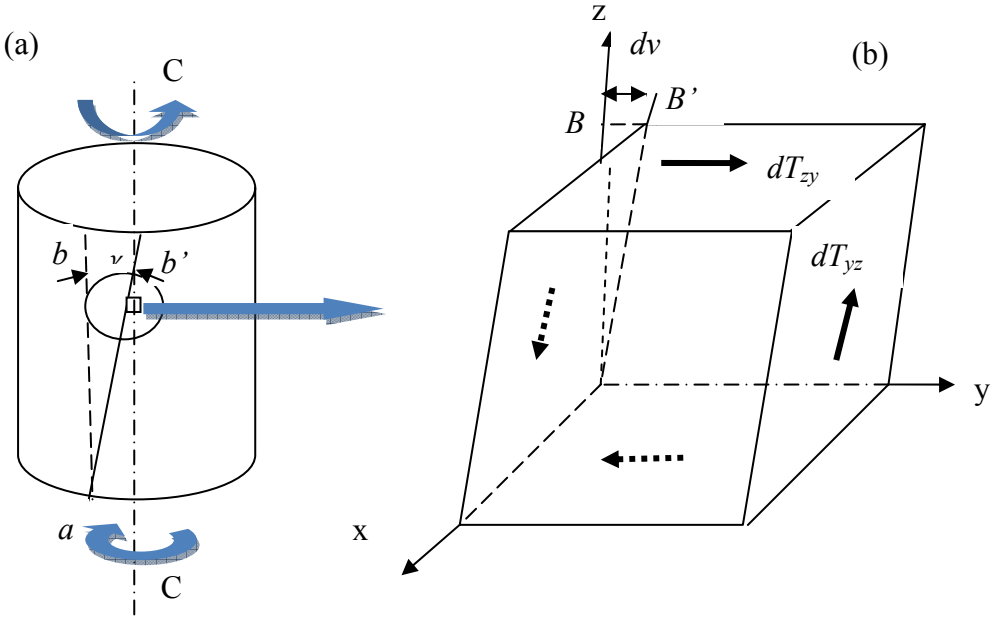


Figure (I-3): *(a) le corps cylindrique est soumis à un couple C : la génératrice ab se déplace en ab'; (b) l'élément uvw est soumis à un ensemble des forces dT.*

$$\tau_{zy} = \frac{dT_{zy}}{wv} \quad \text{(I-5)}$$

$$\gamma_{zy} = \frac{dv}{w} \quad \text{(I-6)}$$

Les contraintes de tension σ agissent perpendiculairement à une surface, alors que les contraintes de scission τ agissent parallèlement à une surface.

Sous l'effet des forces appliquées, l'élément se déforme : le point B se déplace en B' d'une valeur dv. Cette déformation est un cisaillement γ ; dans le cas présent :

A une contrainte de tension σ correspond donc un allongement ε et à une contrainte de scission τ correspond un cisaillement γ. Le cisaillement γ_{zy} est relié à la scission τ_{zy} qui le produit par la relation :

$$\tau_{zy} = G\gamma_{zy} \quad \text{(I-7)}$$

Où G est une constante d'élasticité appelée module de cisaillement ou module de Coulomb.

3- Le module de compressibilité :

Le module de compressibilité K est la constante de proportionnalité entre le changement relatif de volume ΔV d'un matériau soumis à une pression hydrostatique P et la valeur de cette pression (positive ou négative).

I.3- Généralité sur les matériaux poreux :

1-Définition des milieux poreux :

On appelle milieu poreux un solide délimitant et englobant des vides appelés pores [2]. Ces vides peuvent communiquer entre elles et contenir une ou plusieurs phases fluides pouvant s'écouler et éventuellement échanger entre elles et/ou avec le solide de la matière et \ ou de l'énergie.

La partie solide, appelée matrice, peut être déformable mais doit avoir une certaine cohésion. Elle peut être soit non consolidée (formée de grains ou de fibres non soudés entre eux), soit consolidée (qui ne divise en grains ou fibres). Les phénomènes qui se déroulent dans les milieux poreux dépendent de la géométrie de la matrice ; celle-ci est donc caractérisée par un certain nombre de grandeurs moyennes, géométriques ou statistiques.

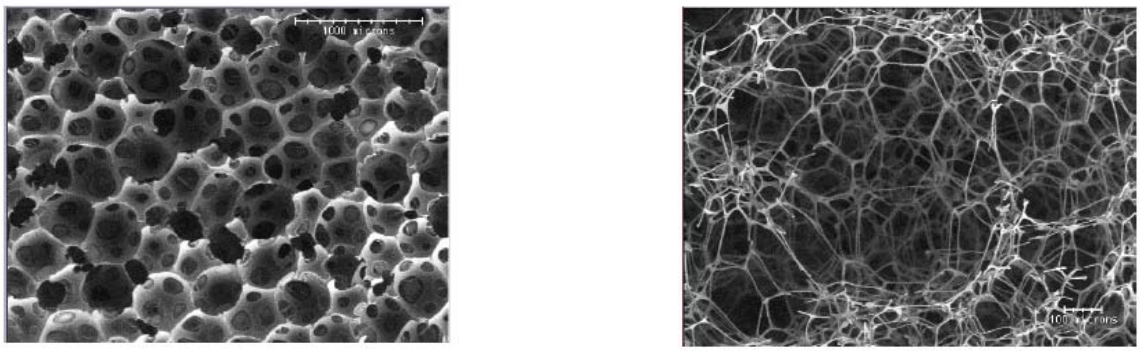


Figure (I-4): *photographies au microscope à balayage électronique des structures de deux mousses, sur gauche : une mousse de polyuréthane, à pores ouverts, possédant une masse*

volumique élevée. Sur droite : une mousse de mélamine à pores ouverts possédant une masse volumique faible [3].

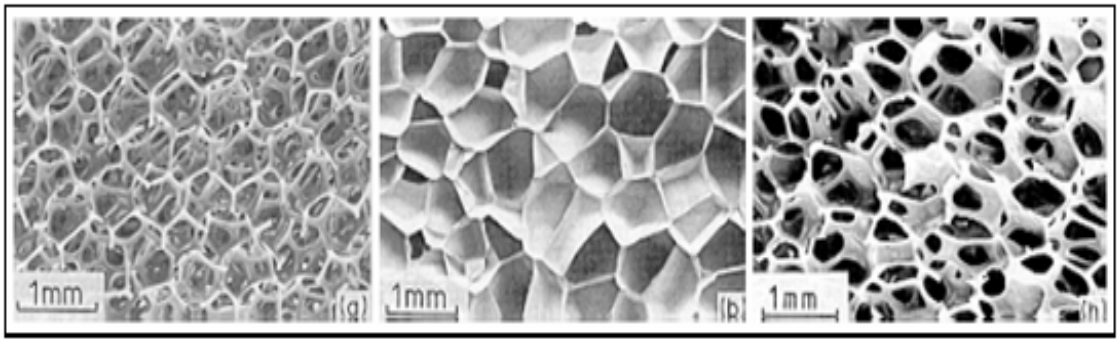


Figure (I-5): *trois types des matériaux cellulaires [4] a) polyéthane avec une porosité ouverte; b) polyéthylène avec une porosité fermée; c) polyéthar avec des cellules ouvertes et fermées.*

2-Caractérisation des milieux poreux :

On distingue deux grands domaines de caractérisation de ces matériaux :

2.1-Caractérisation Morphologique :

2.1.1-La porosité :

Le premier paramètre qui caractérise la géométrie interne d'un matériau poreux et qui apparait logiquement est la porosité notée Φ. Le volume totale V occupé par un échantillon du matériau poreux correspond à la somme des volumes V_s et V_f occupés respectivement par la phase solide et la phase fluide. Nous intéressons ici au cas où les pores sont interconnectés et communiquent avec l'extérieur de sorte que la phase fluide forme un milieu continu. La porosité est dite alors ouverte. Le volume V ne prend donc en compte que le volume d'air à l'intérieur du poreux qui communique à l'extérieur. Dans le cas où des poches d'air sont emprisonnées dans le matériau, le volume correspondant contribue au volume de la structure V_s [5]. On défini la porosité Φ par :

$$\Phi = \frac{V_f}{V} \qquad \text{(I-8)}$$

Le calcul de la porosité pour un volume V supérieur au volume élémentaire d'homogénéisation Ω sera indépendant de V. La porosité Φ apparait donc comme un paramètre intrinsèque du poreux homogène à l'échelle macroscopique. Cette porosité est une grandeur sans dimension pouvant varier de 0 (matériau solide non poreux) à 1 (fluide libre).

Pour des faibles porosités, la structure à cause de sa grande capacité thermique, reste à température constante lors du passage d'une onde acoustique dans l'air saturant. Pour des grandes porosités (ou grande dilution), le comportement du matériau peut différer du cas précédent, la structure en faible proportion par rapport au fluide pouvant s'échauffer.

La porosité est aussi le premier paramètre qui apparait dès que nous cherchons à relier entre elle les vitesses acoustiques à l'extérieur et à l'intérieur du poreux au voisinage immédiat de la surface de l'échantillon. La figure (I-6) représente deux types des pores :

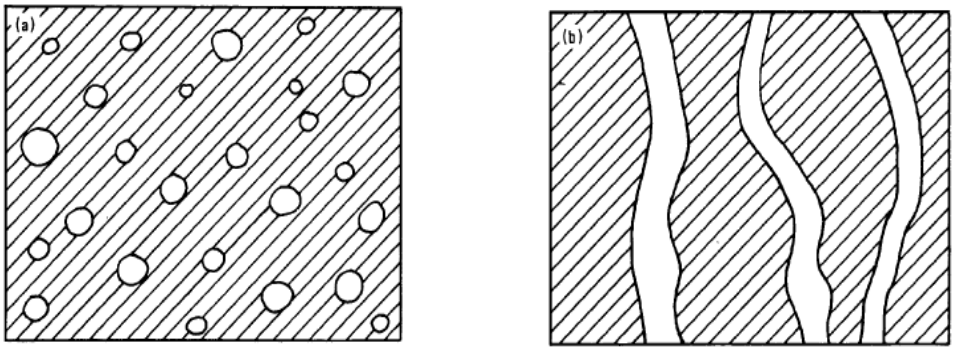


Figure (I-6): *représentation schématique de deux types des pores [6] : a) pores sphériques ; b) pores cylindriques*

Dans la figure (I-6-a) les pores sont sphériques, c'est à dire que la phase fluide est discontinue tendu que la phase solide est continue. Par contre dans la figure (I-6-b) les deux phases sont continues. La porosité peut être aussi classée en fonction de la taille des pores, généralement en distinguant : les nano pores (ou infra pores), les micropores et les macro pores.

2.1.2-La résistivité au passage d'un fluide :

Dans le cas d'un matériau poreux homogène, cette résistance est proportionnelle à la longueur de l'échantillon poreux d et inversement proportionnelle à sa section droite S, cette résistance a été décrit par Darcy [7].

La résistivité au passage de l'air est une grandeur caractéristique du matériau et du fluide, elle se défini comme étant la résistance d'un matériau de section et de longueur unitaires, notée σ, cette résistivité au passage de l'air peut s'écrire sous la forme:

$$\sigma = \frac{S}{d} R \qquad \text{(I-9)}$$

Le coefficient R correspond à la résistance au passage du fluide. Dans les unités du système international, R s'exprime donc en $kg.m^{-4}.s^{-1}$ et σ en $kg.m^{-3}.s^{-1}$.

2.1.3-La tortuosité α_∞:

Lorsque la fréquence tend vers l'infini, les effets inertiels deviennent prépondérants devant les effets visqueux. Le fluide se comporte comme un fluide parfait qui reste incompressible du fait de la grande longueur d'onde encore supposée réalisée. α_∞ Correspond à la limite de la tortuosité dynamique lorsque la fréquence tend vers l'infini [5] :

$$\alpha_\infty = \lim_{\omega \to \infty} \alpha(\omega) \qquad \text{(I-10)}$$

$\alpha(\omega)$: est la tortuosité dynamique.

Ce paramètre, va rendre compte du fait que le fluide doit contourner de façon sinueuse les parties solides de la structure qui se trouvent sur son chemin.

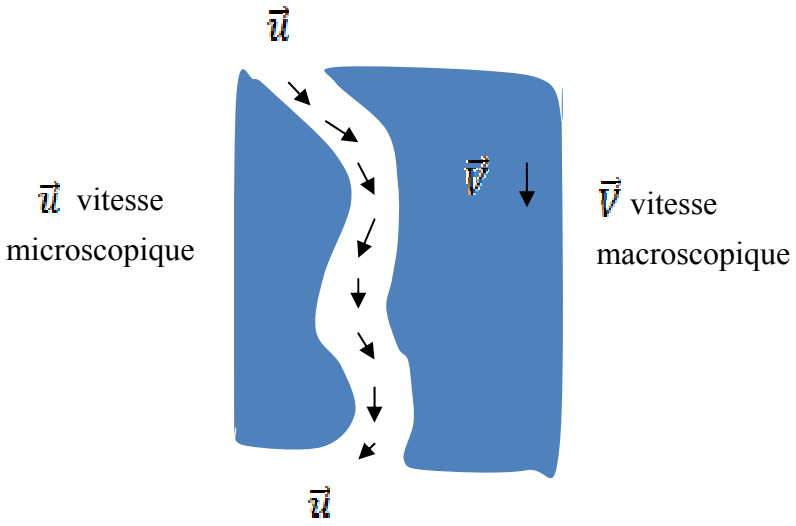


Figure (I-7): *coupe schématique a un matériau poreux (distribution des vitesses macroscopiques) [5].*

La tortuosité α_∞ est donnée par l'expression suivante :

$$\alpha_\infty = \frac{\langle u^2 \rangle}{\langle u \rangle^2} = \frac{\frac{1}{\Omega}\int_\Omega u^2 d\Omega}{(\frac{1}{\Omega}\int_\Omega u d\Omega)^2} \qquad \text{(I-11)}$$

Où Ω est le volume d'homogénéisation.

Cette relation montre que la tortuosité est un paramètre ne dépendant que de la géométrie du poreux. De plus elle est toujours supérieure ou égale à 1, l'égalité se faisant dans le cas des pores cylindriques, parallèles à la direction de propagation de l'onde [6].

2.1.4-La longueur caractéristique de viscosité Λ :

A l'intérieur des pores, le fluide peut toujours considéré comme parfait sauf prés des parois où les effets visqueux apparaissent. La vitesse microscopique décroit pour s'annuler au niveau de la paroi de la structure [5]. La surface des pores se trouve recouverte d'une couche d'épaisseur δ dans la quelle les effets visqueux prennent de l'importance. Cette longueur δ est appelée épaisseur de la couche limite et son expression, qui se déduit de l'équation de Stokes, à l'échelle microscopique est :

$$\delta = \left(\frac{2\eta}{\rho_0 \omega}\right)^{1/2} \qquad \text{(I-12)}$$

η : La viscosité du liquide.

ρ_0 : La densité du solide.

Cette épaisseur diminue avec la fréquence. Ainsi pour les très hautes fréquences, δ est très petite devant les rayons des courbures de la paroi qui apparait alors localement comme une surface plane. On peut alors donner une expression du champ des vitesses du fluide parfait sans perte loin du paroi [8], lui-même décroit par le champ u.

La longueur caractéristique de viscosité Λ est définie par Johnson et al [7] :

$$\frac{1}{\Lambda} = \frac{\int_S u^2 dS}{\int_\Omega u^2 d\Omega'} \qquad \text{(I-13)}$$

Où S : correspondant à l'aire de la surface de contact fluide-solide dans le volume d'homogénéisation.

Dans le cas d'un fluide parfait, le champ des vitesses ne dépond que de la géométrie de la structure poreuse. Si le matériau présente des pores, Λ correspond alors à un rayon moyen des pores pondérés par la vitesse microscopique au carré d'un fluide parfait. Dans le cas des pores cylindriques à la section circulaire, Λ correspond à la section des cylindres, la vitesse microscopique u ne dépend pas de la distance à la surface des pores.

2.1.5-La longueur caractéristique thermique Λ' :

Tout comme les effets visqueux, on peut définir une épaisseur δ' de couche limite thermique recouvrant la surface interne de la structure solide et dans laquelle la température excédentaire décroit pour s'annuler sur la paroi qui reste à température constante du fait de sa grande capacité thermique [5]. L'expression de δ' est donnée par:

$$\delta'^2 = \frac{2\eta}{\rho_0 \omega P_r} = \frac{\delta^2}{P_r} \qquad \text{(I-14)}$$

Où P_r : est le nombre de Prandtl qui est égal à 0.71 dans le cas de l'air.

Pour des fréquences tendent vers l'infini, cette couche a une épaisseur très faible par rapport au rayon de courbure de la paroi qui peut être considérée alors comme localement plane.

La longueur caractéristique thermique Λ' est définie de la façon suivante [9,10] :

$$\frac{1}{\Lambda'} = \frac{\int_S dS}{\int_\Omega d\Omega} \qquad \text{(I-15)}$$

Dans un matériau présentant des pores, Λ' correspond à un rayon moyen des pores. C'est évidemment un paramètre intrinsèque du matériau qui ne dépend que de la géométrie interne du poreux.

De façon générale, on a $\Lambda' \geq \Lambda$ comme résultat de la pondération par u^2 car les fluctuations de la vitesse sont plus importantes à la surface même S des parois que dans le volume Ω.

Dans le cas des pores cylindriques de section circulaire, on retrouve :

$\Lambda' = \Lambda = r$ Où r est le rayon du cylindre.

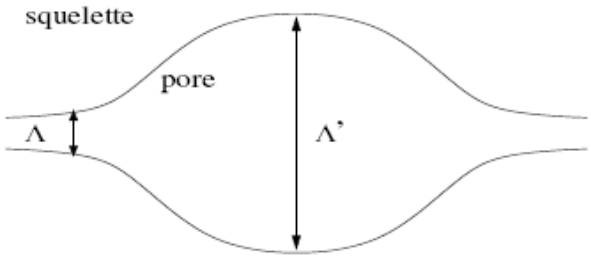


Figure (I-8): *représentation schématique des longueurs caractéristiques [3].*

2.2-Caractérisation Hydraulique :

2.2.1-La perméabilité visqueuse dynamique :

La perméabilité K_0 est apparue comme un paramètre intrinsèque du matériau. Parallèlement à la tortuosité dynamique $\alpha(\omega)$, Johnson [7] a introduit une autre fonction qui tient compte des effets visqueux qui est la perméabilité dynamique, elle est définie par :

$$K(\omega) = \frac{\eta\Phi}{-i\rho_e\omega} \tag{I-16}$$

Où ρ_e: est la densité effective du fluide saturant à très basse fréquence.

2.2.2-Cas d'un seul fluide saturant totalement un espace poreux :

a) Perméabilité absolu ou monophasique :

La perméabilité a été définie par Darcy, dans le cas particulier de l'eau, en montrant que le débit par unité de surface est proportionnel à la perte de charge dans le corps poreux et a une caractéristique du corps poreux considéré : la perméabilité.

L'introduction de la notion de viscosité permet de généraliser cette loi pour tous les fluides, en écoulement non turbulent. La loi de Darcy sous sa forme la plus simple s'écrit sous la forme [8] :

$$Q = \frac{K}{\eta}\frac{\Delta P}{\Delta l} \tag{I-17}$$

Q : Débit volumique dans une direction donnée à travers une tranche du milieu d'épaisseur Δl, de surface S pour une différence de pression ΔP aux extrémités de la tranche.

K : Perméabilité du milieu poreux.

η : viscosité du fluide.

Où sa forme différentielle : $u = \frac{-K}{\eta}\ grad\ P$ (I-18)

u : vitesse de filtration du fluide.

L'unité traditionnelle de la perméabilité est le Dercy (D) équivalent au micron carré.

b) Caractéristique de l'espace poreux affectant la perméabilité :

La perméabilité est beaucoup plus conditionnée par la dimension des canaux à l'intérieur du milieu poreux que par leurs abondances relatives.

Si on prend, par exemple, un milieu poreux très simplifié formé de capillaires droits de rayon R et de porosité Φ, la formule de poiseuille [11] donne :

$$K = \frac{\Phi r^2}{8} \quad \text{(I-19)}$$

Le rayon r intervient au carré c'est donc lui qui joue un rôle important.

Le problème de la relation $\Phi - K$ réside dans cette ambiguïté : pour un type du milieu poreux donné, le rayon du pore varie lui-même en fonction de la porosité et c'est avant tout cette corrélation qui induira la relation $\Phi - K$.

2.3-Volume minimum d'homogénéisation et comportement physique :

Quand on défini une loi de comportement macroscopique pour un milieu donné, il faut tenir compte de ces divers volumes minimums d'homogénéisation. Les expériences mécaniques n'auront de sens macroscopique que si l'échantillon est bien plus grand que le volume minimum d'homogénéisation du paramètre étudié. Dans le cas du milieu fissuré on peut parfois fortement sous estimer ce volume.

Pour les expériences en acoustique c'est la longueur d'onde qui doit être comparée au volume minimum d'homogénéisation du milieu, au plus précisément au plus grand des volumes minimums des paramètres misent en jeu (porosité, saturation, perméabilité) [6] :

- Si la longueur d'onde est sensiblement plus grande que le diamètre de volume d'homogénéisation, on aura effectivement un comportement homogène «macroscopique » de la vibration qui ne sera pas sensible aux discontinuités microscopiques du milieu poreux.
- Si la longueur d'onde est de l'ordre de grandeur de cette dimension d'homogénéité, les phénomènes de diffraction interviendront, changeant radicalement le comportement. Il faudra diviser le volume d'homogénéisation principal, qui ne rempli plus son «rôle » en définissant des cellules plus petites (elles mêmes homogènes), par exemple à l'échelle du grain, qui interviendront comme élément de base pour l'analyse.
- Si la longueur d'onde est nettement inférieure, cela veut dire qu'on est revenu au problème initial : le milieu poreux n'existe plus en tant que tel et il faut reprendre l'analyse à une échelle beaucoup plus petite. Ce sont les grains et les pores individualisés qui constituent le milieu à étudier.

2.4-La méthode de recherche du volume minimum d'homogénéisation :

Les paramètres géométriques du milieu poreux peuvent généralement être définis de manière statistique par l'intermédiaire d'un volume d'homogénéisation, le plus petit volume du matériau pour lequel la moyenne des paramètres définis à l'échelle microscopique est considérée stationnaire [12,13].

La figure (I-9) représente la recherche du volume d'homogénéisation dans le cas où le paramètre est la porosité du matériau.

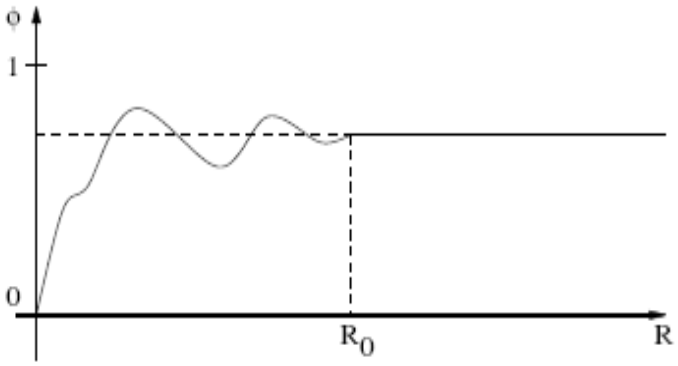


Figure (I-9): *représentation schématique de la recherche du volume élémentaire représentatif (VER) de la porosité Φ d'un matériau poreux [3].*

Considérons une sphère définie dans le volume du matériau à étudier du rayon R est centrée en $\vec{r}$. Lorsque le rayon R augmente, la valeur $\Phi(\vec{r},R)$ tend vers la constante $\langle\Phi\rangle$, valeur moyenne de Φ dans le poreux. Pour une valeur critique R_0 de R, les irrégularités du matériau se compensent. Le volume de la sphère du rayon R_0 centrée en $\vec{r}$ est nommé volume élémentaire représentatif (VER) de la porosité.

Pour un milieu homogène, la valeur moyenne $\langle\Phi\rangle$ est indépendante du point d'observation défini par $\vec{r}$.

Dans le cas où différents paramètres caractéristiques du matériau n'ont pas les mêmes volumes d'homogénéisation, le volume minimal représentant le milieu est choisi comme le plus grand de ces volumes d'homogénéisation.

I.4- Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons donné les paramètres essentiels caractérisant un matériau poreux, tels que : la porosité, la tortuosité, la résistivité au passage de l'air, les longueurs caractéristiques visqueuse et thermique, la perméabilité. Nous avons aussi présenté une méthode de recherche du volume d'homogénéisation. Tous ces paramètres sont essentiels pour décrire la propagation d'onde acoustique dans un milieu poreux, comme vous aller voir dans le chapitre trois.

L'étude de la taille des pores et leurs distribution dans le matériau poreux est très nécessaire, dans ce travail nous avons considéré que tous les rayons des pores sont égaux et leurs distribution est homogène dans tout le matériau poreux.

Chapitre II :
La microscopie acoustique

II.1- Introduction :

Le microscope acoustique est un instrument de mesure de l'infiniment petit, son principal avantage réside dans la nature des ondes ultrasonores utilisées (Lamb, Love, Rayleigh, etc.), chacune sensible à une interaction spécifique avec l'objet [1]. Un microscope acoustique utilise la propagation des ultrasons, ondes mécaniques longitudinales de fréquence supérieures à 20 KHz, faisant partie du domaine des vibrations acoustiques, qui comprend par ailleurs les infrasons pour les fréquences inferieures à 16 Hz et les sons audibles entre 16 Hz et 20 KHz.

Ces principales applications sont : l'imagerie et la micro caractérisation, qui permettent la détermination des modules d'élasticité et un contrôle de qualité des échantillons. Le microscope acoustique par la nature des ondes utilisées, présente l'avantage habituel des ultrasons : rayonnement non ionisant, donc sans danger pour les applications biomédicales, et non destructif lorsqu'il s'agit d'observer les solides au voisinage de leur surface ou en profondeur.

Dans ce chapitre nous avons donné quelques généralités sur la propagation des ondes acoustiques aux interfaces entre les différents matériaux, ensuite nous avons étudié le principe de fonctionnement du microscope acoustique et la méthode de détermination des constantes élastiques à partir de la signature acoustique V(z) et le pouvoir réflecteur R(θ).

II.2- Le comportement des ondes ultrasonores aux interfaces des matériaux :

1- Les ondes longitudinales et transversales :

Quand un faisceau d'onde longitudinale est incident d'un milieu 1 à un angle θ_i vers un milieu 2, le comportement du faisceau incident est décrit par la loi de Snell-Descartes [2] :

$$\frac{sin\theta_i}{V_{Li}} = \frac{sin\theta_{RL}}{V_{L1}} = \frac{sin\theta_{RT}}{V_{T1}} \qquad \text{(II-1)}$$

Où θ_i et θ_{RL} : les angles des ondes longitudinales incidente et réfléchie.

θ_{RT} : L'angle de réflexion de l'onde transversale.

V_{L1} et V_{T1} : les vitesses de propagation des ondes longitudinale et transversale dans le milieu 1.

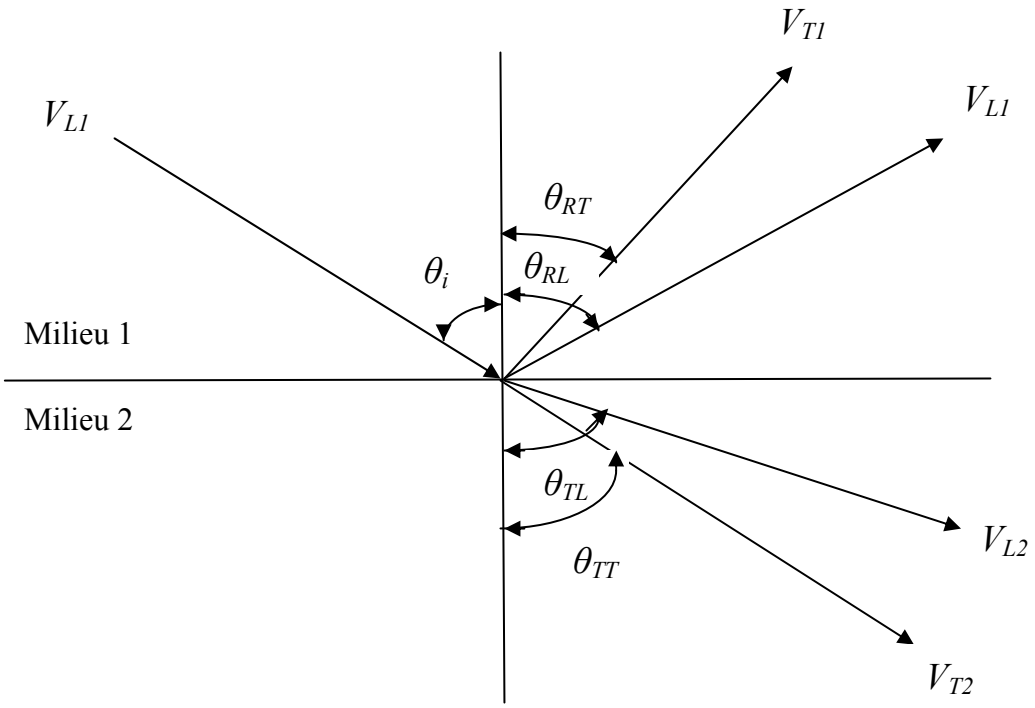


Figure (II-1): *réflexion et réfraction d'une onde plane sur une interface plane entre deux milieux 1 et 2 à l'incidence oblique [3].*

La figure (II-1) représente deux ondes réfléchies et deux transmises sont formées par une onde longitudinale incidente à une interface entre les matériaux 1 et 2.
Quand l'échantillon (matériau 1) est émergé dans un liquide (matériau 2) l'onde de cisaillement réfléchie n'est pas formée.

2- Les ondes de Rayleigh :

Quand l'angle d'incidence θ_i est augmenté plus loin de le deuxième angle critique, le faisceau réfléchi sera déplacé parallèlement à la surface de séparation. Ce déplacement se produit seulement à l'angle de Rayleigh, θ_R, qui est donné par [2]:

$$sin\theta_R = \frac{V_{L1}}{V_R} \qquad \text{(II-2)}$$

Où θ_R : l'angle d'incidence dans le fluide.

V_{L1} : La vitesse du son dans le fluide.

V_R : La vitesse de Rayleigh dans le solide.

Dans ce cas l'onde réfléchie se propage à une vitesse V_R et l'angle de réfraction est 90°. A ces conditions l'onde réfléchie est l'onde de Rayleigh où sa vitesse dépond des valeurs de V_{L1}, la vitesse de l'onde longitudinale, et V_{T2}, la vitesse de l'onde de cisaillement dans le solide.
La valeur de V_R, est toujours inférieure à la vitesse de l'onde de cisaillement et doit être plus grande que V_{L1} pour que θ_R dans l'équation (II-2) peut être réel et pour que le déplacement du faisceau se produit [4].

3-Les ondes de Lamb :

Si une structure des couches solides est émergée dans un liquide, elle supporte la propagation des ondes acoustiques d'interface. La propagation de ces ondes peut être sous forme d'onde de Rayleigh ou les ondes de couche comme les ondes de Lamb en générale. Dans le cas particulier, la vitesse de l'onde de cisaillement de la couche doit être inférieure à celle du substrat. Si cette condition n'est pas satisfaite, seulement l'onde de Rayleigh est existée [5].

Dans le cas d'une couche épaisse déposée sur un substrat les ondes de Stoneley peuvent exister à la place de l'onde de Rayleigh. La vitesse de ces ondes dépend aux propriétés des deux milieux. L'existence de la propagation des ondes le long de l'interface entre deux solides est toujours possible théoriquement. Mais les ondes de l'interface guidées (onde de Stoneley) existent seulement dans les cas qui satisfaisaient la condition suivante [6] :

$$Max(V_{R1}, V_{R2}) \leq V_{ST} \leq min(V_{T1}, V_{T2}) \qquad \text{(II-3)}$$

Où V_{ST} : la vitesse de l'onde de Stoneley.

V_{R1} et V_{R2} : les vitesses de l'onde de Rayleigh dans le milieu 1 et 2.

V_{T1} et V_{T2} : les vitesses des ondes de cisaillement dans le milieu 1 et 2.

Les ondes atténuées propagent dans le reste de la combinaison du matériau, ces ondes sont nommées les ondes d'interface. L'atténuation est causée en ayant une propagation à un des milieux des ondes élastiques avec une vitesse de propagation égale à la vitesse de l'onde transversale dans le milieu auquel une partie de l'énergie de l'onde d'interface est transférée. La direction de propagation de ces ondes assemblée avec la direction de propagation des ondes d'interface, forme un angle égale à β_{ST} :

$$\beta_{ST} = arcos(\frac{V_T}{V_1}) \qquad \text{(II-4)}$$

Où V_1 : la vitesse d'interface.

V_T : La vitesse de l'onde transversale dans le milieu auquel une partie de l'énergie de l'onde d'interface est transférée [6].

II.3- Le principe du microscope acoustique :

Dans son principe de base [8], le microscope acoustique comprend trois parties :

1- La partie acoustique :

C'est le milieu où les ondes ultrasonores peuvent se propager et il contient deux milieux qui sont :

1.1-Le capteur acoustique :

Le capteur acoustique constitué par un transducteur piézoélectrique, qui convertit un signal électrique incident en signal acoustique au moyen d'une couche mince d'Oxyde de Zinc de quelques micromètres d'épaisseur environ et dont l'orientation cristallographique plane et polie d'un petit barreau de saphir synthétique préalablement métallisé.

Les fréquences utilisées en acoustique (auteur de 1 GHz) correspondent à des longueurs d'onde λ de l'ordre de micromètre, compte tenu de la vitesse V des ultrasons, le rendement d'un tel transducteur peut atteindre 50% pour des fréquences de l'ordre du gigahertz (1 GHz). Il s'ensuit que la résolution spéciale maximale atteinte. Cette résolution s'obtient en interposant entre la source d'ultrasons et l'objet une lentille acoustique de focalisation qui s'agit comme en optique grâce à un dioptre sphérique séparant deux milieux d'indices (c'est-à-dire de vitesses de propagation d'ondes acoustiques différentes), un barreau de saphir constitue le premier milieu (le plus rapide) et comporte, sur une face plane opposée à celle du transducteur un petit dioptre sphérique creusé et poli d' un diamètre de l'ordre d'une centaine de micromètres.

1.2-Le liquide de couplage :

Le rôle du liquide de couplage est capital, il assure le couplage acoustique avec l'objet et permet son déplacement. La résolution, la pénétration et la nature des objets qui peuvent être observées dépendent du liquide de couplage utilisé.

L'eau est généralement utilisé avec comme principal inconvénient sa forte absorption comparée aux autres liquides. Cette absorption est proportionnelle au carré de la fréquence, avec typiquement 200dB par millimètre d'épaisseur traversée à 1GHz.

2-La partie mécanique :

L'image acoustique s'obtient dans un plan parallèle à sa surface par balayage mécanique de l'échantillon par rapport au capteur (ou le contraire) suivant deux directions perpendiculaires X, Y dans le plan focal de la lentille.

3-La partie électronique :

Les informations reçues à la sortie des transducteurs sont numérisées puis stockées dans une mémoire en correspondance avec les déplacements de l'objet, et l'image finale est visualisée sur un moniteur classique avec des grandissements atteints, allant de quelques unités à 2000 environ.

II.4-Les différents types du microscope acoustique :

Il est possible de visualiser l'objet par réflexion ou par transmission en recueillant respectivement les faisceaux réfléchis ou transmis.

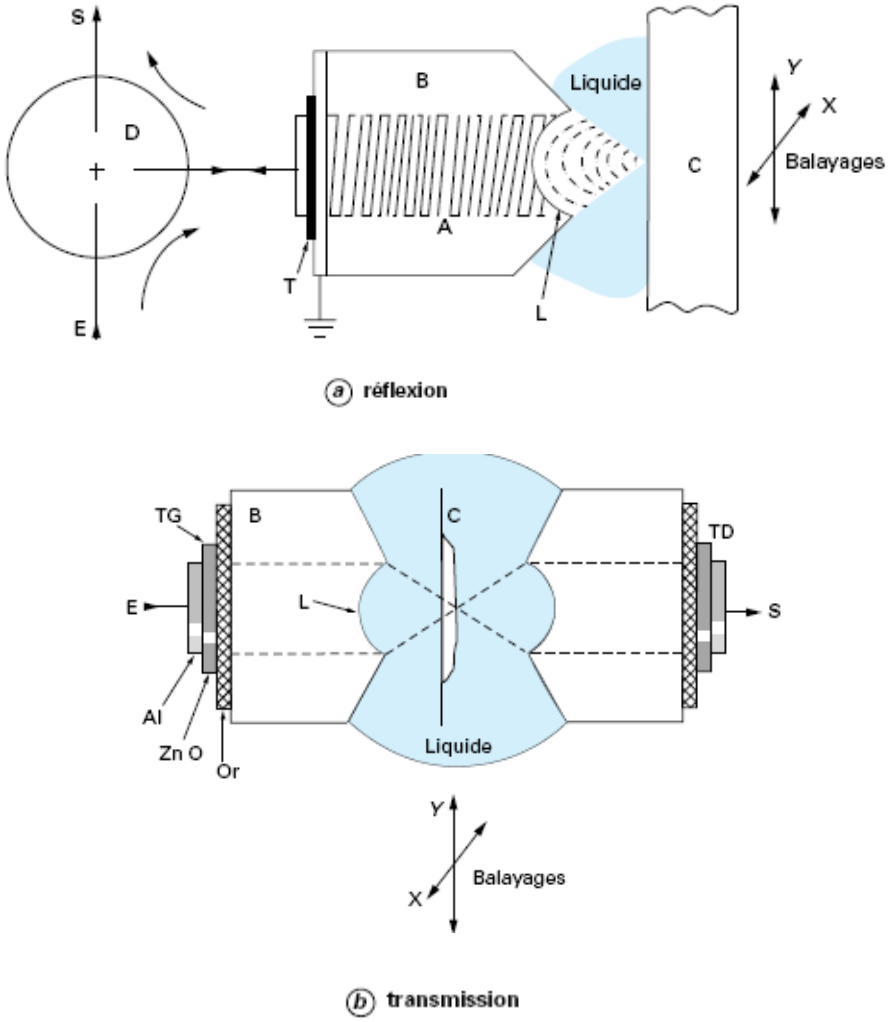
1- Le microscope acoustique en réflexion :

Le système émetteur joue aussi le rôle de récepteur en utilisant l'effet piézoélectrique inverse (les signaux émis et réfléchis sont alors séparés dans le temps [figure (II-2-a)].

2- Le microscope acoustique en transmission :

On dispose un second capteur (TD) symétriquement par rapport au premier (TG). L'image acoustique de l'objet dans un plan parallèle à sa surface est obtenue par un balayage mécanique de l'échantillon par rapport au capteur (ou le contraire). Les informations reçues à la sortie des transducteurs sont numérisées puis stockées dans une mémoire en

correspondance avec les déplacements de l'objet, et l'image finale est visualisée sur un moniteur vidéo classique [figure (II-2-b)].



A: Faisceau acoustique, B: Saphir, C : échantillon, D: Circulateur, E: Signal électrique d'entrée, L : Lentille, S : Signal de sortie (vers l'écran de télévision), T : Transducteur piézoélectrique, TD : transducteur détecteur, TG : transducteur générateur.

Figure (II-2): *principe du microscope acoustique fonctionnant : (a) en réflexion, (b) en transmission [9].*

II.5-La mesure des vitesses des ondes ultrasonores :

Plusieurs méthodes sont utilisées pour la mesure des vitesses des ondes ultrasonores dans les différents milieux parmi ces méthodes on distingue :

1-La mesure des vitesses des ondes ultrasonores par la mesure des angles de réflexion totale :

Cette méthode est basée sur les propriétés de réflexion à l'interface liquide-solide et n'est pas sur la mesure de la caractéristique de propagation dans l'échantillon. La seule condition ici est que l'échantillon doit avoir une surface plane [10].

Si un faisceau ultrasonore est incident dans le liquide vers un solide, à l'interface liquide-solide, une partie de l'énergie dans le faisceau sera réfléchie, le reste d'énergie sera transmis vers le solide sous la forme des ondes longitudinale et transversale. La loi de Snell-Déscart donne les angles de réflexion et de réfraction, mais il ne donne pas des informations concernant les amplitudes ou énergies des différentes ondes.

Si l'énergie de l'onde incidente dans le liquide est une unité, la perte d'énergie de l'onde réfléchie à l'interface est comparée avec l'énergie de l'onde incidente et donnée par:

$$E_{Inc} = 1 - \left(\frac{R}{I}\right)^2 \qquad \text{(II-5)}$$

Les quantités I et R sont les amplitudes des ondes incidente et réfléchie respectivement. La fraction d'énergie de l'onde incidente et réfléchie peut être donnée par :

$$\left(\frac{R}{I}\right)^2 = \left\{\frac{\cos\theta_{TL} - \left(\frac{V_L}{V_f}\right)\cos\theta_i\left\{1 - 2\sin\theta_{TS}\sin 2\theta_{TS}\left[\cos\theta_{TS} - \left(\frac{V_T}{V_L}\right)\cos\theta_{TL}\right]\right\}}{\cos\theta_{TL} + \left(\frac{V_L}{V_f}\right)\cos\theta_i\left\{1 - 2\sin\theta_{ST}\sin 2\theta_{ST}\left[\cos\theta_{TS} - \left(\frac{V_T}{V_L}\right)\cos\theta_{TL}\right]\right\}}\right\}^2 \qquad \text{(II-6)}$$

Où V_f, V_L et V_T sont la vitesse du son dans le liquide et les vitesses longitudinale et transversale dans le solide, respectivement. Les densités du liquide et solide sont données par ρ_f et ρ.

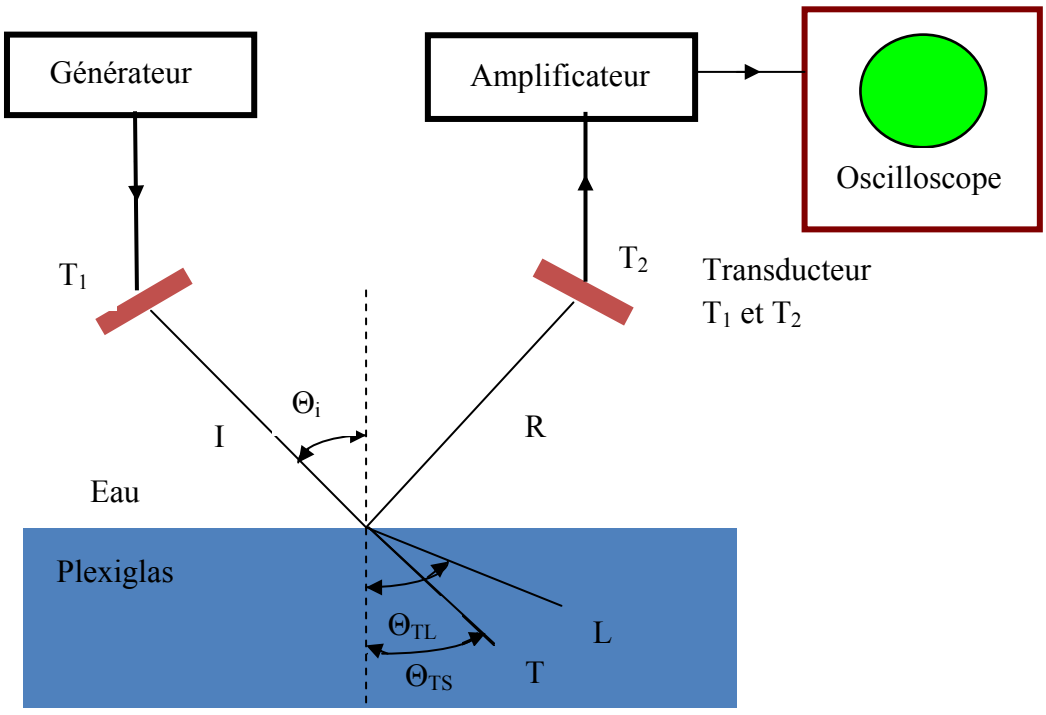


Figure (II-3): *le montage utilisé pour la mesure des angles de réflexion. S et L indique la direction de propagation des ondes transversale et longitudinale [10].*

L'angle critique pour ces ondes est atteint quand $\sin\theta_{TL} = 1$ et $\sin\theta_{TS} = 1$, respectivement. Dans le premier cas $\cos\theta_{TL} = 0$ et l'équation (II-6) donne la valeur 1 encore

à l'angle critique de l'onde transversale. L'énergie incidente est réfléchie totalement dans les deux cas. On a trouvé l'angle critique (réflexion maximum), la vitesse du son dans l'eau est connue, on peut calculer la vitesse longitudinale V_L par la loi de Snell-Déscartes, depuis le seul autre terme, $sin\theta_{TL}$, égal à l'angle critique [10].

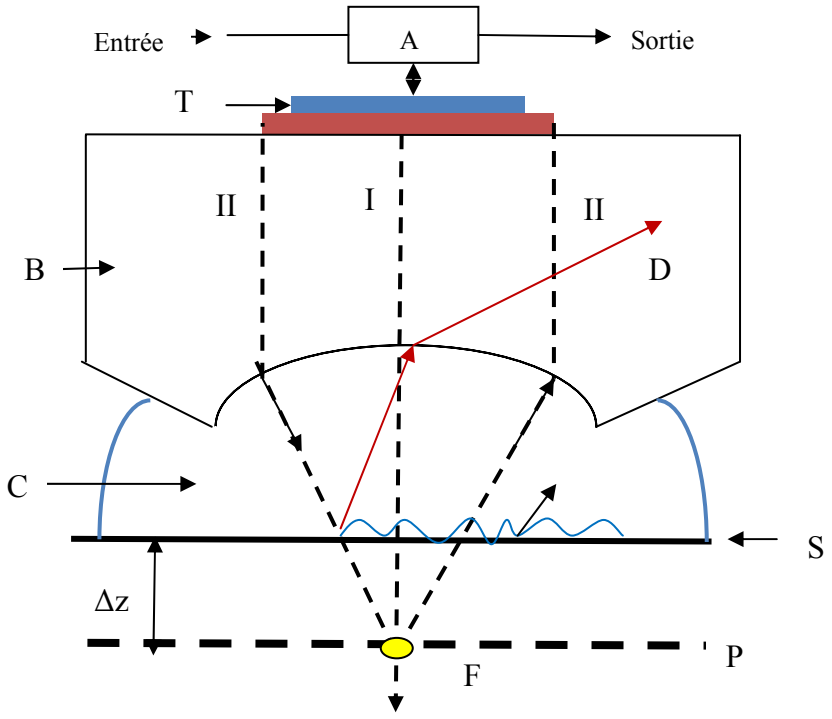
L'augmentation associée à l'angle critique pour l'onde transversale ne peut pas être observée si la vitesse du son dans l'eau est grande par rapport à la vitesse transversale dans le solide, i.e. $sin\theta_i > sin\theta_{TL}$.

2- La mesure des vitesses des ondes ultrasonores par la méthode de la signature acoustique V (z):

2.1- La signature acoustique V(z) :

L'étude quantitative d'un matériau nécessite l'utilisation d'un microscope acoustique en réflexion. La diminution de la distance z entre la lentille et la surface de l'objet 0 (défocalisation), provoque des variations périodiques de la tension de sortie V aux bornes du transducteur. Ces variations dont la courbe dite V(z) permettent d'obtenir des renseignements sur la vitesse de propagation des ondes de surface [11].

La signature acoustique V(z) résulte de l'interférence de deux types d'onde : une onde due à la réflexion spéculaire de l'onde incidente normale et une onde de surface (leaky surface wave), qui correspond au rayonnement de l'onde se propageant à la surface du matériau dans le liquide de couplage sous l'angle de Rayleigh [11, 12], [figure (II-4)]:



A: Inverseur, S: Surface de l'échantillon, B: Goutte d'eau, T: Transducteur ZnO, D: Rayons réfractés, ~~ Ondes de surface évanescentes, F: Point focal, P: Plan focal (z=0)

Figure (II-4): *Interférences entre les ondes acoustiques réfléchies en incidence normale (trajet I) et les ondes de surface couplées aux modes de volume se propageant sous l'incidence critique θ_R (trajet II) [9].*

L'expression de la signature acoustique est donnée par [13] :

$$V(z) = \int_0^{\theta max} P^2(\theta) exp(2jk_0 z cos\theta) R(\theta) sin\theta cos\theta \, d\theta \qquad \text{(II-7)}$$

Où k_0 : le nombre d'onde dans le liquide de couplage.

z : la défocalisation du capteur par rapport à la focale.

R(θ) : le pouvoir réflecteur du matériau.

P(θ) : la fonction pupille de la lentille.

La figure (II-5) représente une signature acoustique V(z) à 600MHz.

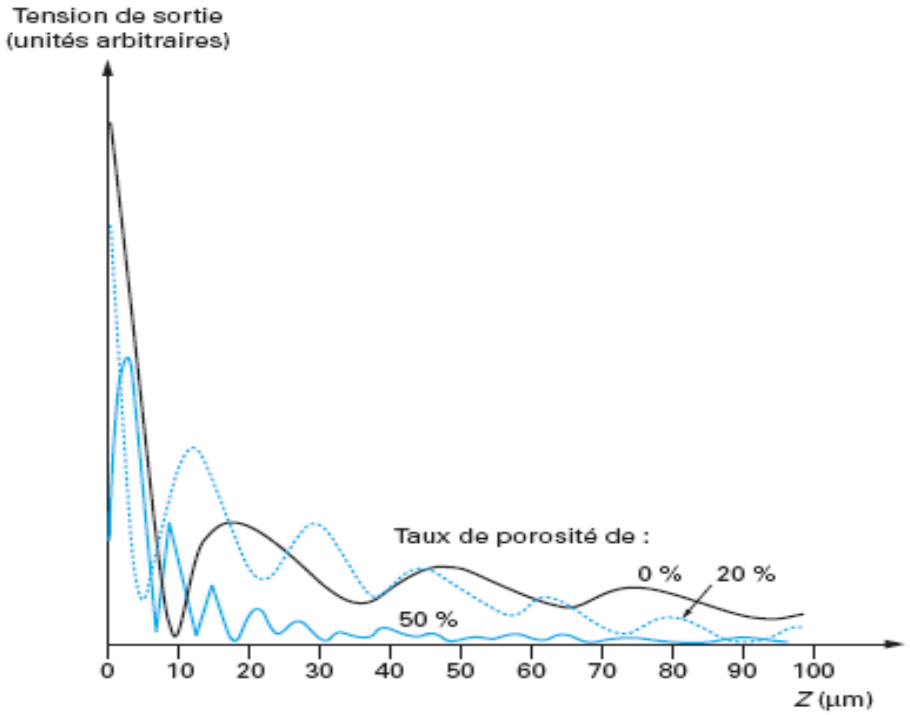


Figure (II-5): *signature acoustique expérimentale de Si pour différents taux de porosité (Φ = 0%, 20%, 50%) à 600 MHz [9].*

2.1-Calcul de la vitesse de l'onde de Rayleigh :

L'angle de Rayleigh est déduit de la deuxième loi de Snell-Descartes [14] :

$$\vartheta_R = asin\left(\frac{V_{liq}}{V_R}\right) \qquad \text{(II-8)}$$

La valeur Δz de l'interférence de V(z) a été calculée par Bertoni [15] sous la forme suivante :

$$\Delta z = \frac{\lambda_0}{2(1-cos\vartheta_R)} \qquad \text{(II-9)}$$

Où λ_0 : la longueur d'onde des ultrasons dans le liquide de couplage.

V_{liq} : La vitesse des ultrasons dans le liquide de couplage.

ϑ_R : L'angle critique de l'onde de surface.

Connaissant la fréquence d'utilisation du microscope acoustique F, la vitesse de propagation des ondes dans le liquide de couplage V_{liq}, la périodicité Δz des interférences, on peut déduire la vitesse de propagation des ondes de Rayleigh dans le matériau examiné :

$$V_R - \frac{V_{liq}}{\sqrt{1-\left(1-\frac{V_{liq}}{2F\Delta z}\right)^2}} \qquad \text{(II-10)}$$

Cette vitesse est un paramètre intrinsèque du matériau, elle peut être calculée pour chaque matériau en utilisant la loi de Victorov :

$$V_R = V_T \frac{0.718-\left(\frac{V_T}{V_L}\right)^2}{0.75-\left(\frac{V_T}{V_L}\right)^2} \qquad \text{(II-11)}$$

Où V_L : la vitesse longitudinale des ultrasons dans le matériau.

V_T : La vitesse transversale des ultrasons dans le matériau.

2.2-Le traitement de la signature acoustique V(z) :

La période de la signature acoustique V(z), peut être déterminée, en faisant appel à des techniques de traitement de signal, tel que la transformé de fourrier rapide (FFT). En effet la position d'un pic sur le spectre permet de déterminer avec précision, le Δz correspondant. Ce qui nous permet de déterminer les vitesses des différents modes. La figure (II-6) représente le spectre de la signature acoustique V(z) obtenu par la transformé de Fourier rapide (FFT). A partir du spectre, on déduit le Δz exacte du mode dont on veut calculer son vitesse.

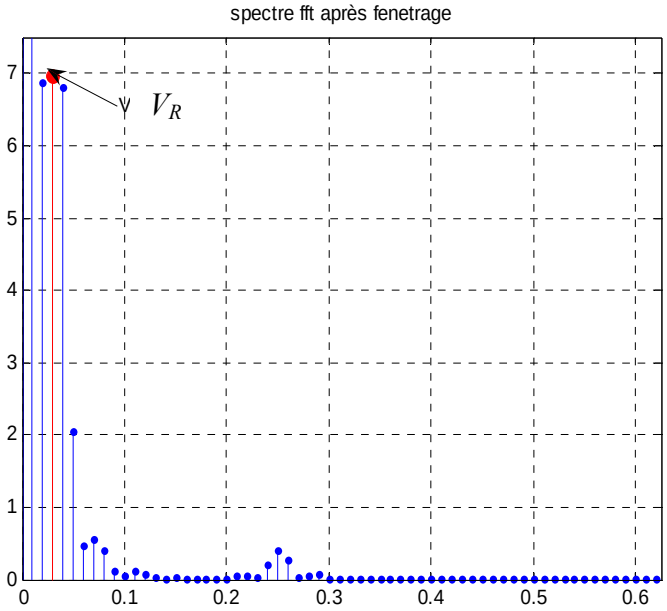


Figure (II-6): *spectre de la FFT de la signature acoustique du Silicium à 600 MHz en utilisant la fenêtre de Blackman .*

Le mode de Rayleigh correspond au plus grand pic en amplitude [16], cela nous permet de relever la valeur de la fréquence spatiale correspondante soit : $F_R = \frac{1}{\Delta z_R}$, par la suite on

calcule la vitesse de Rayleigh. De même, on calcule la vitesse longitudinale, sachant que le Δz correspondant est celui du second plus grand pic se situant à gauche sur le spectre.

2.3- Le pouvoir réflecteur R(θ) :

Le pouvoir réflecteur est calculé en fonction des vitesses des modes de propagation et la densité des divers milieux. On peut écrire cette relation en fonction des impédances Z_{tot} et Z_{liq} [8] :

$$R(\theta) = \frac{Z_{tot} - Z_{liq}}{Z_{tot} + Z_{liq}} \qquad \text{(II-12)}$$

$$Z_{tot} = Z_L \cos^2 2\theta_T + Z_T \sin^2 2\theta_T \qquad \text{(II-13)}$$

$$Z_{liq} = \frac{\rho_{liq} V_{liq}}{\cos\theta} \quad Z_L = \frac{\rho_s V_T}{\cos\theta_L} \quad Z_t = \frac{\rho_s V_T}{\cos\theta_T} \qquad \text{(II-14)}$$

Où ρ_{liq} : densité du liquide.

ρ_s : Densité du solide.

θ_L : L'angle de propagation de l'onde longitudinale.

θ_T : L'angle de propagation de l'onde transversale.

2.4-le coefficient de réflexion R(θ) pour la structure monocouche :

Considérons un système multicouche, i.e des couches minces déposées sur un substrat massif. La détermination du coefficient de réflexion par ce système est compliquée du point de vue développement mathématique [7, 8, 18]. Toutefois, le principe d'étude du système multicouche et le même pour n'importe quel nombre des couches déposées. A cet effet, il nous a paru plus simple d'étudier un système monocouche. La figure (II-7) représente un système monocouche (liquide-couche-substrat) :

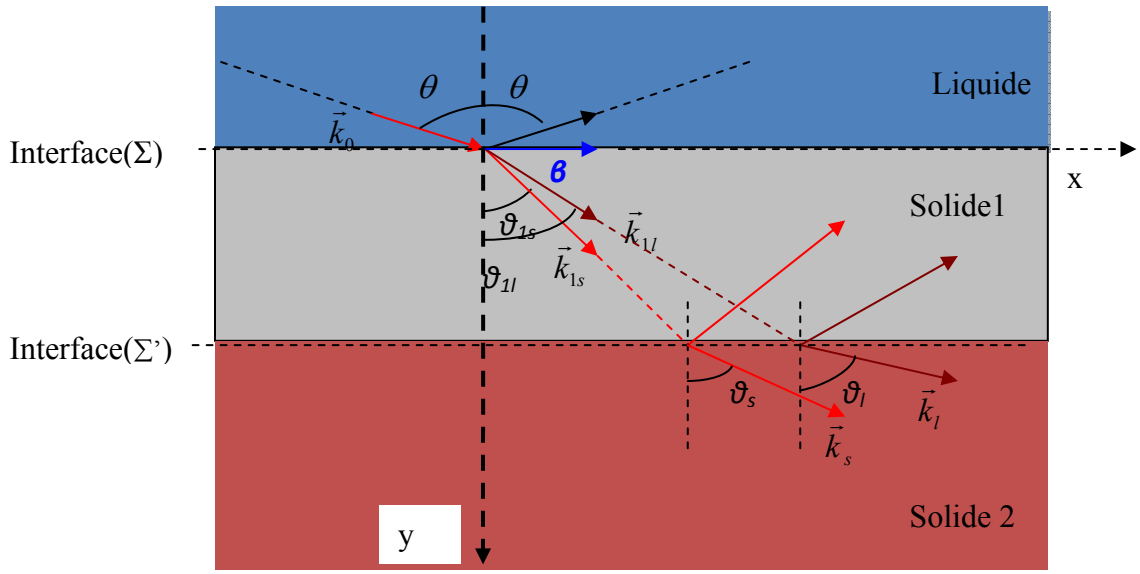


Figure (II-7): *propagation des ondes acoustiques dans le système liquide-couche-substrat.*

La fonction de réflexion pour un système 'liquide-couche-substrat' est donnée par :

$$R(\theta) = \frac{\eta_0(M_{11}M_{22} - M_{12}M_{21}) + j\rho_0\omega^2(M_{11}M_{23} - M_{21}M_{23})}{\eta_0(M_{11}M_{22} - M_{12}M_{21}) - j\rho_0\omega^2(M_{11}M_{23} - M_{21}M_{23})} \quad \text{(II-15)}$$

Où $$M_{ij} = Q^{-1}.[Q_1.E(d).Q_1^{-1}] \quad \text{(II-16)}$$

Où Q^{-1} est la matrice inverse de la matrice Q propre au substrat; Q_1^{-1}est la matrice inverse de la matrice Q_1 propre à la couche et *E(d)* est la matrice diagonale relative à l'effet de l'épaisseur de la couche.

Ces matrices sont données comme suit:

$$Q_1 = \begin{bmatrix} j\eta_{1s} & j\beta & j\beta & -j\eta_{1s} \\ j\beta & -j\eta_{1l} & j\eta_{1l} & j\beta \\ 2\mu_1\eta_{1s}\beta & \mu_1(2\beta^2 - k_{1s}^2) & \mu_1(2\beta^2 - k_{1s}^2) & -2\mu_1\eta_{1s}\beta \\ -\mu_1(2\beta^2 - k_{1s}^2) & 2\mu_1\eta_{1s}\beta & -2\mu_1\eta_{1s}\beta & -\mu_1(2\beta^2 - k_{1s}^2) \end{bmatrix} \quad \text{(II-17)}$$

$$Q = \begin{bmatrix} j\eta_s & j\beta & j\beta & -j\eta_s \\ j\beta & -j\eta_l & j\eta_l & j\beta \\ 2\mu\eta_s\beta & \mu(2\beta^2 - k_s^2) & \mu(2\beta^2 - k_s^2) & -2\mu\eta_s\beta \\ -\mu(2\beta^2 - k_s^2) & 2\mu\eta_s\beta & -2\mu\eta_s\beta & -\mu(2\beta^2 - k_s^2) \end{bmatrix} \quad \text{(II-18)}$$

$$E(d) = \begin{bmatrix} \exp(-j\eta_{1s}d) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \exp(-j\eta_{1s}d) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \exp(+j\eta_{1s}d) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \exp(+j\eta_{1s}d) \end{bmatrix} \quad \text{(II-19)}$$

Où β sont les composantes tangentielles des vecteurs d'onde s'exprimant par :

$$\beta = k_0 sin\theta = k_l sin\theta_l = k_s sin\theta_s \quad \text{(II-20)}$$

Les composantes normales, notées η, sont :

$$\begin{cases} \eta_0 = k_0 cos\theta \\ \eta_{1s} = k_{1s} cos\theta_{1s},\ \eta_{1l} = k_{1l} cos\theta_{1l} \\ \eta_s = k_s cos\theta_s,\ \eta_l = k_l cos\theta_l \end{cases} \quad \text{(II-21)}$$

3-La mesure des vitesses des ondes acoustiques à partir du pouvoir réflecteur R(θ):

Le coefficient de réflexion est une fonction complexe dont on représente leur module (ou amplitude) et leur phase [17].

Ainsi toutes les variations de phase du coefficient de réflexion influent sur la signature acoustique V(z).

Dans le cas d'un matériau massif (ou homogène), on relève des variations de phase et d'amplitude au voisinage des angles critiques correspondants aux modes :

- De Rayleigh.
- Latéral longitudinal.
- Latéral transversal.

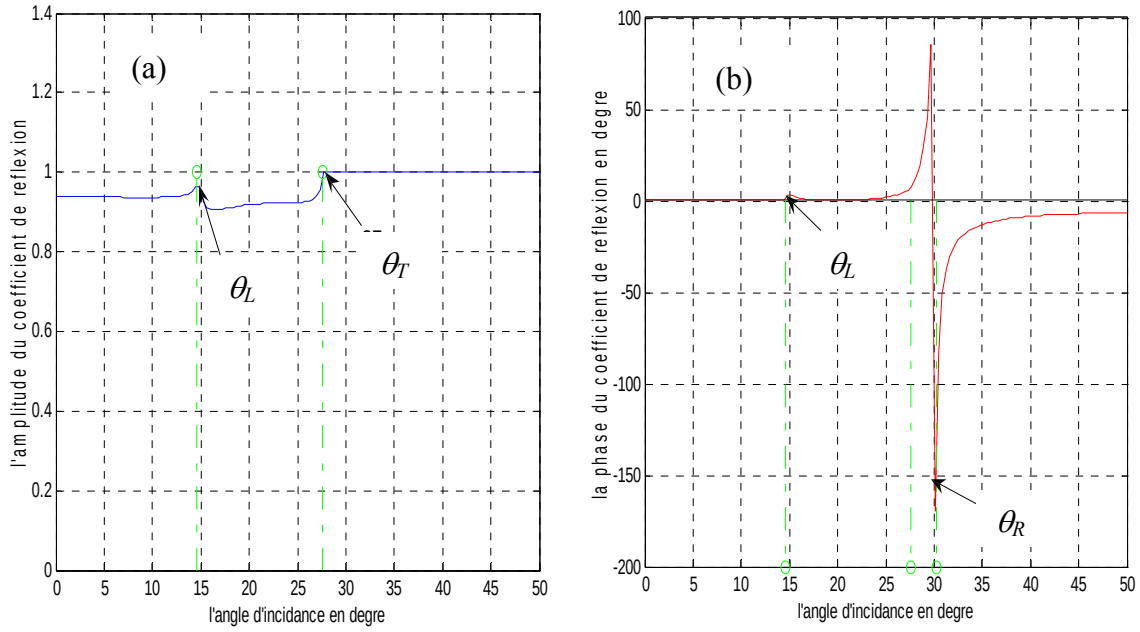


Figure (II-8): *coefficient de réflexion d'un acier à 600 MHz : (a) l'amplitude ; (b) la phase.*

Les variations de la phase du coefficient de réflexion de la figure (II-8) permettent de déterminer les vitesses du mode de Rayleigh et du mode longitudinal par les relations :

$$\begin{cases} V_R = \dfrac{V_{liq}}{sin\theta_R} \\ V_L = \dfrac{V_{liq}}{sin\theta_L} \end{cases} \qquad \text{(II-22)}$$

On remarque que le mode transversal n'est pas détecté sur la figure (II-8-b) : étant situé prés du mode de Rayleigh, en effet, masqué par ce mode prédominant.

4-L'atténuation des ondes acoustiques :

Jusqu'à présent, nous avons négligé l'effet de l'atténuation, mais en réalité il existe toujours des processus irréversibles qui causent l'atténuation de l'onde acoustique.
On rappelle que la solution de l'équation de propagation (dans le cas d'un milieu non dispersif), est sous la forme d'une onde progressive de vecteur d'onde $\vec{K}$ [18].

$$U = U_0 \exp\left(j(2\pi f t - Kx)\right) \qquad \text{(II-23)}$$

Et dans le cas d'un matériau atténuant, la solution est sous la forme d'une onde amortie :

$$U = U_0 \exp\left(j(2\pi f t - K^* x)\right) \qquad \text{(II-24)}$$

Avec : $K^* = K + j\alpha$ est le nombre d'onde complexe [18,19]

α : Le coefficient d'atténuation de l'onde acoustique.

5-La relation entre l'atténuation et la porosité :

L'hétérogénéité de la structure implique au niveau microscopique un comportement physique propre aux fluides qui la traversent et les propriétés acoustiques qui en dérivent, induisent dispersion de la vitesse et absorption dues aux mouvements relatifs du solide et du fluide. L'atténuation a été étudiée expérimentalement pour différentes valeurs du taux de porosité Φ [20].

La variation de l'atténuation en fonction de la fréquence est donnée par la relation :

$$\alpha = f^n \qquad \text{(II-25)}$$

Où n : est une constante empirique comprise entre 1.3 et 1.8 et qui dépend de la porosité.

La figure (II-9) montre la variation de l'atténuation en fonction de la fréquence pour une céramique poreuse avec un taux de porosité ($\Phi = 0.5$).

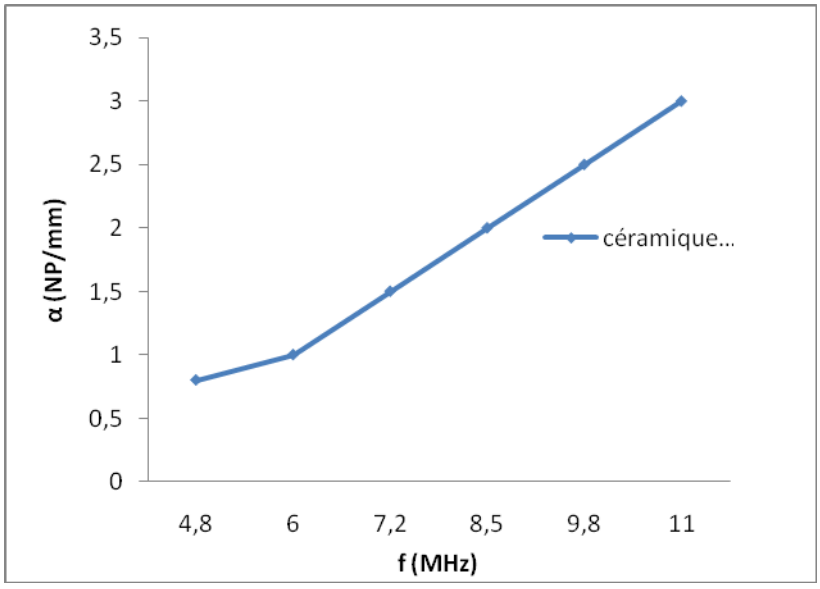


Figure (II-9): *la variation de l'atténuation en fonction de la fréquence pour une céramique poreuse avec (Φ=0.5) [20].*

En remarque que l'atténuation dans le matériau poreux est beaucoup plus forte que dans le matériau non poreux (de porosité 0).

II.6-Caractérisation de surface de couche et des matériaux multicouches :

L'onde excitée dans une couche de structure solide sera soit des ondes de compression ou des ondes d'interface. Les ondes d'interface peuvent être sous forme des ondes de Rayleigh ou les ondes de couche, telles que les ondes de Lamb.

Le coefficient de réflexion à l'interface liquide-couche-interface solide a la transition de phase correspondante à ces modes. Le nombre de transition de phase du coefficient de réflexion augmente quand l'épaisseur de la couche augmente. Ces variations de phase rapides résultent des divers modes existants dans la couche. Pour une couche plus épaisse que quelques longueurs d'onde, le substrat a un effet négligeable sur le rendement du microscope.

La présence du substrat par la couche peut avoir un sens, parce que les ondes de surface qui sont principalement dans la région de la couche sont perturbées du fait du contournement des ondes avancées à la région du substrat. Vetters et al (1989) [21] ont montré que la pénétration de l'onde de Rayleigh dans le matériau est environ une longueur d'onde.

II.7- Détermination des constantes élastiques :

La détermination des vitesses de propagation dans le matériau permet sous certaines conditions l'obtention des constantes d'élasticité caractéristiques telles que le module d'Young, le coefficient de Poisson ainsi que le module de cisaillement et de compressibilité. Leurs expressions respectives sont les suivantes [9]:

$$\begin{cases} \text{Module de Young :} \quad E = \rho V_T^2 \dfrac{3V_L^2 - 4V_T^2}{V_L^2 - V_T^2} \\ \text{Module de cisaillement:} \quad G = \rho V_T^2 \\ \text{Module de compressibilité :} \quad K - \rho \dfrac{3V_L^2 - 4V_T^2}{3} \\ \text{Coefficient de Poisson :} \quad \nu = \dfrac{V_L^2 - 2V_T^2}{2(V_L^2 - V_T^2)} \end{cases} \qquad \text{(II-26)}$$

Où ρ : la masse volumique du matériau en kg/m³.

Bergman [22] a présenté une formule approximative pour l'onde de surface (Rayleigh).

$$V_R = \frac{0.87 + 1.12\nu}{1+\nu} \frac{E}{2\rho(1+\nu)} \qquad \text{(II-27)}$$

Cette approximation est basée sur la relation suivante des vitesses V_R et V_T :

$$\frac{V_R}{V_T} = \frac{0.87 + 1.12\nu}{1+\nu} \qquad \text{(II-28)}$$

La vitesse de l'onde de Rayleigh est typiquement $0.93V_T$ [23]. Si ν varie de 0 jusqu'à 0.5, V_R varie de $0.87V_T$ à $0.96V_T$ [24].

1-L'effet de la porosité sur les vitesses de propagation des ondes ultrasonores et les propriétés élastiques du matériau :

Les formules de corrélation empirique entre la fraction de la porosité et les vitesses ultrasonores pour un matériau polycristaline ont été examinées par Roth et al (1990) [25].

En générale, la vitesse de l'onde longitudinale qui se propage dans un solide est liée à l'élasticité et la densité du solide par :

$$V_L = \frac{E(1-\nu)}{\rho(1+\nu)(1-2\nu)} \qquad \text{(II-29)}$$

Où V_L, E, ρ et ν sont respectivement la vitesse longitudinale, module élastique, densité et le coefficient de Poisson du matériau.
La vitesse de l'onde de cisaillement qui se propage dans un solide est reliée aux propriétés élastiques et à la densité du solide par :

$$V_T = \frac{E}{2\rho(1+\nu)} \qquad \text{(II-30)}$$

Une équation alternative a été proposée par Phani et al (1986) [26] pour décrire la relation entre les modules élastiques et la fraction de la porosité :

$$E = E_0 (1-\Phi)^{2n+1} \qquad \text{(II-31)}$$

Où n est une constante empirique déterminée qui dépend de la distribution des pores et le facteur de géométrie des pores, E_0 est le module d'élasticité d'un échantillon de poly cristalline non poreux.
La fraction de porosité Φ peut être exprimée en tant que :

$$\Phi = 1 - (\frac{\rho}{\rho_0}) \qquad \text{(II-32)}$$

Où ρ_0 : la densité théorique (matériau non poreux).
En substituant la relation (II-31) dans (II-32), la vitesse est exprimée en tant que :

$$V_L = V_0 (1-\Phi)^n \qquad \text{(II-33)}$$

Où V_0 : la vitesse pour un matériau non poreux qui est constante pour chaque matériau.
Si on prend $n = 1$ dans l'équation (II-34), des résultats en bon accord pour un certain nombre des matériaux sur un large intervalle de porosité $(0.1 < \Phi < 0.7)$ [26], la vitesse est réduite de telle sorte que :

$$V = V_0 (1 - \Phi) \qquad \text{(II-34)}$$

La figure (II-10) montre des résultats expérimentaux des vitesses: longitudinale et de Rayleigh en fonction de la porosité [27].

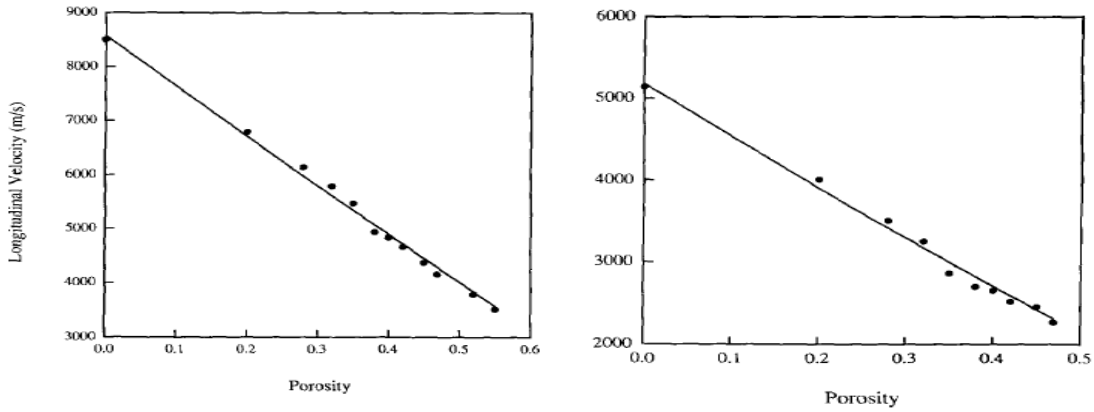


Figure (II-10) : *les résultats expérimentaux de : (a) vitesse longitudinale (b) vitesse de Rayleigh, en fonction de la porosité dans le système eau/Si [27].*

2-Discussion concernant les valeurs des paramètres géométriques :

Dans le cas des pores cylindriques parallèles, les longueurs caractéristiques Λ et Λ' sont égales au rayon r des pores et le facteur de forme n est égal à 1. Le lien entre les effets visqueux et thermiques est directement réalisé par l'intermédiaire du nombre de Prandtl P_r.

Pour un matériau quelconque, les différents paramètres qui misent en jeu diffèrent des valeurs idéales telles que r et 1. Toutefois, les tendances fréquemment rencontrées sont les suivantes : le rapport Λ'/Λ (supérieur à 1 par définition) est égal à 2 pour des laines de verre aux fibres cylindriques parallèles assez éloignées [28]. Il se situe entre 2 et 3 généralement pour des mousses de polyuréthanne. Des valeurs supérieures (entre 3 et 5) ont été obtenues pour des billes de verre [29] et pour des mousses de polyuréthane imprégnées de polymères [30]. Des rapports proches de 3 ont été observés dans le sable [31].

Le facteur de forme n demeure proche de 1 en général (il est compris entre 0.5 et 2.5). Lorsque σ augmente, cela correspond généralement à une diminution de la taille des pores. Dans ce cas, le paramètre Λ diminue. Dans le cas des matériaux granulaires tels que le sable, la présence des petits et gros grains pourraient envisager des fortes variations d'échelles. En réalité, l'effet d'une distribution des rayons engendre l'effet inverse.

II.8-Les applications de la microscopie acoustique dans le domaine des matériaux poreux :

Il existe au moins trois grands domaines d'intérêt pour les tests non destructifs sur ces matériaux : la fabrication et leur contrôle pour des applications mécaniques, les capteurs à base des matériaux poreux, la détection de ces matériaux [9] :

- L'observation et la caractérisation micro acoustique de ces matériaux ont pour pivot la taille des pores par rapport à la longueur d'onde acoustique. Lorsque ce rapport est bien plus petit que 1, le matériau peut être considéré comme globalement homogène et les techniques de la signature acoustique V(z) peuvent être utilisées pour la caractérisation. Dans le cas contraire, les pores sont des discontinuités macroscopiques et l'analyse concerne la matrice non poreuse.
- D'une façon complémentaire, les capteurs d'environnement qui associent les matériaux poreux et microélectronique peuvent être également contrôlés par ces techniques avec une optimisation du taux de porosité en fonction de l'application envisagée. Le silicium poreux demeure le matériau phare de cette technologie qui associe capteur en traitement du signal. Comme dans le cas précédent, la microscopie acoustique permet une complète investigation de ce genre de composants qui demande une bonne connaissance de la porosité de surface et de ces prolongements en profondeur ainsi que l'évolution des caractéristiques du matériau en fonction du taux de remplissage des pores.
- Enfin, la troisième application concerne les matériaux de construction et leurs évolutions sous des conditions standards ou extrêmes d'environnement. Les techniques de microscopie acoustique transposées en basse fréquence permettraient de suivre l'évolution de la dégradation des divers matériaux de construction sous l'effet des agents naturels.

II.9-Conclusion :

L'étude quantitative d'un échantillon est basée sur la technique de la signature acoustique V(z), à partir de Δz de cette signature acoustique nous calculons les différentes vitesses des ondes : longitudinale, transversale et Rayleigh, à l'aide de ces vitesses nous pouvons calculer les constantes élastiques des matériaux.

La signature acoustique V(z) dépend du pouvoir réflecteur R(θ) qui dépend aussi essentiellement de la manière dont la présence des interfaces (systèmes bicouches, multicouches) modifie la réflexion ou la transmission des ondes acoustiques. Le coefficient de réflexion dépond aussi du taux de porosité, l'épaisseur de la couche et des paramètres acoustiques de celle-ci et du substrat (la densité, les vitesses des ondes longitudinale et transversale), donc la porosité influe sur les vitesses des différentes ondes (longitudinale, transversale et Rayleigh). Nous allons voir sa dans le dernier chapitre.

Chapitre III :

Théorie de propagation des ondes acoustiques dans les milieux poreux :

III.1-Introduction :

En 1956, Biot a présenté la théorie de la poroélasticité isotrope où le comportement du milieu poreux composé de deux phases complètement décrit par les déplacements des phases solide et fluide. La formulation classique peut être nommée aussi par : la formulation des déplacements (u^s, u^f). Biot a dérivé les équations d'équilibre où les tenseurs des déformations associés aux particules du squelette et du fluide sont (indépendamment) liés aux déplacements macroscopiques du solide et du fluide. Ainsi, dans les équations du comportement des poroélastiques, il y a quelques termes importants qui expriment le couplage entre la phase solide et fluide, ces termes dépondent du coefficient de couplage de masse et du coefficient de vibration visqueuse [1].

La matrice peut être considérée comme étant rigide (sans mouvement) ou élastique. Dans le cas d'un squelette rigide une onde de compression se propage dans la phase fluide seulement et le comportement macroscopique du matériau poreux est comparable à celui d'un fluide équivalent. Dans le cas d'une matrice élastique, deux ondes de compression partiellement couplées (l'une d'origine solide et l'autre d'origine fluide), ainsi qu'une onde de cisaillement (d'origine solide) se propagent simultanément dans les deux phases [2].

En 1993, Allard améliore la prise en compte des couplages visqueux en intégrant les travaux de Johnson [3] sur la grandeur caractéristique visqueuse. Le modèle de Biot ainsi modifie et porte le nom de Biot généralisé ou Biot-Allard ou encore de Johnson-Champaux-Allard. Il prend en compte les différents phénomènes de dissipations (visqueux et thermiques) ainsi que l'élasticité de la matrice et les phénomènes de couplage fluide-structure.

III.2-Propagation des ondes dans les milieux poreux saturés :

1 -Théorie de Biot :

1.1-Hypothèses de Biot :

La théorie de Biot est basée sur les hypothèses suivantes [4] :

- La première hypothèse suppose la longueur d'onde grande devant les dimensions du volume élémentaire macroscopique. La longueur d'onde est ainsi grande devant la dimension des canaux élémentaires où s'effectue l'écoulement microscopique. On peut alors montrer que la répartition des contraintes dans le fluide est quasiment hydrostatique, bien que la viscosité joue un rôle majeur dans l'écoulement [5].

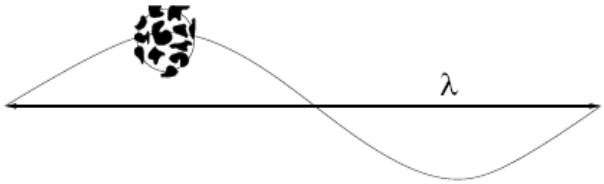


Figure (III-1) : *hypothèse de grande longueur d'onde λ, devant les dimensions représentatives du milieu poreux [3].*

- La seconde hypothèse est celle des petites déplacements tant pour la phase fluide que solide. Cette hypothèse est entièrement justifiée, les déformations en sismique classique (laboratoire et terrain) étant inférieures à 10^{-6}. Ainsi, si u_i est la i^{ème} composante du déplacement moyen macroscopique, les composantes du tenseur de déformation macroscopique peuvent s'écrire en seconde ordre prés :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i}) \qquad \text{(III-1)}$$

- La troisième hypothèse considère la phase liquide comme continue. La matrice est donc constituée de la phase fluide et des pores occlus. Par suite, la porosité considérée sera celle des canaux où s'effectue l'écoulement.

Soit u^f le déplacement moyen de la phase liquide continue contenue dans l'élément macroscopique dQ sortant à travers une surface dS de nombre n et par unité de temps est donné par :

$$dQ = \dot{w}.n\, dS \qquad \text{(III-2)}$$

$$\dot{w} = \Phi\,(\dot{u}^f - \dot{u}^s) \qquad \text{(III-3)}$$

Le vecteur w est la vitesse de filtration. Remarquant que pour tout volume macroscopique Ω de frontière S on a :

$$\int_s \dot{w}.n\, dS = \int_\Omega div\, w\, d\Omega \qquad \text{(III-4)}$$

L'augmentation locale de la teneur en fluide ξ est ainsi donnée par :

$$\dot{\xi} = -div\, w \qquad \text{(III-5)}$$

- La quatrième hypothèse concerne la matrice que l'on supposera élastique et isotrope, étant entendu qu'il est évidemment possible d'étendre la théorie au cas élastique anisotrope. Ainsi tous les phénomènes d'origine visqueux liés à la matrice (par exemple dus à la présence du fluide dans les pores occlus) ne seront pas abordés.
- La dernière hypothèse concerne l'absence de tout couplage et, en particulier, l'absence de couplage thermomécanique.

1.2-Le potentiel des déformations et contraintes :

Le passage d'une onde étant rapide, le phénomène est adiabatique et à partir des concepts généraux de la mécanique des milieux continus, il est raisonnable de supposer l'existence d'un potentiel interne volumique V. Tel que son différentielle représente le travail de déformation dans une transformation infinitésimale macroscopique [6].

Les hypothèses précédentes découlent le fait que le potentiel ne peut dépendre que des composantes du tenseur de la déformation ε_{ij} et de l'augmentation de la teneur en fluide ξ. Ces variables sont des variables normales et on a pour toute transformation infinitésimale définie par des incréments $d\varepsilon_{ij}$, $d\xi$:

$$dV = \frac{\partial V}{\partial \varepsilon_{ij}} d\varepsilon_{ij} + \frac{\partial V}{\partial \xi} d\xi \qquad \text{(III-6)}$$

Le second nombre de l'équation (III-6) correspond pour le premier terme, au travail lié à l'augmentation de la teneur en fluide dans une transformation à déformation macroscopique constante.

Il est ainsi légitime de définir un tenseur de contrainte macroscopique σ est une pression moyenne dans le fluide par les relations:

$$\begin{cases} \sigma_{ij} = \dfrac{\partial V}{\partial \varepsilon_{ij}} \\ P = \dfrac{\partial V}{\partial \xi} \end{cases} \qquad \text{(III-7)}$$

1.3-L'énergie cinétique :

La longueur d'onde λ étant supposée grande devant les dimensions du volume élémentaire macroscopique $d\Omega$ (ie $d\Omega \approx l^3$ *et* $l/\lambda \ll 1$) on peut restreindre le développement de la densité volumique $\mathcal{C}$ de l'énergie cinétique aux termes quadratiques [4] :

$$2\mathcal{C} = \rho_u \dot{u}_i \dot{u}_i + 2\rho_{uw} \dot{u}_i \dot{w}_i + \rho_w \dot{w}_i \dot{w}_i \qquad \text{(III-8)}$$

Où ρ_u : est la masse volumique moyenne définie par :

$$\rho_u = \rho = (1 - \Phi)\rho_s + \Phi\rho_f \qquad \text{(III-9)}$$

Où ρ_s et ρ_f : sont respectivement les masses volumiques de la matrice et du fluide.

Pour décrire l'effet de couplage, similaire à l'effet de masse ajoutée dans l'étude du mouvement d'un obstacle dans un écoulement fluide, on a l'habitude d'introduire un paramètre α dit la tortuosité tel que :

$$\rho_w = \frac{\alpha}{\Phi} \rho_f \qquad \text{(III-10)}$$

On doit nécessairement avoir :

$$\alpha \geq 1 \qquad \text{(III-11)}$$

La force de couplage : $(1 - \alpha)\rho_f \ddot{u}_i$ doit être évidement opposée à l'accélération d'ensemble.

$\alpha \to 1$ Quand $\Phi \to 1$, le milieu se réduisant à un fluide (couplage nul).

$\alpha \to \infty$ Quand $\Phi \to 0$, la masse du fluide devenant trop faible pour s'opposer au mouvement d'ensemble.

Berryman, 1980 [7], a étudié le cas des particules solides sphériques dans un fluide. Faisant l'analogie de masse ajoutée précitée, il a proposé :

$$\alpha = \frac{1}{2}\left[\frac{1}{\Phi} + 1\right] \qquad \text{(III-12)}$$

D'autres auteurs ont lié la tortuosité à la notion du facteur de formation $F(\Phi)$ par la relation suivante [8, 9]:

$$\alpha = F(\Phi)\Phi \qquad \text{(III-13)}$$

1.4-Les équations de propagation des ondes acoustiques dans un milieu poreux :

Dans la théorie de Biot chaque élément du volume est décrit par le déplacement moyen du fluide $\vec{u}^f(\vec{r},t)$ et de la partie solide $\vec{u}^s(\vec{r},t)$. Les équations de mouvement sont :

$$\begin{cases} \rho_{11}\dfrac{\partial^2\vec{u}^s}{\partial t^2} + \rho_{12}\dfrac{\partial^2\vec{u}^f}{\partial t^2} = P\,\nabla(\nabla.\vec{u}^s) + Q\,\nabla(\nabla.\vec{u}^f) - N\,\nabla\Lambda\nabla\Lambda\vec{u}^f + b\,F(w)\left[\dfrac{\partial\vec{u}^f}{\partial t} - \dfrac{\partial\vec{u}^s}{\partial t}\right] \\ \rho_{22}\dfrac{\partial^2\vec{u}^f}{\partial t^2} + \rho_{12}\dfrac{\partial^2\vec{u}^s}{\partial t^2} = R\,\nabla(\nabla.\vec{u}^f) + Q\,\nabla(\nabla.\vec{u}^s) - b\,F(w)\left[\dfrac{\partial\vec{u}^f}{\partial t} - \dfrac{\partial\vec{u}^s}{\partial t}\right] \end{cases} \qquad \text{(III-14)}$$

Les constantes P, Q et R sont les coefficients élastiques qui peuvent être reliés au module de compressibilité du fluide k_f, le module de compressibilité du solide k_s, le module de compressibilité du squelette rigide k_b et N qui est le module de cisaillement des deux phases (squelette rigide et le composite) [13] :

$$\begin{cases} P = \dfrac{(1-\Phi)\left[1-\Phi-\frac{k_b}{k_s}\right]k_s + \Phi\frac{k_s}{k_f}k_b}{1-\Phi-\frac{k_b}{k_s}+\Phi\frac{k_s}{k_f}} + \dfrac{4}{3}N \\ Q = \dfrac{\left[1-\Phi-\frac{k_b}{k_s}\right]\Phi k_s}{1-\Phi-\frac{k_b}{k_s}+\Phi\frac{k_s}{k_f}} \\ R = \dfrac{\Phi^2 k_s}{1-\Phi-\frac{k_b}{k_s}+\Phi\frac{k_s}{k_f}} \end{cases} \qquad \text{(III-15)}$$

En absence de l'influence électrochimique d'interface entre le fluide et le solide, k_b et N sont indépendants du fluide qui est dans les pores. Les termes des densités ρ_{ij}, sont reliés à la densité du solide, ρ_s , et du fluide, ρ_f, par :

$$\begin{cases} \rho_{11} + \rho_{12} = (1-\Phi)\rho_s \\ \rho_{22} + \rho_{12} = \Phi\rho_f \\ \rho_{12} = (1-\alpha)\Phi\rho_f \end{cases} \qquad \text{(III-16)}$$

Le terme ρ_{12} décrit le glissement inertiel (opposé au visqueux) qui est exercé par le fluide au solide comme ce dernier est relativement accéléré.

Le paramètre restant b gouverne l'atténuation :

$$b = \frac{\eta\Phi^2}{K} \qquad \text{(III-17)}$$

Où η : est la viscosité du fluide, K est la perméabilité du fluide et $F(\omega)$ tient compte du fait que l'humidité effective, devient plus faible quand l'épaisseur de peau visqueuse $\sqrt{\frac{2\eta}{\rho_f \omega}}$ devient petite par rapport au volume des pores quand la fréquence ω augmente [10,11].

1.5-Les vitesses des ondes ultrasonores dans un milieu poreux :

D'après la théorie de Biot, si la fréquence est assez grande où la viscosité du fluide est négligeable, le mécanisme d'atténuation a une petite influence sur les vitesses des modes normaux qui sont données par l'équation (III-18) [14]. Dans cette limite, les vitesses non dispersives des modes normaux sont :

$$\begin{cases} V^2\,(cisaillement) = \dfrac{N}{(1-\Phi)\rho_s + \Phi\rho_f - \frac{1}{\alpha}\Phi\rho_f} \\ V^2\,(rapide, lente) = \dfrac{P\rho_{22} + R\rho_{11} - 2\rho_{12}Q \pm J}{2(\rho_{11}\rho_{22} - \rho_{12}^2)} \\ J = \sqrt{(P\rho_{22} + R\rho_{11} - 2\rho_{12}Q)^2 - 4(\rho_{12}\rho_{22} - \rho_{12}^2)(PR - Q^2)} \end{cases} \quad \text{(III-18)}$$

Il y a une seule onde de cisaillement, une onde de compression rapide correspond à la vibration en phase de la phase solide et de la phase fluide et l'onde de compression lente qui correspond à la vibration en opposition de phase de ces deux phases (solide et liquide).
La formule approximative de l'onde lente a été proposée par Plona [15].

$$V\,(lente) = V_{fluide}/\sqrt{\alpha} \quad \text{(III-19)}$$

A basse fréquence quand l'épaisseur de peau visqueuse est grande par rapport à la taille des pores, le comportement de l'onde lente change de la propagation à la diffusion [10,12].

1.6-Milieu poreux avec un squelette rigide :

Pour plusieurs milieux poreux, le squelette peut être considéré comme rigide, dans ce cas seulement le fluide supporte le mouvement de l'onde. Le modèle qui décrit cette situation est souvent appelé le modèle du fluide équivalent. Le milieu poreux peut être modulé comme un fluide effectif complexe de densité effective complexe $\tilde{\rho}_{eff}$ et un module de compressibilité effectif complexe k_{eff} (les modules des compressibilités de la phase solide et la phase fluide sont égaux) [10], les paramètres précédents sont liés par la relation suivante:

$$-\omega^2 P = \frac{k_{eff}}{\tilde{\rho}_{eff}} \Delta P \quad \text{(III-20)}$$

Où P : est la pression du fluide dans les pores. Les frictions visqueuses entre le solide et le fluide influencent la densité complexe. Les échanges thermiques influencent le module de compressibité complexe.

1.7-Frictions visqueuses :

Des formules exactes de la densité effective sont obtenues surtout dans le cas de simple géométrie des pores. La densité dynamique est donnée par la relation suivante [16] :

$$\tilde{\rho}_{eff} = \alpha(\omega)\rho_0 \qquad \text{(III-21)}$$

Où ρ_0 : est la densité du fluide et $\alpha(\omega)$ est la tortuosité dynamique qui est donnée comme suit:

$$\alpha(\omega) = \alpha_\infty \left[1 - j\frac{\sigma\Phi}{\omega\alpha_\infty\rho_0} G(\omega)\right] \qquad \text{(III-22)}$$

Johnson et al ont proposé une fonction analytique $G(\omega)$ valable au comportement de la densité effective à haute et basse fréquence [3]:

$$G(\omega) = \sqrt{1 + j\frac{4\alpha_\infty^2\eta\rho_0\omega}{\sigma^2\Lambda^2\Phi}} \qquad \text{(III-23)}$$

1.8-La relation contrainte et déformation pour un milieu poreux :

Les relations contrainte-déformation utilisées sont [13] :

$$\begin{cases} \sigma_{ij}^s = [(P-2N)\theta^s + Q\theta^f]\delta_{ij} + 2Ne_{ij} \\ \sigma_{ij}^f = -\Phi P\delta_{ij} = (Q\theta^s + R\theta^f)\delta_{ij} \end{cases} \qquad \text{(III-24)}$$

Où : $\theta^{s,f} = \nabla u^{s,f}$ est appelé la dilatation cubique, c'est la divergence de la vitesse des particules u^s et u^f et physiquement il correspond à la limite au rapport de l'augmentation de vitesse en volume au volume initial quand celui-ci tend vers zéro, P est la pression exercée par le fluide, δ_{ij} est le delta de Kronecher et un tenseur de la déformation e_{ij} qui est donné par :

$$e_{ij} = \frac{1}{2}(\partial_i u_j + \partial_j u_i) \qquad \text{(III-25)}$$

Les coefficients P, N, Q et R, qui apparaissent dans les équations précédentes sont fréquemment dépendants, complexes et directement liés aux variables mesurables [15]. Pour une forte absorption du son le module de compressibilité du solide est beaucoup plus grand que le module de cisaillement du squelette et cela du fluide. Les expressions de ces coefficients deviennent simples [17] et sont données par les relations suivantes:

$$\begin{cases} P = k_b + \frac{4}{3}N + \frac{(1-\Phi)^2}{\Phi}k_f \\ Q = (1-\Phi)k_f \\ R = \Phi K_f \end{cases} \qquad \text{(III-26)}$$

Où P : correspond au premier coefficient de Lamé λ .

Q : décrit le couplage élastique entre la déformation du fluide et celle-ci du solide.

R : Le module de compressibilité du fluide qui se trouve dans les pores ; il explique le courant des effets thermiques entre les deux phases.

N: Le module de cisaillement ou le deuxième coefficient de Lamé μ, on suppose qui est complexe et indépendant de la fréquence dans la théorie originale, qui a été formulée par Biot.

2- Détermination des coefficients élastiques «The gedanken experiments» :

Pour la détermination des coefficients d'élasticité P, N, Q et R, Biot avait réalisé les expériences suivantes [13] :

1ère expérience : le matériau poreux subit à des contraintes de cisaillement $(\theta^s = \theta^f = 0)$ donc :

$$\sigma_{ij}^s = 2Ne_{ij} \qquad et \qquad \sigma_{ij}^f = 0 \tag{III-27}$$

Il est clair que N est le module de cisaillement du matériau, et en conséquence le module de cisaillement du squelette si l'air ne contribue pas aux forces de cisaillement.

2ème expérience : le matériau poreux qui est à pore ouvert est contourné par l'application d'une pression hydrostatique P_1, la pression de l'air reste constante et égale à P_0, comme représente la figure (III-2) :

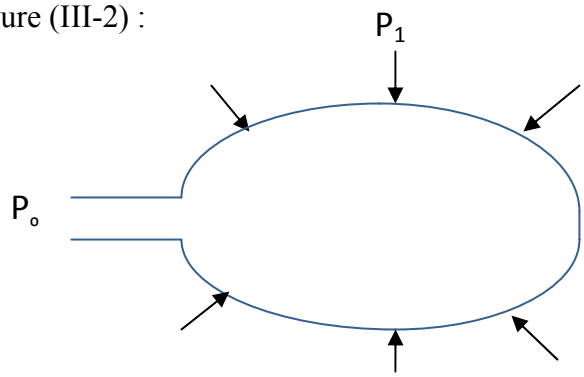


Figure (III-2) : *schéma du squelette à pores ouverts auquel on applique une pression hydrostatique P_1 où la pression de l'air est égale à P_0.*

Cette expérience donne la définition du module de compressibilité du squelette k_b dans le cas où la pression de l'air est constante.

$$k_b = -P_1/\theta_1^s \tag{III-28}$$

Où θ_1^s : est la dilatation du squelette, et $\sigma_{11}^s, \sigma_{22}^s, \sigma_{33}^s$ sont égale à $-P_1$. Les équations de contrainte et déformation deviennent :

$$\begin{cases} -P_1 = \left(P - \frac{4}{3}N\right)\epsilon_1^s \\ 0 = Q\theta_1^s + R\epsilon_1^f \end{cases} \tag{III-29}$$

Dans ces équations, θ_1^f est la dilatation de l'air dans le matériau. Cette dilatation est due à la variation de la porosité du matériau.

3ème expérience : le squelette du matériau poreux est fermé et on applique une diminution de la pression de l'air P_f, regarde la figure (III-3).

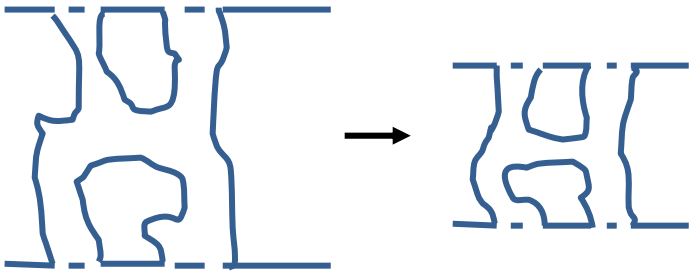


Figure (III-3) : *matériau poreux à pores fermés avec la diminution de la pression de l'air.*

Cette variation de la pression de l'air est transmise au squelette, et les composantes du tenseur de contrainte pour le squelette deviennent :

$$\sigma_{ij}^{s} = -P_f(1-\Phi)\delta_{ij} \qquad \text{(III-30)}$$

Les équations de contrainte et déformation deviennent :

$$\begin{cases} -P_f(1-\Phi) = \left(P - \frac{4}{3}N\right)\theta_2^s + Q\theta_2^f \\ -\Phi P_f = Q\vartheta_2^s + R\theta_2^f \end{cases} \qquad \text{(III-31)}$$

Dans ces équations, θ_2^s et θ_2^f sont les dilatations du squelette et de l'air respectivement. La quantité : $-P_f/\theta_2^s$ est notée par k_s qui est le module de compressibilité du solide constitué le squelette. Dans ce cas il n'y a pas de variation de la porosité, la déformation du squelette est la même comme pour un matériau non poreux.
Le module de compressibilité de l'air est donné par la relation suivante:

$$k_f = -P_f/\theta_2^f \qquad \text{(III-32)}$$

3-Le modèle de Johnson -Champoux -Allard :

Les équations de mouvement de la phase solide et de la phase fluide dans le domaine poroélastique s'écrivent comme suit [2]:

$$\begin{cases} div\sigma^s = -\omega^2\rho_{11}u^s - \omega^2\rho_{12}u^f + j\omega\tilde{b}(u^s - u^f) \\ div\sigma^f = -\omega^2\rho_{12}u^s - \omega^2\rho_{22}u^f + j\omega\tilde{b}(u^s - u^f) \end{cases} \qquad \text{(III-33)}$$

Où:

$$\begin{cases} \rho_{11} = \rho_1 - \rho_{12} \\ \rho_{12} = -\Phi\rho_0(\alpha_\infty - 1) \\ \rho_{22} = \Phi\rho_0 - \rho_{12} \\ \rho_1 = (1-\Phi)\rho_s \end{cases} \qquad \text{(III-34)}$$

La tortuosité α_∞ est liée à un effet de masse ajoutée $1 < \alpha_\infty < 7$ ce qui implique que $\rho_{12} < 0$.

Où ρ_{11} et ρ_{22} : les masses volumiques apparentes de Biot respectivement des phases solide et fluide.

ρ_s : La masse volumique du matériau composant le squelette.

ρ_1 : La masse volumique de la phase solide.

ρ_0: La masse volumique du fluide.

$\tilde{E}$: Un coefficient d'amortissement visqueux complexe dépendant de la fréquence.

σ^s et σ^f : les tenseurs partiels des contraintes macroscopiques de la phase solide et de la phase fluide.

Les équations de mouvement peuvent être réécrites sous la forme suivante:

$$\begin{cases} div\sigma^s = -\omega^2(\tilde{\rho}_{11}u^s + \tilde{\rho}_{12}u^f) \\ div\sigma^f = -\Phi\Delta P = -\omega^2(\tilde{\rho}_{12}u^s + \omega^2\tilde{\rho}_{22}u^f) \end{cases} \quad \text{(III-35)}$$

Avec une expression des masses volumiques dynamiques complexes faisant intervenir le coefficient d'amortissement visqueux complexe $\tilde{b}$:

$$\begin{cases} \tilde{\rho}_{11} = \rho_{11} + \frac{\tilde{b}}{j\omega} \\ \tilde{\rho}_{12} = \rho_{12} \quad \frac{\tilde{b}}{j\omega} \\ \tilde{\rho}_{22} = \rho_{22} + \frac{\tilde{b}}{j\omega} \end{cases} \quad \text{(III-36)}$$

Où : $\tilde{b} = \Phi^2\sigma\, G$

Avec : $G = \sqrt{1 + j4\alpha_\infty^2\eta\rho_0\omega/\sigma^2\Lambda^2\Phi^2}$

3.1-La relation contraintes-déformations :

$$\begin{cases} \sigma^s = (\tilde{A} + \tilde{Q}\theta^f)I + 2\tilde{N}\epsilon^s \\ \sigma^f = -\Phi_p I = (\tilde{Q} + \tilde{R}\theta^f)\, I \end{cases} \quad \text{(III-37)}$$

Avec I: Le tenseur unité.

ϵ^s: Le tenseur des déformations macroscopiques de la phase solide.

$\tilde{A}, \tilde{Q}, \tilde{R}$: Les coefficients poroélastiques complexes.

N : Le module de cisaillement de Biot qui est supposé indépendant de la fréquence.

$$\begin{cases} \tilde{A} = \frac{(1-\Phi)^2}{\Phi}\tilde{k}_e + 2N(1 + j\eta_p)\frac{\nu}{(1-2\nu)} \\ \tilde{Q} = (1-\Phi)\tilde{k}_e \\ \tilde{R} = \Phi\tilde{k}_e \end{cases} \quad \text{(III-38)}$$

Où $\tilde{k}_e$: représente le module d'incompressibilité dynamique équivalent de l'air et donné par :

$$\tilde{k}_e = \frac{\gamma P_0}{\gamma - (\gamma-1)\left[1 + \frac{8\eta\tilde{G}}{j\Lambda'B'^2\omega\rho_0}\right]^{-1}} \quad \text{(III-39)}$$

Où γ : le rapport des chaleurs spécifiques de l'air.

P_0 : La pression atmosphérique.

B'^2 : Le nombre de Prandtl.

η_p : désigne l'amortissement structural de la matrice.

$\tilde{G}$: est un facteur correctif thermique et s'exprime comme suit :

$$G = \sqrt{1 + j\frac{\Lambda^2 B^2 \rho_c \omega}{16\eta}} \qquad \text{(III-40)}$$

3.2- Nombres d'onde associés aux ondes de compression et de cisaillement :

Les équations donnant les expressions des nombres d'onde de compression sont fournies par Allard [2,18] :

$$\begin{cases} K_{com1} = \sqrt{\dfrac{\omega^2}{2(\tilde{P}\tilde{R} - \tilde{Q}^2)}[\tilde{P}\tilde{\rho}_{22} + \tilde{R}\tilde{\rho}_{11} - 2\tilde{Q}\tilde{\rho}_{12} - \sqrt{\Delta}]} \\ K_{com2} = \sqrt{\dfrac{\omega^2}{2(\tilde{P}\tilde{R} - \tilde{Q}^2)}[\tilde{P}\tilde{\rho}_{22} + \tilde{R}\tilde{\rho}_{11} - 2\tilde{Q}\tilde{\rho}_{12} + \sqrt{\Delta}]} \end{cases} \qquad \text{(III-41)}$$

Avec : $\tilde{P} = \tilde{A} + 2N$ et Δ donné par :

$$\Delta = (\tilde{P}\tilde{\rho}_{22} + \tilde{R}\tilde{\rho}_{11} - 2\tilde{Q}\tilde{\rho}_{12})^2 - 4(\tilde{P}\tilde{R} - \tilde{Q}^2)(\tilde{\rho}_{11}\tilde{\rho}_{22} - \tilde{\rho}_{12}^2)$$

L'équation donnante le nombre d'onde de cisaillement est donnée par Allard :

$$K_{cis} = \sqrt{\frac{\omega^2}{N}\left(\frac{\tilde{\rho}_{11}\tilde{\rho}_{22} - \tilde{\rho}_{12}^2}{\tilde{\rho}_{22}}\right)} \qquad \text{(III-42)}$$

III.3-Propagation des ondes planes dans les milieux poreux :

Les déplacements dans les phases fluide et solide peuvent être représentés par les potentiels scalaires et vecteurs [19] :

$$\begin{cases} u^s = \nabla\emptyset_s + \nabla\Lambda\Psi_s \\ u^f = \nabla\emptyset_f + \nabla\Lambda\Psi_f \end{cases} \qquad \text{(III-43)}$$

Où $\emptyset_s$ et $\emptyset_f$: les potentiels scalaires de la phase solide et fluide.

Ψ_s et Ψ_f : les potentiels vecteurs de la phase solide et fluide.

1-Propagation des ondes à l'interface fluide/milieu poreux :

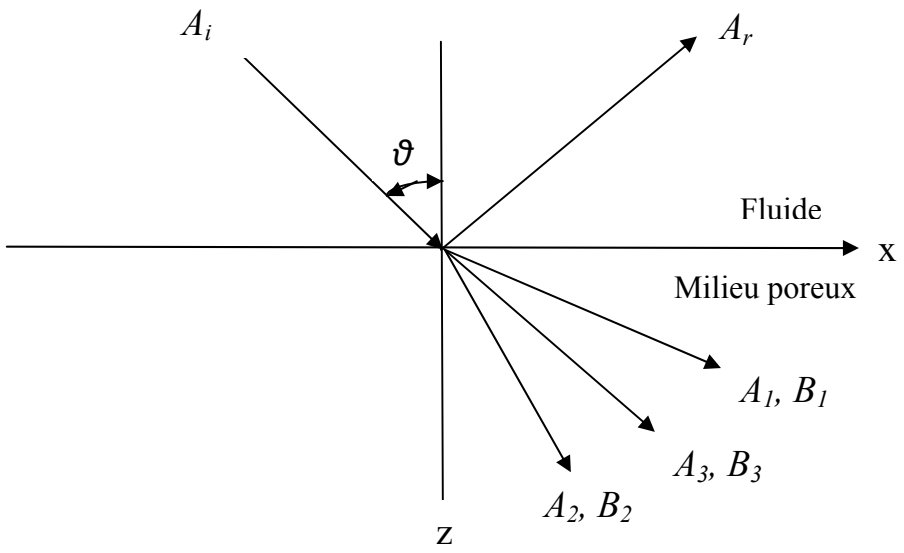


Figure (III-4) : *une onde de compression incidente du fluide vers un milieu poreux saturé par ce fluide.*

Les amplitudes des potentiels des déplacements pour chaque onde sont indiquées dans la figure (III-4). Les indices i et r indiquent les ondes incidente et réfléchie dans le fluide ; les indices 1, 2 et 3 concernent les ondes de compression rapide, de compression lente et de cisaillement dans le solide, θ est l'angle d'incidence.

Les potentiels des ondes incidente et réfléchie dans le fluide sont écrits sous la forme suivante [20, 21] :

$$\begin{cases} \emptyset_i = A_i \, exp\left[i(\omega\, t - k_f \, cos\theta . z - k_x \, x)\right] \\ \emptyset_r = A_r \, exp\left[i(\omega\, t - k_f \, cos\theta . z - k_x \, x)\right] \end{cases} \quad \text{(III-44)}$$

Le nombre d'onde dans le fluide : $k_f = \frac{\omega}{V_f}$

V_f : La vitesse dans le fluide.

Les nombres des ondes verticale et horizontale sont respectivement :

$$k_z = k_f cos\theta, \; k_x = k_f sin\theta \quad \text{(III-45)}$$

Dans le matériau poreux les potentiels sont :

$$\begin{cases} \emptyset_s = A_1 \, exp\left[i(\omega t - k_{1z}\, z - k_x \, x)\right] + A_2 \, exp\left[i(\omega t - k_{2z}\, z - k_x \, x)\right] \\ \emptyset_f = B_1 \, exp\left[i(\omega t - k_{1z}\, z - k_x \, x)\right] + B_2 \, exp\left[i(\omega t - k_{2z}\, z - k_x \, x)\right] \\ \Psi_s = A_3 \, exp\left[i(\omega t - k_{3z}\, z - k_x \, x)\right] \\ \Psi_f = B_3 \, exp\left[i(\omega t - k_{3z}\, z - k_x \, x)\right] \end{cases} \quad \text{(III-46)}$$

2-le coefficient de réflexion de l'onde acoustique à l'interface liquide/solide poreux:

Les amplitudes A_i et A_r des ondes incidente et réfléchie dans le liquide, et les amplitudes A_1, A_2, A_3 des ondes transmises dans le matériau poreux qui sont respectivement: l'onde longitudinale rapide, l'onde longitudinale lente et l'onde transversale sont liées par la relation qui suit [22]:

$$A_i \begin{bmatrix} \rho_{liq}\,\omega^2 \\ 0 \\ k_{liq} \\ -\rho_{liq}\,\omega^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} \\ d_{41} & d_{42} & d_{43} & d_{44} \end{bmatrix} * \begin{bmatrix} A_i \\ A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{bmatrix}$$

$$[Y] = [\Delta] \times [X]$$

$$R_B(\vartheta) = A^2$$

Avec: $$A = \frac{\det\,[\Delta_r]}{\det\,|\Delta|}$$

Où $\det[\Delta]$ est le déterminant de la matrice $[\Delta]$ et $\det[\Delta_r]$ est le déterminant de la matrice obtenue par la substitution des coefficients de A (la première colonne de la matrice $[\Delta]$ avec les éléments de la matrice $[Y]$. Les indices d_{ij} sont donnés par:

$$d_{11} - -\rho_{liq}\omega^2$$

$$d_{12} = \left[(P - 2N + Q)\sigma^2 + (P + Q)(k_+^2) - (Q + R)G_+\frac{\omega^2}{V_+^2}\right]$$

$$d_{13} = \left[(P - 2N + Q)\sigma^2 + (P + Q)(k_-^2) - (Q + R)G_-\frac{\omega^2}{V_-^2}\right]$$

$$d_{14} = -2Nk_t\sigma$$

$$d_{21} = 0$$

$$d_{22} = 2(k_+)\sigma$$

$$d_{23} = 2(k_-)\sigma$$

$$d_{24} = (k_t^2 - \sigma^2)$$

$$d_{31} = k_{liq}$$

$$d_{32} = \left[1 - \left(1 + (G_+)\right)\Phi\right](k_+)$$

$$d_{33} = \left[1 - \left(1 + (G_-)\right)\Phi\right](k_-)$$

$$d_{34} = \left(\frac{\Phi}{\alpha} - 1\right)\sigma$$

$$d_{41} = \rho_{liq}\omega^2$$

$$d_{42} = \left[\left(\frac{1}{\Phi}\right)(R(G_+) - Q)\frac{\omega^2}{V_+^2}\right]$$

$$d_{43} = \left[\left(\frac{1}{\Phi}\right)(R(G_-) - Q)\frac{\omega^2}{V_-^2}\right]$$

$$d_{44} = 0$$

$$G_+ = \frac{(V_+^2\rho_{11} - P)}{(V_+^2\rho_{12} - Q)}$$

$$G_- = \frac{(V_-^2\rho_{11} - P)}{(V_-^2\rho_{12} - Q)}$$

Où V_+ et V_- : les vitesses des ondes longitudinale rapide et longitudinale lente respectivement. k_+, k_- et k_t: les nombres d'onde des ondes longitudinale, longitudinale lente et transversale transmises respectivement.

On peut donc calculer le coefficient de réflexion, à partir duquel nous obtenons la signature acoustique V(z).

3-La propagation du son dans une couche poreuse à l'incidence oblique :

3.1-Le champ acoustique dans une couche du matériau poreux à l'incidence oblique :

Un champ acoustique plan est incident de l'air avec un angle θ vers une couche poreuse qui est déposée sur un substrat imperméable rigide, comme dans la figure (III-5).

La composante x_1 du nombre d'onde pour chaque onde est égale à la composante x_1 de k_t de l'onde incidente dans l'aire libre [18].

$$k_t = \frac{\omega}{c_0}\sin\theta \qquad \text{(III-47)}$$

c_0: La vitesse du son dans l'air libre.

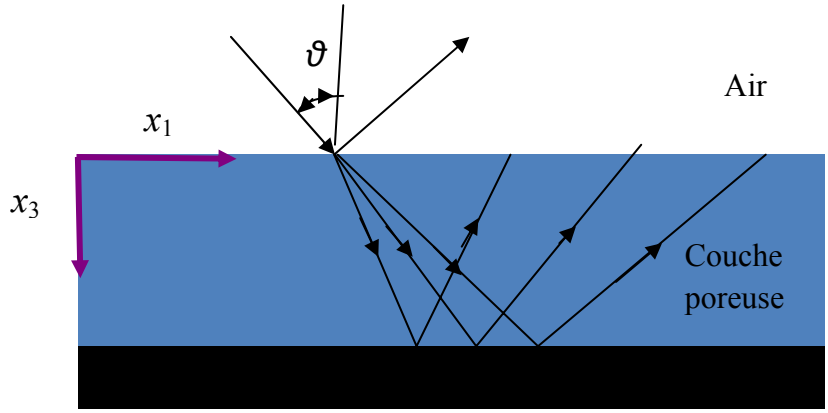


Figure (III-5) : *le champ acoustique dans une couche poreuse déposée sur un substrat imperméable rigide.*

Nous avons dénoté par : k_1, k_2, k_3 et k'_1, k'_2, k'_3 les nombres des ondes : de compression (indices 1, 2) et l'onde de cisaillement (indice 3). Les vecteurs non primés correspondent aux ondes qui se propagent en avant, pendant que les vecteurs primés correspondent aux ondes qui se propagent en arrière dans la couche.

Les composantes x_3 des nombres d'onde sont :

$$\begin{cases} k_{i3} = (k_i^2 - k_t^2)^{1/2}, \ i = 1,2,3 \\ k'_{i3} = -k_{i3}, \ i = 1,2,3 \end{cases} \quad \text{(III-48)}$$

Les potentiels des déplacements dans le squelette de l'onde de compression peuvent être écrits comme suit:

$$\emptyset_i^s = A_i \exp[j(\omega t - k_{i3}x_3 - k_t x_1)] + A'_i \exp[i(\omega t + k_{i3}x_3 - k_t x_1)] \quad i = 1, \quad \text{(III-49)}$$

Les déplacements introduisent par l'onde rotationnelle sont parallèles au plan x_1ox_3, et seulement la composante x_2 du vecteur potentiel est différente à zéro. Cette composante est donnée par la relation suivante:

$$\Psi_2^s = A_3 \exp[j(\omega t - k_{33}x_3 - k_t x_1)] + A'_3 \exp[i(\omega t + k_{33}x_3 - k_t x_1)] \quad \text{(III-50)}$$

Les potentiels du déplacement dans l'air sont reliés aux potentiels du déplacement dans le squelette par :

$$\begin{cases} \emptyset_i^f = \mu_i \emptyset_i^s \\ \Psi_2^f = \mu_3 \Psi_2^s \end{cases} \quad \text{(III-51)}$$

3.2-La représentation matricielle:

Nous avons considéré une couche poreuse déposée entre deux couches du matériau comme représenté dans la figure (III-6) [18]:

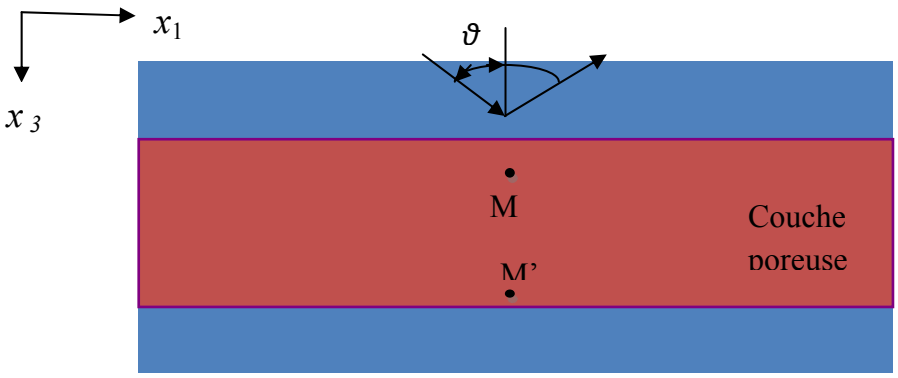


Figure (III-6) : *une couche poreuse entre deux couches du matériau non poreux.*

Le champ acoustique dans la couche poreuse peut être prédit partout si les six amplitudes $A_1, A_2, A_3, A'_1, A'_2$ et A'_3 sont connues.

Les six quantités acoustiques qui ont été choisies sont : trois composantes de vitesse et trois éléments du tenseur de contrainte ; les deux composantes de vitesse $\dot{u}_1^s$ et $\dot{u}_3^s$ du squelette, la composante de la vitesse $\dot{u}_3^f$ du fluide, les deux composantes du tenseur de contrainte dans le squelette, et σ_{33}^f dans le fluide.

Si ces six quantités sont connues à un point M dans la couche, le champ acoustique peut être prédit partout dans la couche.

$$V(M) = (v_1^s, v_3^s, v_3^f, \sigma_{33}^s, \sigma_{13}^s, \sigma_{33}^f)_M^T$$

$V(M)$ est un vecteur et l'indice T indique le transposé.

$$V(M) = [T]\, V(M')$$

$$A = [(A_1 + A'_1), (A_1 - A'_1), (A_2 + A'_2), (A_2 - A'_2), (A_3 + A'_3), (A_3 - A'_3)]^T$$

$[\Gamma(z_0)]$ est la matrice de connexion de $V(M)$ à A si : $z = z_0$.

$$V(M) = [\Gamma(0)]A,\ V(M') = [\Gamma(l)]A$$

Les vecteurs $V(M)$ et $V(M')$ sont reliés par la relation suivante:

$$V(M) = [\Gamma(0)]\,[\Gamma(l)]^{-1}\, V(M')$$

Donc : $$[T] = [\Gamma(0)]\,[\Gamma(l)]^{-1}$$

$$[\Gamma] = \begin{bmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} & \Gamma_{13} & \Gamma_{14} & \Gamma_{15} & \Gamma_{16} \\ \Gamma_{21} & \Gamma_{22} & \Gamma_{23} & \Gamma_{24} & \Gamma_{25} & \Gamma_{26} \\ \Gamma_{31} & \Gamma_{32} & \Gamma_{33} & \Gamma_{34} & \Gamma_{35} & \Gamma_{36} \\ \Gamma_{41} & \Gamma_{42} & \Gamma_{43} & \Gamma_{44} & \Gamma_{45} & \Gamma_{46} \\ \Gamma_{51} & \Gamma_{52} & \Gamma_{53} & \Gamma_{54} & \Gamma_{55} & \Gamma_{56} \\ \Gamma_{61} & \Gamma_{62} & \Gamma_{63} & \Gamma_{64} & \Gamma_{65} & \Gamma_{66} \end{bmatrix}$$

Les indices Γ_{ij} sont donnés comme suit:

$\Gamma_{11} = \omega k_t cosk_{13} x_3$

$\Gamma_{12} = -j\omega k_t sink_{13} x_3$

$\Gamma_{13} = \omega k_t cosk_{23} x_3$

$\Gamma_{14} = -j\omega k_t sink_{23} x_3$

$\Gamma_{15} = j\omega k_{33} sink_{33} x_3$

$\Gamma_{16} = -\omega k_{33} cosk_{33} x_3$

$\Gamma_{21} = -j\omega k_{13} sink_{13} x_3$

$\Gamma_{22} = \omega k_{13} cosk_{13} x_3$

$\Gamma_{23} = -j\omega k_{23} sink_{23} x_3$

$\Gamma_{24} = \omega k_{23} cosk_{23} x_3$

$\Gamma_{25} = \omega k_t cosk_{33} x_3$

$$\Gamma_{26} = -j\omega k_t sink_{33} x_3$$
$$\Gamma_{31} = -j\omega k_{13}\mu_1 sink_{13} x_3$$
$$\Gamma_{32} = \omega\mu_1 k_{13} cosk_{13} x_3$$
$$\Gamma_{33} = -j\omega k_{23}\mu_2 sink_{23} x_3$$
$$\Gamma_{34} = \omega\mu_2 k_{23} cosk_{23} x_3$$
$$\Gamma_{35} = \omega k_t \mu_3 cosk_{33} x_3$$
$$\Gamma_{36} = -j\omega k_t \mu_3 sink_{33} x_3$$
$$\Gamma_{41} = -D_1 cosk_{13} x_3$$
$$\Gamma_{42} = jD_1 sink_{13} x_3$$
$$\Gamma_{43} = -D_2 cosk_{23} x_3$$
$$\Gamma_{44} = jD_2 sink_{23} x_3$$
$$\Gamma_{45} = 2jNk_{33} k_t sink_{33} x_{33}$$
$$\Gamma_{46} = -2Nk_{33} k_t cosk_{33} x_3$$
$$\Gamma_{51} = 2jNk_t k_{13} sink_{13} x_3$$
$$\Gamma_{52} = -2Nk_t k_{13} cosk_{13} x_3$$
$$\Gamma_{53} = 2jNk_t k_{23} sink_{23} x_3$$
$$\Gamma_{54} = -2jNk_t k_{23} cosk_{23} x_3$$
$$\Gamma_{55} = N(k_{33}^2 - k_t^2) cosk_{33} x_3$$
$$\Gamma_{56} = -jN(k_{33}^2 - k_t^2) sink_{33} x_3$$
$$\Gamma_{61} = -E_1 cosk_{13} x_3$$
$$\Gamma_{62} = jE_1 sink_{13} x_3$$
$$\Gamma_{63} = -E_2 cosk_{23} x_3$$
$$\Gamma_{64} = jE_2 sink_{23} x_3$$
$$\Gamma_{65} = 0$$
$$\Gamma_{66} = 0$$

Où $D_i = (P + Q\mu_i)(k_t^2 + k_{i3}^2) - 2Nk_t^2$

$E_i = (R\mu_i + Q)(k_t^2 + k_{i3}^2)$

Si il y a deux couches poreuses A et B, avec des porosités Φ_a et Φ_b qui sont en contact avec une face plane commune B [18]. La matrice de transfert pour le milieu multicouche devient comme suit:

$$[T] = [T_a][T_{ab}][T_b]$$

Où $[T_{ab}]$ est la matrice de transfert exigée pour la transition entre les deux couches, elle est donnée sous la forme suivante:

$$[T_{ab}] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1-\frac{\Phi_b}{\Phi_a} & \frac{\Phi_b}{\Phi_a} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & (1-\frac{\Phi_a}{\Phi_b}) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{\Phi_a}{\Phi_b} \end{bmatrix}$$

3.3-L'impédance de surface pour un matériau constitué de plusieurs couches poreuses :

Z est l'impédance de surface d'un matériau multicouche poreux [18]:

$$Z = (\Delta_6\Delta_7 - \Delta_5\Delta_8)/D$$

Où : $D = \{(1-\Phi)\Delta_1 + \Phi\Delta_3\}\{(1-\Phi)\Delta_8 - \Phi\Delta_6\} - \{(1-\Phi)\Delta_2 + \Phi\Delta_4\}\{(1-\Phi)\Delta_2 + \Phi\Delta_4$

Φ : La porosité de la couche en contact avec l'air.

$\Delta_1 = T_{24}T_{55} - T_{25}T_{54}$

$\Delta_2 = T_{26}T_{55} - T_{25}T_{56}$

$\Delta_3 = T_{34}T_{55} - T_{35}T_{54}$

$\Delta_4 = T_{36}T_{55} - T_{35}T_{56}$

$\Delta_5 = T_{44}T_{55} - T_{45}T_{54}$

$\Delta_6 = T_{46}T_{55} - T_{45}T_{56}$

$\Delta_7 = T_{64}T_{55} - T_{65}T_{54}$

$\Delta_8 = T_{66}T_{55} - T_{65}T_{56}$

4-La transmission des ondes planes à travers des couches des matériaux :

L'objectif du calcul du coefficient de transmission est le calcul du coefficient de réflexion à partir de celui-ci de transmission. Une couche du matériau poreux déposée sur un substrat et émergée dans un fluide (l'air).La figure (III-7) représente la structure qui a été étudiée :

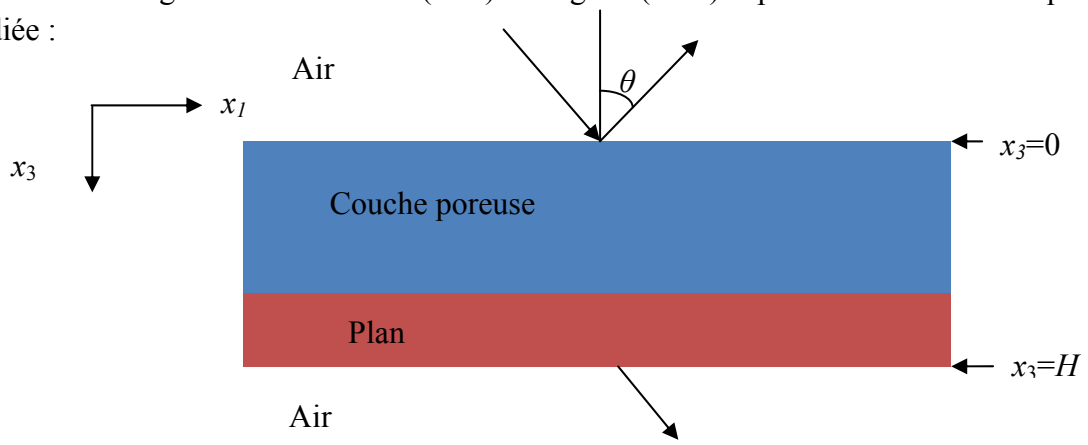


Figure (III-7) : *un matériau poreux déposé sur un substrat.*

Le coefficient de transmission W est donné par la relation suivante [18] :

$$W = \frac{\begin{vmatrix} \frac{cos\theta}{\rho_0 c_0} & B_1 & C_1 & D_1 \\ -(1-\Phi) & B_2 & C_2 & D_2 \\ -\Phi & B_3 & C_3 & D_3 \\ 0 & B_4 & C_4 & 0 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} A_1 & B_1 & C_1 & D_1 \\ A_2 & B_2 & C_2 & D_2 \\ A_3 & B_3 & C_3 & D_3 \\ A_4 & B_4 & C_4 & 0 \end{vmatrix}}$$

Les coefficients A_i, B_i, C_i, D_i , A et B sont donnés par les relations qui suivent:

$$A_1 = -[(1-\Phi)T_{21} + \Phi T_{31}]\frac{h}{2}jk\frac{sin\theta cos\theta}{\rho_0 c_0} + [(1-\Phi)(T_{22}+T_{23}) + \Phi(T_{32}+T_{33})]\frac{cos\theta}{\rho_0 c_0} - A[(1-\Phi)T_{26} + \Phi T_{36}]\frac{cos\theta}{\rho_0 c_0}$$

$$A_2 = -T_{41}\frac{h}{2}jk\frac{sin\theta cos\theta}{\rho_0 c_0} + \frac{cos\theta}{\rho_0 c_0}(T_{42}+T_{43}) - AT_{46}\frac{cos\theta}{\rho_0 c_0}$$

$$A_3 = -T_{61}\frac{h}{2}jk\frac{sin\theta cos\theta}{\rho_0 c_0} + \frac{cos\theta}{\rho_0 c_0}(T_{62}+T_{63}) - AT_{66}\frac{cos\theta}{\rho_0 c_0}$$

$$A_4 = -T_{51}\frac{h}{2}jk\frac{sin\theta cos\theta}{\rho_0 c_0} + \frac{cos\theta}{\rho_0 c_0}(T_{52}+T_{53}) - AT_{56}\frac{cos\theta}{\rho_0 c_0}$$

$$B_1 = (1-\Phi)(T_{24}+T_{26}) + \Phi(T_{34}+T_{36})$$

$$B_2 = T_{44} - T_{46}$$

$$B_3 = T_{64} - T_{66}$$

$$B_4 = T_{54} - T_{56}$$

$$C_1 = (1-\Phi)(T_{25} - BT_{26}) + \Phi(T_{35} + BT_{36})$$

$$C_2 = T_{45} - BT_{46}$$

$$C_3 = T_{65} - BT_{66}$$

$$C_4 = T_{55} - BT_{56}$$

$$D_1 = \frac{cos\theta}{\rho_0 c_0}$$

$$D_2 = (1-\Phi)$$

$$D_3 = \Phi$$

$$D_4 = 0$$

Où $[T]$: est la matrice de transfert de la couche poreuse, A et B sont donnés par :

$$A = \frac{D(ksin\theta)^4}{j\omega} + \rho h j\omega + \frac{\rho_0 c_0}{cos\theta}$$

$$B = \frac{h}{2}jksin\theta$$

III.4-Conclusion :

Le modèle de Biot est l'origine de tous les modèles proposés pour décrire le comportement acoustique des matériaux poreux. Dans ce chapitre nous avons utilisé le modèle de Biot et le modèle de Champaux-Allard pour arriver à calculer les vitesses des ondes acoustiques dans un milieu poreux telle que la vitesse des ondes : transversale, longitudinale rapide et longitudinale lente. Cette onde longitudinale lente existe seulement dans les matériaux poreux et elle résulte de la vibration en opposition de phase des deux phases (fluide et solide). Ensuite nous avons introduit les vitesses des différentes ondes qui se propagent dans un matériau poreux pour le calcul du pouvoir réflecteur selon la théorie de Biot.

Enfin nous avons utilisé la propagation des ondes acoustiques dans les milieux multicouches poreux pour calculer l'impédance de surface de ces matériaux.

Chapitre IV :

Résultats théoriques et discussion

IV.1-Introduction :

Dans ce chapitre nous avons étudié la propagation des ondes acoustiques dans les milieux multicouches poreux, pour cela nous avons choisi les systèmes (eau/Al poreux/Si, eau/ZnO poreux/Si et eau/Si poreux/Si).

Notre étude se fera dans la gamme de fréquence variant de 1 MHz à 1 GHz, à ces fréquences on observe dans le cas massif (Al poreux, ZnO poreux et Si poreux) l'apparition d'une deuxième onde longitudinale (onde lente).

Ce travail englobe deux étapes essentielles :

- la première étape consiste à l'étude des structures massives (Al poreux, ZnO poreux, Si poreux et Si non poreux) pour voir l'influence de la porosité sur les différentes vitesses des ondes (longitudinale rapide, longitudinale lente, transversale et Rayleigh) et la dispersion de ces vitesses en fonction de la fréquence de travail et le rayon des pores.
- La deuxième étape a comme objectif l'étude des structures multicouches poreuses pour arriver à modéliser les différents types des ondes qui se propagent dans ces structures et la dispersion de ces ondes en fonction de l'épaisseur et le taux de porosité de la couche poreuse. Enfin, en connaissant la densité de chaque matériau, les vitesses des ondes (longitudinale et transversale) nous pouvons calculer la variation des différents paramètres élastiques de ces systèmes en fonction de la porosité.

IV.2-Choix des systèmes :

Dans notre travail, nous avons choisi trois systèmes multicouches (eau/Al poreux/Si), (eau/ZnO poreux/Si) et (eau/Si poreux/Si). L'étude de l'influence de la couche poreuse nécessite l'étude de son comportement massif face à une onde acoustique. Les matériaux massifs étudiés sont : Al poreux, ZnO poreux, Si poreux et Si non poreux.

1-Etude des matériaux massifs :

1.1- Les paramètres acoustiques des matériaux massifs étudiés :

Les vitesses des ondes longitudinale et transversale et les densités des matériaux étudiés sont données dans le tableau (IV-1).

Tableau (IV-1) : les paramètres acoustiques de l'eau, l'Aluminium, le Silicium et l'Oxyde de Zinc.

Paramètres / matériau	V_L (m/s)	V_T (m/s)	Densité (Kg/m^3)
Eau	1500	0	1000
Aluminium	6374	3111	2698
Oxyde de Zinc	6400	2950	5606
Silicium	8400	5800	2330

1.2-Etude du pouvoir réflecteur R(θ) :

Les courbes du module et de la phase de R(θ) des matériaux massifs choisis sont représentées dans les figures (IV-1) et (IV-2) :

a)Les systèmes non poreux :

La phase et l'amplitude du coefficient de réflexion dans les systèmes non poreux sont calculées en utilisant le modèle de Brekhovskikh :

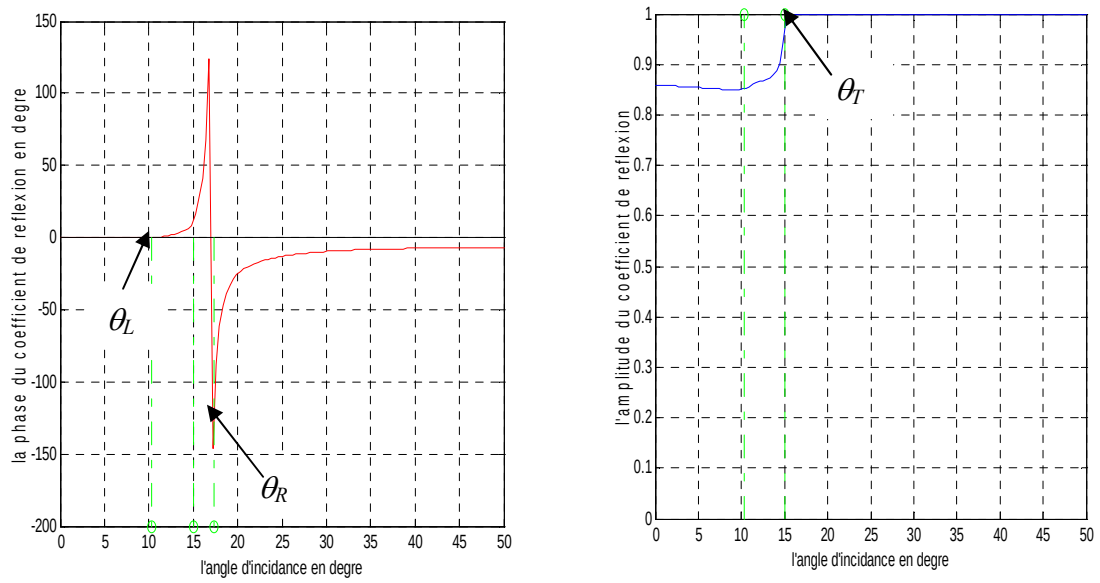
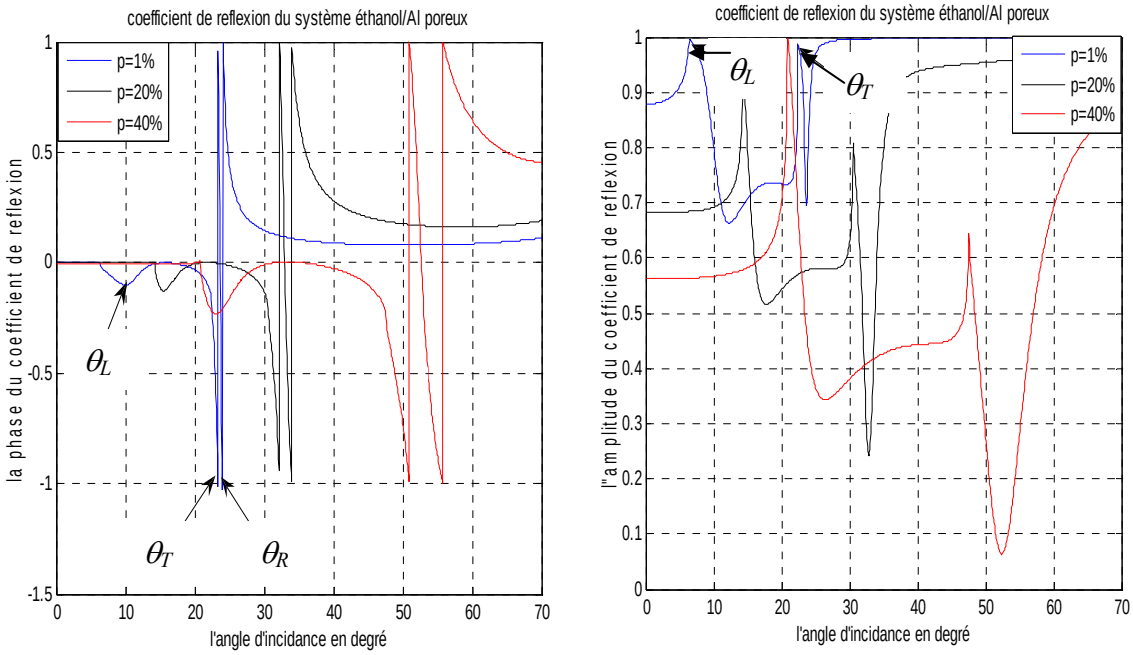


Figure (IV-1) : *la phase et l'amplitude du coefficient de réflexion du système Eau/Si.*

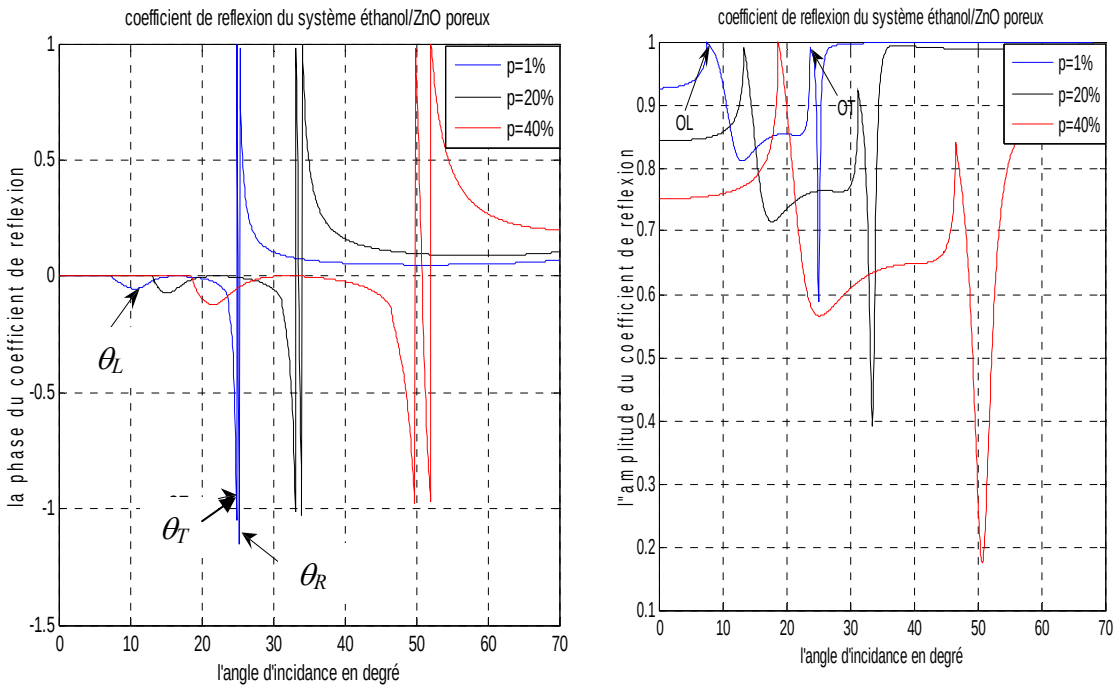
Dans le cas du système eau/Si la courbe de la variation de la phase du coefficient de réflexion R(θ) contient deux pics : le premier est très petit correspond à l'angle critique longitudinal θ_{cl} ; le second, le plus grand correspond à l'angle critique de Rayleigh θ_R. Le pic qui correspond à l'angle critique transversal θ_{sc} est très petit et généralement écrasé par la monté du pic relatif à θ_R, du fait que les vitesses V_T et V_R sont très proches, par contre l'amplitude du coefficient de réflexion présente deux pics le premier correspond à l'angle critique longitudinal, le second est le pic de l'angle critique transversal, le pic de l'angle de Rayleigh n'apparait pas du fait que l'amplitude du coefficient de réflexion égale à 1 à partir de l'angle critique transversal. Les trois angles critiques sont classés par ordre de croissance comme suit : $\theta_{lc} < \theta_{sc} < \theta_R$.

b) Les systèmes poreux :

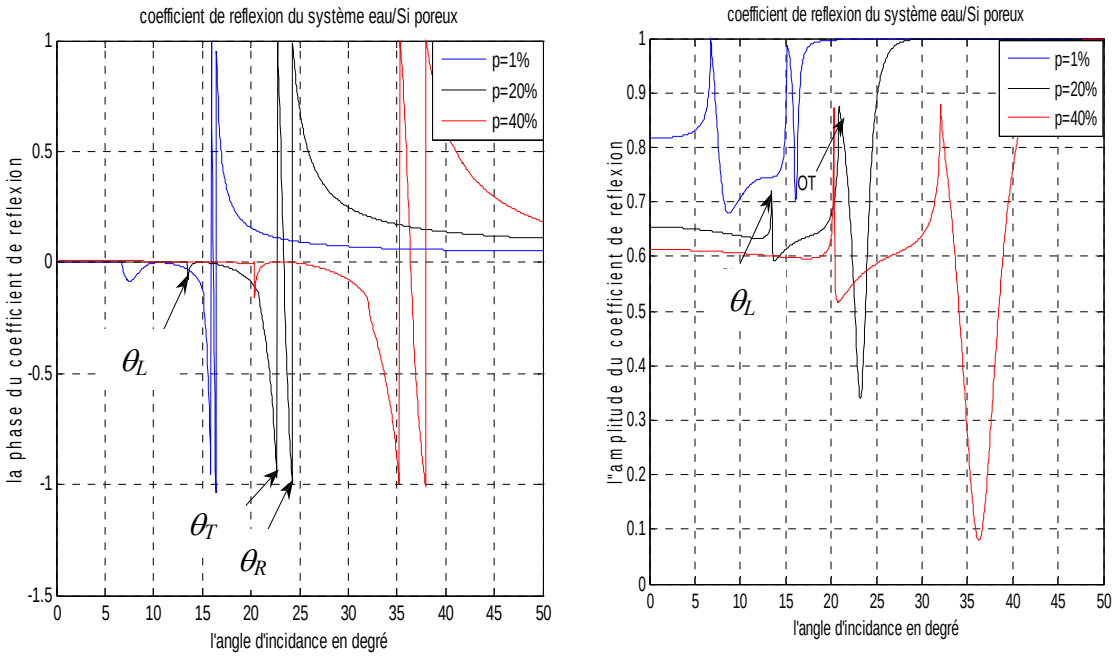
Nous avons calculé la phase et l'amplitude du coefficient de réflexion des systèmes poreux (éthanol/Al poreux, éthanol/ZnO poreux et eau/Si poreux) à des différents taux de porosité en utilisant le modèle de Biot et on suppose que les matériaux poreux sont saturés par le liquide de couplage (l'eau ou l'éthanol), le choix de l'éthanol comme liquide de couplage est due aux valeurs des angles critiques parce que ceux-ci sont grands dans l'eau par rapport à ceux qui se produisent dans l'éthanol. Les courbes obtenues sont représentées dans la figure (IV-2) :



(a)



(b)



©

Figure (IV-2) : *la phase et l'amplitude du coefficient de réflexion pour des différents taux de porosité selon le modèle de Biot des systèmes :*

(a) éthanol/Al poreux (b) éthanol/ZnO poreux (c) eau/Si poreux.

D'après les figures (IV-2) la phase et l'amplitude de R(θ) pour les systèmes étudiés ont la même allure, la seule différence réside dans les valeurs des angles critiques. Elles présentent

trois pics: le premier correspond à l'angle critique longitudinal, le second correspond à l'angle critique transversal et le troisième correspond à l'angle critique de l'onde de Rayleigh.

On remarque aussi un déplacement des pics correspondants à ces modes vers les grands angles critiques en fonction de l'augmentation du taux de porosité.

1.3-Etude de la signature acoustique V(z) :

A partir des pouvoirs réflecteurs qui sont calculés par le modèle de Brekhovskikh et le modèle de Biot, nous avons tracé la signature acoustique V(z) pour chacun des systèmes considérés dont la fréquence est fixe et égale à 600 MHz, les courbes obtenues sont représentées dans les figures (IV-3) et (IV-4) :

a)Système non poreux :

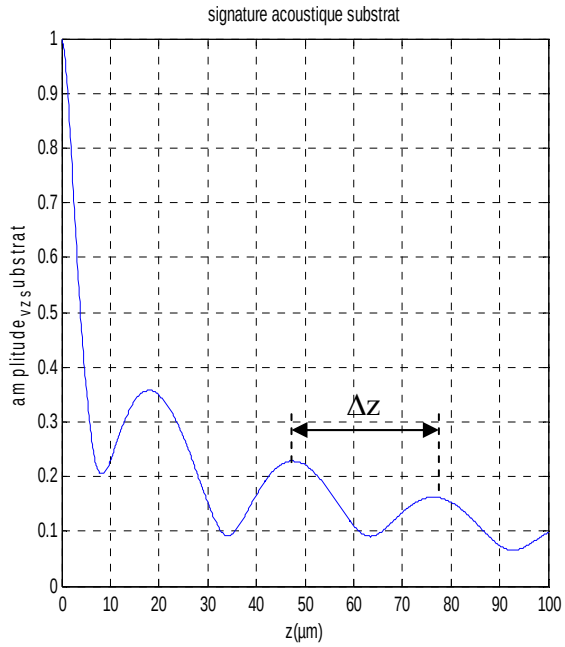


Figure (IV-3) : *la signature acoustique V(z) pour le système : eau/Si non poreux (f=600 MHz).*

D'après la figure (IV-3) nous avons remarqué que la signature acoustique V(z) du matériau étudié a une allure pseudopériodique, La pseudo-période Δz varie d'un matériau à un autre.

b) systèmes poreux :

En utilisant les pouvoirs réflecteurs R(θ) qui sont calculés par le modèle de Biot, nous pouvons tracer la signature acoustique V(z) des systèmes étudiés pour des différents taux de porosité à une fréquence de 600 MHz. Les courbes obtenues sont représentées dans la figure (IV-4) :

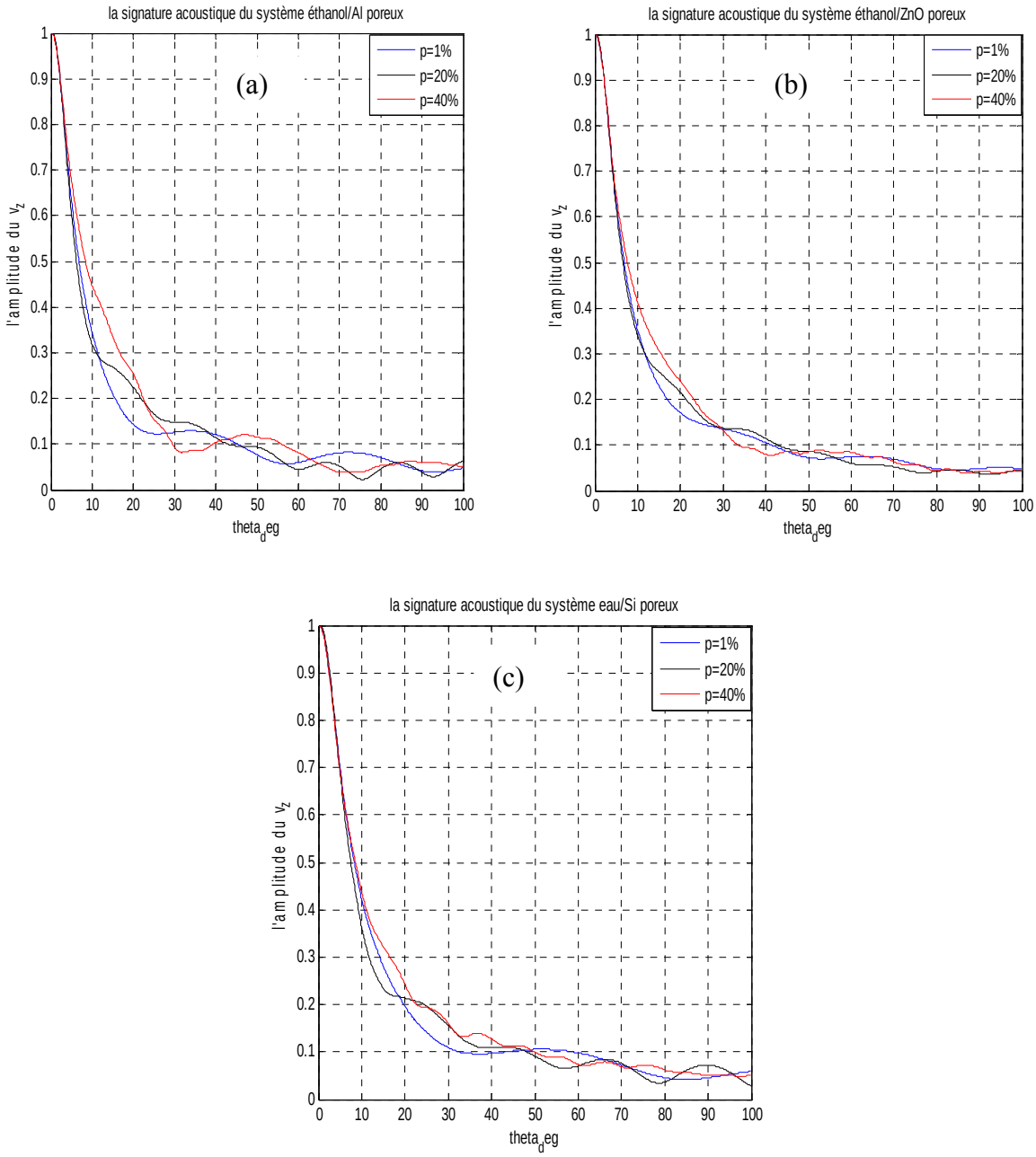


Figure (IV-4) : *la signature acoustique des systèmes : (a) éthanol/Al poreux ; (b) éthanol/ZnO poreux ; (c) eau/Si poreux pour différents taux de porosité selon le modèle de Biot (f=600 MHz).*

Les courbes obtenues montrent que toutes les signatures acoustiques V(z) des systèmes poreux étudiés sont pseudopériodiques. La pseudo-période Δz diminue quand le taux de porosité augmente, ce qui implique que la valeur de la vitesse de Rayleigh diminue aussi en fonction de l'augmentation de la porosité.

1.4- Etude de la dispersion des vitesses des ondes acoustiques dans les systèmes étudiés :

a)La dispersion en fonction du taux de porosité :

Pour prouver la dispersion des vitesses des différentes ondes en fonction du taux de porosité dans les systèmes étudiés il faut calculer les vitesses des ondes (longitudinale rapide,

longitudinale lente, transversale et Rayleigh) à des différents taux de porosité dont la fréquence est toujours égale à 600 MHz. Les résultats obtenus sont schématisés dans les figures de (IV-5) jusqu'à (IV-7) :

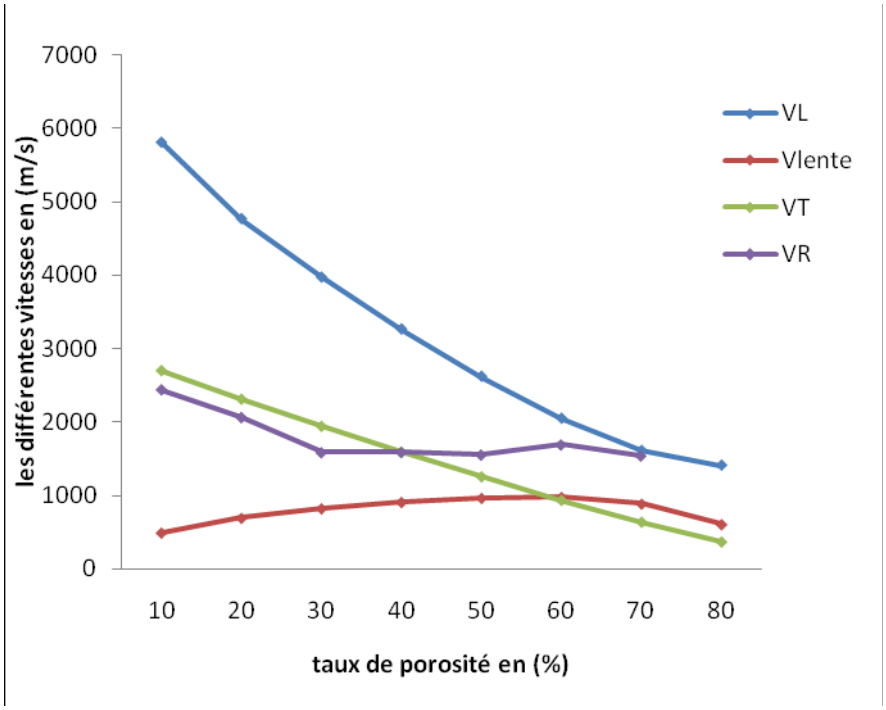


Figure (IV-5) : *la dispersion des vitesses des différentes ondes en fonction de la porosité selon le modèle de Biot (f=600 MHz) du système : eau/Al poreux.*

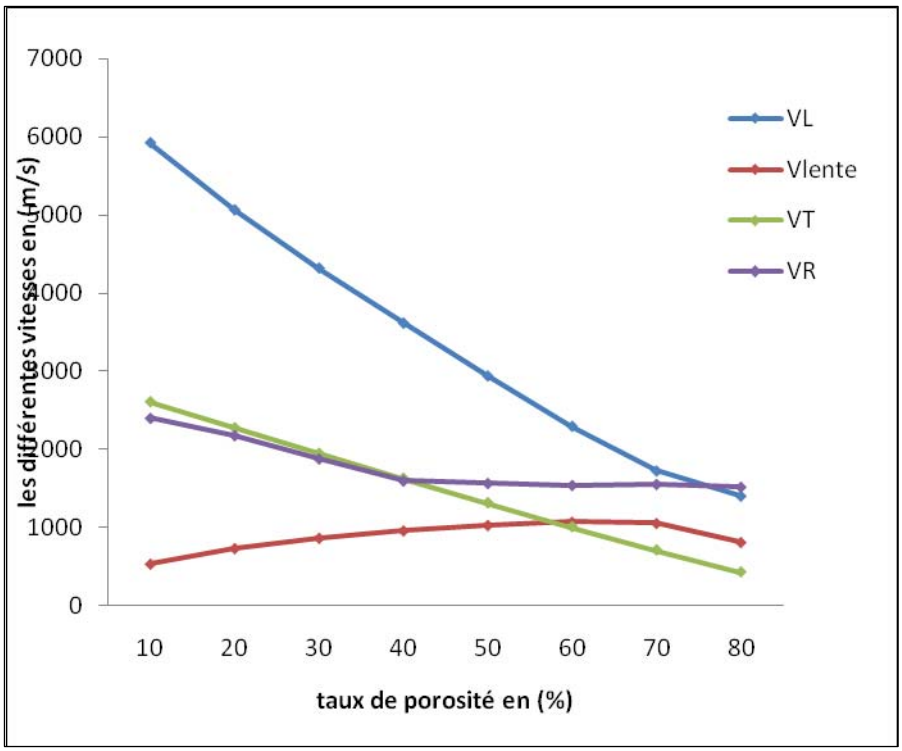


Figure (IV-6) : *la dispersion des vitesses des différentes ondes en fonction de la porosité selon le modèle de Biot (f=600 MHz) du système eau/ZnO poreux.*

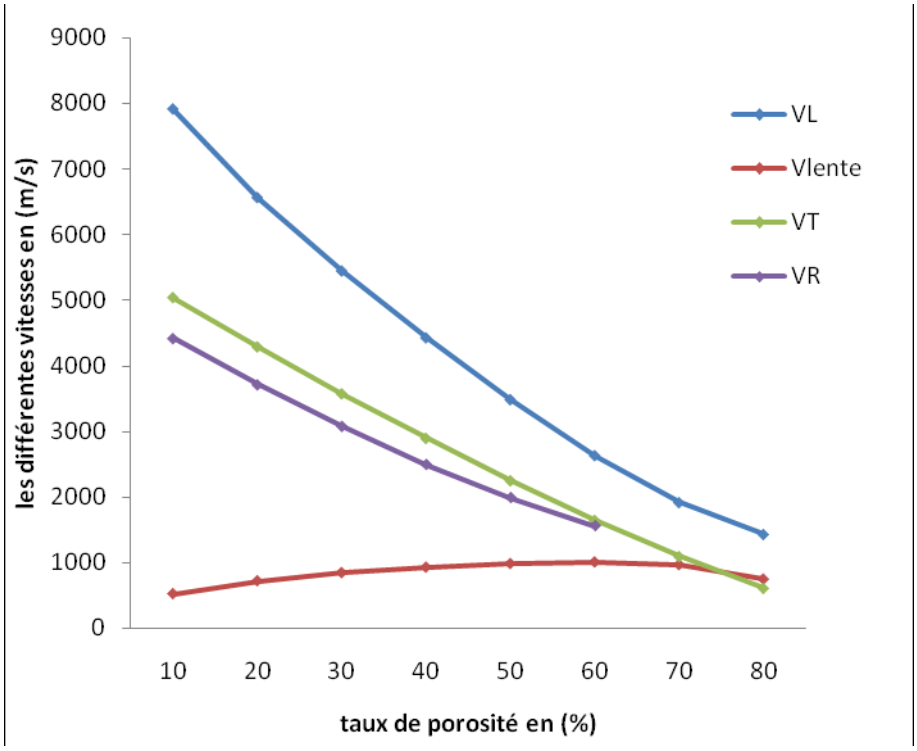


Figure (IV-7) : *la dispersion des vitesses des différentes ondes en fonction de la porosité selon le modèle de Biot (f=600 MHz) du système : eau/Si poreux.*

Les courbes des trois matériaux montrent que les vitesses des ondes longitudinale et transversale diminuent linéairement quand le taux de porosité augmente ce qui implique que la relation (II-34) est valable dans les trois matériaux qui sont étudiés précédemment. La vitesse de l'onde de Rayleigh diminue aussi en fonction de la porosité jusqu'à la vitesse des ondes ultrasonores dans l'eau où elle devient constante. Mais la vitesse de l'onde longitudinale lente augmente en fonction de la porosité, elle atteint sa valeur maximale quand le taux de porosité égal à 60% puis elle commence à diminuer en fonction de l'augmentation de la porosité.

b) La dispersion en fonction de la fréquence de travail :

Nous avons remarqué l'apparition de la fréquence de travail dans l'expression du pouvoir réflecteur R(θ) de Biot, donc la fréquence de travail peut influencer sur les résultats obtenus. Pour connaitre leur influence sur les vitesses des différentes ondes dans les systèmes étudiés nous avons fixé le taux de porosité (Φ= 20%) dans chaque système, puis nous avons diversifié la fréquence de travail de 0.1 MHz jusqu'à 3 GHz. Les résultats obtenus sont représentés dans les tableaux de (IV-2) jusqu'à (IV-4) :

Tableau (IV-2) : la variation des vitesses des différentes ondes dans l'Aluminium poreux (Φ=20%) en fonction de la fréquence de travail (liquide de couplage l'eau).

V(m/s) / f(MHz)	V_L	V_{lente}	V_T	V_R
0.1	4752	23.6	2285.9	1998.2
1	4752	74.6	2285.9	2195.3
10	4752	229.8	2286	2007.4

100	4756	567.8	2992	2016.9
300	4762.8	669.3	2304.1	2028
600	4765.2	687.6	2308.3	2031.3
1000	4765.9	692	2309.4	2233.1
3000	4766.2	694.2	2310	2032.9

Tableau (IV-3) : la variation des vitesses des différentes ondes dans l'Oxyde de Zinc poreux (Φ=20%) en fonction de la fréquence de travail (liquide de couplage l'eau).

V(m/s) / f(MHz)	V_L	V_{lente}	V_T	V_R
0.1	5124.6	25.1	2259.3	2159.3
1	5124.6	79.3	2259.3	2062.8
10	5124.7	244.1	2259.4	2062.8
100	5127	602.1	2262.5	2067.9
300	5131.9	708.7	2268.7	2073.1
600	5133.6	727.8	2270.8	2173.1
1000	5134.1	732.3	2271.4	2076.5
3000	5134.3	734.7	2271.7	2076.5

Tableau (IV-4) : la variation des vitesses des différentes ondes dans le Silicium poreux (Φ=20%) en fonction de la fréquence de travail (liquide de couplage l'eau).

V(m/s) / f(MHz)	V_L	V_{lente}	V_T	V_R
0.1	6515.1	24.7	4239.1	3659.2
1	6515.1	78	4239.1	3862.8
10	6515.2	240.3	4239.2	3673.5
100	6525.8	593	4251.9	3895.1
300	6547.6	698.5	4277.4	3702.4
600	6555.2	717.4	4286.1	3709.7
1000	6557.3	721.9	4288.4	3709.7
3000	6558.4	724.3	4289.7	3709.7

Les vitesses des ondes (longitudinale, transversale et Rayleigh) restent constantes en fonction de la fréquence de travail donc ces ondes sont non dispersives en fonction de la fréquence de travail par contre la vitesse de l'onde longitudinale lente varie, il y a une dispersion de cette onde en fonction de la fréquence de travail. La figure (IV-8) représente la dispersion de l'onde longitudinale lente en fonction de la fréquence de travail des trois systèmes étudiés

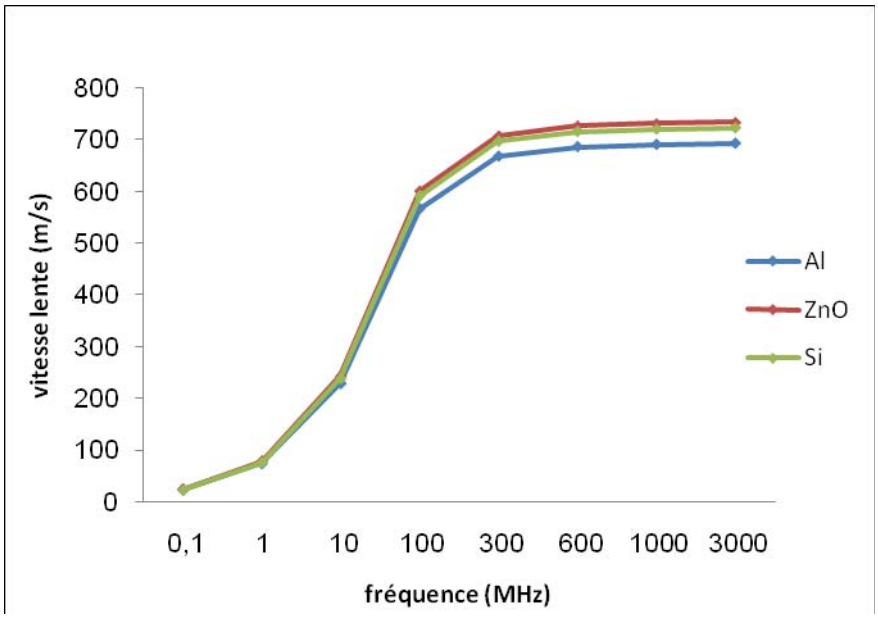


Figure (IV-8) : *la dispersion de la vitesse de l'onde longitudinale lente de Biot en fonction de la fréquence de travail.*

D'après la figure (IV-8) nous avons remarqué que les courbes des trois systèmes sont identiques, si la fréquence augmente, la vitesse de l'onde longitudinale lente augmente aussi, puis elle devient presque constante à haute fréquence.

c) la dispersion en fonction du rayon des pores :

L'étude de la dispersion des vitesses des différentes ondes en fonction du rayon des pores nous amène à fixer la fréquence de travail (600 MHz) et le taux de porosité (Φ=20%), sachant que nous devons varier le rayon des pores pour tous les systèmes étudiés, les résultats obtenus sont représentés dans les tableaux (IV-5) jusqu'à (IV-7) :

Tableau (IV-5) : les vitesses des différentes ondes dans l'Aluminium de porosité 20% en fonction du rayon des pores à la fréquence de 600 MHz (liquide de couplage l'eau).

V(m/s) / r(µm)	V_L	V_{lente}	V_T	V_R
0.001	4752.7	1.8	2285.9	2005.9
0.01	4752.7	18.3	2285.9	2005.9
0.1	4752.7	180.1	2285.9	2195.3
0.3	4753.8	471.2	2288.1	2012.1
0.5	4758.4	618.3	2296.4	2021.6
0.7	4762.7	668.4	2303.9	2028
1	4765.2	687.6	2308.3	2031.3
100	4766.3	694.5	2310.1	2032.9

Tableau (IV-6) : les vitesses des différentes ondes dans l'Oxyde de Zinc de porosité 20% en fonction du rayon des pores à la fréquence de 600 MHz (liquide de couplage l'eau).

V(m/s) / r(µm)	V_L	V_{lente}	V_T	V_R
0.001	5124.6	1.9	2259.3	2062.8

0.01	5124.6	19.5	2259.3	2062.8
0.1	5124.6	191.3	2259.3	2062.8
0.3	5125.5	500.1	2260.4	2157.4
0.5	5128.8	655.3	2264.7	2069.6
0.7	5131.8	707.8	2268.6	2073.1
1	5133.6	727.8	2270.8	2173.1
100	5134.4	735	2271.7	2076.5

Tableau (IV-7) : les vitesses des différentes ondes dans le Silicium de porosité 20% en fonction du rayon des pores à la fréquence de 600 MHz (liquide de couplage l'eau).

V(m/s) / r(µm)	V_L	V_{lente}	V_T	V_R
0.001	6515.1	1.9	4239.1	3666.3
0.01	6515.1	19.2	4239.1	3666.3
0.1	6515.1	188.3	4239.1	3673.5
0.3	6518.9	492.4	4243.6	3878.9
0.5	6533.5	645.6	4261.1	3695.1
0.7	6547.2	697.6	4277	3702.4
1	6555.2	717.4	4286.1	3709.7
100	6558.6	724.6	4289.9	3709.7

La seule onde qui est dispersive en fonction du rayon des pores est l'onde longitudinale lente. La figure (IV-9) représente la dispersion de l'onde longitudinale lente en fonction du rayon des pores:

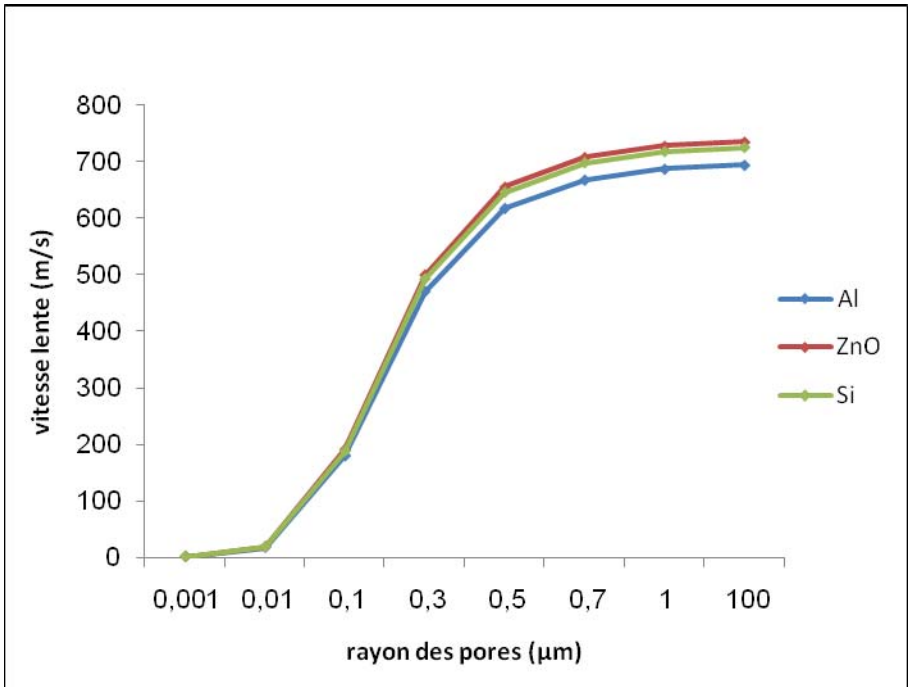


Figure (IV-9) : *la dispersion de la vitesse de l'onde longitudinale lente de Biot en fonction du rayon des pores.*

D’après la figure (IV-9) nous avons remarqué que les courbes des trois systèmes ont la même allure, la vitesse de l’onde longitudinale lente augmente en fonction du rayon des pores jusqu’à une valeur limite du rayon des pores où elle devient constante, la grande variation de cette vitesse est remarquée entre la valeur 0.01 µm et 1 µm du rayon des pores. Ce qui est en faveur de la première hypothèse de Biot (La longueur d’onde est grande devant la dimension des canaux élémentaires où s’effectue l’écoulement microscopique).

D’après les figures (IV-8) et (IV-9) nous avons conclu que la vitesse de l’onde longitudinale lente dépond seulement de la fréquence de travail et du rayon des pores, elle est indépendante de la nature du matériau qui compose le squelette.

1.5-La variation des paramètres élastiques des matériaux massifs en fonction du taux de porosité:

En utilisant les relations (II-26), nous avons déterminé la variation des constantes élastiques des systèmes étudiés, en l'occurrence le module de Young, le module de cisaillement et le coefficient de Poisson.

Les constantes élastiques dépendent de la densité de la couche qui dépend du taux de porosité, la densité de la couche est donnée par la relation suivante:

$$\rho = (1 - \Phi)\rho_s + \Phi\rho_0 \qquad \text{(IV-1)}$$

Le tableau (IV-8) donne la variation de la densité des matériaux étudiés en fonction du taux de porosité dans le cas où les matériaux poreux sont saturés par l'eau.

Tableau (IV-8) : la variation de la densité des matériaux étudiés en fonction du taux de porosité.

Matériau / **Porosité (%)**	**Aluminium**	**Oxyde de Zinc**	**Silicium**
0	2698	5606	2330
10	2528.2	5145	2197
20	2358.4	4684.8	2064
30	2188.6	4224.2	1931
40	2018.8	3763.6	1798
50	1849	3303	1665

Les figures suivantes donnent la variation des paramètres élastiques des matériaux poreux étudiés:

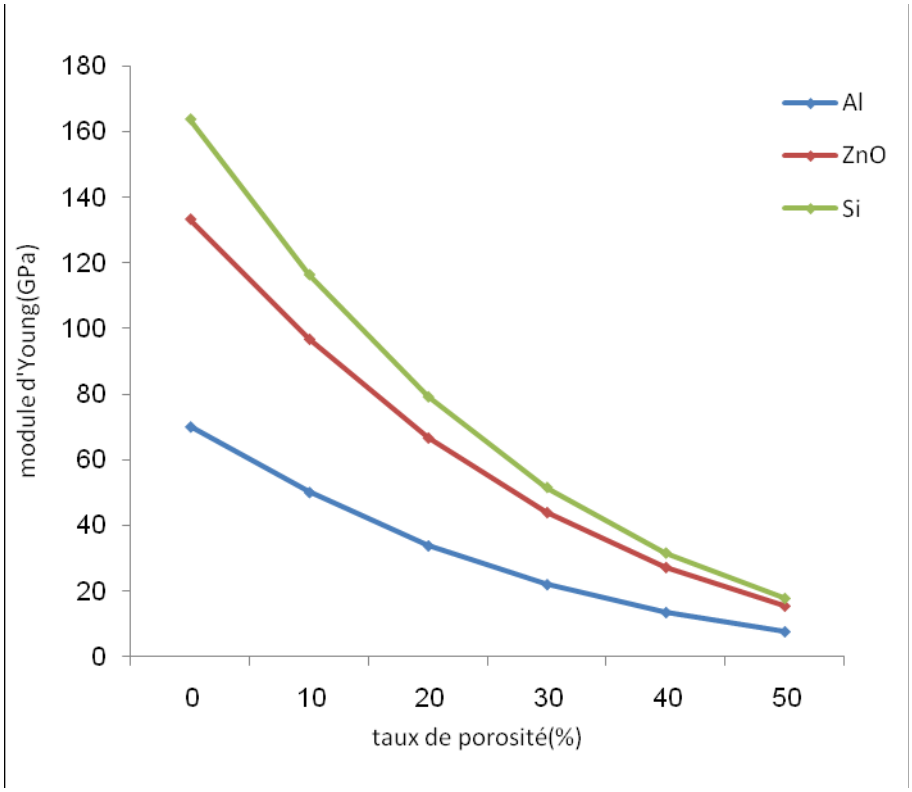


Figure (IV-10) : *la variation du module d'Young en fonction de la porosité dans les matériaux poreux étudiés.*

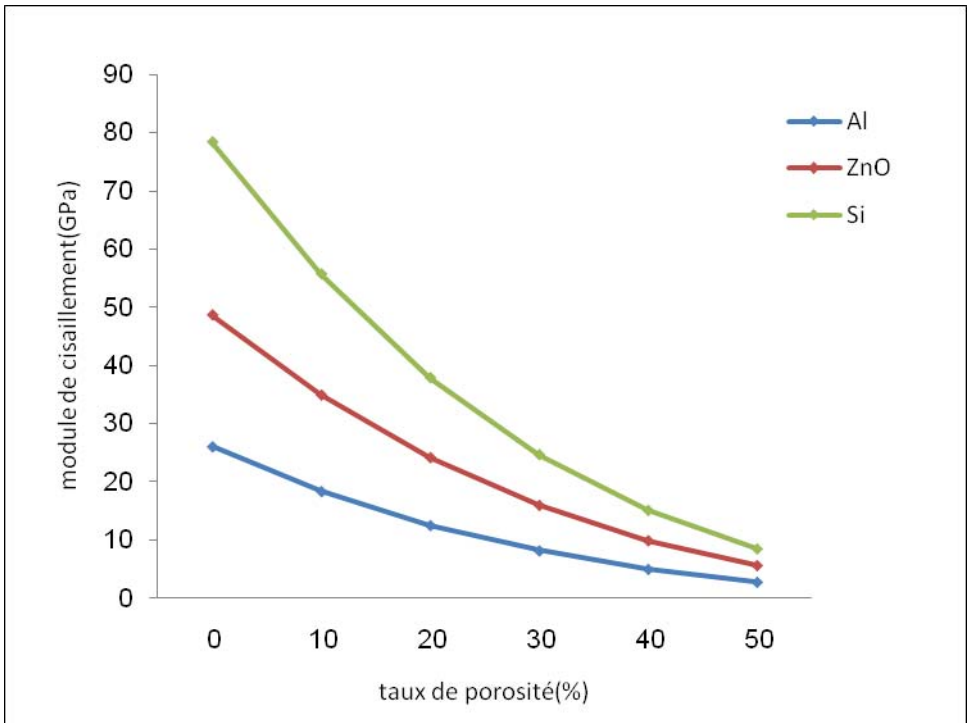


Figure (IV-11) : *la variation du module de cisaillement en fonction de la porosité dans les matériaux poreux étudiés.*

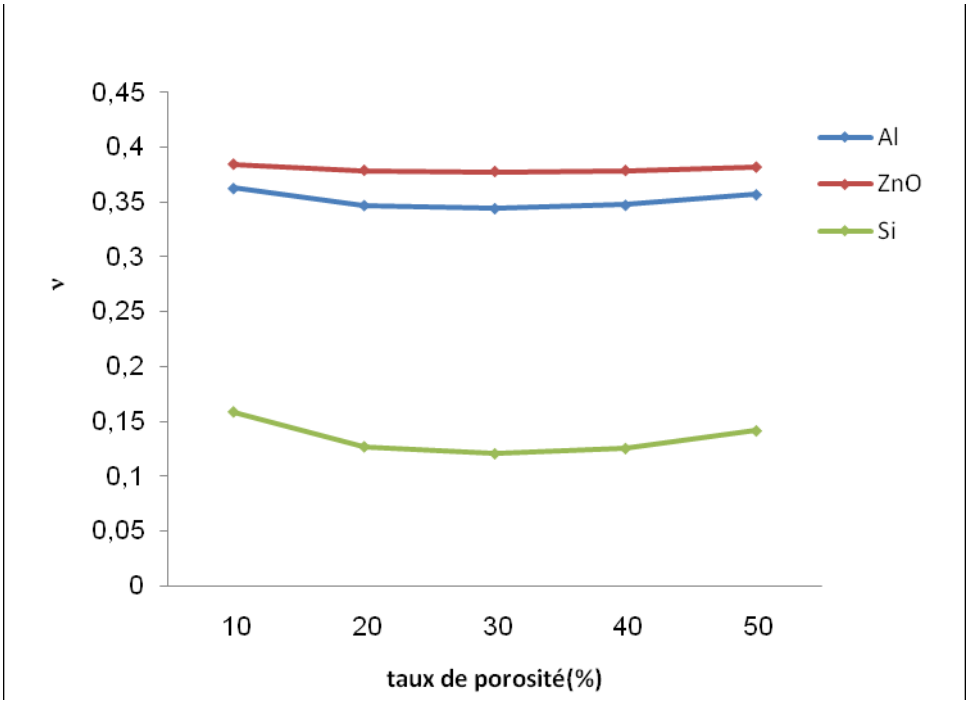


Figure (IV-12) : *la variation du coefficient de Poisson en fonction de la porosité dans les matériaux poreux étudiés.*

D'après les figures de (IV-10) jusqu'à (IV-12) on constate que le module d'Young et le module de cisaillement des trois systèmes étudiés diminuent en fonction de la porosité, donc la relation (II-31) est applicable aux trois matériaux qui sont étudiés, par contre le coefficient de Poisson dans le Silicium et l'Aluminium diminue en fonction de la porosité puis il commence à augmenter.

2-Etude des systèmes eau/couche poreuse/substrat :

Après avoir étudié les matériaux poreux, nous allons étudier les matériaux « revêtus ». Le revêtement est considéré ici comme étant une seule couche poreuse déposée sur un substrat non poreux.

Un programme a été développé pour calculer le coefficient de réflexion R(θ) et la signature acoustique V(z). Le système «couche-substrat » est un système hétérogène, chaque couche est caractérisée par trois paramètres qui sont les vitesses des ondes (longitudinale, transversale) et la densité. Ainsi, il est tout à fait évident de soupçonner l'effet de dispersion dans un tel système. Nous avons proposé d'étudier la nature des modes de surface, puis étudier l'influence de l'épaisseur de la couche poreuse et le taux de porosité dans cette couche poreuse.

Dans notre étude, nous avons choisi trois systèmes (couche sur substrat):

- Aluminium poreux sur Silicium non poreux (Al poreux/Si).
- Oxyde de Zinc poreux sur Silicium non poreux (ZnO poreux/Si).
- Silicium poreux sur Silicium non poreux (Si poreux/Si).

Dans le cas des systèmes précités, la vitesse de l'onde transversale dans la couche est moins rapide que celle dans le substrat, donc le signal V(z) possède une périodicité multiple et plusieurs modes de surface apparaissent, ces modes sont appelés modes de Lamb généralisés,

connus sous le nom de SEZAWA [1]. Le nombre de ces modes est fixé par la fréquence et par l'épaisseur de la couche, ce sont des modes dispersifs [1,2].

2.1-Etude de l'influence de l'épaisseur de la couche sur la signature acoustique V(z):

L'étude de l'influence de l'épaisseur de la couche sur la signature acoustique V(z) demande le traçage de cette signature dans chaque système avec des différentes épaisseurs de la couche (f=600 MHz et Φ=0%).

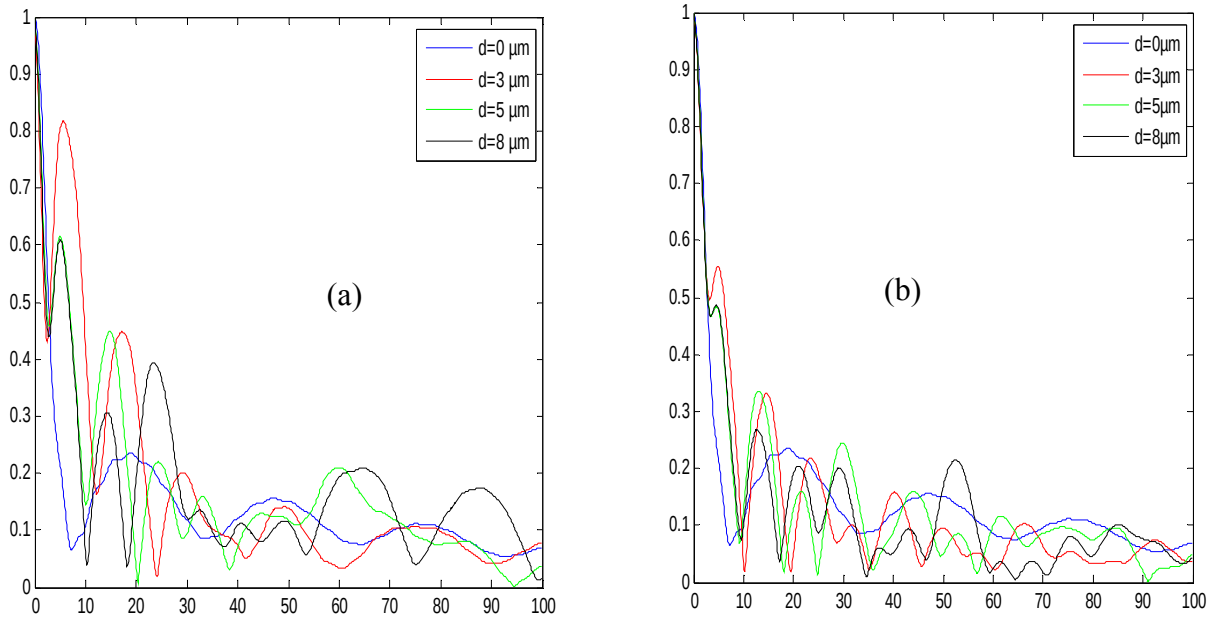
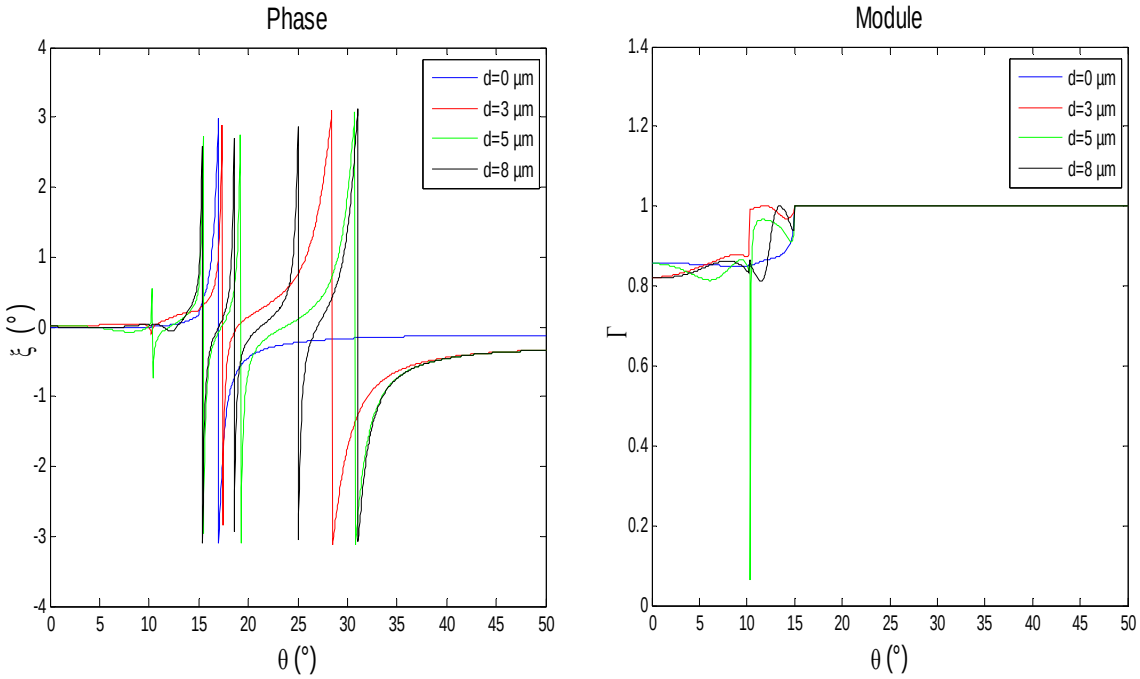


Figure (IV-13) : *la signature acoustique pour des différentes épaisseurs de la couche (f=600 MHz et Φ=0%) (a) eau/Al/Si (b) eau/ZnO/Si.*

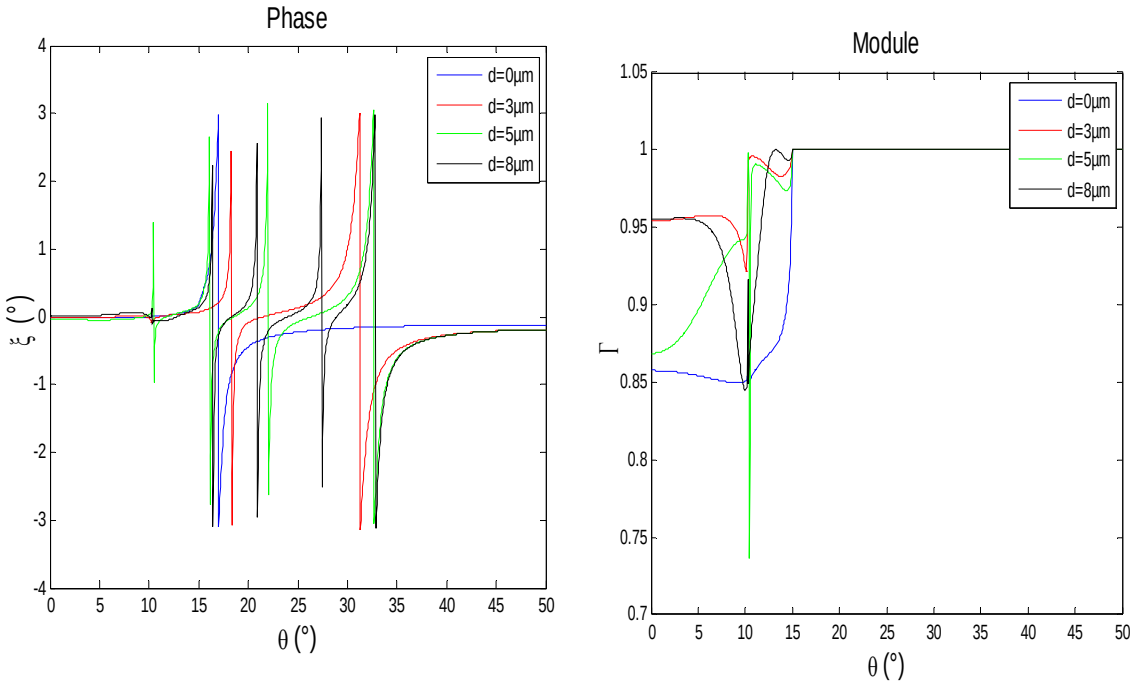
Quand l'épaisseur de la couche augmente, la multiplicité de la signature acoustique V(z) augmente, le nombre des périodes augmente ainsi que les amplitudes des arches.

2.2-Etude de l'influence de l'épaisseur de la couche sur le pouvoir réflecteur R(θ):

Nous avons ensuite tracé les variations du module et de la phase de la fonction de réflexion R(θ) des systèmes étudiés pour plusieurs épaisseurs de la couche. La figure (IV-14) montre les résultats obtenus:



(a)



(b)

Figure (IV-14) : *la phase et l'amplitude du coefficient de réflexion pour des différentes épaisseurs de la couche (f=600 MHz et Φ=0%) (a) eau/Al/Si (b) eau/ZnO/Si.*

Les courbes de la phase de R(θ) ainsi tracées montrent que le nombre des modes de Lamb généralisés varié selon que l'épaisseur de la couche dans les systèmes eau/Al/Si et eau/ZnO/Si. Les pics correspondants à ces modes se déplacent aussi en fonction de la variation de l'épaisseur de la couche. Ce qui démontre que ces modes sont bien dispersifs.

2.3-La dispersion des vitesses des modes de Lamb en fonction de l'épaisseur de la couche :

A partir des angles critiques des modes de Lamb, nous déduisons leurs vitesses en appliquant la relation (II-1). Les résultats obtenus sont représentés dans la figure (IV-15):

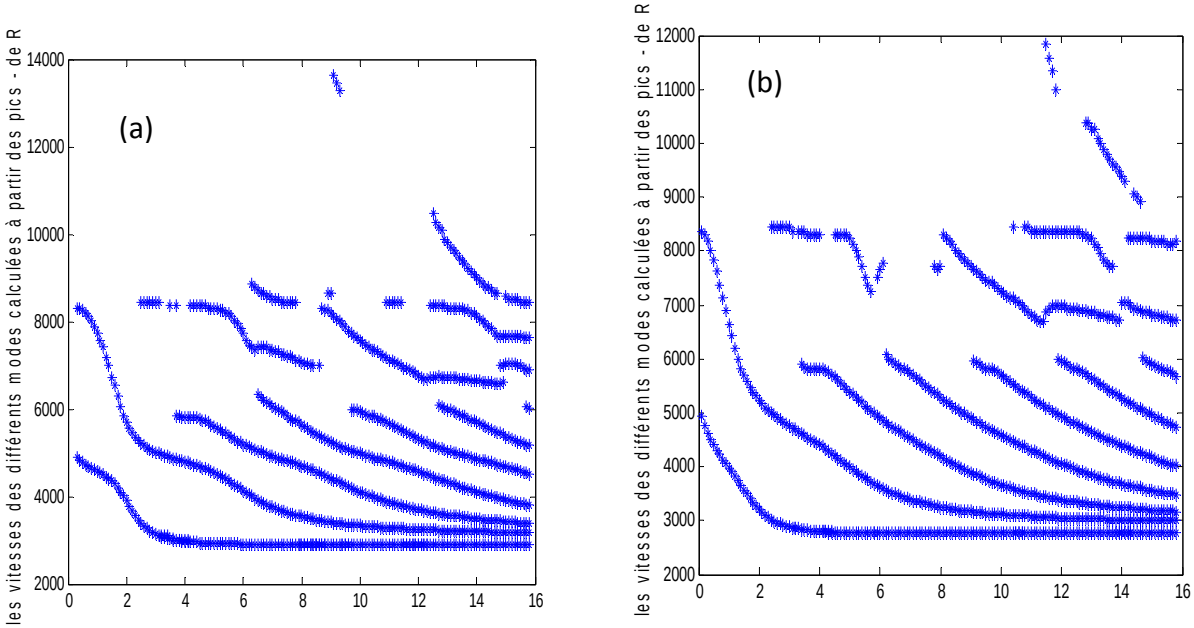


Figure (IV-15) : *les courbes de dispersion des vitesses des modes de Lamb en fonction de l'épaisseur de la couche dans les systèmes (a) eau/Al/Si (b) eau/ZnO/Si (f=600 MHz, Φ=0%).*

La figure (IV-15) montre que le nombre des modes de Lamb augmente en fonction de l'augmentation de l'épaisseur de la couche. Parmi les modes de Lamb généralisés, on distingue le mode de Rayleigh qui correspond au mode dit 'S zéro' de Lamb, ce mode de Rayleigh correspond au mode le plus bas dans le diagramme de dispersion et le pic correspond à l'angle critique le plus grand de la courbe de la phase de R(θ) est le pic de l'onde de Rayleigh. La vitesse de ce mode varie en fonction de l'épaisseur de la couche de leur valeur dans le substrat vers leur valeur dans le matériau de la couche.

2.4-La dispersion des vitesses des ondes de volume en fonction de l'épaisseur de la couche:

D'après les courbes de la phase de R(θ) nous avons calculé la variation de vitesse de l'onde de Rayleigh des différents systèmes étudiés en fonction de l'épaisseur de la couche. Mais le calcule de la variation des vitesses des ondes longitudinale et transversale en fonction de l'épaisseur de la couche à partir de la courbe de la phase de R(θ) est très difficile.

Les systèmes étudiés sont des systèmes hétérogènes, nous avons proposé une méthode d'homogénéisation qui consiste à substituer le système dispersif hétérogène 'couche-substrat' par un système équivalent, hypothétique, homogène, non dispersif et isotrope, dont la vitesse du mode de Rayleigh est la même que la valeur de ce mode dans le système "couche-substrat" figure (IV-16). Cette proportion d'homogénéisation va dans le même sens que la théorie d'homogénéisation dans les matériaux composites, dont nos systèmes considérés en font partie [3,4].

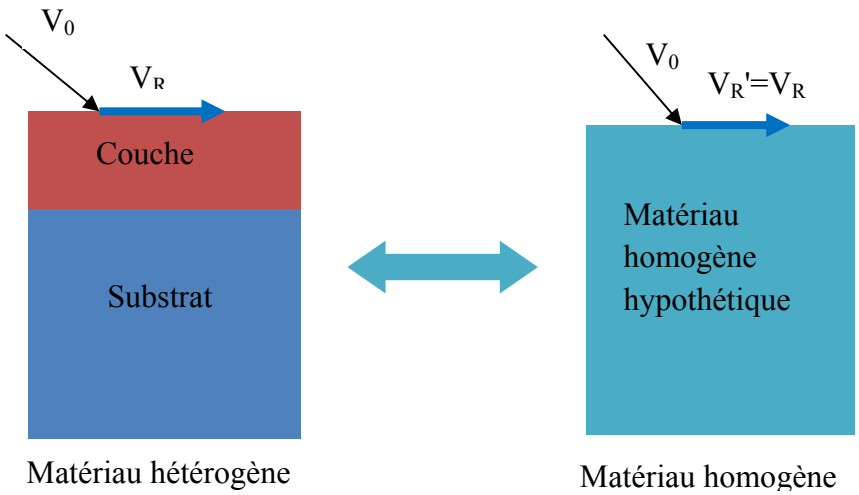


Figure (IV-16) : *Schéma de dispositif d'homogénéisation proposée.*

A partir des données disponibles dans la littérature [3, 4, 5] concernant les vitesses des ondes acoustiques dans les matériaux, il existe une relation empirique, d'une part entre V_T et V_R, et d'autre part entre V_L et V_R sur un ensemble d'une soixantaine des matériaux des différentes classes (métaux, verres, céramiques, polymères,…). Ces relations empiriques sont exprimées comme suit:

$$\begin{cases} V_T = 1.11582V_R - 96.9541 \\ V_L = 1.49457V_T + 1044.12 \end{cases} \qquad \text{(VI-2)}$$

La figure (IV-17) représente la variation des vitesses des ondes longitudinale, transversale et Rayleigh des systèmes étudiés en fonction de l'épaisseur de la couche.

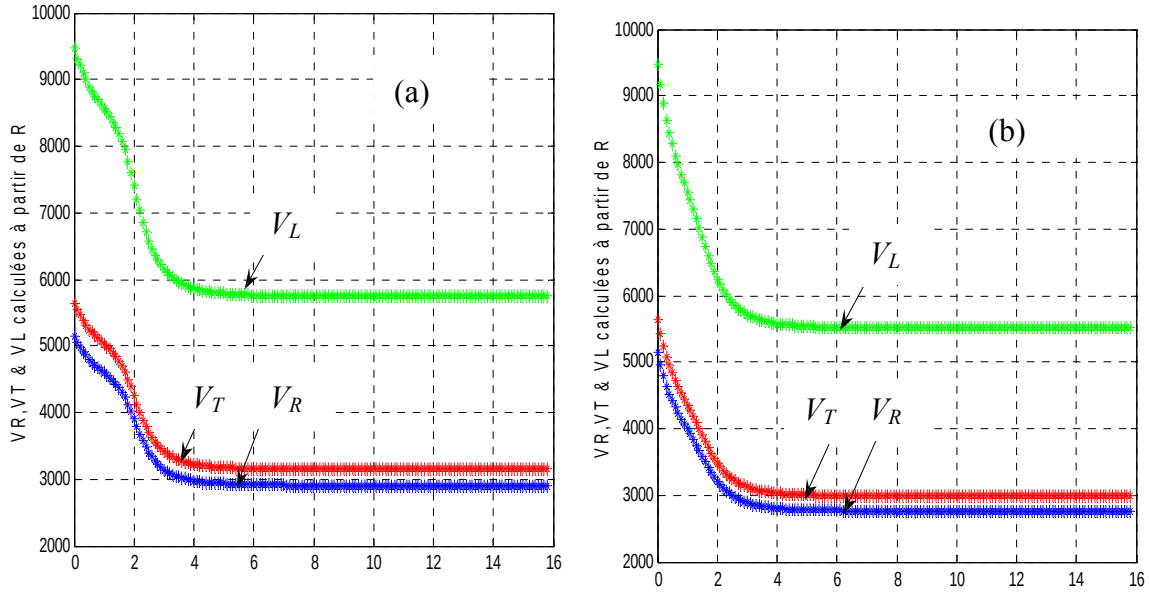
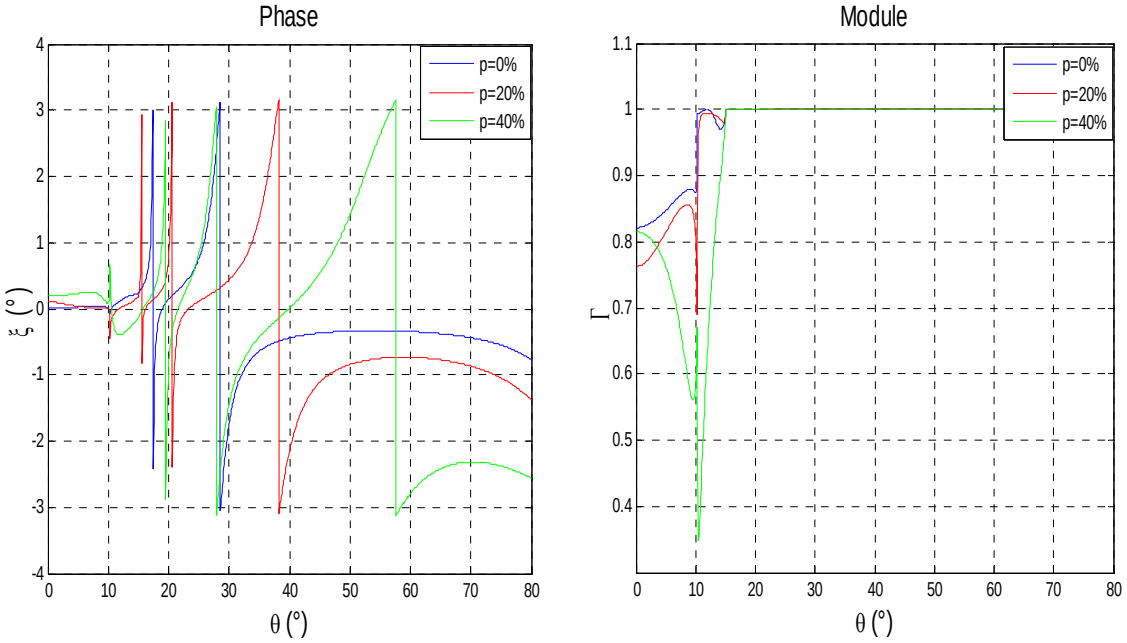


Figure (IV-17) : *la dispersion des vitesses des différentes ondes en fonction de l'épaisseur de la couche dans les systèmes : (a) eau/Al/Si ; (b) eau/ZnO/Si (f=600 MHz Φ=0%).*

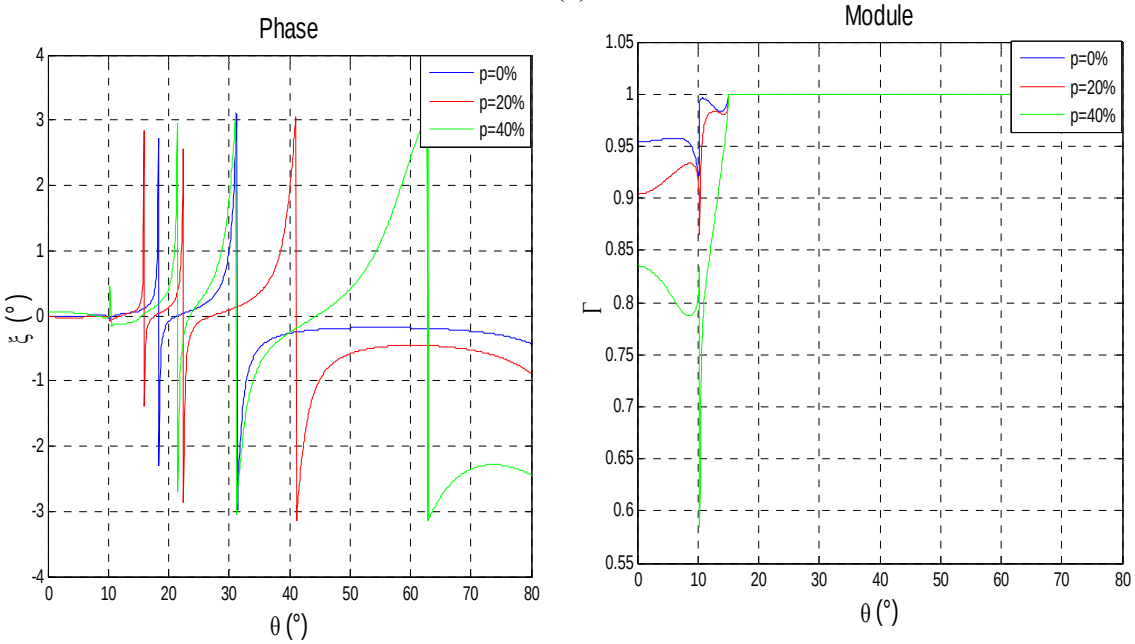
Les valeurs des vitesses des ondes (longitudinale, transversale et Rayleigh) varient de leurs valeurs correspondants au substrat nu vers leurs valeurs correspondants au matériau de la couche quand l'épaisseur de celle-ci augmente.

3-Etude de l'influence de la porosité de la couche :

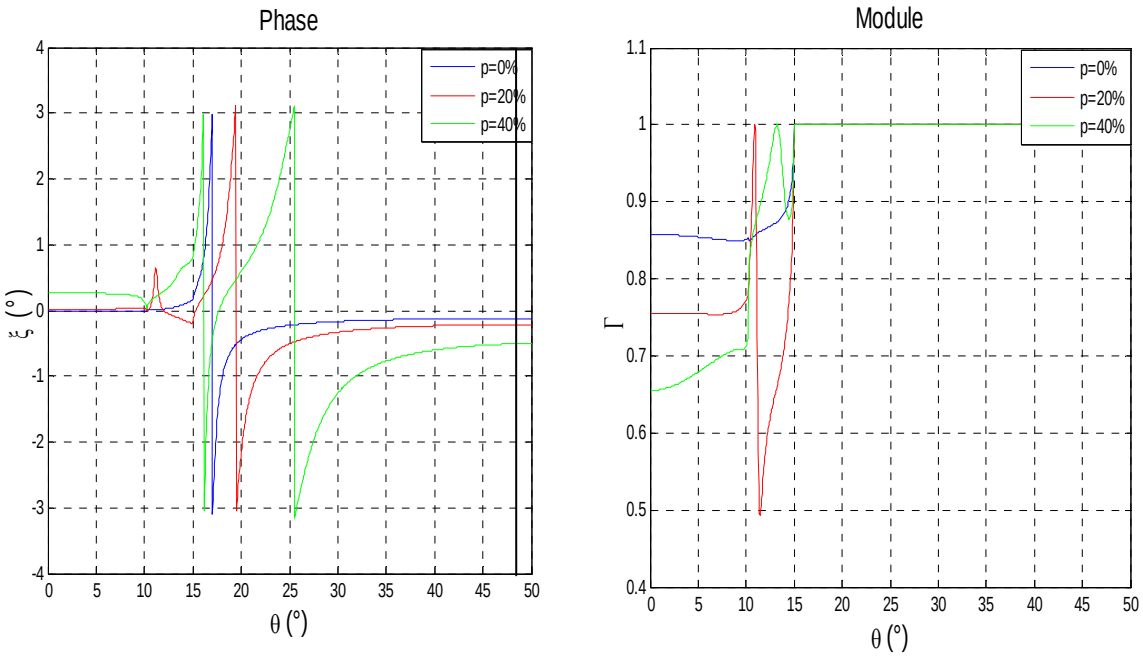
Il y a une grande influence de la porosité de la couche sur la signature acoustique V(z) et le pouvoir réflecteur R(θ) des systèmes multicouches étudiés, cette influence dépend du changement de l'épaisseur de la couche poreuse, pour cela nous avons choisi chaque fois une épaisseur de la couche et nous avons tracé la signature acoustique V(z) et le pouvoir réflecteur R(θ) à des différents taux de porosité dans la couche (f= 600 MHz) :



(a)



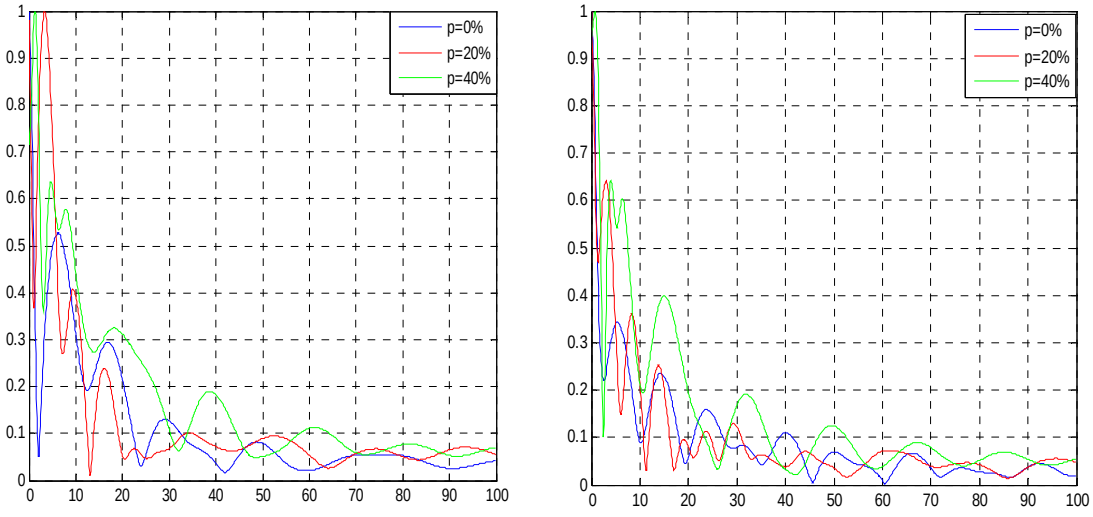
(b)



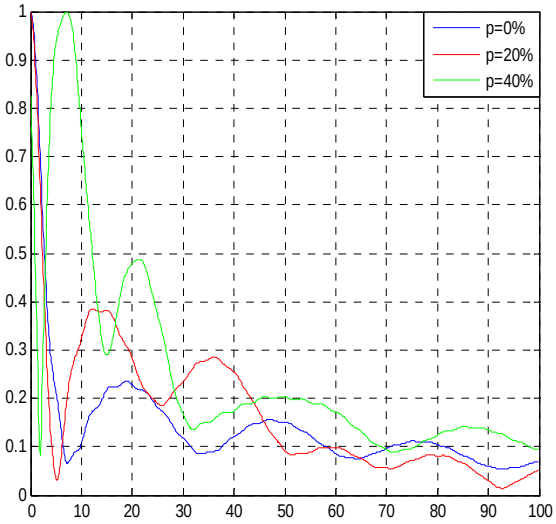
©

Figure (IV-18) : *la phase et l'amplitude du coefficient de réflexion pour des différents taux de porosité dans la couche (f=600 MHz et d=3µm) des systèmes : (a) eau/Al poreux/Si ; (b) eau/ZnO poreux/Si ; (c) eau/Si poreux/Si.*

Le nombre des transitions de phase augmente en fonction de l'augmentation de la porosité de la couche, ce qui implique que le nombre des modes généralisés augmente en fonction de la porosité. Le pic correspondant au mode de Rayleigh se déplace vers les angles critiques les plus grands quand la porosité de la couche augmente.



(a) (b)



©

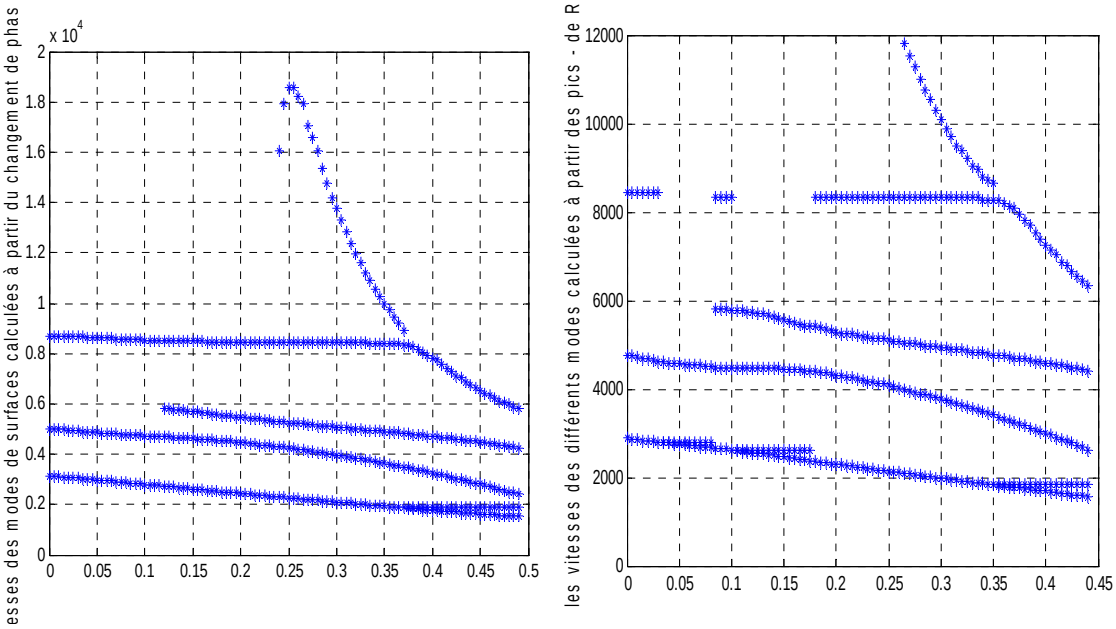
Figure (IV-19) : *la signature acoustique V(z) pour des différents taux de porosité dans la couche (f=600 MHz et d=3µm) des systèmes : (a) eau/Al poreux/Si ; (b) eau/ZnO poreux/Si ; (c) eau/Si poreux/Si.*

L'augmentation de la porosité dans la couche conduit à l'augmentation de la multiplicité de la signature acoustique V(z) et de l'amplitude des arches dans les trois systèmes étudiés. La détermination de la vitesse de Rayleigh à partir de Δz devient très difficile, donc la seule solution pour le calcule de cette vitesse est la détermination de celle-ci à partir du pouvoir réflecteur R(θ).

3.1-La dispersion des vitesses en fonction du taux de porosité dans la couche :

a)La dispersion des vitesses des modes de surface:

Pour étudier la dispersion des ondes de surface dans les systèmes eau/Al poreux/Si et eau/ZnO poreux/Si nous avons choisi une épaisseur de la couche (d=3µm), les résultats obtenus sont schématisés dans la figure (IV-20) :



(a) . (b)

Figure (IV-20) : *la dispersion des vitesses des modes de surface dans les systèmes : (a) eau/Al poreux/Si ; (b) eau/ZnO poreux/Si en fonction du taux de porosité de la couche (f=600 MHz et d=3µm).*

b) La dispersion des vitesses des ondes (longitudinale, transversale et Rayleigh) en fonction du taux de porosité de la couche et pour des différentes épaisseurs de la couche:

b-1) Dans le système eau/Al poreux/Si:

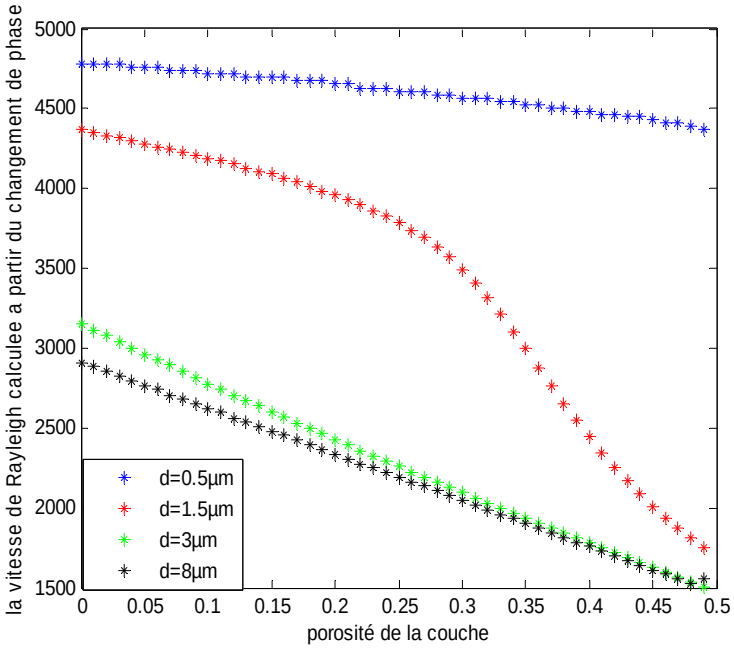


Figure (IV-21) : *la dispersion de la vitesse de l'onde de Rayleigh en fonction de la porosité de la couche dans le système eau/Al poreux/Si pour des différentes épaisseurs de celle-ci (f=600 MHz).*

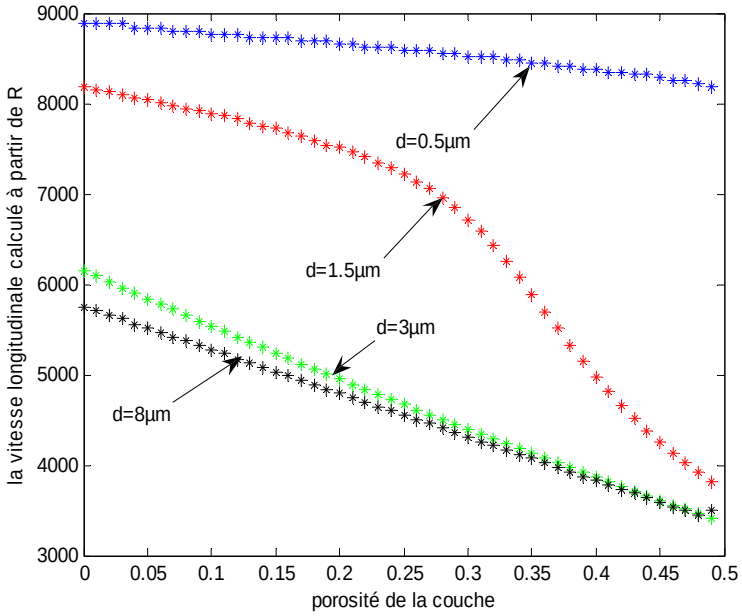


Figure (IV-22) : *la dispersion de la vitesse de l'onde longitudinale en fonction de la porosité de la couche dans le système eau/Al poreux/Si pour des différentes épaisseurs de celle-ci (f=600 MHz).*

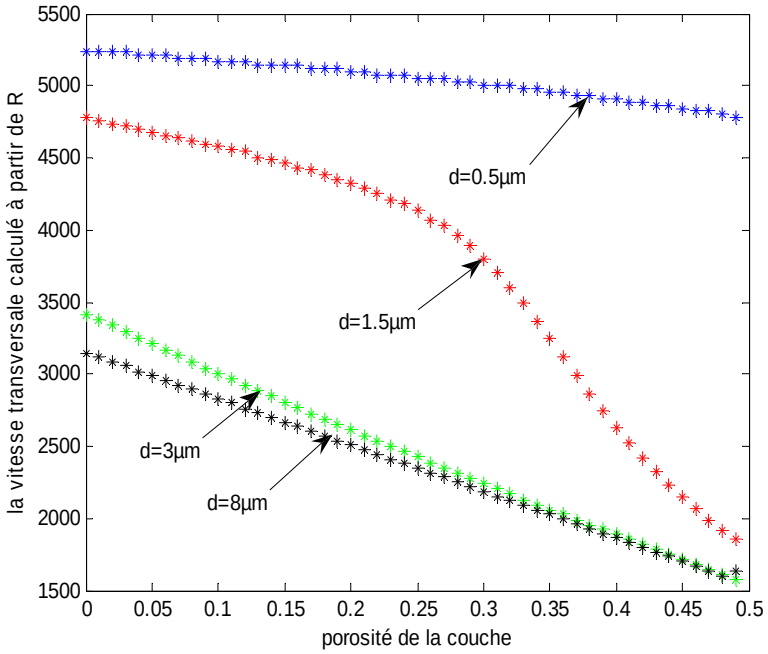


Figure (IV-23) : *la dispersion de la vitesse de l'onde transversale en fonction du taux de porosité et pour des différentes épaisseurs de la couche dans le système eau/Al poreux/Si (f=600 MHz).*

b-2) Dans le système eau/ZnO poreux/Si:

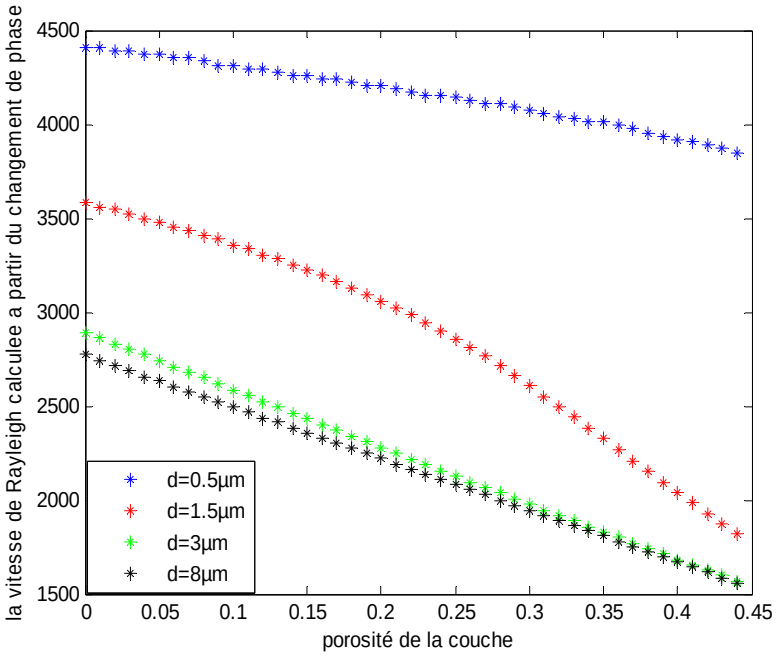


Figure (IV-24) : *la dispersion de la vitesse de l'onde de Rayleigh en fonction de la porosité de la couche dans le système eau/ZnO poreux/Si pour des différentes épaisseurs de celle-ci (f=600 MHz).*

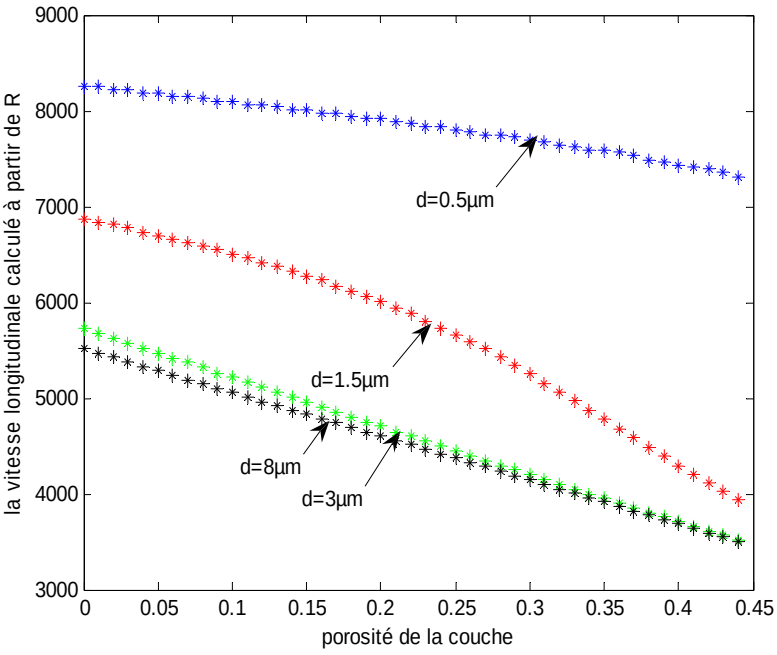


Figure (IV-25) : *la dispersion de la vitesse de l'onde longitudinale en fonction de la porosité de la couche dans le système eau/ZnO poreux/Si pour des différentes épaisseurs de celle-ci (f=600 MHz).*

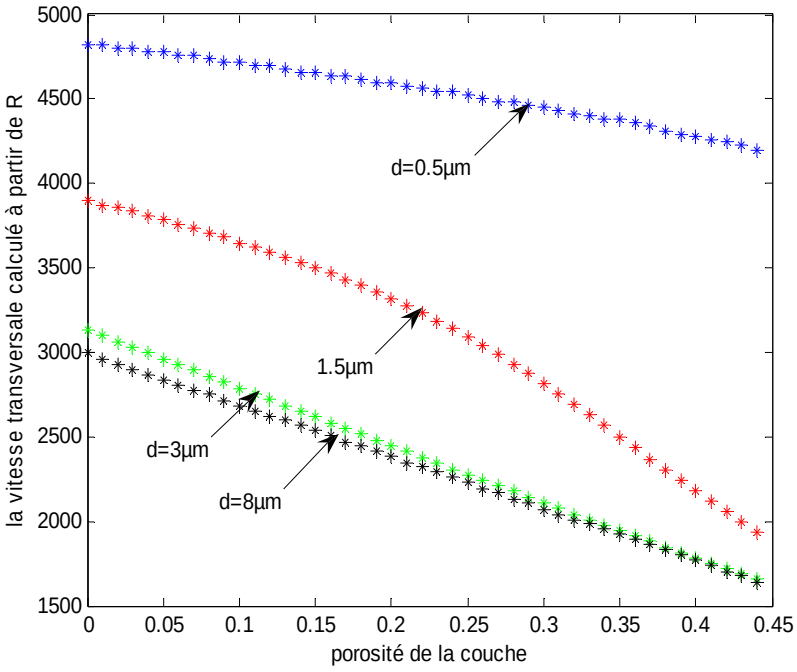


Figure (IV-26) : *la dispersion de la vitesse de l'onde transversale en fonction du taux de porosité et pour des différentes épaisseurs de la couche dans le système eau/ZnO poreux/Si (f=600 MHz).*

b-3) Dans le système eau/Si poreux/Si:

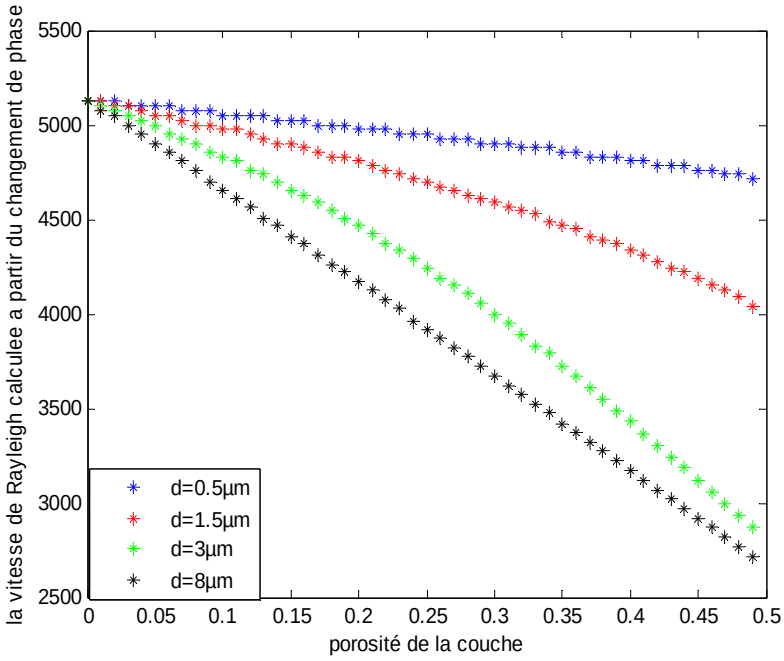


Figure (IV-27) : *la dispersion de la vitesse de l'onde de Rayleigh en fonction de la porosité de la couche dans le système eau/Si poreux/Si pour des différentes épaisseurs de celle-ci (f=600 MHz).*

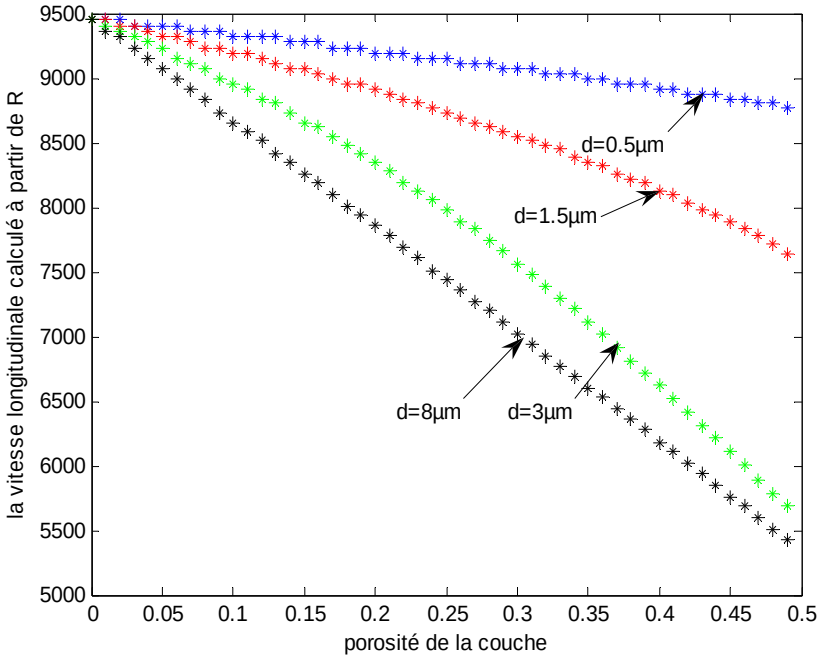


Figure (IV-28) : *la dispersion de la vitesse de l'onde longitudinale en fonction de la porosité de la couche dans le système eau/Si poreux/Si pour des différentes épaisseurs de celle-ci (f=600 MHz).*

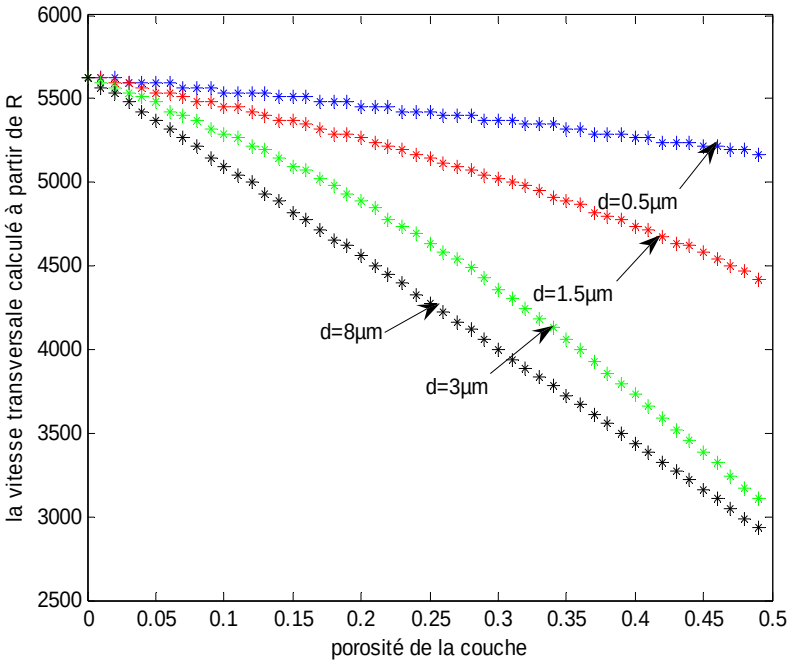


Figure (IV-29) : *la dispersion de la vitesse de l'onde transversale en fonction du taux de porosité et pour des différentes épaisseurs de la couche dans le système eau/Si poreux/Si (f=600 MHz).*

Les vitesses des différentes ondes diminuent en fonction de l'augmentation de la porosité de la couche et l'influence du substrat devient négligeable quand l'épaisseur de la couche augmente.

4-La variation des paramètres élastiques des matériaux étudiés en fonction du taux de porosité de la couche:

Le calcul des paramètres élastiques d'un matériau multicouche poreux exige le choix de plusieurs épaisseurs de la couche poreuse (0.5 µm, 1.5 µm, 3 µm) pour démontrer l'influence de l'épaisseur de celle-ci sur les paramètres élastiques, puis nous avons calculé les évolutions des paramètres élastiques dans chaque épaisseur en fonction du taux de porosité de la couche.

Dans le système eau/Al poreux/Si:

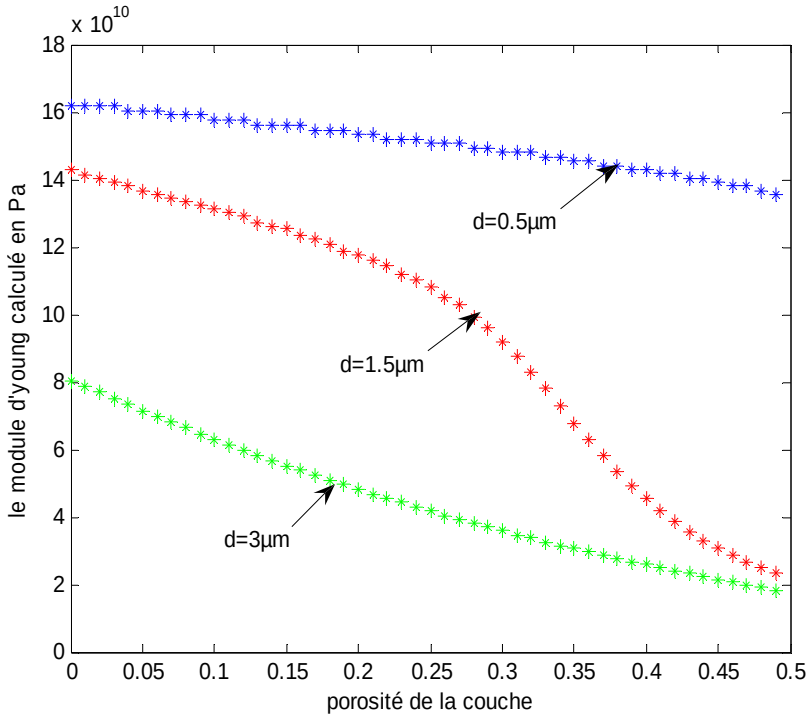


Figure (IV-30) : *la variation du module d'Young dans le système eau/Al poreux/Si en fonction de la porosité de la couche et pour des différentes épaisseurs de celle-ci.*

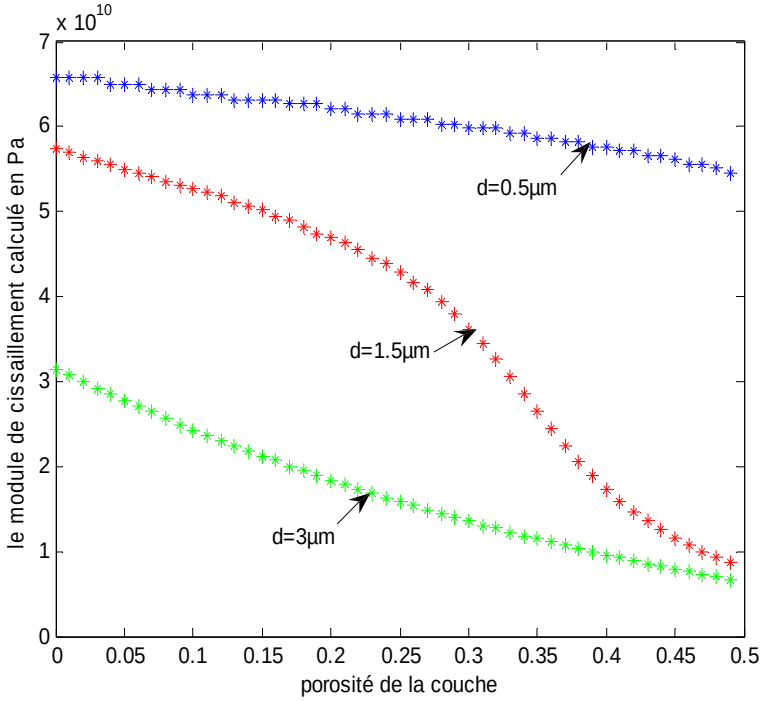


Figure (IV-31) : *la variation du module de cisaillement dans le système eau/Al poreux/Si en fonction du taux de porosité et pour des différentes épaisseurs de la couche.*

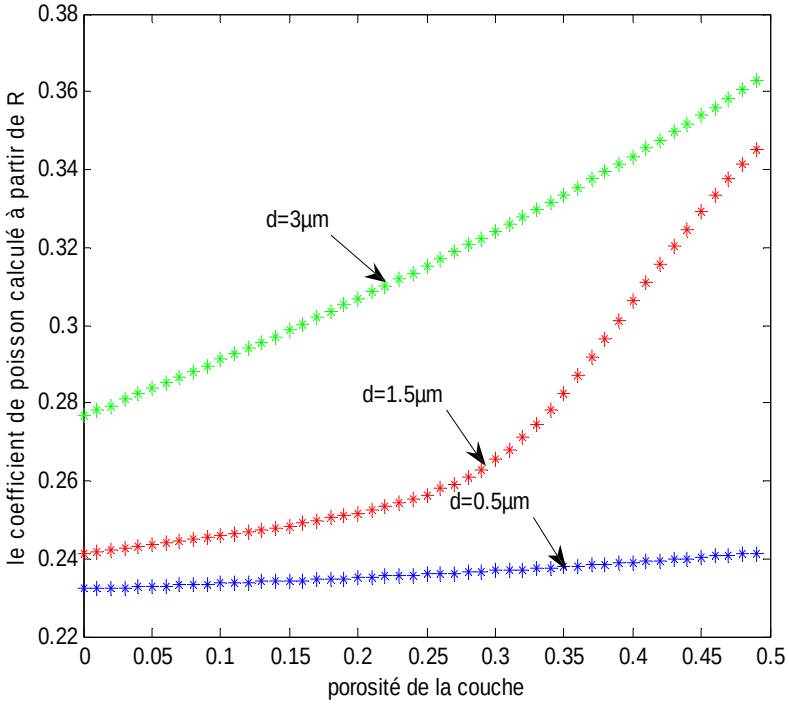


Figure (IV-32) : *la variation du coefficient de Poisson dans le système eau/Al poreux/Si en fonction du taux de porosité pour des différentes épaisseurs de la couche.*

Dans le système eau/ZnO poreux/Si:

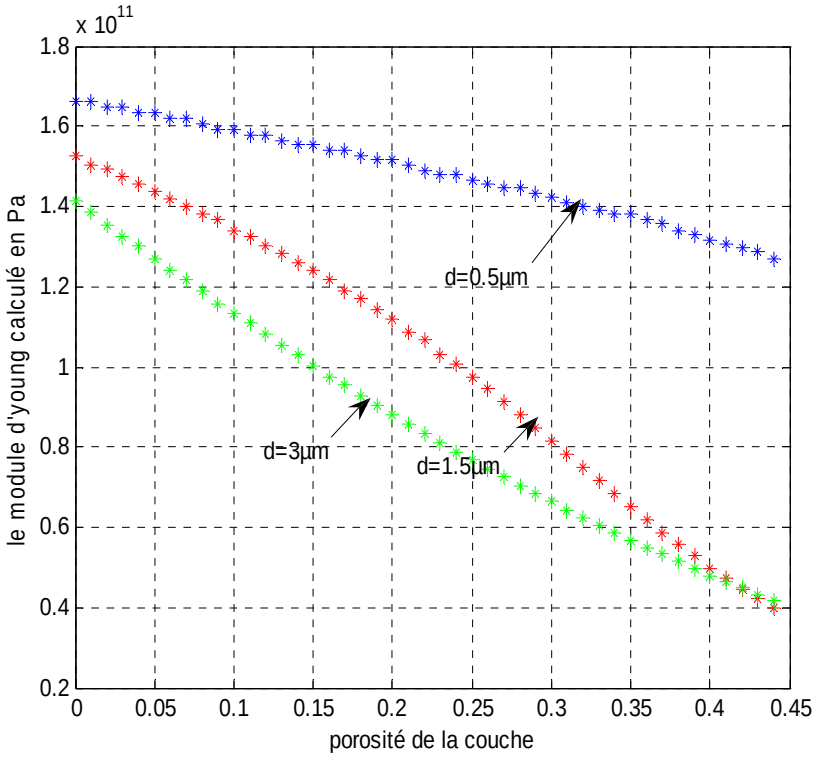


Figure (IV-33) : *la variation du module d'Young dans le système eau/ZnO poreux/Si en fonction du taux de porosité et pour des différentes épaisseurs de la couche.*

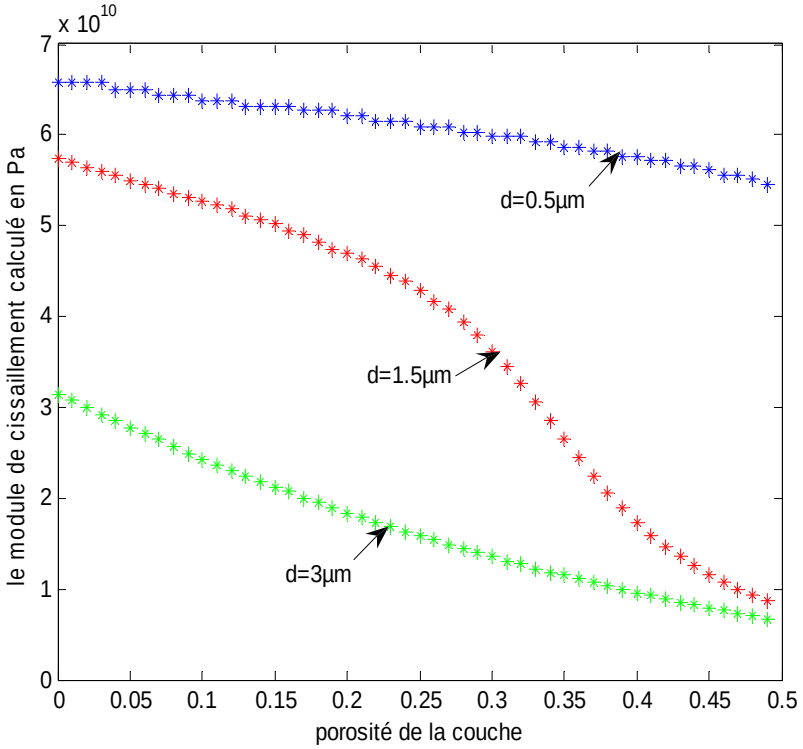


Figure (IV-34) : *la variation du module de cisaillement dans le système eau/ZnO poreux/Si en fonction de la porosité et pour des différentes épaisseurs de la couche.*

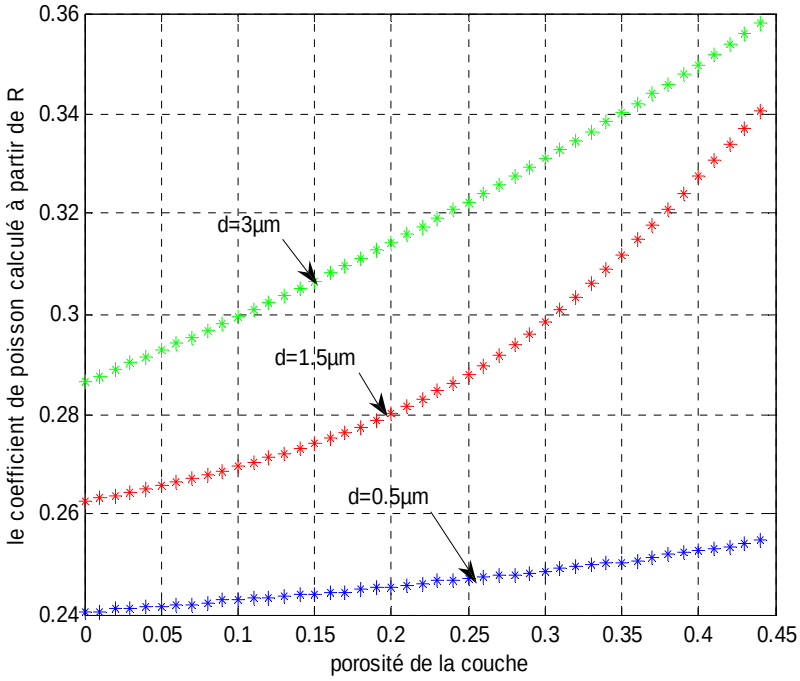


Figure (IV-35) : *la variation du coefficient de Poisson dans le système eau/ZnO poreux/Si en fonction de la porosité et pour des différentes épaisseurs de la couche.*

Dans le système eau/Si poreux/Si:

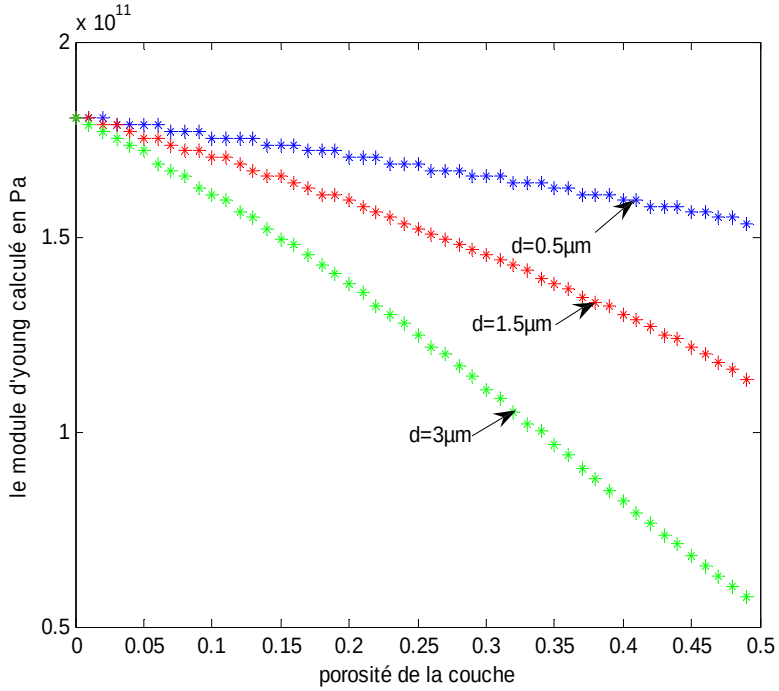


Figure (IV-36) : *la variation du module d'Young dans le système eau/Si poreux/Si en fonction de la porosité et pour des différentes épaisseurs de la couche.*

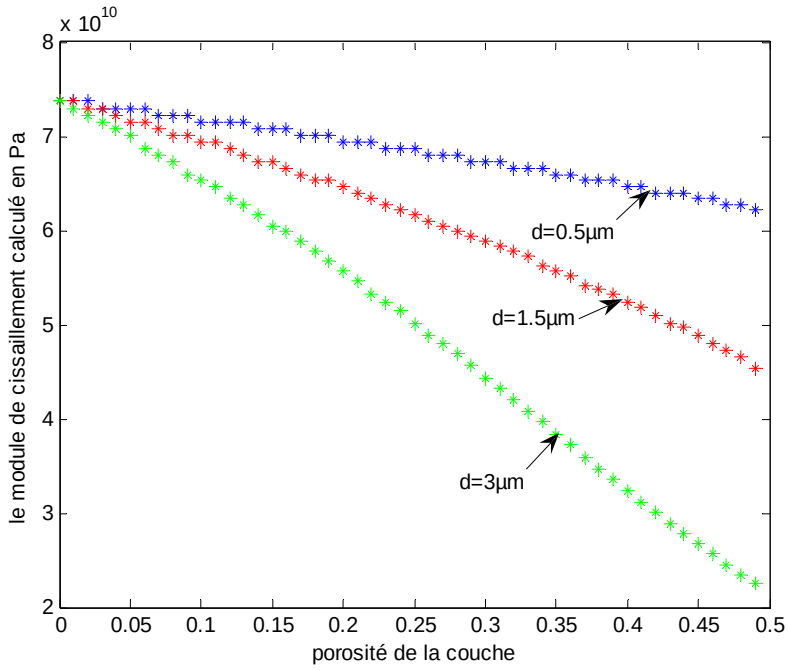


Figure (IV-37) : *la variation du module de cisaillement dans le système eau/Si poreux/Si en fonction de la porosité et pour des différentes épaisseurs de la couche.*

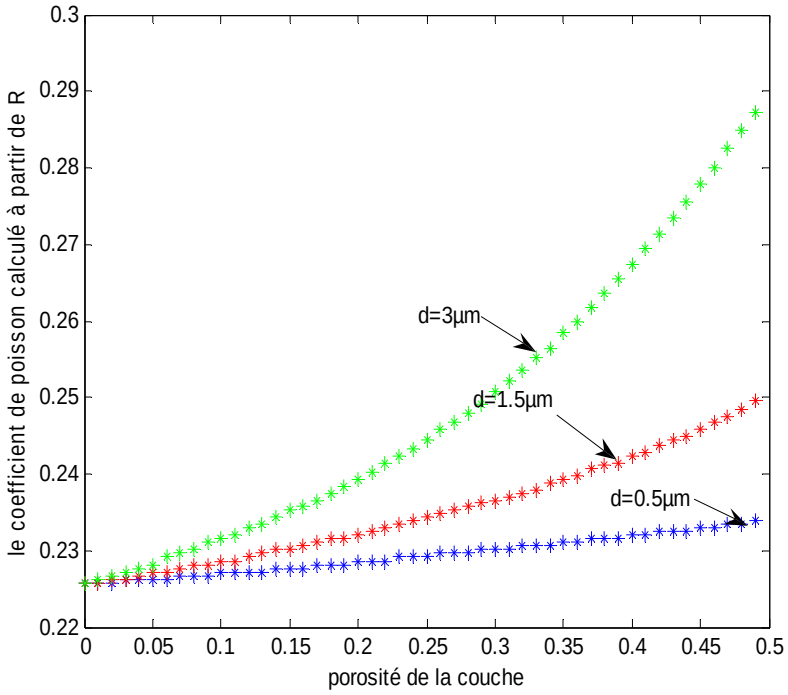


Figure (IV-38) : *la variation du coefficient de Poisson dans le système eau/Si poreux/Si en fonction du taux de porosité et pour des différentes épaisseurs de la couche.*

Quand l'épaisseur de la couche poreuse est très petite, l'influence de la couche poreuse sur les résultats obtenus est négligeable et nous avons retrouvé les paramètres élastiques du substrat nu (le Silicium). Si l'épaisseur de la couche augmente les paramètres élastiques diffèrent à

ceux du substrat, ils tendent vers les paramètres élastiques de la couche et à partir de d=3µm, nous avons arrivé à obtenir les paramètres élastiques de la couche poreuse.

Les paramètres élastiques des systèmes étudiés varient de leurs valeurs correspondantes au substrat nu vers les valeurs de ces paramètres dans le matériau de la couche quand l'épaisseur de celle-ci augmente.

IV.3-Conclusion:

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'ensemble des résultats obtenus par simulation des structures multicouches poreuses. A partir de ces résultats, nous avons pu mettre en évidence les différentes vitesses des ondes (longitudinale, transversale et Rayleigh) en fonction du taux de porosité de la couche à une fréquence de 600 MHz, afin d'arriver à calculer l'évolution des différents paramètres élastiques en fonction de la porosité de la couche.

Les paramètres élastiques des structures étudiées dépondent du substrat et de l'épaisseur de la couche poreuse. La porosité a une grande influence sur les résultats obtenus quand l'épaisseur de la couche poreuse est supérieure à 3 µm, mais dans le cas où l'épaisseur de la couche poreuse est très petite l'effet de la porosité sur les résultats obtenus est négligeable.

Cette étude reste valable si l'épaisseur de la couche poreuse est de l'ordre de micromètre et les pores sont très petits par rapport à la longueur d'onde qui est de l'ordre de micromètre, et que la fréquence est très grande.

Conclusion générale

Notre travail est basé sur la mise au point d'un programme le plus adapté à la détermination des propriétés élastiques des matériaux multicouches poreux, en se basant sur la théorie de Biot.

L'analyse du pouvoir réflecteur R(θ) et de la signature acoustique V(z) du matériau poreux nu selon la théorie de Biot nous conduit à conclure ce qui suit:

- La signature acoustique V(z) possède une seule période qui diminue en fonction de l'augmentation du taux de porosité dans la couche.
- Les vitesses des ondes longitudinale et transversale diminuent en fonction de l'augmentation du taux de porosité.
- Les paramètres élastiques des matériaux étudiés diminuent en fonction de l'augmentation de la porosité.
- L'apparition d'un nouveau mode (l'onde longitudinale lente), la vitesse de ce mode dépend de la fréquence de travail et du rayon des pores.

L'analyse du pouvoir réflecteur R(θ) des matériaux poreux revêtus étudiés, nous a permis d'aboutir aux conclusions suivantes:

- L'apparition des modes de surface qui sont dispersifs en fonction de l'épaisseur et le taux de porosité de la couche.

Le calcule des constantes élastiques des matériaux poreux revêtus nous permet de conclure ce qui suit:

- Les constantes élastiques des matériaux revêtus étudiés, en l'occurrence le module d'Young, le module de cisaillement et le coefficient de Poisson varient continuellement de leurs valeurs correspondantes au substrat à celles qui correspondent à la couche de revêtement, quand l'épaisseur de celle-ci augmente.
- Les constantes élastiques diminuent en fonction de l'augmentation du taux de porosité de la couche.
- Face à des sollicitations mécaniques dans le domaine élastique, le matériau revêtu se comporte identiquement au matériau massif de la couche au delà d'une épaisseur de quelques micromètres.

L'état poreux est un état très intéressant de la matière, il présente une grande diversité et des propriétés tout à fait étonnantes. Il est étudié et développé depuis une trentaine d'années, ce domaine de recherche connaît à l'heure actuelle un regain d'intérêt pour les matériaux que l'on appelle "nanomatériaux poreux" dont la mesure où la taille des pores flirte avec le nanomètre (le millionième de millimètre). On se trouve là dans la zone de taille immédiatement supérieure à celle des atomes ou des molécules qui constituent la matière aussi bien vivante qu'inerte. Dans un nanomètre, on alignerait environ entre trois et dix atomes et, dans une sphère de 2 à 3 nanomètres, on logerait environ un millier des atomes.

Références

Chapitre I :

[1] Bailon Jean-Paul, Des matériaux, 2000.
[2] Bories (s) et Prat (M), Tansferts de chaleur dans les milieux poreux, Techniques de l'ingénieur, Ttraité Génie Energétique, B8250, pp.1-33.
[3] Luc. JAQUEN, Contribution à la caractérisation mécanique de matériaux poro-viscoélastiques en vibroacoustique. 2003.
[4] L. J. Gibson, M.F. Ashby, Cellular Solids, Pergamon, Oxford, 1988.
[5] Michel Henry, Mesures des paramètres caractérisant un matériau poreux, étude expérimentale du comportement acoustique des mousses aux basses fréquences, thèse de doctorat, 1997.
[6] G. Matheron,"Eléments pour une théorie des milieux poreux ‘'. Editions Techniques. Paris (1987).
[7] D. L. Johnson, J. Koplik & R. Dashen, «Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid satured porous media». J. Fluid Mechanics, 176, 379-402. 1987.
[8] L. L. Landau. & Lifchitz,«Mécanique des fluides ».Editions Mir, Moscon, 1971.
[9] J. F. Allard, «Propagation of sound in porous media, modeling sound absorbing materials». Chapman & Hall. London, 1993.
[10] Y. Champoux, & J. F. Allard, «Dynamic tortuosity and bulk modulus in air saturated porous media», J. Appl. Phs. 70. 1975-1979(1991).
[11] J. Mandel, Essai sur la mécanique des pseudo solides. Annales des Ponts et Chaussées, 1950.
[12] I. Babuska. Homogenisation and its applications, Press-Synopade, 1975.
[13] A. Bensousan, J. L. Lios, et G. Papanicolaou. Asymptotic analysis for periodic structures. North Holland, Amisterdam, 1978.

Chapitre II:

[1] Lahouari Ferdj-ellah, «Etude et modélisation de la signature fréquentielle V(f) en microscope acoustique : Application à la caractérisation de l'adhérence », thèse de Doctorat, université Montpellier II, France, Juin 93.
[2] Pentti Kauppinen, The evaluation of integrity and elasticity of thermally sprayed ceramic coatings by ultrasonics. 1997.
[3] R. A. Nickerson, Wave propagation theory for ultrasonic testing. Proceedings of the Seventh International conference on Nondestructive testing. Warzawa, Poland: Institut Podstawaowych Problemow Techniki Polskiej Akademii Nauk. Pp. 321-337. 1973.
[4] Plona. T.J, Behravesh, Mand Mayer, W.G. Rayleigh and Lamb waves at liquid-solid boundaries, Ultrasonics, Vol. 13. No. 4, Pp. 171-175. 1975.
[5] A. Atalar, H. Koymen, and O. Yemisciler, Characterization of layered structures by a liquid wedge transducer and a corner reflector. In: Lee, H.& Wade, G,(eds). Acoustical Imaging, Volume 18, New York, USA: Plenum Press. Pp. 179-188. 1991.
[6] A. Pilarshi, Leaking interfaces waves in ultrasonic NDE. In: L. Jones, J. Kasel, B. Risinger, T. Strawn, & M. Thalheimer, (eds). Proceedings of the Hth World conference on Non destructive Testing. Dallas, TX, USA: Taylor Publishing Co, Pp. 768-775. 1986.

[7] W. J. Xu. Etude par ondes acoustiques de la qualité des interfaces dans une structure multicouche. Thèse de Doctorat. Université de Valenciennes. France, 1995.
[8] A. Briggs, Acoustic Microscopy. Ed. Clarerdon Press, Oxford, 1992.
[9] Jacques ATTAL. Microscopie acoustique. R1402-3.
[10] W. G. Mayer. Determination of ultrasonic velocities by measurement of angles of total reflection. The Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 32, No. 10, pp. 1213-1215. 1960.
[11] C. F. Quate, A. Atalar .Acoustic microscopy with mechanical scanning. A. Review. I.E.E.E., 1979.
[12] Kai Hong Chen, Student Member. IEEE and Henry L. Bertoni, Fellow. IEEE, «Ray Representation of longitudinal lateral waves in acoustic microscopy », IEEE Transactions on ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, Vol. 38, No. 1,January 1991.
[13] Y. Boumaiza, L. Deboub, A. Boudour, M. Benhiheur, M.Gouasmia et S.Belkahla, «Caractérisation mécanique par microscopie acoustique d'un Acier et d'une couche mince ce SiC sur substrat en Silicuim». Conférence Maghrébines sur le contrôle non destructif, Pp. 9-19, Palais des notions, Alger, 28-30 Juin 1997.
[14] E. Dieulesaint. D. Royer, «Ondes élastiques dans les solides», Edition Masson, Paris, 1974.
[15] L. Henry. Bertoni. Senior Member, IEEE, «Ray- Optical Evaluation of V(z) in the Reflexion Microscope». IEEE. Transactions on Sonics and Ultrasonics, Vol. Su-31, No.2.Pp.105-116, Mech 1984.
[16] J. Kushibiki, T. Wakahara, and W. Chubachi, «Acalibration of the LFD Acoustic Microscope System Using Isotropic standard Specimens». IEEE. Ultrasonic Symposium, Pp. 719-722, 1992.
[17] Céline Maurel. Mise au point d'un algorithme d'optimisation de la résolution spectrale en cartographie ultrasonore. 1992.
[18] L. M. Brekhovskikh, O. A. Godin. Acoustic of layered media I: plane and quasi-plane waves. Springer-Verlag, Berlin, (1990).
[19] G. Mott. Reflection and refraction coefficients at a fluid-solid-interface. The Journal of the Acoustical society of America, vol 50 n°3**,** pp. 819-829, 1970.
[20] F. Craciun, G. Guidarelli, C. Galassi, E. Roncari . Elastic wave propagation in porous piezoelectric ceramics. Elsevier Science, Ultrasonics, 417-430. 36(1998)
[21] H. Vetters, E. Matthaei, A. Schulz, and P. Mayer. Scanning acoustic microscope analysis for testing solid state materials. Materials Science and Engineering. Vol. A122, Pp.9-14. 1989.
[22] L. Bergman, Der Ulraschall. Ziirich, Switzerland: S. Hizzei Verlag. H14P. 1954
[23] A. Briggs, An introduction to scanning acoustic microscopy. Oxford, UK: Oxford University Press. 70p. 1985.
[24] I. A. Victorov, Rayleigh and Lamb waves. New York, USA: Plenum Press. 154p. 1967.
[25] D. J. Roth, D. B. Stang, S. M. Swickard and R. M. DeGuire, Review and statistical analysis of the ultrasonic velocity method for estimating the porosity fraction in polycrystalline materials. NASA Technical Memorandum 102501. Cleveland, Ohio, USA: Lewis Research Center. 44 p. 1990.

[26] K. K. Phani, S. K. Niyogi, A. K. Maitra, and Roychaudhury, M. Strength and elastic modulus of a porous brittle solid: an acousto-ultrasonic study. Journal of Materials Science, Vol. 21, No. 12, pp. 4335-4341. 1986.
[27] R. J. M Fonseca , Acoustic microscopy investigation of porous silicon 'Laboratoire de Microacoustique de Montpellier , EP CNRS 36, Université de Montpellier II. F-34095. Montpellier Cedex 5, France.
[28] J. Allard, Propagation of sound in porous media Modelling sound absorbing materials. Chapman and Hall, London (1993) .
[29] J. Allard, M. Henry, J. Tizianel, L. Kelders, and W. Lauriks, Sound propagation in air-saturated random packings of beads. J. Acoust. Soc. Am., 104 (4): 2004-2007. 1998
[30] P. Lemarinier, Propagation du son à basses fréquences audibles (30-5000 Hz) dans des mousses et une laine de verre saturées d'air. Thèse de doctorat, Université du Maine, Le Mans, France. 1997
[31] J. Tizianel, J. Allard, C. Ayrault, B. Castagnede, M. Henry, M. Moussatov, and A. Gédeon, Transport parameters and sound propagation in an air-saturated sand. À paraitre dans J. Appl. Phys. Let. 1999.

Chapitre III:

[1] M. Slakeddine CHEDLY. Compromis Choc Acoustique des matériaux poreux: Relation Procédé-Produit-Performances. Thèse de Doctorat. 2003.
[2] Pierre Loroy. Thèse de doctorat, Les mousses adaptatives pour l'amélioration de l'absorption acoustique : modélisation, mise en œuvre, mécanisme de contrôle, université de Aix-Marseille I. 2008.
[3] D. L. Johnson, J. Koplik and R. Dasken. "Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid-saturated porous media", J. Fluid Mech. 176, 379-402-1987.
[4] G. Matheron."Eléments pour une théorie des milieux poreux ''. Editions Techniques. Paris (1987).
[5] J. Mandel, Essai sur la mécanique des pseudosolides. Annales des Ponts et Chaussées, 1950.
[6] J. Mandel, Introduction à la mécanique des milieux continus, Masson, Académis Polonaise des Sciences, Série B de Mécanique Appliquée, Editions Scientifiques de Pologne, 1974.
[7] J. G. Berrtman, "Confirmation of Biot's theory". Appl. Phys. Lett, 37, 382-384.1980.
[8] G. G. Archie,"Electrical resistivity as an aid in core analysis interpretation", Trans AIME, 146, 54-63, 1942.
[9] D. L. Johnson, P. N. Sen,"Multiple scatring of acoustic waves with application of the index of refraction of fourth sound", Phys, Rev, B, 24. 2486-2496.1981.
[10] M. A. Biot, J. Acoust. Soc. 28. 168(1956).
[11] M. A .Biot, J. Appl. Phys.33, 1482(1962).
[12] M. A. Biot, J. Acoust. Soc.34, 1254(1962).
[13] M. A. Biot and D. G. Willis, "The elastic coefficient of the theory of consolidation" J. Appl. Mech.24, 594-601(1957).
[14] D. L. Johnson, to be published in Appl. Phys-Letts.
[15] T. J. Plona, Appl, Phys. Lett. 36, 259(1980).

[16] Promotor: Prof. Dr. W. Lauriks. Study of the sound field in and above porous materials-application to characterization of sound absorbing materials. Katholieke University Leuven.2005.
[17] A. Bardot, B. Brouared and J. F. Allard, "Frame decoupling at low frequency in thin porous layers saturated by air"J.Appl.Phys.79.8223-8229 (1996).98.999-1001(1991).
[18] J. Allard. Propagation of sound in porous media modeling sound absorbing materials. (1993).
[19] Donald, G. Albert. A comparaison between wave propagation in water-saturated porous materials. US Army cold Regions Reseach and Engineering Laboratory, 72, lyme Road. Hanover. 1992.
[20] R. D. Stoll and T. K. Kan, J. Acoust. Soc. Am.77, 149(1981)
[21] H. Deresiewicz and R. Skalak, Bull. Seismol.Soc.Am.53, 783.
[22] Robert D. Stoll. Reflection of acoustic waves at water-sediment interface. J. acoustic. Soc. Am. 70(1), (1981).

Chapitre IV:

[1] L. Robert, N. Brunet, T. Flaherty, T. Randles, E. Mattaei-Schulz, H. Vetters, D. Rats, J. von Stebut. Characterization of TiN and carbondoped chromium thin film coatings by acoustic microscopy. Surf Coat Technol 1999;116-119:327–34.
[2] Z. Yu. Scanning acoustic microscopy and its applictions to material characterization. Rev Modern Phys 1995;67(4):863–91.
[3] A. Briggs. Acoustic microscopy. Oxford: Clarendon Press; 1992 p. 325.
[4] Y. Bar-Cohen, AK. Mal, Ultrasonic inspection. ASM Handbook. vol. 17 1996 (231–27).
[5] LM. Brekhovskikh, OA. Godin, Acoustics of layered media. I. Plane and quasi-plane waves. In: LM . Brekhovskikh, LB. Felsen, HA. Haus, editors. Wave phenomena, 1990. p. 240.