

UNIVERSITÉ M'HAMED BOUGARA DE BOUMERDÈS
FACULTÉ DES SCIENCES DE L'INGÉNIEUR



MÉMOIRE

Présenté pour l'obtention de diplôme de **MAGISTÈRE**

Spécialité : **GENIE CIVIL**

Option

Sol-Structures-Matériaux

THEME :

**INFLUENCE DES TAUX DE CHARGEMENT SUR
LA CARACTERISATION NON DESTRUCTIVE DU BETON
PAR ULRASONS**

Par :

TOUKAL Abdenour

Soutenu publiquement le : / / 2010

Devant le jury composé par :

Mr KADRI Mohammed	MC/A	UMBB	Président
Mr BELAKROUF Ali	MC/A	UMBB	Encadreur
Mr HAMADOUCHE Mohamed Ameziane	MC/A	UMBB	Examineur
Mr SI-CHAIB Mohammed Ouali	MC/A	UMBB	Examineur
Mr MEHADENE Rachid	MC/A	UMMTO	Examineur

Année universitaire 2009 / 2010

Remerciements

Au terme de ce modeste travail, je tiens d'abord à remercier Dieu pour m'avoir donné la force et la patience pour mener à terme ce travail ainsi que mes parents qui m'ont toujours encouragé et soutenu durant toute la durée de mes études.

J'adresse mes profonds remerciements à mon directeur de mémoire Mr. BELAKROUF Ali, Maître de Conférences au département Génie Civil (FSI), pour avoir accepté de m'encadrer et me guider sur le bon chemin durant l'accomplissement de ce travail.

Je remercie également Monsieur **SI-CHAIB Mohammed Ouali**, Maître de Conférences au département Maintenance Industrielle (FSI), pour ses conseils et ses orientations pour mieux élaborer ce mémoire ainsi que son amabilité d'avoir accepté de participer au jury.

Je remercie Monsieur le Docteur **KADRI Mohamed**, enseignant au département Génie Civil, pour avoir accepté de présider le jury de délibération.

Mes remerciements vont également à Monsieur **HAMADOUCHE Mohamed Ameziane**, Maître de Conférences au département Génie Civil (FSI) ainsi que Monsieur **MEHADENE Rachid**, Maître de Conférences au département Génie Civil (UMTO), pour m'avoir fait l'honneur d'examiner et de porter un regard critique sur mon travail et accepté de participer au jury de délibération.

Je remercie également tous les enseignants et enseignantes du département Génie Civil FSI-UMBB.

Je remercie enfin ma famille et tous ceux et celles qui m'ont soutenu et encouragé durant ces années.

ملخص

إن الخصائص الميكانيكية للخرسانة تتعلق بكيفية و شروط الاستعمال. المعايير المطبقة على البنايات المتضررة بواسطة الكوارث مثل الزلازل تبين لنا أن نوعية الخرسانة المستعملة للبنايات لا تتطابق مع صلابة الخرسانة المقدمة من طرف المخبر المختصة. من أجل تفادي المخاطر الناتجة عن عدم احترام خصائص الخرسانة في مكان الإنشاء يستلزم تكاثف جميع الأطراف الفاعلين في مجال البناء.

إن تطور طريقة المعاينة الغير مهدمة للبنايات تضع في متناول هيئات المراقبة التقنية للمنشآت و مقولات البناء الأدوات اللازمة من أجل الكشف عن النقص الموجودة في الخرسانة المستعملة.

إن مراقبة الخرسانة عن طريق حساب سرعة انتشار الأمواج فوق الصوتية هي الطريقة المطلوبة بكثرة. شدة حساسية هذه السرعة للخصائص الفيزيائية و الميكانيكية للوسط التي تنتشر فيه تبين لنا مدى اختلاف النتائج المتحصل عليها. إن ارتباط سرعة انتشار الأمواج مع الخصائص الميكانيكية للخرسانة كالصلابة الانضغاط تستلزم الأخذ بعين الاعتبار خصائص الوسط التي تنتشر فيه.

في هذه المذكرة تطرقنا إلى تقييم تأثير شدة الانضغاط على سرعة انتشار الأمواج فوق الصوتية. النتائج التجريبية المتحصل عليه قارناها بالنتائج النظرية المتحصل عليه عن طريق استعمال نظرية (Acoustoélasticité).

المفاتيح: الخرسانة-التجارب الغير مهدمة-الفوق الصوتي-صلابة الخرسانة-انتشار الأمواج -

Résumé

Les propriétés mécaniques du béton dépendent de la technologie et des conditions de mis en œuvres. Les constats effectués sur des structures endommagées par des catastrophes naturelles ont révélé que la qualité du béton dans la structure ne reflète pas la résistance projetée par les laboratoires. La réduction du risque dû au non respect des propriétés du béton sur chantier nécessite la collaboration de tous les intervenants dans l'acte de bâtir.

Le développement de méthode de caractérisation non destructive met à la disposition des services de contrôle technique de la construction et des entreprises de réalisation les outils nécessaires pour détecter les anomalies dans la qualité du béton mis en place.

La caractérisation du béton par la mesure de la vitesse de propagation des ondes ultrasonores est la méthode non destructive la plus recommandée. La forte sensibilité de la vitesse ultrasonore aux propriétés physiques et mécaniques du milieu dans lequel elles se propagent (teneur en eau, l'état de contrainte, la maturité du béton....etc.) conduit à des résultats très dispersés. La corrélation des vitesses ultrasonores mesurées aux propriétés

mécaniques du béton (résistance à la compression) nécessite la prise en compte des paramètres du milieu.

Dans le présent mémoire nous avons évalué l'influence du taux de contrainte sur la variation de la vitesse de l'onde ultrasonore longitudinale dans un béton de formulation donnée. Les résultats expérimentaux obtenus ont été comparés à ceux obtenus par la simulation acoustoélastique.

Mots clés : Béton, essais non destructif, ultrasons, résistance, propagation d'ondes longitudinales, Acoustoélasticité.

Abstract

The mechanical properties of concrete depend on the technology and the conditions on implemented. The reports of the structures damaged by natural disasters have revealed that the quality of concrete in the structures does not reflect the strength projected by the laboratories. The reduction of the risk due to the no respect of the properties of concrete on building site requires the collaboration of all the speakers in the act to build.

The development of nondestructive method characterization placed at the disposal of the monitoring technical services of the structural and realization companies the necessary tools to detect the anomalies in the quality of concrete set up.

The characterization of concrete by the velocity measurement of ultrasonic wave propagation is the most recommended nondestructive method. The strong sensitivity of the ultrasonic velocity to the physical and mechanical properties of the medium in which they are propagated (maturity of the concrete, state of stress, water content) leads to much dispersed results. The correlation of measured ultrasonic velocity with the mechanical properties of concrete (compressive strength) requires the taking into account of the parameters of the medium.

In the present report we evaluated the influence of the rate of stress on the variation longitudinal ultrasonic velocity in a concrete of formulation given. The experimental results obtained were compared with this obtained by acoustoelastic simulation.

Mots clés : concrete, non destructive method, ultrasound, strength, longitudinal wave propagation, acoustoelasticity.

Table des matières

Remerciement.....	1
Résumé.....	2
Table des matières.....	4
Liste des tableaux.....	8
Liste des figures.....	8
Notations.....	11
Introduction générale.....	15

CHAPITRE I: Etude bibliographique

I.1. Introduction.....	18
I.2. Application des essais non destructifs pour le béton.....	19
I.3. Les modèles de propagation des ondes ultrasonores dans un milieu hétérogène.....	20
I.3.1. Diffusion des ondes ultrasonores.....	21
I.3.2. Diffusion sur un obstacle.....	22
I.3.2.1- Formalisme de T-Matrice.....	22
I.3.2.2. Géométries des obstacles.....	23
I.3.3. Diffusion par ensemble d'obstacles : l'homogénéisation.....	23
I.4. Caractérisation de béton par ondes rétrodiffusées.....	25
I.4.1- Ondes rétrodiffusées.....	26
I.5. Relations entre la vitesse ultrasonore et la porosité dans le béton.....	27
I.5.1- Relation entre la vitesse porosité.....	28
I.6. Corrélation entre la vitesse de propagation des ondes et modules d'élasticité.....	29
I.7. Relation entre le module d'élasticité dynamique et le module d'élasticité statique.....	30
I.8. Relation entre la vitesse d'ultrason-résistance du béton.....	30
I.9. Application de la théorie d'acoustoélasticité	31

CHAPITRE II : Eléments théoriques d'ultrasons

II.1. Définition des ultrasons.....	33
II.2. Différents types d'ondes.....	33
II.2.1. Les ondes longitudinale et transversale	33

II .2.2. Onde de surface.....	35
II.2.3. ondes de LAMB.....	36
II.2.4. onde plane. Ondes sphérique.....	36
II.3. Paramètres de l'onde ultrasonore.....	38
II. 3.1. L'impédance acoustique.....	38
II.3.2. La longueur de l'onde.....	38
II.3.3. La pression et l'intensité.....	39
II.4.Émission et réception de l'onde ultrasonore.....	39
II. 4.1. Description du faisceau ultrasonore émis.....	39
II.4.2. Atténuation d'une onde ultrasonore.....	42
II.4.3. L'absorption et la dispersion.....	42
II.4.4 Réflexion et réfraction de l'onde ultrasonore.....	43
II.4.5. Calcul du temps de vol d'une impulsion.....	45

CHAPITRE III :
Eléments d'acoustoélasticité

III.1. Propagation d'ondes et comportement élastique	46
III.1.1.Introduction.....	46
III.1.2. Tenseur des contraintes et des déformations.....	46
III.1.2.1. Le vecteur déplacement, vitesse et accélération.....	46
III.1.2.2. Le tenseur de déformation.....	47
III.1.2.3. Tenseur de contraintes.....	48
III.1.2.4. Relation entre contraintes et déformation : loi de Hooke généralisée.....	49
III .1 .3. Equation de propagation.....	50
III.1.4-Décomposition de Helmholtz.....	51
III.2. Eléments d'acoustoélasticité.....	53
III.2.1. Tenseur des déformations de Green -Lagrange dans la configuration perturbée..	54
III.2 .1.1. Relation tenseur de déformation-déplacement.....	56

III.2.2. Tenseur des contraintes.....	57
III.2.3. Equations d'équilibre et de mouvement.....	58
III.2.3.1. Equations d'équilibre.....	58
III.2.3.2. Equation de mouvement	59
III.2.4. Relation contraintes – déformations.....	60
III.2.5. Eléments d'acoustoélasticité.....	61
III.2.6. Acoustoélasticité en milieu orthotrope.....	64
III.2.7. Acoustoélasticité en milieu isotrope.....	67
III.2.7.1. Les constants élastiques du troisième ordre.....	67
III.2.7.2. Expressions des vitesses de propagation des ondes en fonction des déformations.....	68
III.2.7.3. Expressions des vitesses de propagation des ondes en fonction des contraintes appliquées	69
III. 2.8. Conclusion.....	70

CHAPITRE IV :

Simulation acoustoelastique appliquée au cas du béton

IV.1- Introduction.....	71
IV.2. Expression des vitesses de propagation des ondes ultrasonores dans le cas de contraintes axiales du type compression et traction.....	71
IV .2 .1 .Application dans le cas béton.....	74
IV -3 Analyse des effets d'une contrainte sur la vitesse de propagation dans le cas d'un béton.....	75
IV .3.1- Evolution des célérités des ondes longitudinales en fonction des contraintes de compression et de traction.....	75
IV.3.2. Evolution de célérités des ondes transversales polarisées en fonction des contraintes de compression et de traction.....	78

CHAPITRE V :

Le matériau béton

V.1. Introduction.....	80
V.2. Composition.....	80
V.3. Qualité du béton : influence des différents paramètres.....	82
V.3.1. Les pores.....	83
V.3.2. Rapport eau/ciment.....	83

V.3.3. Rapport granulats/ ciment.....	84
V.3.4. Les adjuvants.....	84
V.4. Endommagement du béton.....	84
V.4.1. Comportement en compression uniaxiale.....	87
V.4.2. Comportement en traction uniaxiale.....	87
CHAPITRE VI :	
Expérimentation	
VI.1. Introduction.....	89
VI.2. Les trois principes de formulation des bétons.....	89
VI. 3. Quelques méthodes de composition des bétons.....	90
VI.4 .Caractérisations de la matière première.....	90
VI.4.1. Description des matériaux utilisés.....	90
VI.4.1.1 Eau de gâchage.....	90
VI. 4.1.2. Agrégats.....	91
VI.4.2. Essais physiques des agrégats.....	91
VI.5. Formulation du béton.....	93
V I.6. Méthode ultrasonore.....	94
VI.6.1. Mesure de la vitesse de propagation des ondes ultrasoniques.....	94
VI.6.2. Influence de la quantité d'eau évaporée sur la vitesse ultrasonore.....	95
VI.6.3. Evolution de la vitesse ultrasonore en fonction de l'âge du béton.....	97
VI.6.4. Corrélation entre la vitesse ultrasonore en fonction de la résistance du béton.....	98
VI.6.5. L'influence de l'hydratation du béton durci sur les mesures ultrasonores	100
VI.6.6. Vitesse de propagation ultrasonore en fonction du chargement.....	101
VI.6.6. 1. Dispositif expérimental.....	101
VI.6.6. 2. Procédure de mesure.....	102
VI.6.6. 3. Variation des vitesses ultrasonores en fonction du chargement.....	103
VI.6.6. 4. Conclusion.....	105
V.6.6.5.Comparaison entre les résultats expérimentaux et la simulation acoustoélasticité	106
VI.7. Effet des contraintes de compression sur la vitesse de l'onde ultrasonore longitudinale par traitement du signal.....	107
V .7. 1. Introduction	107

V.7.2. Le dispositif expérimental.....	107
V.7.6. Conclusion	110
Conclusion générale.....	111
Références bibliographiques	

Liste des tableaux

Tableau II.1. Ordre de grandeur des impédances acoustiques longitudinale Z_L et transversale Z_T	38
Tableau. III.1. quelques exemples des vitesses moyennes V_L et V_T pour des matériaux couramment utilisés en CND.....	52
Tableau .VI.1. Caractéristiques physiques des agrégats.....	91
Tableau .VI .2. Dosage des différents constituants.....	93
Tableau .VI .3. Variation de la vitesse ultrasonore dans le béton en fonction de chargement.....	102
Tableau .VI .4. Relation entre état de chargement et facteur de correction.....	104

Liste des figures

Figure.I.1. Diffusion dans un obstacle.....	21
Figure.I.2. Diffusion simple et multiple.....	21
Figure.I.3. Diffusion dans le cas d'une sphère et d'un sphéroïde.....	23
Figure.I.4. Milieu réel, milieu modèle et milieu homogène équivalent.....	24
Figure.I.5. Géométrie de milieu diffusant semi infini.....	25
Figure.I.6. Ondes rétrodiffusées dans le béton.....	26
Figure.I.7. Signal rétrodiffusé simulé et enveloppe.....	26
Figure.II.1- Schématisation d'un milieu élastique.....	33
Figure.II.2 - Ondes longitudinale.....	34
Figure.II.3. Onde transversale.....	35
Figure.II.4. Onde de Rayleigh.....	35
Figure.II.5 – Ondes de Lamb.....	36
Figure.II.6 – Onde plane.....	37
Figure.II.7 – Onde sphérique.....	37
Figure.II.8- Types d'ondes et modes de propagation des ultrasons dans un solide.....	37
Figure.II.9. Géométrie d'un faisceau d'ondes ultrasonores.....	41
Figure.II.10. Représentation du champ de Fresnel et du champ de Fraunhofer pour un élément piézo-électrique de diamètre D_s	41
Figure.II.11. Réflexion des ultrasons à une interface.....	43
Figure.II.12. Comportement des ondes sonores incidentes à une interface.....	45
Figure.II.13. Mesure du temps de vol d'une impulsion ultrasonore après une réflexion simple.....	45
Figure III.1. A general loaded body cut by plane Q.....	48
Figure.III.2. Contrainte appliquée sur un élément cubique de dimensions infinitésimales d'un corps solide.....	48
Figure. III.3. Les différentes forces agissant parallèlement à chaque axe. $\delta x \delta y, \delta x \delta z, \delta y \delta z$ Étant les surfaces de différentes face.....	50

Figure.III.4. Configuration naturelle, initiale et finale d'un milieu pré-déformé avec superposition d'une onde ultrasonore. Etat (S°) : état naturel dans un repère R° de densité ρ° et libre de tout état de contrainte. Etat (S) : état contraint statique dans un repère R de densité ρ . Etat (S^*) : état contraint dynamique dans un repère R^* de densité ρ^*	55
Figure.III.5. Orientation des axes dans le cas d'un milieu orthotrope.....	67
Figure.IV.1 : Configuration des tirs ultrasonores.....	74
Figure.IV.2 : Evolution de la vitesse théorique de l'onde longitudinale en fonction de la contrainte appliquée $\Delta V_L = V_L - V_{L0} = f(\sigma)$ dans le cas d'un chargement uniaxial en traction.....	76
Figure.IV.3. Evolution de la vitesse théorique de l'onde longitudinale en fonction de la contrainte appliquée $\Delta V_L = f(\sigma)$ dans le cas d'un chargement uniaxial en compression.....	76
Figure.IV.4 : Evolution de la vitesse théorique de l'onde longitudinale en fonction de la contrainte appliquée $\Delta V_L = V_L - V_{L0} = f(\sigma)$ dans le cas d'un chargement uniaxial en traction.....	77
Figure.IV.5 : Evolution de la vitesse théorique de l'onde longitudinale en fonction de la contrainte appliquée $\Delta V_L = V_L - V_{L0} = f(\sigma)$ dans le cas d'un chargement uniaxial en compression.....	77
Figure.IV.6. Evolution de la vitesse théorique de l'onde transversale en fonction de la contrainte appliquée $\Delta V_T = V_T - V_{T0} = f(\sigma)$ de traction et compression.....	78
Figure.IV.7. Evolution de la vitesse théorique de l'onde transversale en fonction de la contrainte appliquée $\Delta V_T = V_T - V_{T0} = f(\sigma)$ de traction et compression.....	79
Figure.IV.8. Evolution de la vitesse théorique de l'onde transversale en fonction de la contrainte appliquée $\Delta V_T = V_T - V_{T0} = f(\sigma)$ de traction et compression.....	79
Figure. V.1. Béton considéré comme un matériau composite, représentation très phasique...82	82
Figure.V.2 Représentation schématique de la pâte de ciment hydraté.....83	83
Figure. V.3. Mise en évidence de fissures dans le béton dans son état initial : image obtenue à l'aide d'un microscope électronique à balayage	85
Figure. V.4. Courbe contrainte -déformation du béton soumis à une compression uniaxiale...88	88
Figure. V-5. Courbe contrainte déformation du béton soumis à une traction uniaxiale.....88	88
Figure. VI.1. Analyse granulométrique des agrégats	92
Figure .VI.2. (a) Transmission directe, (b) Transmission semi-directe, (c) Transmission indirecte ou de surface.....	94
Figure .VI.3. Positions des transducteurs.....	95
Figure .VI.4. Testeur à ultrasons CONTROLS 58-E0048.....	95
Figure .VI.5. Positions des points de mesures ultrasonores.....	95
Figure .VI.6. Variation de la quantité d'eau évaporée avec l'âge des éprouvettes.....	96
Figure .VI.7. Variation de la vitesse de propagation des ondes ultrasonores avec la quantité d'eau évaporée.....	96
Figure .VI.8. Evolution de la vitesse ultrasonore en fonction de l'âge du béton.....	97
Figure .VI.9. Relation de la contrainte en fonction de l'âge du béton.....	98
Figure .VI.10. Vitesse de l'onde ultrasonore longitudinale en fonction de la variation de la résistance du béton.....	99
Figure .VI.11. Effet de L'absorption de l'eau sur la vitesse ultrasonore.....	100
Figure .VI.12. Disposition expérimentale.....	102

Figure .VI.13. Positions des transducteurs.....102

Figure .VI.14. Relation entre la vitesse de propagation des ondes ultrasonores longitudinale et la contrainte appliquée.....103

Figure .V .15. Comparaison entre la variation des vitesses théoriques de l'onde longitudinale et des vitesses expérimentale en fonction de la contrainte appliquée $\Delta VL=VL-VL0=f(\sigma)$ dans le cas d'un chargement uniaxial en compressio.....106

Figure .VI.16. Dispositif expérimental destiné à l'acquisition d'un signal d'une onde ultrasonore se propageant dans d'une éprouvette en béton sous chargement mécanique.....107

Figure .VI.17. Exemple d'un signal de référence reçu en absence de chargement dans l'éprouvette en béton.....108

Figure .VI.18. L'effet acoustoélastique pour quelques chargements.....109

Figure .VI.19. Superposition des signaux enregistrés à contrainte nulle (référence) et sous contraintes.....109

Notations

$\overrightarrow{u}(r)$: Le champ de déplacement total de la matrice pour une position r .

$\overrightarrow{u_{inC}}(r)$: Le champ de déplacement incident.

$\overrightarrow{u_{diff}}(r)$: Le champ de déplacement diffusé.

\vec{r} : Le vecteur radial radial sortant de l'obstacle.

a, b, c : Les coefficients d'expansion du champ incident.

α, β, γ : Les expansions inconnues des champs diffusés.

\overrightarrow{OM} : Vecteur position.

$\overrightarrow{U}(M)$: Vecteur déplacement.

\vec{V} : Vecteur vitesse.

\vec{a} : Vecteur accélération.

ε_{ij} : Tenseur de déformation.

T : Tenseur de contrainte.

θ : Délitiation volumique.

Δu : Le Laplacien de déplacement u .

Φ : Potentiel de dilatation.

$\vec{\Psi}$: Potentiel de distorsion (vecteur potentiel, coordonnées Ψ_1, Ψ_2, Ψ_3).

V_P : Vitesse de l'onde de compression.

V_S : Vitesse de l'onde de cisaillement.

$r(t)$: Le signal rétrodiffusé reçu.

u_0 : L'amplitude initiale de l'onde.

α : Coefficient d'atténuation des ondes rétrodiffusées.

C : Vitesse des ondes ultrasonores dans le béton.

t : Le temps.

M : Le nombre de diffuseur.

σ_k : La section de diffusion.

ϕ_k : La position temporelle de diffuseur.

-
- z : L'impédance acoustique.
 c : La vitesse du son.
 f : La fréquence d'émission en Hz.
 P : La pression d'onde acoustique.
 I : L'intensité ultrasonore en $W.m^{-2}$
 λ : Longueur d'onde.
 α : Le coefficient d'atténuation.
 η : Le coefficient de viscosité.
 v_L : La vitesse de l'onde longitudinale.
 μ : Le coefficient d'absorption.
 R : Le coefficient de réflexion.
 T : Le coefficient de transmission
 S^0 : Etat naturel.
 S : Etat déformé.
 S^* : Etat contraint dynamiques ou état perturbé.
 $R^0(X_1^0, X_2^0, X_3^0)$: Référence relatif à l'état naturel (S^0).
 $R(X_1, X_2, X_3)$: Référence relatif à l'état déformé (S).
 $R^*(X_1, X_2, X_3)$: Référence relatif à l'état perturbé (S^*).
 X^0 : Vecteur position du point M^0 à l'état naturel.
 X : Vecteur position du point M à l'état déformé.
 X^* : Vecteur position du point M^* à l'état perturbé.
 U' : Vecteur déplacement de l'état naturel à l'état déformé
 U : Vecteur déplacement de la petite perturbation.
 U'' : Vecteur déplacement de l'état naturel à l'état perturbé.
 ρ^0, ρ, ρ^* : Masses volumiques du milieu relatives aux états (S^0), (S), (S^*).
 δ_{ij} : Notion de Kronecker.
 E'_{ij} : Élément de tenseur de déformation en transformation « $S^0 \rightarrow S$ ».
 E''_{ij} : Élément de tenseur de déformation en transformation « $S^0 \rightarrow S^*$ ».

- E_{ij} : Élément de tenseur de déformation en transformation « $S \rightarrow S^*$ ».
- t_{ij} : Second tenseur des contraintes de Piola-Kirchhoff en transformation « $S \rightarrow S^*$ ».
- $\overset{\cdot}{t}_{ij}$: Second tenseur des contraintes de Piola-Kirchhoff en transformation « $S^0 \rightarrow S$ ».
- $\overset{\cdot\cdot}{t}_{ij}$: Second tenseur des contraintes de Piola-Kirchhoff en transformation « $S^0 \rightarrow S^*$ ».
- $\overset{\cdot}{T}_{ij}$: Élément de tenseur des contraintes de Cauchy en transformation « $S^0 \rightarrow S$ ».
- T_{ij} : Élément de tenseur des contraintes de Cauchy en transformation « $S \rightarrow S^*$ ».
- $\overset{\cdot\cdot}{T}_{ij}$: Élément de tenseur des contraintes de Cauchy en transformation « $S^0 \rightarrow S^*$ ».
- W : Fonction de densité d'énergie dans la configuration naturelle.
- $\overset{\cdot}{W}$: Fonction de densité d'énergie dans la configuration déformé.
- $\overset{\cdot\cdot}{W}$: Fonction de densité d'énergie dans la configuration perturbé.
- C_{ijkl} : Constantes élastiques du second ordre.
- C_{ijklmn} : Constantes élastiques du troisième ordre.
- C_{ij} : Constantes élastiques du second ordre en notation de Voigt.
- C_{ijk} : Constantes élastiques du troisième ordre en notation de Voigt.
- λ, μ : Constantes de Lamé.
- ν : Coefficient de Poisson.
- E : Module d'Young.
- l, m, n : Constantes de troisième ordre de Murnaghan.
- K : Module de compression uniforme.
- V_L : Vitesse de propagation d'une onde longitudinale.
- V_T : Vitesse de propagation d'une onde transversale
- u : Vecteur amplitude complexe et constant dans l'état naturel.
- ω : Pulsation de l'onde.
- k^0 : Le nombre d'onde pour l'état naturel.
- N^0 : Vecteur unitaire perpendiculaire au plan d'onde dans l'état naturel.

- Δ'_{ik} : Élément du tenseur acoustique dans l'état naturel.
- k : Le nombre d'onde pour l'état initial dans l'état déformé.
- N : Vecteur unitaire perpendiculaire au plan d'onde dans l'état déformé.
- Δ''_{ik} : Élément du tenseur acoustique dans l'état déformé.

Introduction générale

Suite aux constats et expertises effectués sur des structures en béton armé après toute catastrophe naturel « séismes, Chlef (ex El Asnam) 1980, Boumerdes 2003 ». Il a été constaté que l'un des facteurs majeurs à l'origine de l'ampleur des désastres est dû au non respect des normes de construction.

La qualité du béton mis en place est de loin inférieure à celle officiellement mentionnée par les essais d'écrasement aux laboratoires. Bien que les normes de la construction couvrent cette incertitude par l'affectation de la résistance du béton par un coefficient de sécurité et la pondération des charges, ces mesures se sont avérées insuffisantes pour compenser les imperfections de la mise en place du béton.

Le non respect des propriétés mécaniques du béton sur chantier est dû essentiellement à différents facteurs :

- L'échantillon est non représentatif,
- La non qualification de la main d'oeuvre,
- L'absence de contrôle strict et continu,
- La difficulté de maintenir une formulation constante pendant la mise en oeuvre du béton,
- Les propriétés de résistance d'une éprouvette de béton dépendent de sa grosseur et de sa forme.

Cette façon de procéder est souvent source de conflit entre les entreprises de réalisation et les services de contrôle technique de la construction.

Le développement de méthodes fiables d'auscultation et de vérification des propriétés du béton in situ s'avèrent d'une importance particulière.

Plusieurs méthodes non destructives d'évaluation ont été mises au point. Ces méthodes sont basées sur le fait que certaines propriétés physiques du béton peuvent être reliées à la résistance et peuvent être mesurées par des méthodes non destructives.

La méthode d'auscultation par ultrason consiste à mesurer la vitesse de propagation des impulsions ultrasoniques est actuellement la seule du genre qui permet d'effectuer des essais de résistance sur le béton coulé sur place. Cette méthode permet de mesurer le temps de propagation d'une impulsion ultrasonore à travers le béton.

La représentativité des résultats obtenus par cette méthode dépend de plusieurs paramètres intrinsèques au béton : sa maturité (jeune âge, prise) ; l'homogénéité du matériau (ségrégation, nature, zone), la détection d'un ou de plusieurs défauts (fissures, amas, porosités, vides), l'endommagement et la caractérisation mécanique (microfissuration, présence de vide, atteintes chimiques), les dimensions et nature des agrégats.

L'interprétation des résultats nécessite la prise en considération du taux d'influence de chacun des paramètres sur la vitesse de propagation des ondes ultrasonores. Plusieurs chercheurs ont expérimenté l'influence de ces paramètres sur la caractérisation du béton par ultrasons [1], [2], [3], [4], [5].

Les essais non destructifs sont réalisés sur des ouvrages existants, les éléments testés sont soumis à des sollicitations de natures différentes, ces sollicitations provoquent des contraintes et des déformations dans le béton modifiant ainsi sa microstructure. La propagation des ondes ultrasonores dans le béton durci peut être influencée par le taux de chargement. Les courbes d'étalonnages sont établies pour des éprouvettes à vide (avant chargement) alors que pour des essais in situ, le béton se trouve sous contraintes. Peu de littérature tient compte de ce phénomène dans la caractérisation du béton par ultrasons.

Le présent travail a pour objectif d'étudier l'influence du taux de chargement axial sur la vitesse de propagation des ondes ultrasonores en vue d'établir une corrélation entre les vitesses de propagation mesurée et la résistance de référence du béton.

La présente étude s'articule autour des chapitres suivants :

Une introduction générale qui présente la position du problème et précise le but de cette recherche.

Le premier chapitre concerne une étude bibliographique autour des essais non destructifs dans le béton, les modèles de propagation des ondes ultrasonores dans un milieu hétérogène, le phénomène de diffusion des ondes sur un et plusieurs obstacles, ainsi que la relation entre la vitesse ultrasonore, la porosité, le module d'élasticité et la résistance du béton,

Le deuxième chapitre présente des généralités sur les ondes ultrasonores, les différents types d'ondes, les paramètres de l'onde ultrasonore lors de sa propagation (l'impédance acoustique, la longueur d'onde, l'émission et la réception de l'onde ultrasonore, l'atténuation d'une onde ultrasonore.

Le troisième chapitre traite l'élément théoriques de l'acoustoélasticité. Ces connaissances sont nécessaires à la compréhension des phénomènes de propagation d'une onde dans un matériau soumis à des contraintes permet d'établir les expressions des vitesses de propagation des ondes ultrasonores dans les matériaux isotropes, en fonction des contraintes et des constantes élastiques de deuxième et du troisième ordre.

Le quatrième chapitre une simulation numérique des effets acoustoélastiques appliqués au béton, de caractéristiques acoustiques et physiques connues.

Le cinquième chapitre a pour but de présenter le matériau béton qui a été l'objet de la présente étude. En particulier sa composition et ses caractéristiques mécaniques ainsi que l'influence des différents paramètres sur sa résistance à la compression et ce, pour mieux comprendre les facteurs qui influent sur la vitesse de propagation des ondes ultrasonores longitudinale .

Le sixième chapitre est consacré à l'étude expérimentale. Dans cette partie, on expose les différents résultats de l'étude expérimentale qui comprend la formulation du béton, l'influence de la quantité d'eau évaporée sur la vitesse ultrasonore, l'évolution de la vitesse ultrasonore en fonction de l'âge du béton, la relation entre la vitesse ultrasonore en fonction des contraintes appliquées, le facteur correcteur de qualité de béton et une partie sera consacrée à l'acquisition du signal.

Enfin, on terminera par une conclusion générale

Chapitre I

Etude bibliographique

I.1. Introduction

L'étude expérimentale détaillée du matériau du béton a toujours été un exercice complexe. Cette complexité est liée aux variabilités du matériau qui sont fonction de sa composition, et des sollicitations mécaniques, thermiques ou chimiques auxquelles il est soumis. Donc il est nécessaire de préciser, en plus de la nature de la caractérisation expérimentale, la composition du matériau.[6]

La méthode normalisée utilisée pour évaluer la qualité du béton dans les bâtiments ou les ouvrages comprend les essais de résistance à la compression, à la flexion et à la traction effectués sur des éprouvettes coulées au même moment. Les principaux désavantages de cette méthode sont les suivants: les résultats ne sont pas obtenus immédiatement; le béton des éprouvettes peut être différent de celui de l'ouvrage car le cure ou le compactage peuvent être différents; et les propriétés de résistance d'une éprouvette de béton dépendent de sa grosseur et de sa forme.

Bien qu'il ne soit pas possible d'effectuer une mesure directe des propriétés de résistance du béton d'un ouvrage pour la simple raison que la détermination de la résistance entraîne des contraintes destructives, plusieurs méthodes non destructives d'évaluation ont été mises au point. Ces méthodes sont basées sur le fait que certaines propriétés physiques du béton peuvent être reliées à la résistance et peuvent être mesurées par des méthodes non destructives. Ces propriétés physiques du béton comprennent la dureté, la résistance à la pénétration des projectiles, la capacité de rebondissement et la capacité de transmettre les impulsions ultrasoniques et les rayons X et gamma. [7]

Les méthodes ultrasonores sont devenues l'outil privilégié pour l'évaluation non destructive des propriétés mécaniques des matériaux. Elles présentent aussi l'avantage d'être applicables à une très large gamme de matériaux.

Les ultrasons sont des ondes élastiques dont l'utilisation dépend essentiellement des fréquences et des niveaux de puissance émis. Pour des applications industrielles, on utilise des ultrasons dans la gamme fréquentielle est de l'ordre des Mégahertz (MHz).

Ces ondes sont générées par un capteur ultrasonore qui émet et reçoit des ondes longitudinales ou transversales. Les ondes de compression ou longitudinales, pour lesquelles le déplacement des particules est parallèle à la direction de propagation de l'onde, sont produites essentiellement par des éléments électroacoustiques piézo-électriques ou ferroélectriques excités électriquement pour vibrer en épaisseur. Pour les ondes de cisaillement ou transversales, pour lesquelles le déplacement des particules est perpendiculaire au sens de propagation, l'élément électroacoustique vibre soit radialement, soit selon une direction perpendiculaire à l'épaisseur.

Les principes fondamentaux du contrôle non destructif par ultrasons résident dans l'analyse de l'influence des défauts, du type localisés ou du type hétérogène de structure, sur la propagation des ondes vibratoires dans le matériau : réflexion, réfraction et diffraction sur les interfaces, atténuation dans la matrice liées aux phénomènes d'absorption et de diffusion, vitesse de propagation variable selon les directions.

I.2. Application des essais non destructifs pour le béton

L'évaluation des propriétés mécaniques du béton par des techniques non destructives est l'une des tâches les plus provocantes dans le génie civil moderne. Les méthodes qui reposent sur la propagation des ondes mécaniques pour l'auscultation, appelées fréquemment ondes acoustiques ; utilisent des fréquences variant de quelques kHz à quelques centaines de kHz (typiquement inférieure à 300 kHz). Les techniques les plus utilisées dans le contrôle des structures en béton de génie civil sont : le contrôle par ultrasons, dit d'auscultation sonique, l'impact-écho et l'émission acoustique. D'autres techniques comme tomographie sismique ou les ondes de surface restent encore d'un usage limité.

Les paramètres acoustiques sont sensibles à certaines propriétés physiques et aux caractéristiques du béton, mais aussi à sa composition et à sa microstructure [8].

De fait, tous les contrastes ou différences de forme, de nature, de dimension, de densité, de caractéristiques mécaniques dans une structure impliquent des évolutions selon leur importance dans la propagation des ondes et donc dans les mesures acoustiques.

Il est possible aujourd'hui de contrôler le béton au point de vue de:

- sa maturité (jeune âge. prise) ;
- l'homogénéité du matériau (ségrégation, nature, zone);
- la détection d'un ou de plusieurs défauts (fissures, amas, porosités. vides) ;
- le suivi des défauts dans le temps (présence ou évolution);
- l'endommagement et la caractérisation mécanique (microfissuration ,présence de vide, atteintes chimiques).

Les méthodes qui reposent sur la propagation des ondes mécaniques peuvent donc intervenir à tous les stades de la vie d'une structure: élaboration du matériau, construction, contrôle qualité, inspection et surveillance en service, expertises.

Elles offrent l'avantage de permettre, suivant la géométrie des structures. L'auscultation du matériau en surface ou à cœur.

I.3. Les modèles de propagation des ondes ultrasonores dans un milieu hétérogène

La caractérisation non destructive des milieux hétérogènes joue un rôle primordial dans la pérennisation des structures du génie civil. L'estimation de leur potentiel de vie restant, permettrait d'améliorer la qualité et la sécurité et de prolonger leur conformité. Elle donnerait accès à des méthodes de prédiction des risques et donc à une meilleure gestion des investigations. Il est de ce fait important de mettre en œuvre des techniques performantes et adaptées au contrôle des structures.

Pour cela, les ultrasons, la radiographie, l'impact écho, le radar, ...ect, sont autant de techniques qui permettent de déterminer les caractéristiques d'un milieu souvent hétérogène. Il apparait cependant que le plus porteuses d'informations semblent être celles qui exploitent les ondes ultrasonores. Comme toutes les techniques de contrôle non destructif, il est nécessaire de relier grandeurs observables, la vitesse et l'atténuation des ondes ultrasonores, aux évolutions du matériau. Ceci justifie le besoin de modéliser dans un premier temps le problème direct de propagation de l'onde ultrasonore dans le béton.

Chaix en 2003 [9], sur le contrôle de l'endommagement thermique au sein de laboratoire s'appuie sur une description de granulats par des sphères de roche mais aussi sur une représentation des fissures, générées lors d'un endommagement par des sphères d'air équivalentes.

Le modèle de Waterman et Truell, [9],[10], permet de prendre en compte des diffuseurs de différents natures, tailles et géométries dans une matrice solide.

L'objectif est de modéliser les effets des fissures et d'autres pathologies de béton sur la propagation des ondes donc à faire le lien entre la microstructure et les caractéristiques mécaniques.

I.3.1. Diffusion des ondes ultrasonores

La propagation des ondes ultrasonores dans les milieux hétérogènes amène à une atténuation et une dispersion spatiale d'une partie de l'onde incidente, d'une manière générale on peut considérer le milieu à caractériser comme un filtre fréquentiels affectant phase et amplitude de l'onde ultrasonore émis (Vander Meulen 2000). Il en résulte un phénomène rencontré lors de propagation des ondes ultrasonores dans un milieu hétérogène : la diffusion. Nous l'évaluerons par la mesure et la modélisation de la vitesse et de l'atténuation.

Ishimaru (1978) [9], [10] synthétise les principales études concernant la diffusion des ondes dans les milieux aléatoires et propose les équations à la base de ce phénomène rencontrés (*figure I.1*).

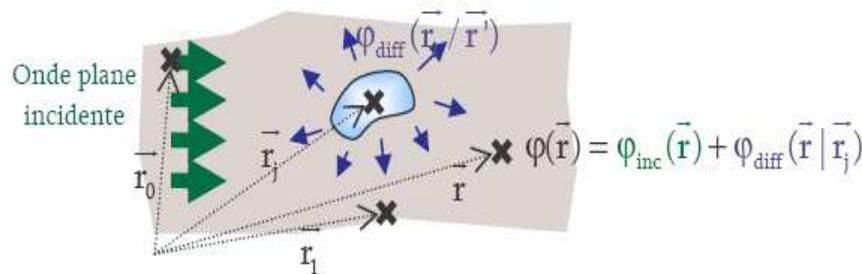
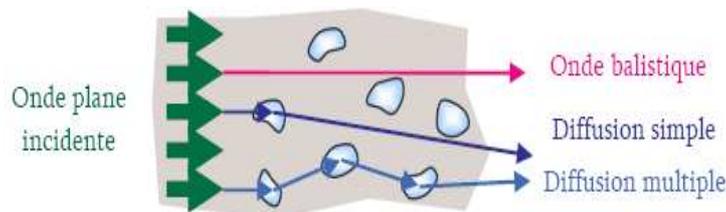


Figure I.1. Diffusion dans un obstacle

Dans le cas de plusieurs obstacles (*figure I.2*), l'onde est diffusée plusieurs fois. A partir de cela on peut étudier la diffusion simple (prise en compte des ondes diffusées une fois sur chaque diffuseur) et diffusion multiple (prise en compte des ondes diffusées plusieurs fois).



Borne propose de travailler une diffusion simple [9], [10]. Cette approximation n'est valable que pour des milieux faiblement chargés en diffuseurs (de l'ordre de 5%). Il est donc essentiel dans le cas fortement hétérogène comme le béton d'utiliser la diffusion multiple.

De nombreux auteurs, comme Foldy (1945), Waterman (1961) et Fikioris (1964), proposent des modèles d'homogénéisation dynamique adaptés dans lesquels on ne considère pas une distribution spatiale des diffuseurs (configuration) mais un ensemble de distributions dont on extrait des caractéristiques moyennes.

I.3 .2. Diffusion sur un obstacle

I.3.2.1- Formalisme de T-Matrice

Varadan (1979) et Waterman (1961) [10], traitent la diffusion des ondes longitudinales et transversales sur tout le domaine fréquentiel pour une grande variété d'obstacle (différents types, natures et géométries) en utilisant le formalisme de T-Matrice.

Le champ de déplacement total de la matrice pour une position r dans l'espace est défini par :

$$\overline{u^1}(\vec{r}) = \overline{u_{inc}^1}(\vec{r}) + \overline{u_{diff}^1}(\vec{r}) \quad (I-1)$$

Le champ de déplacement incident et diffusé sont définis dans la matrice par :

$$\overline{u_{inc}^1}(\vec{r}) = \sum_{\sigma=1}^2 \sum_{p=0}^{\infty} \sum_{q=0}^p \left[a_{pq}^{\sigma} \cdot R_e \left[\overline{\varphi_{pq}^{1\sigma}}(\vec{r}) \right] + b_{pq}^{\sigma} \cdot R_e \left[\overline{\psi_{pq}^{1\sigma}}(\vec{r}) \right] + c_{pq}^{\sigma} \cdot R_e \left[\overline{\chi_{pq}^{1\sigma}}(\vec{r}) \right] \right] \quad (I-2)$$

$$\overline{u_{diff}^1}(\vec{r}) = \sum_{\sigma=1}^2 \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^p \left[\alpha_{nm}^{\sigma} \cdot \overline{\varphi_{nm}^{1\sigma}}(\vec{r}) + \beta_{nm}^{\sigma} \cdot \overline{\psi_{nm}^{1\sigma}}(\vec{r}) + \gamma_{nm}^{\sigma} \cdot \overline{\chi_{nm}^{1\sigma}}(\vec{r}) \right] \quad (I-3)$$

Ou r est le vecteur radial sortant de l'obstacle; a , b et c sont les coefficients d'expansion du champ incident; et α , β et γ sont les expansions inconnus du champ diffusé. Ces coefficients inconnus sont reliés aux coefficients connus par l'intermédiaire d'un opérateur linéaire : la T-Matrice

$$\begin{bmatrix} \alpha_{nm}^{\sigma} \\ \beta_{nm}^{\sigma} \\ \gamma_{nm}^{\sigma} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (T^{11})_{nmpq}^{\sigma v} & (T^{12})_{nmpq}^{\sigma v} & (T^{13})_{nmpq}^{\sigma v} \\ (T^{21})_{nmpq}^{\sigma v} & (T^{22})_{nmpq}^{\sigma v} & (T^{23})_{nmpq}^{\sigma v} \\ (T^{31})_{nmpq}^{\sigma v} & (T^{32})_{nmpq}^{\sigma v} & (T^{33})_{nmpq}^{\sigma v} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_{pq}^v \\ b_{pq}^v \\ c_{pq}^v \end{bmatrix} \quad (I-4)$$

La T-Matrice dépend de la nature, de la fréquence et de la forme de l'obstacle. Les coefficients de ce tenseur correspondent aux différentes conversions de modes possibles.

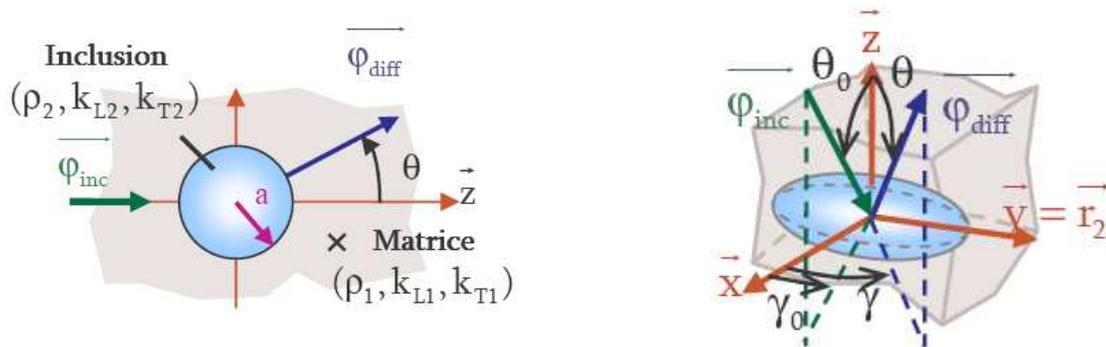
(T^{11} décrit la transformation d'une onde l'longitudinale incidente en ondes longitudinales diffusés, T^{12} décrit la transformation d'une onde longitudinale incidente en ondes transversales diffusées, première polarisation,...).

I.3.2.2. Géométries des obstacles

L'utilisation de géométrie particulière pour définir les diffuseurs va permettre la simplification des relations. Les symétries des obstacles auront effets d'annuler certaines composantes de la T-Matrice.

La propagation des ondes ultrasonores sur un obstacle de types sphériques (*figure I.3*) présente beaucoup d'avantages, notamment pour les calculs. Cette géométrie est représentative des diffuseurs réels que sont les granulats et les fissures dans certains conditions.

Pour palier ce problème, l'ellipsoïde est une bonne solution. L'ellipsoïde a trois plans de symétrie perpendiculaires avec des sections elliptiques dans chacun des deux. Dans un premier temps, on la choisi tel qu'il y ait deux rayons égaux suivant x et y qui valent a et le dernier rayon suivant z qui vaut b



I.3.3. Diffusion par ensemble d'obstacles : l'homogénéisation

A partir de géométrie simples se rapprochant au maximum des diffuseurs réels, ils ont cherché à modéliser la propagation des ondes ultrasonores dans un milieu dont la répartition des granulats et des fissures est aléatoire.

Foldy (1945) a développé une théorie de la diffusion multiple appliquée à la diffusion isotrope des ondes dans le cas d'une distribution aléatoire d'obstacles, [10], [11]. Ils s'intéressent donc au comportement du milieu moyen, moyenne de toutes les configurations géométriques autorisées. La théorie des milieux effectifs remplace un milieu hétérogène réel par un milieu homogène équivalent (*figure I.4*).

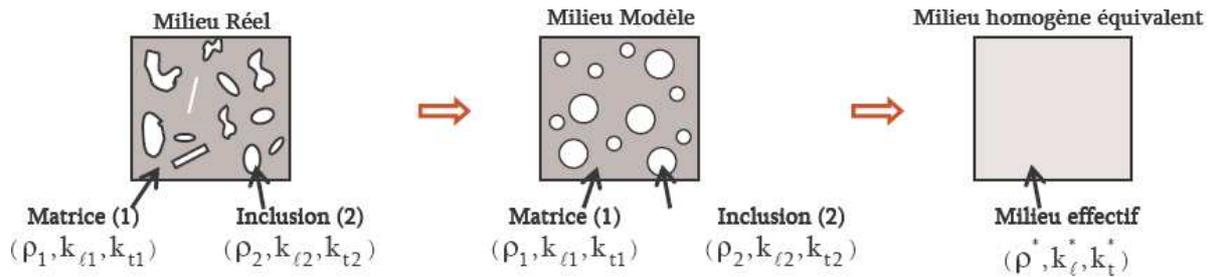


Figure I.4. Milieu réel, milieu modèle et milieu homogène équivalent

Le principe consiste d’écrire le comportement du milieu par une loi macroscopique à partir d’informations microscopiques (taille de l’échantillon, microscopiques : taille hétérogénéité).

Wang et Poujol (1994) synthétisent les différents modèles d’homogénéisation. Ils mettent en évidence que seuls les modèles dynamiques (ou quasi statiques) de diffusion multiple sont adaptés au cas des milieux hétérogènes, notamment grâce à leur domaine fréquentiel plus étendu et à une prise en compte de taux de diffuseurs plus importants (>10%).

Waterman et Truel (1961) proposent un modèle d’homogénéisation simple et efficace.

Au cas sphéroïdal en prenant L’hypothèses suivantes :

- le milieu diffusant et limité par le plan $z=0$, il est semi infini (**figure I.5**)

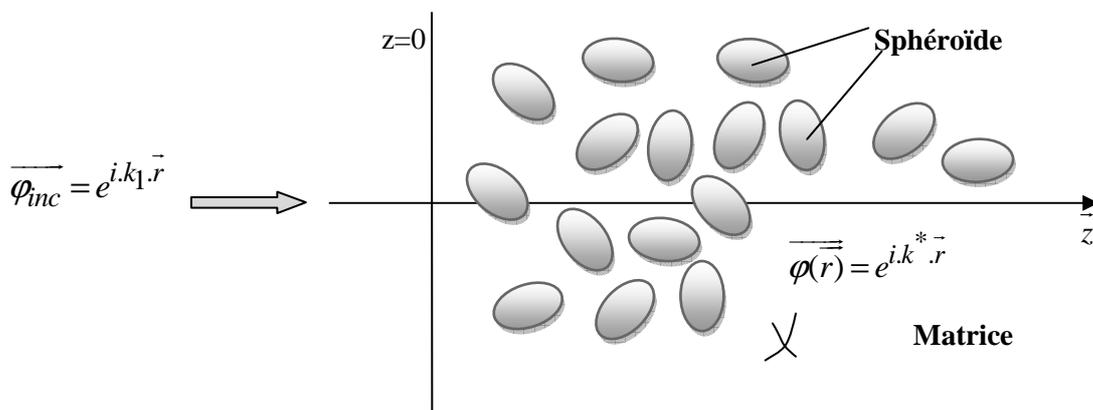


Figure I.5. Géométrie de milieu diffusant semi infini

- La densité de diffuseurs est constante dans le milieu, ce qui se traduit par :

$$n(\vec{r}) = \begin{cases} n_0 & \text{si } z \geq 0 \\ 0 & \text{si } z < 0 \end{cases}$$

- La répartition des diffuseurs est supposée aléatoire
- L’onde est onde plane
- L’interpénétration des diffuseurs est impossible.

Pour prendre en compte le cas de plusieurs types ou forme de diffuseurs, Waterman propose de faire la moyenne sur les fonctions des répartitions couplées aux fonctions d'amplitude :

$$\langle f(\theta) \rangle = \int_{\alpha} p(\alpha) \cdot f(\theta, \alpha) \cdot d\alpha \quad (\text{I-5})$$

α le type de diffuseurs et $p(\alpha)$ la fonction de répartition des types ou formes de diffuseurs. Ceci permet d'obtenir l'expression adapté de la théorie de Waterman et Truel exploitable pour le sphéroïde :

$$\left(\frac{k^*}{k_1} \right)^2 = \left[1 + \frac{2 \cdot \pi \cdot n_0 \cdot \langle f(0) \rangle}{k_1^2} \right]^2 - \left[\frac{2 \cdot \pi \cdot n_0 \cdot \langle f(\pi) \rangle}{k_1^2} \right]^2$$

k_1 et k^* sont respectivement les nombre d'onde de la matrice et du milieu effectif, n_0 et la densité volumique de diffuseurs, $\langle f(0) \rangle$ la moyenne de ce qui est diffusé vers l'avant et $\langle f(\pi) \rangle$ la moyenne de ce qui rétrodiffusé.

I.4. Caractérisation du béton par ondes rétrodiffusées

Dans le cas de contrôle ultrasonore du béton, les ondes qui se propagent subissent un ensemble de phénomènes liés à la divergence géométrique du faisceau, à la dispersion sous forme de chaleur due à la viscosité du matériau et à la diffusion par interaction avec l'ensemble des diffuseurs qu'elles rencontrent. Ces diffuseurs sont les granulats, les grains de sables, les fissures et les microfissures.

Suivant la longueur d'onde λ exploitée au regard de la taille des diffuseurs, les interactions peuvent être classées en trois domaines qui sont dits de **Rayleigh** pour $\lambda \gg d$, **stochastiques** pour $\lambda \approx d$ et **géométrique** pour $\lambda \ll d$. Dans le contrôle du béton, les longueurs d'ondes générées sont de l'ordre de 100 mm à moins de 5 mm. La propagation peut donc se situer dans le domaine stochastique pour lequel les phénomènes de diffusion peuvent être importants. En se limitant à ce dernier phénomène qui modifie la vitesse et l'atténuation des ondes dans l'espace et pour le cas d'une impulsion donnée à un transducteur ultrasonore de fréquence adaptée, l'énergie du faisceau peut être transférée en ondes transmises cohérentes, en ondes transmises incohérentes ainsi qu'en ondes rétrodiffusées. Les ondes rétrodiffusées sont porteuses de bruits liés aux différentes interactions ondes-diffuseurs. Les modèles et les expériences montrent que cette technique simple de mise en œuvre peut être une réponse à la connaissance du béton en surface.

La partie cohérente peut être analysée par différents modèles d'homogénéisation dont les limites d'exploitation peuvent être définies [12]. Il est alors possible de définir un matériau

homogène équivalent. La partie incohérente dite coda est analysée par différentes méthodes. La constante de diffusion du matériau peut en être déduite ou encore les paramètres acousto-élastiques peuvent en être extraits.

I.4.1- Ondes rétrodiffusées

Le principe de la génération des ondes rétrodiffusées est expliqué par la (figure I.6). Les granulats et les fissures ou les porosités du béton sont autant de diffuseurs potentiels et chaque partie d'onde génère beaucoup d'informations rétrodiffusées. L'onde est émise par un transducteur ultrasonore usuel et peut être reçue par le même transducteur. Chaque contribution vient se sommer aux autres et l'ensemble constitue l'onde analysée. Dans le cas du béton les granulats peuvent ne servir que de réflecteur et l'information recueillie est l'atténuation de l'onde sur la distance parcourue dans le matériau. Cette distance est reliée au temps. Cette technique peut être mise en œuvre en immersion ou au contact. Cette simplicité de mise en œuvre de l'auscultation permet d'envisager des potentialités importantes de contrôle in situ.

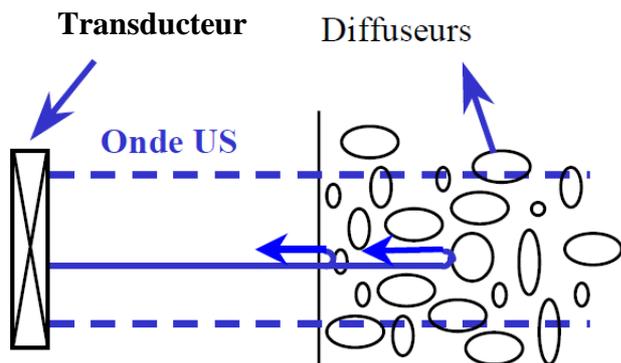


Figure I.6. Ondes rétrodiffusées dans le béton

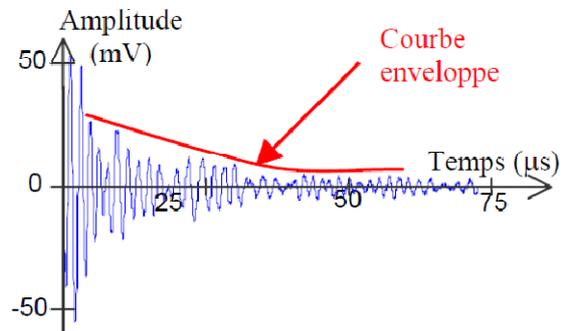


Figure I.7. Signal rétrodiffusé simulé et enveloppe

Le lien de l'amplitude et de l'atténuation du bruit rétrodiffusé avec les tailles et les densités des désordres ou diffuseurs dépendant du matériau et de son état de santé.

➤ Une modélisation a été proposée [13] sur la base des travaux de GARNIER.V et all [12].

Le signal rétrodiffusé $r(t)$ reçu par le traducteur peut être assimilé à la fonction :

$$r(t) = u_0 \cdot e^{-\alpha c t} \cdot \sum_{k=1}^M \sigma_k \cdot e^{i \cdot \phi_k} \tag{I-6}$$

u_0 : est l'amplitude initiale de l'onde ;

α : coefficient d'atténuation des ondes rétrodiffusées ;

C : la vitesse des ondes ultrasonores dans le béton ;

t : le temps, M est le nombre de diffuseur, σ_k correspond à la section de diffusion qui dépend des caractéristiques du diffuseur ;

$\phi_k = \omega(t - \tau_k)$ est la position temporelle de diffuseur

S'appuyant sur le fait que le signal est en champ lointain et que les diffuseurs sont aléatoirement distribués en section de diffusion, il est possible d'approximer la décroissance exponentielle $-\alpha ct$ de la courbe par une enveloppe (*figure I.7*) à condition que la distribution des diffuseurs soit aléatoire. La connaissance de la valeur de la vitesse C conduit alors à déterminer le coefficient d'atténuation de l'onde rétrodiffusée α qui est l'observable que nous retenons pour les travaux développés dans cette étude.

➤ Dans le cas de plusieurs types de diffuseurs, nous pouvons introduire des fonctions de diffusion attachées à chacun deux .par exemple, dans le cas de l'endommagement par fissuration, ils ont proposé le modèle suivant :

$$r(t) = u_0 \cdot e^{-\alpha c t} \cdot \left(\sum_{k=1}^M \sigma_k \cdot e^{i \cdot \phi_k} \cdot \sum_{j=1}^{M'} \sigma_{sj} \cdot e^{i \cdot \phi_j} \right) \quad (\text{I- 7})$$

Où la première somme correspond à la diffusion liée à la composition (granulats de section de diffusion σ_{sj}) et la seconde à la diffusion liée à l'endommagement (fissures de section de diffusion σ_k).

I.5. Relations entre la vitesse ultrasonore et la porosité dans le béton

La durabilité des ouvrages en béton est conditionnée principalement par les propriétés de l'enrobage, qui constitue une barrière protectrice face aux agents agressifs externes. La porosité et la perméabilité de l'enrobage figurent parmi les indices de durabilité reconnus. Sur un ouvrage, ces indices peuvent être mesurés localement à partir d'échantillons carottés, par des méthodes de laboratoire bien maîtrisées. Néanmoins, le prélèvement d'échantillons n'est pas toujours possible, ni souhaitable. C'est le cas, par exemple, lorsque l'on veut suivre dans le temps l'évolution des propriétés du béton en plusieurs points d'un ouvrage. Dès lors, il est plus approprié de faire appel à des techniques non destructives. Cependant, les paramètres accessibles par ces techniques ne sont liés qu'indirectement aux paramètres physiques du matériau.

Les méthodes ultrasonores sont utilisées depuis les années 1940 pour évaluer le béton. Le principe de ces méthodes est d'estimer d'une façon quantitative les propriétés des matériaux par

des mesures de la vitesse et de l'atténuation de l'onde ultrasonore dans une gamme de fréquence donnée. Ces techniques sont largement utilisées pour quantifier les propriétés élastiques des matériaux, ainsi que pour la détection des cavités et des fissures.

Plusieurs travaux ont proposé des modèles reliant la porosité et les paramètres ultrasonores, [1], [2], [3], mais ils requièrent une connaissance précise de la microstructure du matériau.

I.5.1- Relation entre la vitesse et la porosité :

Dans un milieu homogène, et isotrope, linéaire et élastique, les vitesses des ondes de volume (V_L et V_T pour les ondes longitudinale et transversale) sont reliées aux modules élastiques par:

$$V_L = \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{1-\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}} \quad \text{Et} \quad V_T = \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{1}{2(1+\nu)}} \quad (\text{I-8})$$

Avec E le module de Young, ν le coefficient de Poisson et ρ la masse volumique.

Le béton est loin de satisfaire ces hypothèses. Cependant, il est possible d'homogénéiser le milieu en effectuant un nombre suffisant de mesures et en les moyennant.

- pour des faibles valeurs de porosité la relation entre la vitesse de l'onde de cisaillement et la porosité peut être approchée par la forme linéaire suivante :

$$V_T \cong (1 - bP) V_{T0} \quad (\text{I-9})$$

Où P est la porosité du matériau, V_{T0} est la vitesse de l'onde du cisaillement du matériau à porosité nulle et b est un paramètre empirique.

Selon Shkolnik, ce paramètre empirique ' b ' est constant et dépend du coefficient de Poisson du matériau à porosité nulle (ν_0) :

$$b_{shko} = 15 \frac{1 - \nu_0}{7 - 5\nu_0} \quad (\text{I-10})$$

Si on suppose que le coefficient de Poisson varie en fonction de la porosité, l'équation (I-9) devient sous la forme suivante :

$$V_T \cong (1 - b_T P) V_{T0} \quad (\text{I-11})$$

Avec b_T est un paramètre empirique.

En ce qui concerne les ondes de Rayleigh, la vitesse V_R est donnée en fonction de V_L et V_T par la relation implicite suivante :

$$\left(2 - \frac{V_R^2}{V_T^2}\right)^2 - 4 \sqrt{\left(1 - \frac{V_R^2}{V_L^2}\right)\left(1 - \frac{V_R^2}{V_T^2}\right)} = 0 \quad (\text{I-12})$$

Bergman propose une solution approchée de l'équation (I.12). Cette approche définit une approximation de la vitesse de propagation de l'onde du Rayleigh en fonction de la vitesse transversale et du coefficient de Poisson du matériau.

$$V_R \cong f(\nu) V_T \quad (\text{I-13})$$

$$\text{Avec } f(V) = \frac{0.87 + 1.12\nu}{1 + \nu} \quad (\text{I-14})$$

En substituant l'équation (I-9) dans l'équation (I-13), l'équation (I-13) peut être approchée par la forme linéaire suivante :

$$V_R \cong (1 - bP) V_{R0} \quad (\text{I-15})$$

V_{R0} est la vitesse de l'onde de Rayleigh du matériau à porosité nulle, avec

$$b = 15 \frac{1 - \nu_0}{7 - 5\nu_0} \approx 2$$

Ce modèle prévoit donc une variation linéaire de la vitesse de l'onde de Rayleigh en fonction de la porosité, avec une pente b voisine de 2.

I.6. Corrélation entre la vitesse de propagation des ondes et le module d'élasticité

A partir de la vitesse de propagation des ondes ultrasoniques, il est possible de calculer le module d'élasticité dynamique (E_d) selon l'expression suivante,[14] :

$$E_d = V^2 \gamma \frac{(1 + \nu)(1 - 2\nu)}{1 - \nu} \quad (\text{I.16})$$

Dans la quelle :

V : représente la vitesse des ondes, exprimée en km/s ;

γ : La masse volumique du béton, exprimé en kg/m^3 ;

ν : Coefficient de poisson du béton, dont la valeur est de 0.15 pour un béton de haute résistance et de 0.3 pour un béton de faible résistance ;

E_d : module d'élasticité dynamique, exprimé en MPa.

A partir de valeur du module d'élasticité dynamique (E_d), il est possible de déduire la valeur du module d'élasticité statique.

I.7. Relation entre le module d'élasticité dynamique et le module d'élasticité statique

Le rapport entre le module d'élasticité statique et le module d'élasticité dynamique qui est toujours inférieur à l'unité est d'autant plus élevé que la résistance du béton augmente, ce qui explique probablement qu'il augmente avec l'âge du béton. Ce rapport variable entre deux modules signifie qu'il n'y a pas de conversion simple du module élastique, E_c , dont la connaissance est nécessaire pour la conception des structures en béton. Lydon et Balendran [15].

- $E_c = 0.83E_d$

L'expression suivante était incluse dans la norme Britanique CP110 : 1972 pour la conception des structures, les deux modules étant exprimé en GPa :

- $E_c = 1.25E_d - 19$

Cette équation ne s'applique pas aux bétons dosés à plus de 500 kg/m³ de ciment, pas plus qu'aux bétons légers. Pour ces derniers, l'équation suivante à été proposée :

- $E_c = 1.04E_d - 4.1$

Pour les bétons légers ou de densité normale, Popovics a suggéré que la relation entre le module dynamique et statique est fonction de la masse volumique du béton.

- $E_c = KE_d^{1.4} \rho^{-1}$, ρ est la masse volumique du béton et K constante dépendant des unités de mesure, quelle que soit la relation entre le module statique et dynamique, on considère qu'elle n'est pas influencée par l'entraînement de l'air, la méthode de mûrissement, les modifications progressives d'une éprouvette donnée, comme par exemple celles dues à une attaque chimique.

I.8. Relation entre la vitesse d'ultrason-résistance du béton

D'une façon générale, la résistance augmente avec la vitesse de propagation des impulsions. Mais il n'existe pas encore de relation unique valable pour tous les bétons. En effet pour un béton très haute résistance, la vitesse du son n'augmente plus au-delà de 35 MPa environ car elle est principalement fonction de la compacité du béton, étant donné qu'un béton de classe supérieure à 35 MPa est particulièrement toujours très compact. Pour les bétons courants, on pourra admettre que la résistance et le module d'élasticité dynamique, [16] sont liés par la relation:

$$résistance = 1.67 \text{Exp} \left(\frac{E_d}{122500} \right) \quad (\text{I.17})$$

Les essais d'auscultation dynamique sont très efficaces pour le contrôle de la qualité du béton, et particulièrement pour évaluer l'homogénéité et détecter les fissures ou les imperfections intérieures. Cependant leur utilisation pour une évaluation de la résistance reste tributaire de beaucoup de paramètres, et l'on estime que l'écart entre résistance réelle et résistance estimée par cette technique est de l'ordre de 40 % ce qui tout de même assez considérable.

I.9. Application de la théorie d'acoustoélasticité

La propagation des ondes ultrasonores est sensible à la présence de contraintes résiduelles ou appliquées dans les matériaux. Ce phénomène est régi par la théorie de l'acoustoélasticité qui relie l'élasticité non linéaire et l'acoustique ultrasonore, [16]. L'effet acoustoélastique traduit la dépendance de la vitesse de propagation des ondes ultrasonores en fonction des contraintes. Ainsi, l'évaluation des contraintes dans les matériaux peut être réalisée à partir de mesures de vitesse de propagation des ondes ultrasonores appropriées.

J.F Chaix, et all, [4] ont proposé la faisabilité de l'application de la théorie de l'acousto-élasticité au cas du béton. Cette théorie s'appuie sur le caractère non linéaire d'élasticité des matériaux qui permet de lier les évolutions des vitesses des ondes ultrasonores avec celles des contraintes. Ils ont suivi ces vitesses sur plusieurs formulations de béton (présentant un caractère incrémental du taux de roche dans le béton) et sur des échantillons de roche soumis à une contrainte uni-axiale de compression. En parallèle ils ont relevé les lois de comportement mécanique. Les évolutions de vitesse et les lois de comportement ont montré la présence de non linéarité dans le matériau. L'acoustoélasticité dans le béton a été mise en évidence. Des évolutions différentes ont été relevées en fonction de la formulation. Les mesures montrent que le suivi des contraintes dans le béton en laboratoire est possible.

S'appuyant sur les travaux de Murnaghan concernant l'élasticité non linéaire en milieu isotrope, Hughes et Kelly obtiennent pour la première fois les relations entre les vitesses ultrasonores et les déformations dans un milieu isotrope sous pression hydrostatique. Ils concluent sur la possibilité d'évaluer les constantes de Murnaghan (l , m , n) par la mesure du temps de transmission d'ondes élastiques.

Pour un milieu soumis à un chargement uni-axial dans la direction 1 (2 et 3 étant perpendiculaires), les vitesses des ondes élastiques s'écrivent en fonction de la contrainte:

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_0 v_{11}^2 = \lambda + 2\mu + \frac{\sigma_{11}}{3K} \left[2l + \lambda + \frac{\lambda + \mu}{\mu} (4m + 4\lambda + 10\mu) \right] \\ \rho_0 v_{12}^2 = \rho_0 v_{13}^2 = \mu + \frac{\sigma_{11}}{3K} \left[m + \frac{\lambda n}{4\mu} + 4\lambda + 4\mu \right] \\ \rho_0 v_{22}^2 = \lambda + 2\mu + \frac{\sigma_{11}}{3K} \left[2l - \frac{2\lambda}{\mu} (m + \lambda + 2\mu) \right] \\ \rho_0 v_{21}^2 = \mu + \frac{\sigma_{11}}{3K} \left[m - \frac{\lambda + \mu}{2\mu} n + 2\mu \right] \\ \rho_0 v_{23}^2 = \mu + \frac{\sigma_{11}}{3K} \left[m - \frac{\lambda + \mu}{2\mu} n - 2\lambda \right] \end{array} \right.$$

Avec $K = \lambda + \frac{2}{3}\mu$ le module de compressibilité.

En linéarisant au premier ordre, ce système peut se réécrire sous la forme :

$$\begin{aligned} V_{ij}^{\sigma_{11}} &= V_{ij}^0 (1 + A_{ij} \sigma_{11}) \\ \frac{V_{ij}^{\sigma_{11}} - V_{ij}^0}{V_{ij}^0} &= \frac{\Delta V_{ij}}{V_{ij}^0} = A_{ij} \sigma_{11} \end{aligned}$$

Où $V_{ij}^{\sigma_{11}}$ est la vitesse de l'onde se propageant dans la direction i et ayant un déplacement particulaire dans la direction j dans un milieu soumis à une contrainte uni-axiale σ_{11} dans la direction 1. V_{ij}^0 est la vitesse de l'onde se propageant dans la direction i ayant un déplacement particulaire dans la direction j dans le même milieu non contraint ($\sigma_{11} = 0$). A_{ij} sont les constantes acoustoélastiques dépendant des coefficients de Lamé (λ, μ) et de ceux de ceux de Murnaghan (l, m, n).

Chapitre II

Elément Théorique d'ultrasons

II .1. Définition des ultrasons :

Les ondes ultrasonores sont des vibrations acoustiques de hautes fréquences plus que 20 kHz. Les ondes ultrasoniques servent de nombreuses applications dans les domaines de la médecine, de la défense et des industries. L'application qui intéresse les ingénieurs de génie civil est l'essai non destructif, (NDT ou CND),[17].

Les corps possèdent une certaine élasticité, c'est-à-dire qu'ils peuvent se déformer sous l'action de forces extérieures et reprendre leur forme initiale lorsque celles-ci sont supprimées.

Un milieu élastique peut être schématisé grossièrement par des petites masses élémentaires (figurant les particules) réparties régulièrement dans l'espace et reliées entre elles par des ressorts (figurant les forces de cohésion de la matière) (*figure II.1*).

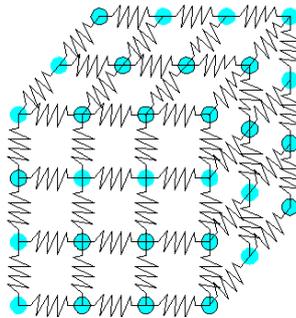


Figure II.1- schématisation d'un milieu élastique

II.2. Différents types d'ondes :

Dans le solides, le son peut se propager comme des ondes longitudinale, transversale ou de cisaillement, ondes de surface ou les ondes guidées.

II.2.1. Les ondes longitudinale et transversale :

Les ondes longitudinales et transversales sont les deux modes de la propagation les plus couramment employés dans l'essai ultrasonique. Ces ondes voyagent dans un solide illimité. (*figure II.2*) et (*figure II.3*) décrivent la propagation des ondes longitudinales et

de cisaillement, respectivement. Le champ de déplacement pour une onde longitudinale peut être décrit près (Bedford et Drumheller, 1996). [18], [17].

$$U_1=U_1(x, t) \quad , \quad U_2=0 \quad , \quad U_3=0$$

Pour les ondes transversales :

$$U_1=0 \quad , \quad U_2=0, \quad U_3=U_3(x, t)$$

- Une onde ultrasonore est longitudinale ou de compression lorsque la direction de vibration des particules est parallèle à la direction de propagation de l'onde

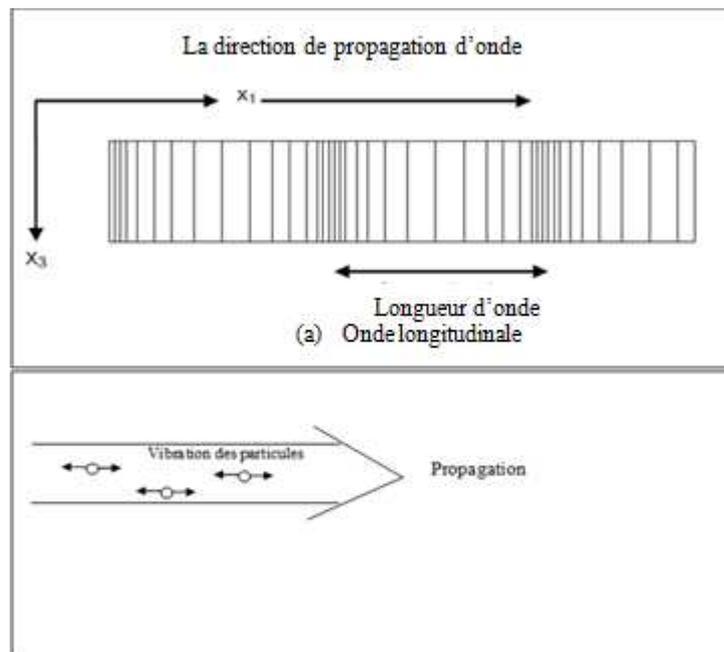


Figure. II.2 - Ondes longitudinale

Compte tenu des fréquences très élevées utilisées dans le contrôle non destructif, les ondes ultrasonores longitudinales ne se propagent que dans les solides et les liquides.

- Une onde ultrasonore est dite transversale ou de cisaillement lorsque la direction de vibration des particules est perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde (**figure II.3**).

La propagation des ondes transversale peut être schématisée par un ensemble de pendules de torsion reliés entre eux.

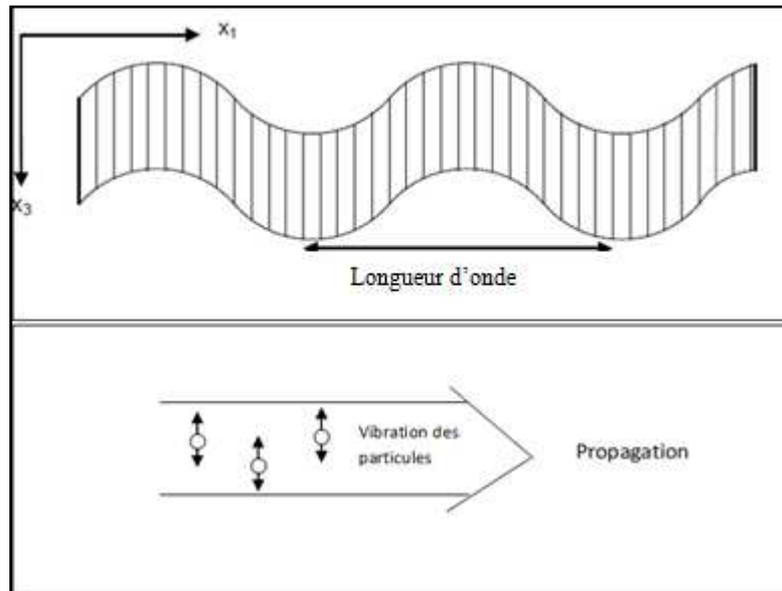


Figure II.3. Onde transversale

Les ondes ultrasonores transversales ou de cisaillement ne se propagent que dans les solides

II .2.2. Onde de surface :

L'existence des ondes de Rayleigh a été prévue en 1885 par Lord Rayleigh. Les ondes de **Rayleigh** sont des ondes de surface, se propageant à la surface des solides pour lesquelles le mouvement des particules est elliptique (**figure II.4**). Ce sont les ondes de surface le plus couramment utilisées.

La schématisation des ondes de surface la plus connue est la formation de rides à la surface d'une étendue d'eau lorsqu'on jette un caillou.

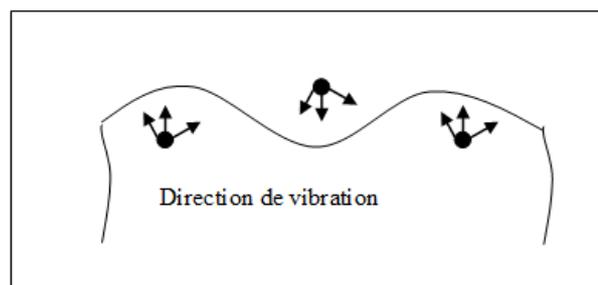


Figure II.4. Onde de Rayleigh

En cas de l'état de contrainte homogène, les ondes de Rayleigh sont non dispersives qui signifie que la vitesse de l'onde ne change pas avec le changement de la fréquence. Une onde de Rayleigh se propage dans la direction x_1 et atténue exponentiellement dans la direction x_3 . Le champ de déplacement pour une onde de Rayleigh peut être décrit par :

$$U_1=U_1(x_1, t) \quad , \quad U_2=0, \quad U_3=U_1(x_3, t)$$

La vitesse V_R de l'onde de Rayleigh est donnée en fonction de V_T et V_L par l'équation suivante :

$$\left(2 - \frac{V_R^2}{V_T^2}\right)^4 - 16\left(1 - \frac{V_R^2}{V_L^2}\right)\left(1 - \frac{V_R^2}{V_T^2}\right) = 0$$

Plusieurs travaux ont été réalisés avec l'utilisation des ondes de Rayleigh dans le domaine de génie civil, pour étudier la peau (la porosité de l'enrobage) du béton par des mesures des vitesses ultrasonores des ondes de surface (Onde de Rayleigh). [1], [2], [19]

II.2.3. ondes de LAMB :

Lorsque le matériau contrôlé a une épaisseur faible- de l'ordre de quelque longueur d'onde- les ondes de surface se transforment en **ondes de plaque** ou **ondes de LAMB** et se propagent le long de la plaque en intéressant toute l'épaisseur de celle-ci. Il existe deux modes fondamentaux de vibration pour les ondes de Lamb : le mode symétrique et le mode antisymétrique (*figure II.5*).

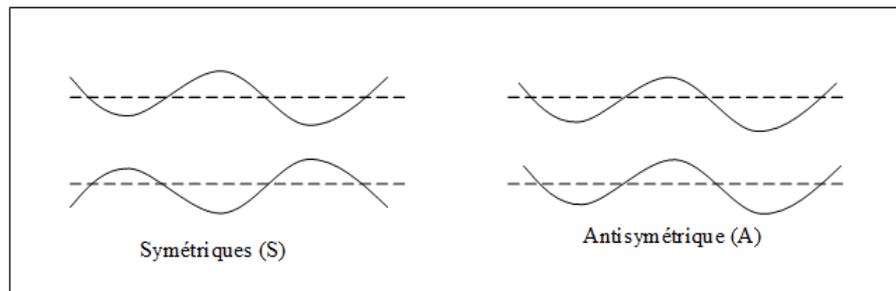


Figure II.5 – Ondes de Lamb

Les ondes de Lamb sont utilisées industriellement pour le contrôle des tôles minces métalliques et de certains composites

Le champ de déplacement pour une onde de Lamb peut être décrit par (Bedford et Drumheller, 1996) :

$$U_1=U_1(x_1, x_3, t) \quad , \quad U_2=0, \quad U_3=U_1(x_1, x_3, t)$$

II.2.4. Onde plane et ondes sphérique

❖ On parle d'**onde plane** lorsque l'onde se propage suivant une direction unique et que les surfaces d'onde sont des plans parallèles entre eux (*figure II.6*). Une onde plane est générée par une surface plane vibrante de dimension importante.

L'amplitude d'une onde plane est constante quelle que soit la distance entre le point considéré et la source, à condition toutefois que les phénomènes d'atténuation puissent être négligés.

- ❖ On parle d'onde sphérique lorsque l'onde se propage suivant toutes les directions de l'espace et que les surfaces d'ondes sont des sphères concentriques (*figure II.7*).

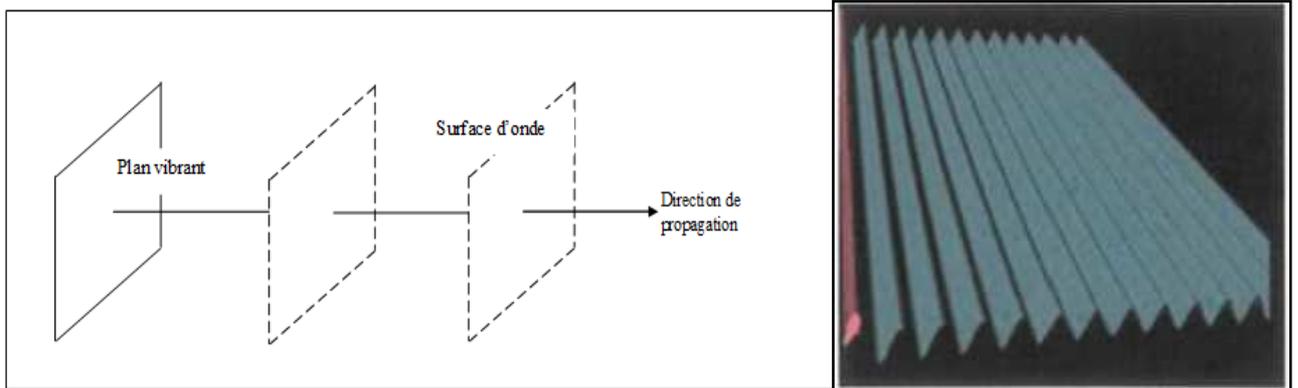


Figure II.6 – Onde plane

Une onde sphérique est générée par un point ou une sphère dont toute la surface vibre uniformément et l'amplitude de vibration décroît en fonction de la distance à la source

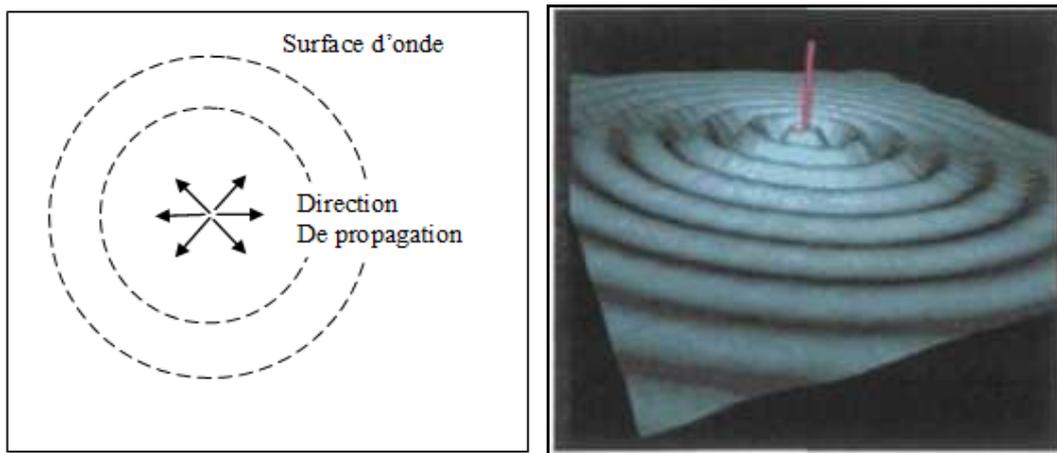


Figure II.7 – Onde sphérique.

La (*figure II.8*) regroupe les différents types et modes de propagation des ondes ultrasonores dans un solide :

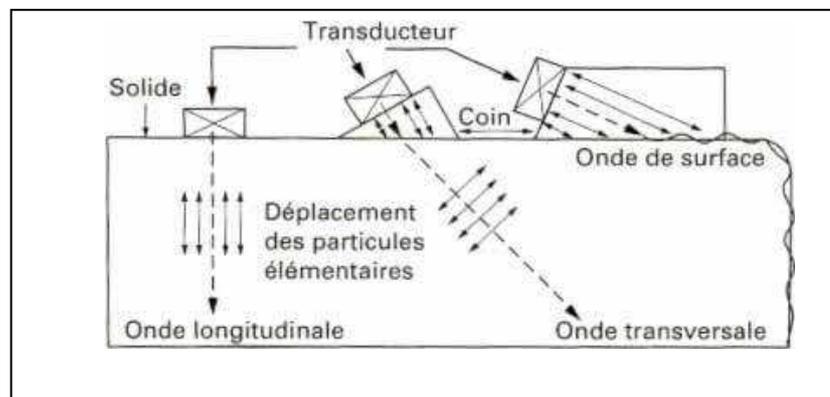


Figure II.8-Types d'ondes et modes de propagation des ultrasons dans un solide

II.3. Paramètres de l'onde ultrasonore

Cette section présente les différents paramètres nécessaires à la caractérisation de l'onde ultrasonore [8], [17], [18], [20].

II. 3.1. L'impédance acoustique

Le comportement du milieu vis-à-vis des ultrasons est exprimé par une constante appelée impédance acoustique Z . Elle caractérise la qualité du matériau à transmettre les ondes ultrasonores. Elle est définie comme le produit de la densité et de la vitesse du son du milieu et donnée par la relation suivante

$$Z = \rho c \quad (\text{II.1})$$

où:

- c est la vitesse du son dans le milieu en m.s^{-1} ;
- ρ est la densité du milieu en kg.m^{-3} .

<i>MATERIAU</i>	Z_L ($10^6 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$)	Z_T ($10^6 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$)
<i>Eau (25°)</i>	1.49	-
<i>Mercure</i>	19.8	-
<i>Huile légère</i>	1.21	-
<i>Altuglas</i>	3.16	1.30
<i>Acier (1% C)</i>	46.6	25.3
<i>Aluminium</i>	17.0	8.4

Tableau II.1. Ordre de grandeur des impédances acoustiques longitudinale Z_L et transversale Z_T

II.3.2. La longueur de l'onde

La longueur d'onde ultrasonore dans un milieu est reliée à une fréquence donnée, elle est donnée par la relation suivante :

$$c = f \lambda \quad (\text{II.2})$$

où:

- c est la vitesse du son dans le milieu en m.s^{-1} ;
- f est la fréquence d'émission en Hz.

II.3.3. La pression et l'intensité

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

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

$$I = \frac{P^2}{2\rho c} \quad (\text{II. 3})$$

ou:

- c est la vitesse du son dans le milieu en m.s^{-1} ;
- ρ est la densité du milieu en kg.m^{-3} ;
- P est appelée la pression d'onde acoustique exprimée en $\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$.
- I est l'intensité ultrasonore en W.m^{-2} .

II.4.Émission et réception de l'onde ultrasonore

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

II. 4.1. Description du faisceau ultrasonore émis

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

a) Zone initiale: zone de Fresnel

C'est le champ initial ou zone de Fresnel qui est définie comme une source circulaire. Toute l'énergie est concentrée dans une zone cylindrique dont le diamètre est égal à celui de la source sonore. On caractérise le faisceau sonore par la relation suivante (**figure II.9**).

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

où

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

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

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

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

b) Zone distale: zone de Fraunhofer

Nommée champ lointain, elle correspond à la partie du faisceau située à une distance de la zone supérieure de r^2 / λ (où r est le rayon de la source et λ est la longueur d'onde). Dans cette zone, le faisceau est plus homogène que dans la zone de Fresnel, mais il se met à diverger d'un angle θ (**figure II.9**) par rapport à l'axe central. L'angle de divergence est proportionnel à la fréquence et au diamètre de la source et est exprimé par la relation suivante :

$$\sin \theta = \frac{1.22c}{df} \quad \text{Valable pour } r > \lambda \quad (\text{II .5})$$

ou:

- θ est l'angle de divergence en degrés ;
- d est le diamètre de la source en m ;
- c est la vitesse du son en m.s^{-1} ;
- f est la fréquence en Hz.

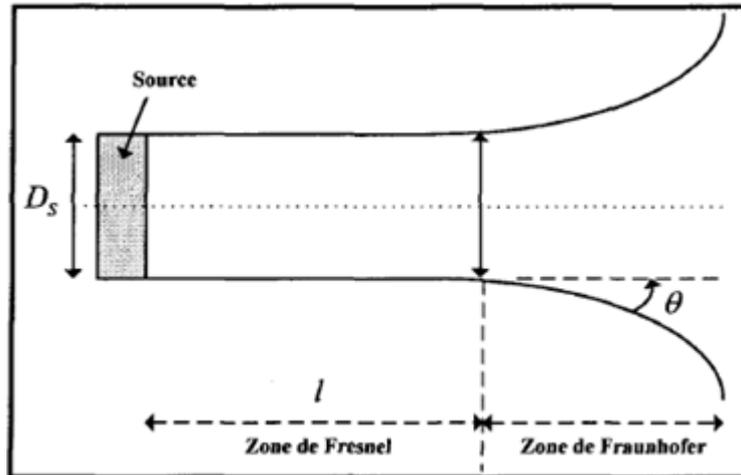


Figure II.9. Géométrie d'un faisceau d'ondes ultrasonores

Comme le montre la **figure II.9**, en s'éloignant de la source ultrasonore, l'intensité de l'onde devient faible car l'énergie se répartit.

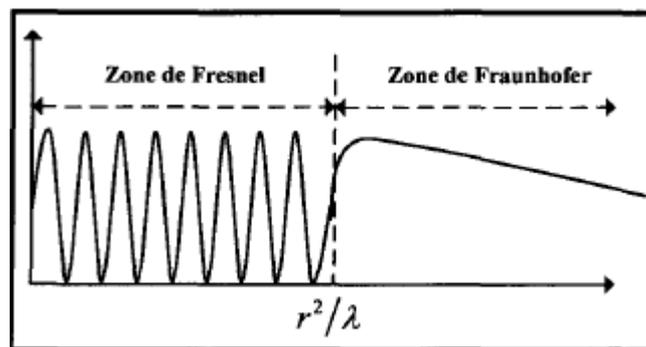


Figure II.10. Représentation du champ de Fresnel et du champ de Fraunhofer pour un élément piézo-électrique de diamètre D_s

II.4.2 Atténuation d'une onde ultrasonore

L'atténuation d'une onde ultrasonore dépend principalement de la fréquence considérée. Pour la plupart des matériaux, plus la fréquence est haute plus l'atténuation est importante. La théorie prévoit que l'atténuation est directement proportionnelle au carré de la fréquence pour une onde plane.

Considérons une onde plane se propageant suivant la direction $+z$, P_a est la pression acoustique spécifiée par la relation suivante:

$$P_a = P_0 e^{-2.\alpha.z} \quad (\text{II .6})$$

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

$$\alpha = \frac{\eta \omega^2}{2v_L^3 \rho} \quad (\text{II .7})$$

avec

- η est le coefficient de viscosité exprimée en N.s.m⁻² ;
- ρ est la densité du milieu en kg.m⁻³;
- v_L est la vitesse longitudinale dans le milieu en m. s⁻¹.

Dans les liquides, le coefficient d'atténuation a est donné par l'expression suivante

$$\alpha = \frac{2\pi^2}{\rho c^3} f^2 \left(\frac{4}{3} \eta' + \eta_v \right) \quad (\text{II .8})$$

où η' et η_v sont des coefficients de viscosité respectivement de cisaillement et de compression qui dépendent de la température.

II.4.3. L'absorption et la dispersion

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

chaque monocristal. Le coefficient d'absorption étant proportionnel au carré de la fréquence dans ce cas, il est égal à

$$\mu = \frac{8\eta\pi^2}{3\rho\lambda^2 c} \quad (\text{II.9})$$

- μ est le coefficient d'absorption en m^{-1} ;
- η est le coefficient de viscosité qui varie en fonction de la température en $\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$;
- ρ est la densité du milieu en kg.m^{-3} ;
- c est la vitesse du son dans le milieu en m.s^{-1} ;
- λ est la longueur de l'onde ultrasonore en m.

II.4.4 Réflexion et réfraction de l'onde ultrasonore

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

Soit une onde acoustique qui arrive, avec un angle d'incidence θ_i par rapport à la verticale, l'interface séparant les milieux 1 et 2, tel qu'illustrée à la (*figure II.11*). Cette dernière donne naissance à l'interface, à une onde réfléchiée et une onde transmise. Les directions de propagation de ces ondes font respectivement des angles θ_r et θ_t , avec la normale à l'interface.

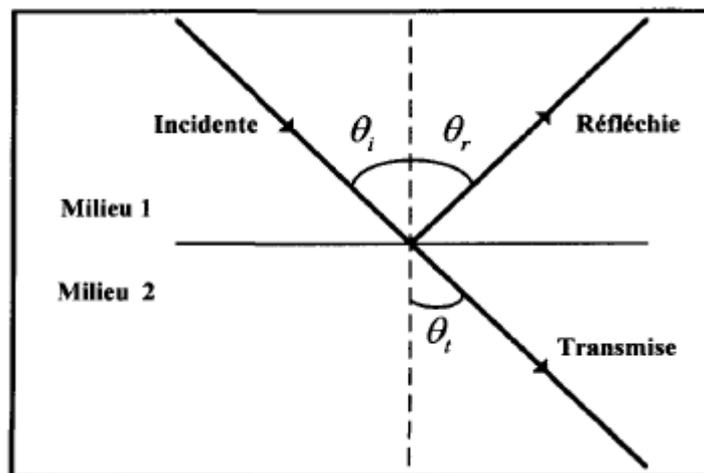


Figure II.11. Réflexion des ultrasons à une interface

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

$$P_i = P_t + P_r \quad (\text{II .10})$$

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

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

$$\begin{aligned} \left(\frac{db}{dt} \right)_r / \left(\frac{db}{dt} \right)_i &= \frac{\rho_2 c_2 \cos \theta_1 - \rho_1 c_1 \cos \theta_2}{\rho_2 c_2 \cos \theta_1 + \rho_1 c_1 \cos \theta_2} \\ \left(\frac{db}{dt} \right)_t / \left(\frac{db}{dt} \right)_i &= \frac{2 \rho_1 c_1 \cos \theta_1}{\rho_2 c_2 \cos \theta_1 + \rho_1 c_1 \cos \theta_2} \end{aligned}$$

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

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

$$R = \frac{P_r}{P_i} = \left(\frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \right) \quad (\text{II .11})$$

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

$$T = 1 - R = \frac{2Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (\text{II .12})$$

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

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

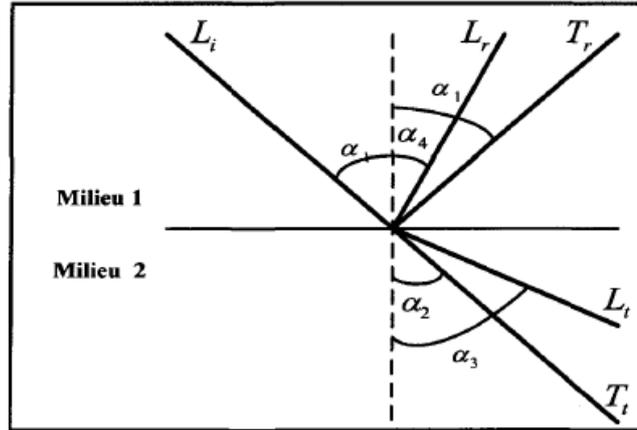


Figure II.12. Comportement des ondes sonores incidentes à une interface

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

II.4.5. Calcul du temps de vol d'une impulsion

L'onde ultrasonore émise se propage à une vitesse qui dépend des caractéristiques du milieu [20]. À l'interface de deux milieux, une partie de l'onde est réfléchiée et une partie est transmise, tel que présenté au paragraphe précédent. La durée entre l'instant d'émission du signal et l'instant de réception du signal réfléchi (écho) est appelée le temps de vol de l'onde ultrasonore dans le milieu étudié, noté T_v comme la montre la **figure II.13**.

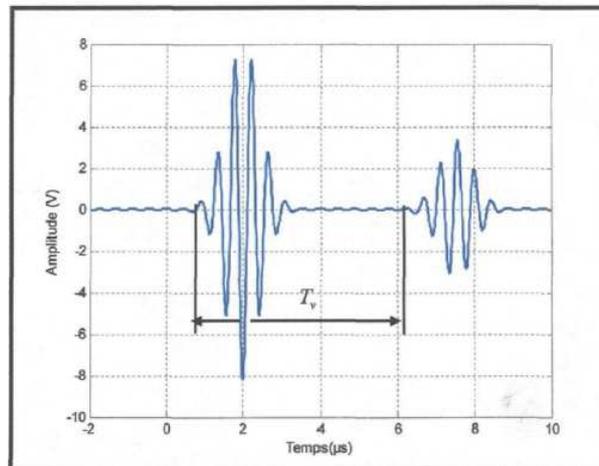


Figure II.13. Mesure du temps de vol d'une impulsion ultrasonore après une réflexion simple

Chapitre III

Eléments d'acoustoélasticité

III.1. Propagation d'ondes et comportement élastique

III.1.1. Introduction

L'étude de la propagation des ondes élastiques en milieu solide isotrope constitue cela une base indispensable à des études plus approfondies dans le domaine de la propagation en milieu solide. L'évaluation et le contrôle non destructif par ultrason comptent parmi les grandes applications de ces phénomènes de propagation en milieu solide.

Dans ce paragraphe sont présentées des notions de base concernant la propagation acoustique dans les milieux solides constitués d'un matériau purement élastique. Ainsi, après l'introduction des notions de déplacement, de vitesse, de déformation et de contrainte, les lois de comportements du milieu et les équations en régime dynamique seront présentées.

III.1.2. Tenseur des contraintes et des déformations

Un solide est dit élastique lorsque, soumis à des forces extérieures, il se déforme puis reprend sa forme initiale lorsque les forces sont supprimées.

III.1.2.1. Le vecteur déplacement, vitesse et accélération

Dans un solide déformable, dans son état non déformé, la position d'un point M quelconque du solide (s) est définie dans un repère orthonormé (O, e_1, e_2, e_3) par le vecteur position [21] :

$$\overrightarrow{OM} = x_1 \overrightarrow{e_1} + x_2 \overrightarrow{e_2} + x_3 \overrightarrow{e_3}$$

(III.1)

Sous l'effet des forces extérieures, le solide se déforme et le point M se déplace en M' , la position du point M dans l'état déformé est définie par

$$\overrightarrow{OM} = \overrightarrow{OM} + \overrightarrow{MM} \quad (\text{III.2})$$

Le vecteur déplacement est une fonction de point M , est noté :

$$\vec{u}(M) = \overrightarrow{MM}. \quad (\text{III.3})$$

Le vecteur vitesse, noté \vec{V} , correspond à la dérivée temporelle du vecteur u . noté $\vec{V} = \partial_t \vec{u}$ et son accélération $\vec{a} = \partial_t^2 \vec{u}$.

III.1.2.2. Le tenseur de déformation :

Les déformations internes au solide sont alors représentées par un tenseur d'ordre deux, noté ε , et définies par [21] :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \frac{\partial u_k}{\partial x_j} \right) \quad (\text{III.4})$$

Dans le cadre d'une théorie linéaire dite des petites déformations, l'infiniment petites de 2^{ème}

ordre $\frac{\partial u_k}{\partial x_i} \frac{\partial u_k}{\partial x_j}$ est négligé par rapport à ceux du 1^{ère} ordre, les composantes du tenseur des

déformations se réduisent alors à :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{III.5})$$

Le tenseur de déformation est un tenseur de rang 2, symétrique : $\varepsilon_{ji} = \varepsilon_{ij}$

Il s'écrit sous forme matricielles suivants :

$$\varepsilon(M) = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{12} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{13} & \varepsilon_{23} & \varepsilon_{33} \end{bmatrix} \quad (\text{III.6})$$

Avec

$$\begin{aligned} \varepsilon_{11} &= \frac{\partial u_1}{\partial x_1} & \varepsilon_{12} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \right) & \varepsilon_{13} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_1} \right) \\ \varepsilon_{22} &= \frac{\partial u_2}{\partial x_2} & \varepsilon_{23} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_2} \right) \\ \varepsilon_{33} &= \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \end{aligned}$$

Les termes non diagonaux représentent la déformation de cisaillement, et les termes diagonaux représentent l'allongement.

III.1.2.3. Tenseur de contraintes

Considérons un corps solide soumis à des charges surfaciques. Découpons ce corps par un plan Q fictif le long d'une surface A :

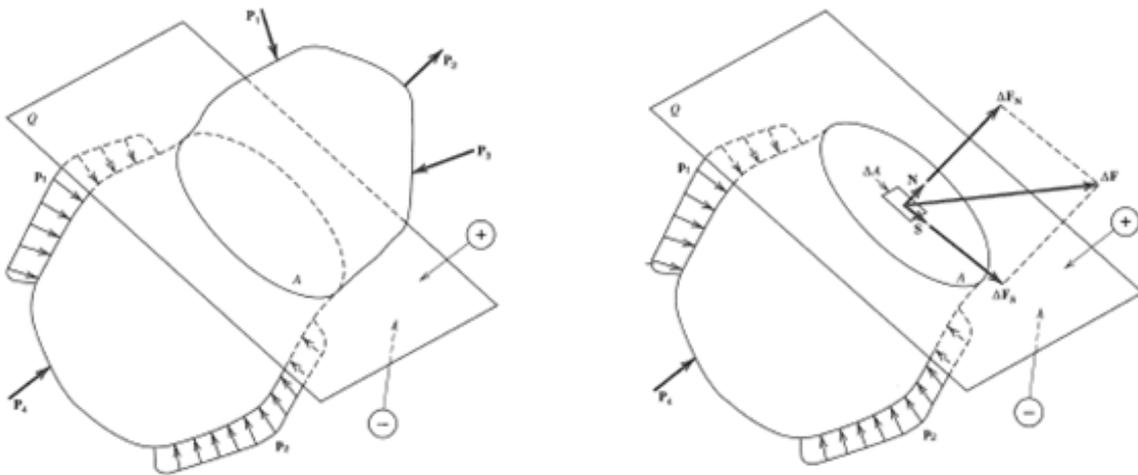


Figure III.1. A general loaded body cut by plane Q.

La contrainte σ est définie comme étant :
$$\sigma = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta F}{\Delta A} \right) \quad (\text{III.7})$$

Considérons maintenant un cube de dimensions infinitésimales d'un corps solide :

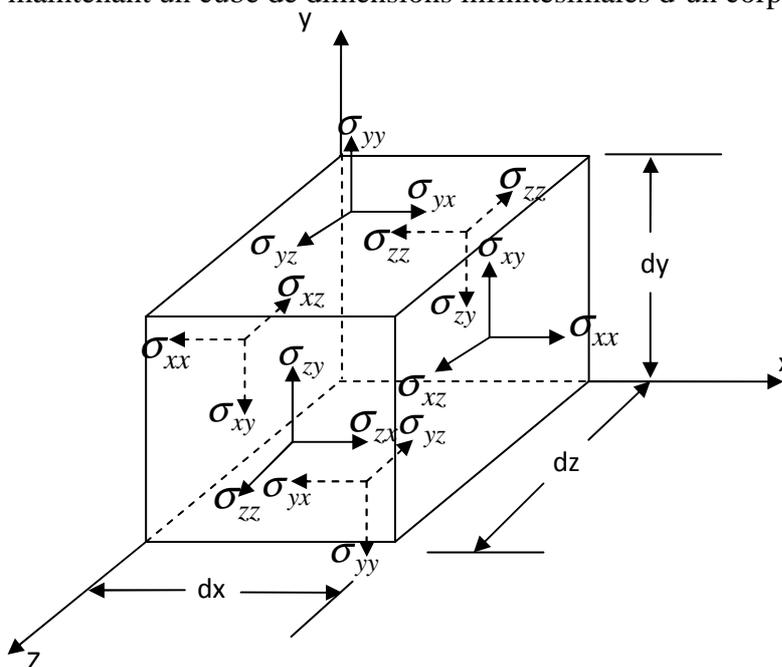


Figure III.2. Contrainte appliquée sur un élément cubique de dimensions infinitésimales d'un corps solide

Le tenseur de contrainte est défini comme suit :

$$T = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{bmatrix} \quad (\text{III.8})$$

Les lignes 1, 2 et 3 sont les contraintes qui agissent respectivement sur les plans perpendiculaires à l'axe x, y et z. Si on prend l'équilibre des moments / O, on obtient :

$$\sigma_{yz} = \sigma_{zy} \quad , \quad \sigma_{zx} = \sigma_{xz} \quad , \quad \sigma_{xy} = \sigma_{yx}$$

Et le tenseur de contrainte devient :

$$T = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{xy} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{xz} & \sigma_{yz} & \sigma_{zz} \end{bmatrix} \quad (\text{III.9})$$

Donc uniquement six composantes suffisent pour déterminer le tenseur de contraintes

- Trois composantes normales (i=j)
- Trois composantes tangentielles (i≠j).

III.1.2.4. Relation entre contraintes et déformation : loi de Hooke généralisée

La propagation des ondes dans un solide isotrope entraîne une variation de la déformation et par suite une variation des contraintes, ce qui conduit à une relation entre contrainte et déformation (loi de Hooke) [18], [22] :

La loi de Hooke pour un solide isotrope s'écrit comme suit :

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad (\text{III.10})$$

Les éléments du tenseur de rang quatre C_{ijkl} sont les constantes élastiques ou rigidités du matériau :

La relation (III.10) s'écrit [III.6] :

$$\sigma_{ij} = \lambda \theta \delta_{ij} + 2\mu \varepsilon_{ij} \quad (\text{III.11})$$

δ_{ij} : Symbole de Kronecker ($\delta_{ij}=1$ si $i=j$, et 0 si $i \neq j$) et λ et μ sont les constantes de Lamé

$$\theta = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = \text{div} \vec{u} \quad (\text{III.12})$$

Et θ la dilatation de volume

En développant la relation (III.11) on obtient :

$$\begin{aligned}
 \sigma_{xx} &= \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{xx} \\
 \sigma_{yy} &= \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{yy} \\
 \sigma_{zz} &= \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{zz} \\
 \sigma_{xy} &= 2\mu\varepsilon_{xy} \\
 \sigma_{yz} &= 2\mu\varepsilon_{yz} \\
 \sigma_{zx} &= 2\mu\varepsilon_{zx}
 \end{aligned}
 \quad \text{ou} \quad
 \begin{aligned}
 \sigma_{xx} &= \lambda\theta + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} \\
 \sigma_{yy} &= \lambda\theta + 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} \\
 \sigma_{zz} &= \lambda\theta + 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} \\
 \sigma_{xy} &= \mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \\
 \sigma_{yz} &= \mu \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\
 \sigma_{zx} &= \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)
 \end{aligned}
 \tag{III.13}$$

III .1 .3. Equation de propagation

Pour obtenir l'équation de propagation des ondes dans un milieu solide, homogène et parfaitement élastique, traversé par ébranlement, on considère les variations de la contrainte dans un petit parallélépipède de cotés perpendiculaires aux axes. Les composantes de contrainte vont varier d'une face à l'autre et comme le montre la **Figure III.3**, six forces vont agir parallèlement à chaque axe.

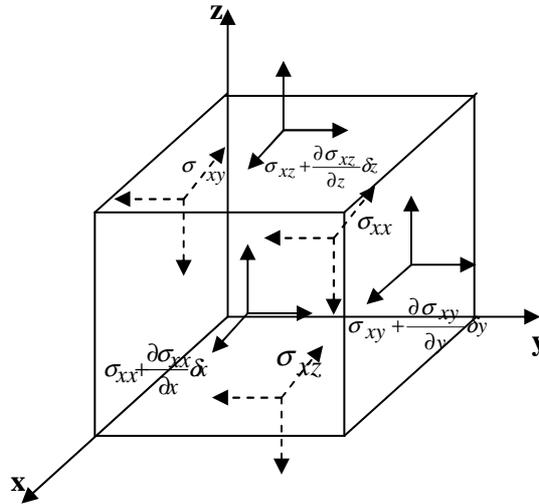


Figure III.3. Les différentes forces agissant parallèlement à chaque axe.
 $\delta_x \delta_y, \delta_x \delta_z, \delta_y \delta_z$ Étant les surfaces de différentes faces.

On applique la loi fondamentale de la dynamique $F = m\gamma$ et on suppose que les forces de volume appliquées au solide sont nulles.

- Dans la direction ox la loi fondamentale de la dynamique s'écrit :

$$\left(\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} \right) \delta_x \delta_y \delta_z = \rho \delta_x \delta_y \delta_z \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}
 \tag{III.14}$$

Avec : ρ est la masse volumique de l'élément, u le déplacement dans la direction x et $m = \rho v = \rho \delta_x \delta_y \delta_z$.

Il vient donc :

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} \right) = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \\ \left(\frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial z} \right) = \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \\ \left(\frac{\partial \sigma_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} \right) = \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} \end{cases} \quad (\text{III.15})$$

- On remplace les contraintes avec les déformations et on applique la loi de Hooke : l'équation de propagation dans la direction ox s'écrit :

$$\lambda \frac{\partial \theta}{\partial x} + 2\mu \left(\frac{\partial \varepsilon_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \varepsilon_{zx}}{\partial z} \right) = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (\text{III.16})$$

$$(\lambda + \mu) \frac{\partial \theta}{\partial x} + \mu \Delta u = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (\text{III.17})$$

$$\Delta u = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} : \text{est le Laplacien de } u$$

La même expression pour oy et oz :

$$(\lambda + \mu) \overrightarrow{\text{grad}}(\text{div} \vec{u} + \mu \Delta u) = \rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} \quad (\text{III.18})$$

\vec{u} est le déplacement du point M au passage de l'onde.

III.1.4-Décomposition de Helmholtz

La méthode de Helmholtz peut être employée pour séparer les ondes de compression et de cisaillement [22].

Ceci consiste à la décomposition du vecteur de déplacement en composante de dilatation et une composante de distorsion, sous la forme :

$$\vec{u} = \overrightarrow{\text{grad}} \Phi + \overrightarrow{\text{rot}} \vec{\Psi} \quad (\text{III.19})$$

Φ Potentiel de dilatation

$\vec{\Psi}$ Potentiel de distorsion (vecteur potentiel, coordonnées Ψ_1, Ψ_2, Ψ_3).

Sont données comme suit :

$$\begin{cases} u = \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \frac{\partial \psi_3}{\partial y} - \frac{\partial \Psi_2}{\partial z} \\ v = \frac{\partial \Phi}{\partial y} + \frac{\partial \psi_1}{\partial z} - \frac{\partial \Psi_3}{\partial x} \\ w = \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{\partial \psi_2}{\partial x} - \frac{\partial \Psi_1}{\partial y} \end{cases} \quad (\text{III.20})$$

L'équation d'ondes est satisfaite si Φ et $\vec{\Psi}$ sont des solutions des équations :

$$\Delta \Phi = \frac{1}{V_p^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} \quad \text{avec } V_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \quad (\text{III.21})$$

$$\Delta \Psi_i = \frac{1}{V_s^2} \frac{\partial^2 \Psi_i}{\partial t^2} \quad \text{avec } V_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad \text{et } V_i \in (1,2,3) \quad (\text{III.22})$$

- La première équation correspond à la propagation d'une onde de compression à la vitesse :

$$V_L = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \quad (\text{III.23})$$

- Le deuxième groupe d'équations correspond à la propagation d'une onde de cisaillement à la vitesse :

$$V_T = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (\text{III.24})$$

Matériau	Masse volumique (10 ³ kg/m ³)	Vitesses des ondes longitudinales (m/s)	Vitesse des ondes transversales (m/s)
Aciers	7.8	5900	3250
Fonte	7.2	4600	2150
Aluminium	2.7	6300	3100
Cuivre	8.9	4700	2250
Laiton	8.5	4500	2100
Béton	2.5	4500	
Muscle	1	1600	
Araldite	1.2	2500	1050
Plexiglas	1.2	2700	1100
Verre	2.5	5650	3400
Huile	0.8	1500	
Glycérine	1.3	1900	
Eau	1	1480	
Mercure	13.6	1450	
Quartz	2.7	5750	
Titanate de Brahyum	5.7	4400	
Air	1.3x10 ⁻³		

Tableau. III.1. quelques exemples des vitesses moyennes V_L et V_T pour des matériaux couramment utilisés en CND

III.2. La théorie d'acoustoélasticité

L'acoustoélasticité est la dépendance entre la contrainte et la vitesse d'onde acoustique dans les milieux élastiques. L'effet acoustoélastique a été étudié pendant plus de 40 années, pour une variété des buts. La théorie moderne d'acoustoélasticité a été développée en 1953 par Hughes et Kelly [23], [24].

Ils étaient intéressés au calcul des constantes élastiques de troisième ordre (TOEC) dans les cristaux. Hyges et Kelly détermine que pour un matériau isotrope, dans l'addition de deux constantes de lamé, λ et μ , trois autres constantes, l , m et n sont nécessaires pour la description d'un matériau. [25]

Un solide se déforme lorsqu'il est soumis à des forces extérieures. S'il reprend sa forme initiale lorsque ces forces sont supprimées, on dit qu'il est élastique.

Les caractéristiques de propagation des ondes ultrasonores dépendent de certaines grandeurs physiques comme de la masse volumique du milieu, des constantes élastiques et de la déformation du milieu de propagation résultant des contraintes appliquées et/ou résiduelles présentes au sein du matériau.

Les effets acoustoélastiques traduisent une dépendance des vitesses de propagation des ondes ultrasonores en fonction de l'état des contraintes appliquées. L'application d'une contrainte sur un corps isotrope et homogène provoque une modification du comportement mécanique du matériau. A cet effet, la propagation des ondes ultrasonores dans les matériaux homogènes manifeste une certaine sensibilité à la présence d'un état de contraintes résiduelles et/ou appliquées. Un tel comportement dépend d'une part des directions de propagation et de polarisation de l'onde considérée et d'autre part de la direction de la contrainte appliquée. Ce phénomène a donné lieu au développement de la théorie d'acoustoélasticité qui relie la mécanique non linéaire et l'acoustique ultrasonore [24], [26], [27], [28], [29], [30].

De nombreux travaux ont porté sur l'utilisation des ultrasons pour la caractérisation et l'analyse des propriétés mécaniques et structurelles des matériaux soumis à des contraintes [4], [17], [24], [31].

Dans ce cadre, la présente partie de cette étude porte sur les éléments d'acoustoélasticité, appliquée aux matériaux isotropes, en vue d'écrire les expressions des vitesses de propagation des ondes ultrasonores en fonction des contraintes mécaniques appliquées lors d'un chargement uniaxial.

III.2.1. Tenseur des déformations de Green -Lagrange dans la configuration perturbée

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

Pour établir, dans le cas des matériaux isotropes, les expressions des vitesses de propagation des ondes ultrasonores en fonction des contraintes, on est amenés à considérer trois états du milieu à étudier. Soit un milieu solide homogène dans son état naturel (S°) de densité ρ° et libre de tout état de contrainte. En subissant une première déformation réversible statique et homogène, celle-ci l'amène dans l'état (S). A la suite d'une seconde déformation induite par la perturbation d'une onde ultrasonore, petite devant la première déformation élastique, variable dans l'espace et dans le temps, l'état final du milieu solide devient (S^*). Les grandeurs caractéristiques du milieu dans l'état perturbé sont affectées de l'exposant (*). Dans l'état naturel (S°), elles sont affectées de l'exposant ($^\circ$). Dans l'état (S) correspondant à la déformation statique réversible, elles ne sont affectées d'aucun signe particulier. Etant donné que l'état (S^*) résulte de la superposition de la déformation élastique et de la perturbation ultrasonore, les termes relatifs à la déformation statique ayant un ordre supérieur ou égal à deux ne sont plus négligés. Comme le champ de déplacement associé à l'onde ultrasonore se trouve très petit devant celui de la déformation élastique homogène, on peut n'en conserver que les termes linéaires. En supposant que le milieu est élastiquement non linéaire (hyperélastique), on serait amené à considérer trois états pour le matériau (*figure III.4*).

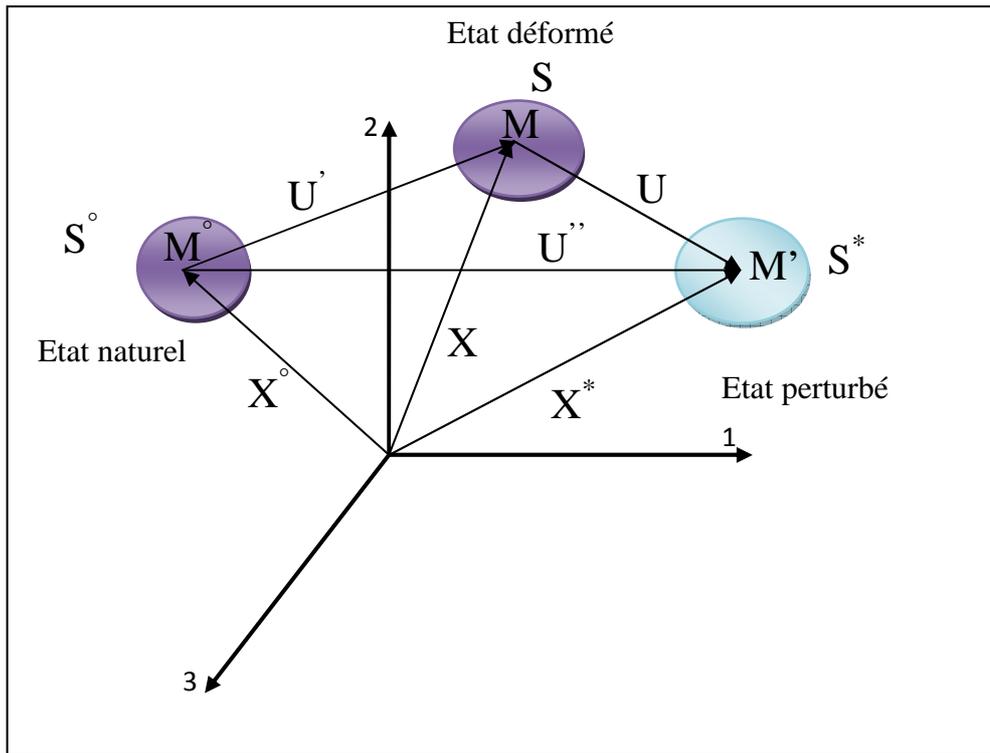


Figure III.4. Configuration naturelle, initiale et finale d'un milieu pré-déformé avec superposition d'une onde ultrasonore. Etat (S°) : état naturel dans un repère R° de densité ρ° et libre de tout état de contrainte. Etat (S) : état contraint statique dans un repère R de densité ρ . Etat (S^*) : état contraint dynamique dans un repère R^* de densité ρ .

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

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

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

les valeurs propres et les vecteurs propres.

III.2 .1.1. Relation tenseur de déformation-déplacement

L'étude des phénomènes physiques à travers l'exploitation des variables de temps t et d'espace X° est dite lagrangienne ou matérielle. Ainsi, pour la transformation d'un point matériel de l'état S° à l'état S .

Exprimons les tenseurs de déformation de Lagrange en fonction des déplacements pour une transformation d'un point matériel de l'état (S°) à celui de (S). Sachant que :

$$E'_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U'_i}{\partial X^\circ_j} + \frac{\partial U'_j}{\partial X^\circ_i} + \frac{\partial U'_k}{\partial X^\circ_j} \frac{\partial U'_k}{\partial X^\circ_i} \right) \quad (\text{III.25})$$

*Le symbole de Kronecker δ_{ij} : $\delta_{ij} = 1$ si $i=j$ et $\delta_{ij} = 0$ si $i \neq j$.

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

$$U' = X - X^\circ \quad (\text{III.26})$$

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

$$E''_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U''_i}{\partial X^\circ_j} + \frac{\partial U''_j}{\partial X^\circ_i} + \frac{\partial U''_k}{\partial X^\circ_j} \frac{\partial U''_k}{\partial X^\circ_i} \right) \quad (\text{III.27})$$

Avec :

$$U'' = X^* - X^\circ \quad (\text{III.28})$$

$$et : U'' = U' + U \quad (\text{III.29})$$

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

$$U = X^* - X$$

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

$$\| U'_i \| \gg \| U_i \|$$

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

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

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

$$E_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial X_j^\circ} + \frac{\partial U_j}{\partial X_i^\circ} + \frac{\partial U_k'}{\partial X_i^\circ} \frac{\partial U_k}{\partial X_j^\circ} + \frac{\partial U_k'}{\partial X_j^\circ} \frac{\partial U_k}{\partial X_i^\circ} \right) \quad (\text{III.30})$$

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

$$e_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial X_j^\circ} + \frac{\partial U_j}{\partial X_i^\circ} \right) \quad (\text{III.31})$$

$$e'_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i'}{\partial X_j^\circ} + \frac{\partial U_j'}{\partial X_i^\circ} \right) \quad (\text{III.32})$$

$$e''_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i''}{\partial X_j^\circ} + \frac{\partial U_j''}{\partial X_i^\circ} \right) \quad (\text{III.33})$$

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

III.2.2. Tenseur des contraintes

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

$$t_{ij} = \rho^\circ \frac{\partial W}{\partial E_{ij}} \quad (\text{III.34})$$

où :

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

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

$$T'_{ij} = \frac{\rho^\circ}{\rho} \frac{\partial X_i}{\partial X_k^\circ} \frac{\partial X_j}{\partial X_m^\circ} t'_{km} \quad (\text{III.35})$$

Pour l'état perturbé (S^*), le tenseur des contraintes de Cauchy T''_{ij} est relié au second tenseur de Piola-Kirchhoff selon les cas suivants:

- En coordonnées naturelles, la transformation de l'état S° à l'état S^* :

$$T''_{ij} = \frac{\rho^\circ}{\rho^*} \frac{\partial X_i^*}{\partial X_k^\circ} \frac{\partial X_j^*}{\partial X_m^\circ} t''_{km} \quad (\text{III.36})$$

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

$$T_{ij} = \frac{\rho}{\rho^*} \frac{\partial X_i^*}{\partial X_k} \frac{\partial X_j^*}{\partial X_m} t_{km} \quad (\text{III.37})$$

III.2.3. Equations d'équilibre et de mouvement

III.2.3.1- Equations d'équilibre

Le matériau étant soumis à une déformation statique, ses particules subissent un déplacement représenté par le vecteur U' pour occuper dans l'état contraint statique de densité ρ une nouvelle position de coordonnées X . En négligeant les forces volumiques, l'équation d'équilibre dans l'état contraint statique est donnée :

$$\frac{\partial T'_{ij}}{\partial X_j} = 0$$

(III.38)

En faisant intervenir le tenseur de Piola-Kirchhoff t''_{ij} et l'expression $U' = X - X^\circ$ et après dérivation de l'équation (III.38), nous aurons :

$$\frac{\partial}{\partial X_m^\circ} \left(t_{km}' \frac{\partial X_i}{\partial X_k^\circ} \right) = 0$$

(III.39)

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

$$\frac{\partial}{\partial X_m^\circ} \left(t_{km}' \left(\frac{\partial U_i'}{\partial X_k^\circ} + \delta_{ik} \right) \right) = 0 \quad (\text{III.40})$$

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

III.2.3.2- Equation de mouvement

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

$$\rho^\circ \frac{\partial^2 U_i''}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial X_m^\circ} \left(t_{km}'' \left(\frac{\partial U_i''}{\partial X_k^\circ} + \delta_{ik} \right) \right) \quad (\text{III.41})$$

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

$$\rho \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial X_m} \left(t_{km} \left(\frac{\partial U_i}{\partial X_k} + \delta_{ik} \right) \right) \quad (\text{III.42})$$

Mais comme la déformation initiale est constante ; la relation (III.41) devient

$$\rho \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2} = \rho^\circ \frac{\partial^2 U_i''}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial X_m} \left(t_{km}'' \frac{\partial U_i''}{\partial X_k} + t_{im}'' \right) \quad (\text{III.43})$$

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

dans l'état naturel : $t_{ij} = t_{ij}'' - t_{ij}'$

dans l'état déformé : $t_{ij} = t_{ij}'' - T_{ij}'$.

En tenant compte de ces remarques et en négligeant le produit des petites quantités, le développement des expressions (III.39), (III.40) et (III.41) fournit l'équation du mouvement exprimée dans l'état déformé :

$$\rho^{\circ} \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial X_m^{\circ}} \left(t_{km}^{\prime} \frac{\partial U_i}{\partial X_k^{\circ}} + t_{km} \frac{\partial U_i^{\prime}}{\partial X_k^{\circ}} + t_{im} \right) \quad (\text{III.44})$$

De même, le développement de l'équation (III.42) fournit l'équation du mouvement dans l'état initial :

$$t_{km}^{\prime} \frac{\partial^2 U_i}{\partial X_k \partial X_m} + \frac{\partial t_{im}}{\partial X_k} = \rho \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2} \quad (\text{III.45})$$

III.2.4. Relation contraintes – déformations

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

Ainsi la fonction densité d'énergie élastique de déformation W' s'exprime dans la configuration déformée par :

$$\rho^{\circ} W' = \frac{1}{2!} C_{ijkl} E'_{ij} E'_{kl} + \frac{1}{3!} C_{ijklmn} E'_{ij} E'_{kl} E'_{mn} + \frac{1}{4!} C_{ijklmnpq} E'_{ij} E'_{kl} E'_{mn} E'_{pq} + \dots \quad (\text{III.46})$$

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

$$t'_{ij} = \rho^{\circ} \frac{\partial W'}{\partial E'_{ij}} = C_{ijkl} E'_{kl} + \frac{1}{2} C_{ijklmn} E'_{kl} E'_{mn} \quad (\text{III.47})$$

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

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

$$\rho^{\circ} W'' = \frac{1}{2!} C_{ijkl} E''_{ij} E''_{kl} + \frac{1}{3!} C_{ijklmn} E''_{ij} E''_{kl} E''_{mn} + \frac{1}{4!} C_{ijklmnpq} E''_{ij} E''_{kl} E''_{mn} E''_{pq} + \dots \quad (\text{III.48})$$

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

$$t''_{ij} = \frac{\partial W''}{\partial E''_{ij}} = C_{ijkl} E''_{kl} + \frac{1}{2} C_{ijklmn} E''_{kl} E''_{mn} \quad (\text{III.49})$$

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

$$t_{ij} = C_{ijkl} E_{kl} + \frac{1}{2} C_{ijklmn} e'_{kl} e'_{mn}$$

(III.50)

Dans cette relation, le tenseur E_{kl} est défini par la relation (III.30), alors que e'_{kl} et e'_{mn} représentent les déformations linéaires définies par les relations (III.31) et (III.32). En termes de gradients de déplacements et du fait des symétries des différents tenseurs, la relation précédente (III.50) devient :

$$t_{ij} = C_{ijkl} \left(\delta_{pk} + \frac{\partial U'_p}{\partial X_k^\circ} \right) \frac{\partial U_p}{\partial X_l^\circ} + C_{ijklmn} \frac{\partial U'_k}{\partial X_l^\circ} \frac{\partial U_m}{\partial X_n^\circ} \quad (III.51)$$

En substituant cette équation à l'équation du mouvement (III.44), nous aurons :

$$\rho^\circ \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial X_m^\circ} \left(t'_{km} \frac{\partial U_i}{\partial X_k^\circ} + \Gamma_{ijkl} \frac{\partial U_k}{\partial X_l^\circ} \right) \quad (III.52)$$

$$\Gamma_{ijkl} = C_{ijkl} + C_{ijpl} \frac{\partial U'_k}{\partial X_p^\circ} + C_{pjkl} \frac{\partial U'_i}{\partial X_p^\circ} + C_{ijklmn} e'_{mn} \quad (III.53)$$

Nous remarquons que l'équation précédente (III.52) se réfère à l'état naturel qui n'est pas toujours un état matériellement exploitable. En effet, pour l'étude de phénomènes comme les effets de texture ou de contraintes résiduelles, la connaissance de l'état naturel est difficile, sinon impossible car le matériau a subi des déformations plastiques. Il est alors nécessaire d'écrire les équations dans l'état déformé qui devient l'état matériel. Par conséquent, la relation contrainte - déformation s'écrit :

$$t_{ij} = G_{ijkl} \frac{\partial U_k}{\partial X_l} \quad (III.54)$$

Avec :

$$G_{ijkl} = C_{ijkl} (1 - e'_{nn}) + C_{ijklmn} e'_{mn} + C_{mjkl} \frac{\partial U'_i}{\partial X_m} + C_{imkl} \frac{\partial U'_j}{\partial X_m} + C_{ijml} \frac{\partial U'_k}{\partial X_m} + C_{ijkm} \frac{\partial U'_l}{\partial X_m} \quad (III.55)$$

Dans cette expression, e'_{mn} est la déformation linéaire fournie par la relation (III.32) et e'_{nn} est la dilatation volumique exprimée par :

$$e'_{nn} = e'_{11} + e'_{22} + e'_{33} \quad (III.56)$$

L'équation du mouvement devient :

$$\rho \frac{\partial^2 U_i'}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial X_j} \left[\left(\delta_{ik} t'_{jl} + G_{ijkl} \right) \frac{\partial U_k}{\partial X_l} \right] \quad (\text{III.57})$$

III.2.5. Eléments d'acoustoélasticité

Pour étudier la propagation d'une onde élastique plane dans un milieu déformé, on suppose que le tenseur des déformations est identique en tout point du milieu considéré. On suppose également que toute onde plane qui se propage suivant une direction voit tous les points de son front d'onde se mouvoir avec la même vitesse constante. Considérons l'équation du mouvement en coordonnées naturelles (III.52) qui peut s'écrire :

$$A'_{ijkl} \frac{\partial^2 U_k}{\partial X_j^\circ \partial X_l^\circ} = \rho^0 \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2} \quad (\text{III.58})$$

Avec:

$$A'_{ijkl} = t'_{jl} \delta_{ik} + \Gamma_{ijkl} \quad (\text{III.59})$$

où : Γ_{ijkl} sont donnés par la relation (III.53).

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

$$U_i = u_i \exp \left[j(k^\circ N_j^\circ X_j^\circ - \omega t) \right] \quad (\text{III.60})$$

où:

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

Substituant l'équation (III.60) dans la relation (III.58), on obtient :

$$\left[A'_{ijkl} N_j^\circ N_l^\circ - \rho^0 \left(\omega / k^0 \right)^2 \delta_{ik} \right] U_k = 0$$

(III.61)

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

$$\left| \Delta'_{ik} - \rho^0 V'^2 \delta_{ik} \right| = 0$$

(III.62)

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

$$\Delta'_{ik} = A'_{ijkl} N_j^0 N_l^0 \quad (\text{III.63})$$

Les vitesses de propagation et les directions de polarisation des ondes qui peuvent se propager dans la direction N° sont respectivement les valeurs propres et les vecteurs propres du tenseur acoustique. Soit les trois valeurs propres $\rho^0 V_{(1)}'^2, \rho^0 V_{(2)}'^2$ et $\rho^0 V_{(3)}'^2$. $V_{(3)}'$ est la plus grande des vitesses ; $V_{(1)}'$ et $V_{(2)}'$ sont les plus faibles. Soit $u^{(1)}, u^{(2)}$ et $u^{(3)}$ les trois vecteurs propres correspondants. Comme $V_{(3)}'$ est la vitesse la plus grande, on montre que $u^{(3)}$ est le vecteur propre, le plus proche de N° , qui définit la polarisation d'une onde appelée onde quasi-longitudinale. Les deux autres types d'ondes sont dites quasi transversaux. Lorsque la direction du vecteur de propagation $u^{(3)}$ est strictement parallèle à N° , l'onde devient longitudinale (onde de compression de mode pur). Dans le cas où la direction de propagation N° serait strictement perpendiculaire à $u^{(1)}$ ou à $u^{(2)}$, l'onde concernée est transversale de mode pur.

Pour déterminer les vitesses et les polarisations des ondes qui peuvent se propager selon une direction donnée, il est nécessaire de connaître entièrement le matériau ($\rho, C_{ijkl}, C_{ijklmn}$) et les actions du milieu extérieur (contraintes, déplacements initiaux). Réciproquement, la mesure des vitesses de propagation de polarisations particulières permet, soit le calcul d'une combinaison linéaire de certains coefficients élastiques du matériau, si les conditions extérieures sont connues ; soit la connaissance des conditions extérieures si le matériau est parfaitement défini. La première méthode est utilisée pour calculer les coefficients élastiques, la deuxième est la méthode utilisée en acoustoélasticité pour mesurer les contraintes exercées par le milieu extérieur. Il est à mentionner que les matériaux se trouvent souvent dans des états modifiés de manière irréversible. Dans cette situation, il est nécessaire d'exploiter les relations dans le système déformé. L'équation (III.58) s'écrit de la manière suivante:

$$A''_{ijkl} \frac{\partial^2 U_k}{\partial X_j \partial X_l} = \rho^0 \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2} \quad (\text{III.64})$$

avec: $A''_{ijkl} = t'_{jl} \delta_{ik} + G_{ijkl}$ (III.65)

où : G_{ijkl} sont donnés par la relation (III.55).

➤ En coordonnées initiales, une onde plane s'écrit :

$$U_i = u_i \exp \left[jk \left(N_j X_j - V'' t \right) \right] \quad (\text{III.66})$$

où :

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

En substituant l'équation (III.66) dans la relation (III.64), nous obtenons le système d'équations suivant :

$$\left[A_{ijkl}'' N_j N_l - \rho V''^2 \delta_{ik} \right] U_k = 0 \quad (\text{III.67})$$

son équation caractéristique est :

$$\left| \Delta_{ik}'' - \rho V''^2 \delta_{ik} \right| = 0 \quad (\text{III.68})$$

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

$$\Delta_{ik}' = A_{ijkl}'' N_j N_l \quad (\text{III.69})$$

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

III.2.6. Acoustoélasticité en milieu orthotrope

Considérons un corps qui a subi depuis son état naturel (S) une succession de déformations, de contraintes mécaniques, de traitements thermiques, etc. Ceci confère à ce milieu une certaine anisotropie. Si cette anisotropie est caractérisée par trois plans de symétrie orthogonaux, le corps dans son état déformé est dit orthotrope comme dans le cas d'un matériau isotrope ayant subi une opération de laminage. L'étude de la symétrie des milieux orthotropes montre qu'ils sont caractérisés par 9 constantes du deuxième ordre et 20 constantes du troisième ordre. En recourant à la notation condensée de Voigt ($11 \rightarrow 1, 22 \rightarrow 2, 33 \rightarrow 3, 32 \rightarrow 4, 13 \rightarrow 5$ et $21 \rightarrow 6$), le tenseur des constantes du second ordre C_{pq} se présente comme suit :

$$[C] = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{22} & C_{23} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{23} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{66} \end{bmatrix}$$

(III.70)

A noter que le tenseur des constantes du troisième ordre est désigné par Cpqr. Considérons que les axes du repère relatif à l'état naturel $R^0(X_1^0, X_2^0, X_3^0)$ coïncident avec les axes de l'orthotropie. A cet état naturel, ajoutons un état de déformation [E'] et un état de contrainte [t'] ou [T']. On considère également que l'onde plane se propage selon l'axe X_3^0 (**figure III.5**). Pour simplifier les notations, on écrit $V^0=V$. Dans ce cas, le système d'équations (III.64) devient :

$$\left[A'_{i3j3} - \rho^0 V^2 \delta_{ik} \right] u_k = 0 \quad (\text{III.71})$$

L'équation caractéristique devient:

$$\begin{bmatrix} A'_{55} - \rho^0 V^2 & A'_{54} & A'_{53} \\ A'_{45} & A'_{44} - \rho^0 V^2 & A'_{43} \\ A'_{35} & A'_{34} & A'_{33} - \rho^0 V^2 \end{bmatrix} = 0 \quad (\text{III.72})$$

Avec :

$$\begin{aligned} A'_{33} &= t'_{33} + C_{33} (1 + 2e'_{33}) + C_{331} e'_{11} + C_{332} e'_{22} + C_{333} e'_{33} \\ A'_{44} &= t'_{33} + C_{44} (1 + 2e'_{22}) + C_{441} e'_{11} + C_{442} e'_{22} + C_{443} e'_{33} \\ A'_{55} &= t'_{33} + C_{55} (1 + 2e'_{11}) + C_{551} e'_{11} + C_{552} e'_{22} + C_{553} e'_{33} \\ A'_{43} &= A'_{34} = C_{33} \frac{\partial U'_2}{\partial X_3^0} + C_{44} \frac{\partial U'_3}{\partial X_2^0} + 2 C_{344} e'_{23} \\ A'_{53} &= A'_{35} = C_{33} \frac{\partial U'_1}{\partial X_3^0} + C_{55} \frac{\partial U'_3}{\partial X_1^0} + 2 C_{355} e'_{31} \\ A'_{54} &= A'_{45} = C_{44} \frac{\partial U'_1}{\partial X_2^0} + C_{55} \frac{\partial U'_2}{\partial X_1^0} + 2 C_{456} e'_{12} \end{aligned} \quad (\text{III.73})$$

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

$$A'_{43} = A'_{53} = 0 \text{ et } e'_{31} = e'_{32} = 0$$

(III.74)

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

$$\left(A'_{33} - \rho^0 V^2 \right)^2 \left[\left(\rho^0 V^2 \right)^2 - \left(A'_{55} + A'_{44} \right) \rho^0 V^2 + A'_{55} A'_{44} - A'^2_{45} \right] = 0 \quad (\text{III.75})$$

Cette équation caractéristique nous fournit évidemment la valeur propre suivante :

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

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

$$V_L = V_{(3)} = \left(A_{33}' / \rho^0 \right)^{1/2} \quad (\text{III.76})$$

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

$$2\rho^0 V_{(1)}^2 = A_{55}' + A_{44}' + \left[\left(A_{55}' - A_{44}' \right)^2 + 4A_{54}'^2 \right]^{1/2} \quad (\text{III.77})$$

$$2\rho^0 V_{(2)}^2 = A_{55}' + A_{44}' - \left[\left(A_{55}' - A_{44}' \right)^2 + 4A_{54}'^2 \right]^{1/2} \quad (\text{III.78})$$

Les vecteurs propres correspondants $u^{(1)}$ et $u^{(2)}$ font un angle généralement quelconque θ avec les axes X_1^0 et X_2^0 (voir figure II.15). L'angle θ est donné par la relation :

$$\text{tg}\theta = \frac{u_2^{(1)}}{u_1^{(1)}} = \frac{A_{45}'}{\rho^0 V_{(1)}^2 - A_{44}'} = \frac{\rho^0 V_{(1)}^2 - A_{55}'}{A_{54}'} \quad (\text{III.79})$$

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

$$V_{T1} = \left(A_{55}' / \rho^0 \right)^{1/2} \quad (\text{III.80})$$

$$V_{T2} = \left(A_{44}' / \rho^0 \right)^{1/2} \quad (\text{III.81})$$

$$V_L = \left(A_{33}' / \rho^0 \right)^{1/2} \quad (\text{III.82})$$

Avec :

$$\begin{aligned} e_{12}' &= e_{13}' = e_{23}' = 0 \\ t_{33}' &= C_{31} e_{11}' + C_{32} e_{22}' + C_{33} e_{33}' \\ A_{33}' &= C_{33} + (C_{31} + C_{331}) e_{11}' + (C_{32} + C_{332}) e_{22}' + (3C_{33} + C_{333}) e_{33}' \\ A_{44}' &= C_{44} + (C_{31} + C_{441}) e_{11}' + (C_{32} + 2C_{44} + C_{442}) e_{22}' + (C_{33} + C_{443}) e_{33}' \\ A_{55}' &= C_{55} + (C_{31} + 2C_{55} + C_{551}) e_{11}' + (C_{32} + C_{552}) e_{22}' + (C_{33} + C_{553}) e_{33}' \end{aligned} \quad (\text{III.83})$$

La connaissance de l'état naturel est difficile, sinon impossible car le matériau a subi différentes opérations technologiques. Il est nécessaire d'écrire des équations acoustoélastiques définies dans le repère associé à l'état déformé (S). Pour ce faire, nous

utiliserons les termes A'' à la place des termes A' . Pour simplifier aussi les notations, nous écrivons $V'' = V$. Ainsi, pour une onde qui se propage selon l'axe X_3 en état déformé (S), le système d'équations (III.67) devient :

$$\left[A''_{i3k3} - \rho^0 V^2 \delta_{ik} \right] u_k = 0 \quad (\text{III.84})$$

En notation de Voigt l'équation caractéristique (80) devient :

$$\begin{vmatrix} A''_{55} - \rho^0 V^2 & A''_{54} & A''_{53} \\ A''_{45} & A''_{44} - \rho^0 V^2 & A''_{43} \\ A''_{35} & A''_{34} & A''_{33} - \rho^0 V^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (\text{III.85})$$

Les coefficients A'' sont donnés par la relation (III.65). Pour une onde se propageant suivant l'axe X_3 de l'état déformé (S) et pour des directions principales de déformation parallèles aux axes, les ondes qui se propagent sont de modes purs et ont pour vitesses :

$$\begin{aligned} \rho^0 V_L^2 &= A''_{33} = T'_{33} + C_{33} + C_{331} e'_{11} + C_{332} e'_{22} + (4C_{33} + C_{333}) e'_{33} \\ \rho^0 V_{T1}^2 &= A''_{55} = T'_{33} + C_{55} + (2C_{55} + C_{551}) e'_{11} + C_{552} e'_{22} + (2C_{55} + C_{553}) e'_{33} \\ \rho^0 V_{T2}^2 &= A''_{44} = T'_{33} + C_{44} + C_{441} e'_{11} + (2C_{44} + C_{442}) e'_{22} + (2C_{44} + C_{443}) e'_{33} \end{aligned} \quad (\text{III.86})$$

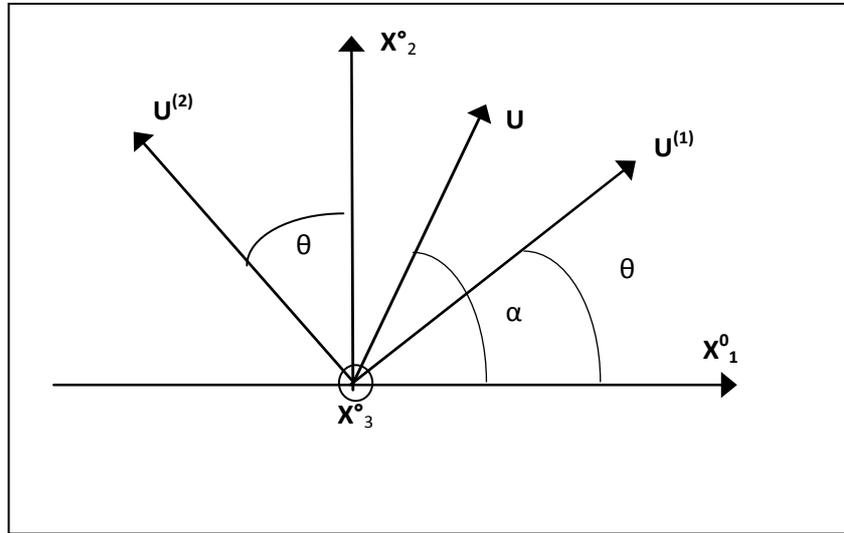


Figure III.5. Orientation des axes dans le cas d'un milieu orthotrope.

III.2.7. Acoustoélasticité en milieu isotrope

Pour étudier les équations acoustoélastiques en milieu isotrope, on reprend les résultats d'acoustoélasticité du cas général, développés au paragraphe III.2.4. et III.2.5. Pour ce faire,

nous introduisons les tenseurs des constantes élastiques du deuxième et du troisième ordre d'un matériau isotrope.

III.2.7.1. Les constants élastiques du troisième ordre

- Les constantes élastiques du second ordre s'expriment respectivement en fonction des coefficients de Lamé λ et μ par la relation :

$$C_{ijkl} = \lambda \delta_{ij} \delta_{kl} + \mu (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) \quad (\text{III.87})$$

- Les constants élastiques du second et de troisième ordres s'expriment en fonction des constantes de Murnaghan l , m et n au moyen des relations suivantes :

$$\begin{aligned} C_{ijklmn} = & 2l \delta_{ij} \delta_{kl} \delta_{mn} + m [\delta_{ij} (\delta_{km} \delta_{ln} + \delta_{kn} \delta_{lm}) + \delta_{kl} (\delta_{im} \delta_{jn} + \delta_{jm} \delta_{in}) \\ & - \delta_{mn} (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) - 2 \delta_{ij} \delta_{kl} \delta_{mn}] + n [\delta_{ij} \delta_{kl} \delta_{mn} - \frac{1}{2} (\delta_{ij} \delta_{km} \delta_{ln} \\ & - \delta_{ij} \delta_{kn} \delta_{lm} + \delta_{kl} \delta_{im} \delta_{jn} + \delta_{kl} \delta_{jm} \delta_{in} + \delta_{mn} \delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{mn} \delta_{il} \delta_{jk}) \\ & - \frac{1}{4} (\delta_{ik} \delta_{jm} \delta_{ln} + \delta_{ik} \delta_{jn} \delta_{ml} + \delta_{jl} \delta_{im} \delta_{kn} + \delta_{jl} \delta_{in} \delta_{mk} - \delta_{il} \delta_{jm} \delta_{kn} \\ & - \delta_{il} \delta_{jn} \delta_{mk} + \delta_{jk} \delta_{im} \delta_{ln} + \delta_{jk} \delta_{in} \delta_{lm})] \end{aligned} \quad (\text{III.87})$$

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

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

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

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

III.2.7.2. Expressions des vitesses de propagation des ondes en fonction des déformations

- Les vitesses de propagation des ondes de mode pur dans la référence naturelle (S^0) sont :

$$\rho^0 V_L^2 = \lambda + 2\mu + (\lambda + 2l) e'_{ii} + 2(\lambda + 3\mu + 2m) e'_{33} \quad (\text{III.89})$$

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

(III.90)

$$\rho^{\circ} V_{T2}^2 = \mu + \left(\lambda + m - \frac{n}{2} \right) e'_{ii} + \left(2\mu + \frac{n}{2} \right) (e'_{22} + e'_{33}) \quad (\text{III.91})$$

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

$$\rho^0 V_L^2 = \lambda + 2\mu + (\lambda + 2l) e'_{ii} + 2(2\lambda + 5\mu + 2m) e'_{33} \quad (\text{III.92})$$

$$\rho^0 V_{T1}^2 = \mu + \left(\lambda + m - \frac{n}{2} \right) e'_{ii} + \left(2\mu + \frac{n}{2} \right) (e'_{11} + e'_{33}) + 2\mu e'_{33} \quad (\text{III.93})$$

$$\rho^0 V_{T2}^2 = \mu + \left(\lambda + m - \frac{n}{2} \right) e'_{ii} + \left(2\mu + \frac{n}{2} \right) (e'_{22} + e'_{33}) + 2\mu e'_{33} \quad (\text{III.94})$$

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

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

(III.95)

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

(III.96)

$$e'_{33} = \frac{1}{2\mu} \left(T'_{33} - \frac{\lambda}{3K} T'_{ii} \right) \quad (\text{III.97})$$

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

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

III.2.7.3. Expressions des vitesses de propagation des ondes de mode pur dans la configuration appliquées

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

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

(III.98)

$$\rho^0 V_{T1}^2 = \mu + \frac{T'_{ii}}{3K} \left(2\lambda + 2\mu + m + \frac{\lambda n}{4\mu} \right) - \left(1 + \frac{n}{4\mu} \right) T'_{22} \quad (\text{III.99})$$

$$\rho^0 V_{T2}^2 = \mu + \frac{T'_{ii}}{3K} \left(2\lambda + 2\mu + m + \frac{\lambda n}{4\mu} \right) - \left(1 + \frac{n}{4\mu} \right) T'_{11} \quad (\text{III.100})$$

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

$$\rho^0 V_L^2 = \lambda + 2\mu + \frac{T'_{11}}{3K} \left[\frac{\lambda + \mu}{\mu} (4\lambda + 10\mu + 4m) + \lambda + 2l \right] + \frac{T'_{22}}{3K} \left[-\frac{2\lambda}{\mu} (\lambda + 2\mu + m) + 2l \right] \quad (\text{III.101})$$

$$+ \frac{T'_{33}}{3K} \left[-\frac{2\lambda}{\mu} (\lambda + 2\mu + m) + 2l \right]$$

$$\rho^0 V_{T1}^2 = \mu + \frac{T'_{11}}{3K} \left[4\lambda + 4\mu + m + \frac{n\lambda}{4\mu} \right] + \frac{T'_{22}}{3K} \left[\lambda + 2\mu + m + \frac{n\lambda}{4\mu} \right] + \frac{T'_{33}}{3K} \left[-2\lambda + m - \frac{(\lambda + \mu)}{2\mu} n \right] \quad (\text{III.102})$$

$$\rho^0 V_{T2}^2 = \mu + \frac{T'_{11}}{3K} \left[4\lambda + 4\mu + m + \frac{n\lambda}{4\mu} \right] + \frac{T'_{22}}{3K} \left[-2\lambda + m - \frac{(\lambda + \mu)}{2\mu} n \right] + \frac{T'_{33}}{3K} \left[\lambda + 2\mu + m + \frac{nl}{4\mu} \right] \quad (\text{III.103})$$

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

III. 2.8. Conclusion

La théorie d'acoustoélasticité permet de décrire l'interaction entre les ondes ultrasonores se propageant dans un milieu solide et les contraintes appliquées. Les expressions des vitesses de propagation des ondes ultrasonores sont exprimées en fonction des contraintes et des constantes élastiques du second et troisième ordre. Ces expressions ont été obtenus par l'écriture des tenseurs de déformations et des contraintes ainsi, que les équations d'équilibre et de mouvement pour les états naturels, déformés et perturbés. A partir des équations générales de l'acoustoélasticité, on exprime les vitesses de propagation des ondes ultrasonores en fonction des contraintes mécaniques uniaxiales pour les matériaux isotropes .

Chapitre IV

Simulation acoustoélastique appliquée au cas du béton

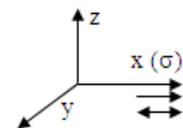
IV.1- Introduction

La théorie de l'acoustoélasticité permet d'établir les expressions des vitesses de propagation d'ondes ultrasonores longitudinales et transversales. Ces dernières dépendent de certaines caractéristiques intrinsèques du matériau et de l'ensemble des contraintes agissant (interaction ondes ultrasonores - contraintes appliquées). Dans ce cadre, pour montrer l'évolution des vitesses de propagation des différentes ondes longitudinales et transversales polarisées en fonction des contraintes axiales, on propose une application numérique des effets acoustoélastiques dans le cas d'un matériau du béton.

IV.2. Expression des vitesses de propagation des ondes ultrasonores dans le cas de contraintes axiales du type compression et traction

Pour étudier l'interaction entre les ondes ultrasonores et les contraintes mécaniques appliquées, il y a lieu d'établir les expressions des vitesses de propagation d'ondes ultrasonores longitudinales et transversales en fonctions de certaines caractéristiques intrinsèque du matériaux et de l'ensembles des contraintes agissant sur le matériau à analyser. Pour faire, on étudie en milieu isotrope les effets acoustoélastique des ondes ultrasonores dont les polarisations sont parallèles ou perpendiculaires à la direction de la contrainte axiale appliqué. Ces effets sont étudié à l'aide des expressions des vitesses de polarisation des ondes en fonction des contraintes dans la configuration déformée. En se référant aux relations (III.101), (III.102) et (III.103) on montre que pour un corps soumis à une contrainte mécanique de direction connue, les vitesses de propagation d'ondes ultrasonores se propageant dans la direction x (ou 1), y (ou 2) et z (ou 3) s'expriment selon les cas indiqués ci-après [32].

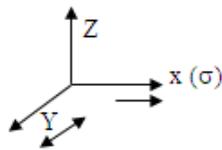
a)- **Contrainte appliquée suivant l'axe x avec $\sigma = T = T_{xx}'$ et $T_{yy}' = T_{zz}' = 0$**



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

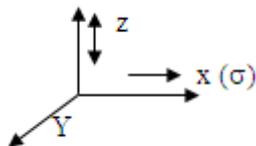
- Propagation d'une onde

transversale selon l'axe x, polarisée suivant l'axe y



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

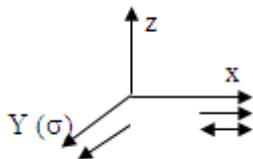
- Propagation d'une onde transversale selon l'axe x, polarisée suivant l'axe z



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

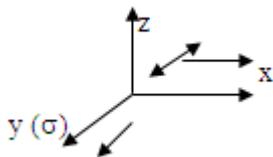
b) **Contrainte appliquée suivant l'axe y avec $\sigma = T = T'_{yy}$ et $T'_{xx} = T'_{zz} = 0$**

- Propagation d'une onde longitudinale selon l'axe x



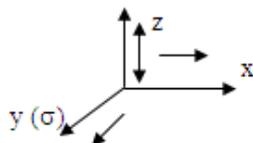
$$\rho^0 V_{xx(y)}^2 = \lambda + 2\mu + \frac{\sigma}{3K} \left[-\frac{2\lambda}{\mu} (\lambda + 2\mu + m) + 2l \right]$$

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



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

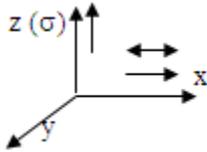
- Propagation d'une onde transversale suivant l'axe x, polarisée selon l'axe z



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

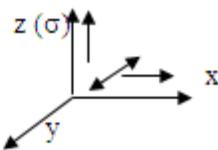
C) **Contrainte appliquée suivant l'axe z avec $\sigma = T=T'_{zz}$ et $T'_{xx} = T'_{yy} = 0$**

- Propagation d'une onde longitudinale selon l'axe x



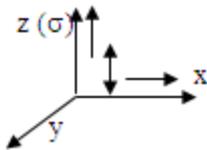
$$\rho^0 V_{xx(z)}^2 = \mu + \frac{\sigma}{3K} \left[-\frac{2\lambda}{\mu} (\lambda + 2\mu + m) + 2l \right]$$

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



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

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



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

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

IV .2 .1 .Application dans le cas béton

Dans le cas d'une éprouvette cylindrique (16, 32) du béton et pour un milieu soumis à un chargement uniaxial dans la direction 1, (2 et 3 étant perpendiculaire) *figure IV.1*. Les vitesses des ondes élastiques s'écrivent en fonction de la contrainte [4], [33]:

$$\rho_0 v_{11(1)}^2 = \lambda + 2\mu + \frac{\sigma_{11}}{3K} \left[2l + \lambda + \frac{\lambda + \mu}{\mu} (4m + 4\lambda + 10\mu) \right] \quad \text{IV.1}$$

$$\rho_0 v_{12(1)}^2 = \rho_0 v_{13}^2 = \mu + \frac{\sigma_{11}}{3K} \left[m + \frac{\lambda n}{4\mu} + 4\lambda + 4\mu \right] \quad \text{IV.2}$$

$$\rho_0 v_{22(1)}^2 = \lambda + 2\mu + \frac{\sigma_{11}}{3K} \left[2l - \frac{2\lambda}{\mu} (m + \lambda + 2\mu) \right] \quad \text{IV.3}$$

$$\rho_0 v_{21(1)}^2 = \mu + \frac{\sigma_{11}}{3K} \left[m - \frac{\lambda + \mu}{2\mu} n + 2\mu \right] \quad \text{IV.4}$$

$$\rho_0 v_{23(1)}^2 = \mu + \frac{\sigma_{11}}{3K} \left[m - \frac{\lambda + \mu}{2\mu} n - 2\lambda \right] \quad \text{IV.5}$$

Avec $K = \lambda + \frac{2}{3}\mu$ le module de compressibilité.

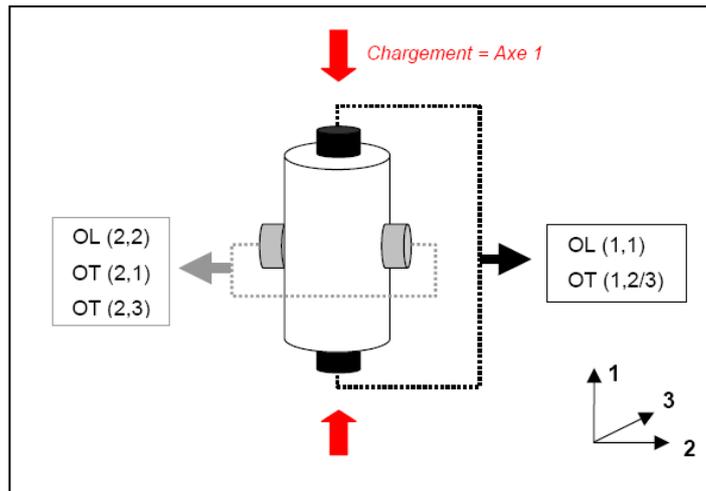


Figure IV.1 : Configuration des sondes ultrasonores.

IV -3 Analyse des effets d'une contrainte sur la vitesse de propagation des ondes longitudinale dans le cas d'un béton :

Pour montrer les effets des contraintes sur la variation des vitesses, on applique les équations (IV .1, 2, 3, 4,5), dans ce cadre nous étudions ci après, dans le cas d'un béton, l'évolution des variations des vitesses en fonction des ondes longitudinales et transversales en fonction des contraintes de compression et de traction.

❖ Caractéristiques mécaniques du béton utilisé selon les travaux[33] :

E (MPa)	R_c (MPa)	ν	ρ (Kg/m ³)
42 760	76,6	0,21	2400

Les formules permettant de passer des coefficients d'élasticité de Lamé au module de Young et au coefficient de poisson sont [34] :

$$\begin{cases} E = \mu \frac{(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + \mu} & \nu = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} \\ \lambda = E \frac{\nu}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)} & \mu = \frac{E}{2(1 + \nu)} \end{cases}$$

Selon le règlement de BAEL 1983, le module d'élasticité est défini par la formule suivante [6] :

$$E_{ij} = 1100 f_{cj}^{1/3} \quad (\text{en MPA}), \quad E_{vj} = E_{ij} / 3$$

❖ Valeurs mesurées des coefficients de troisième ordre de Murnaghan et de Lamé

λ (Gpa)	μ (GPa)	l (GPa)	m (GPa)	n (GPa)
12,57	17,35	-3 007 ± 5.2%	-2 283 ± 3.4%	-1 813 ± 2.7%

Pour un coefficient de poisson de 0,21 les constantes de Lamé et de Murnaghan sont données comme suit :

$$\lambda = 12,57 \text{ (Gpa)}, \quad \mu = 17,35 \text{ (Gpa)}, \quad l = -3\,007 \text{ (Gpa)}, \quad m = -2\,283 \text{ (Gpa)}, \quad n = -1\,813 \text{ (Gpa)}$$

IV .3.1- Evolution des célérités des ondes longitudinales en fonction des contraintes de compression et de traction :

L'application des équations (IV.1 et IV.3) dans le cas de béton permet de tracer les courbes théoriques correspondant à la variation des vitesses des ondes longitudinales en fonction des contraintes appliquées du type de compression et traction *Figure IV.2* et *Figure IV.3* ces

courbes constituent les réponses acoustoélastiques théoriques indiquant les variations linéaires des vitesses en fonction de la contrainte imposée.

a) Cas de chargement parallèle à la vitesse de propagation des ondes ultrasonore longitudinale

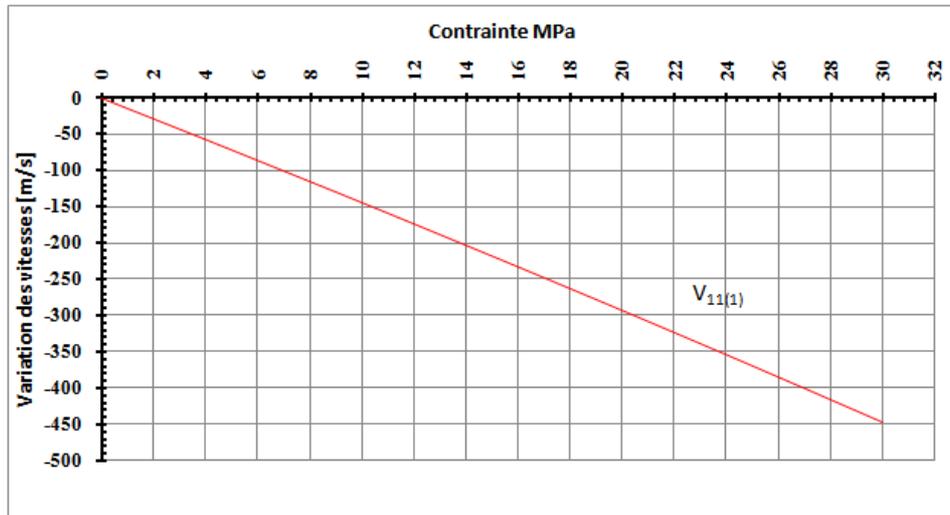


Figure IV.2 : Evolution de la vitesse théorique de l'onde longitudinale en fonction de la contrainte appliquée $\Delta V_L = V_L - V_{L0} = f(\sigma)$ dans le cas d'un chargement uniaxial en traction.

Pour une contrainte de 30MPa, la variation de la vitesse de l'onde longitudinale de compression est de l'ordre de -450 m/s sous contrainte de traction (**Figure IV.2**) par contre cette tendance s'inverse sous l'effet d'une contrainte du type de compression et donne lieu à une variation positive de +450 m/s (**Figure IV.3**).

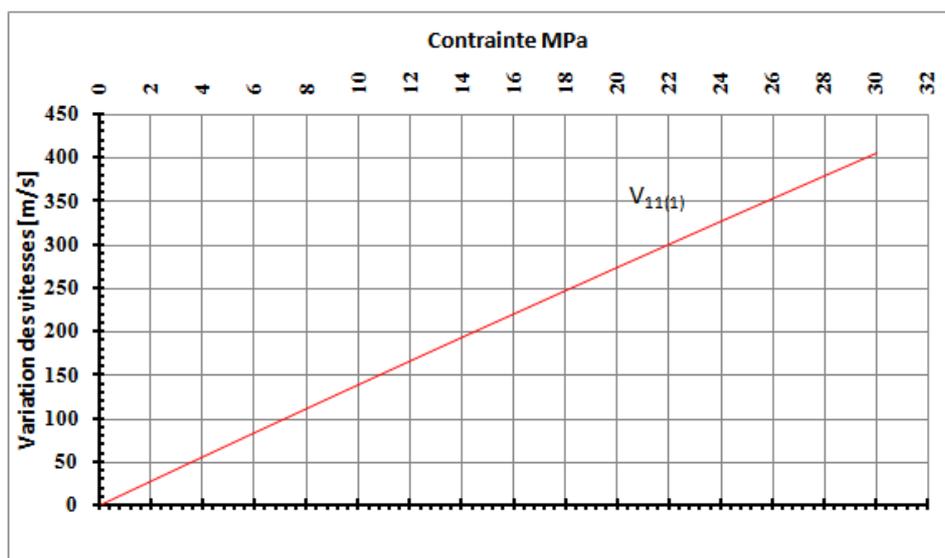


Figure IV.3. Evolution de la vitesse théorique de l'onde longitudinale en fonction de la contrainte appliquée $\Delta V_L = f(\sigma)$ dans le cas d'un chargement uniaxial en compression.

b) cas de chargement perpendiculaire à la vitesse de propagation des ondes longitudinales ($V_{22(1)}$)

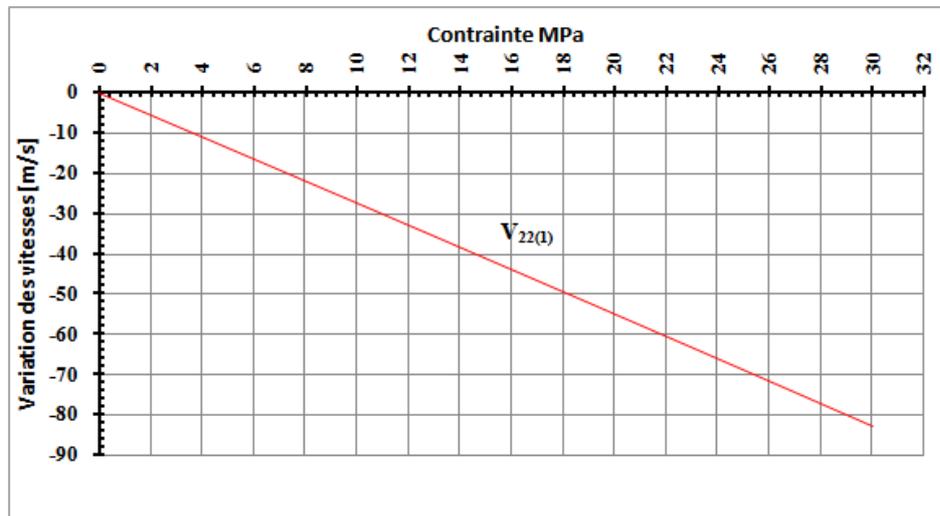


Figure IV.4 : Evolution de la vitesse théorique de l'onde longitudinale en fonction de la contrainte appliquée $\Delta V_L = V_L - V_{L0} = f(\sigma)$ dans le cas d'un chargement uniaxial en traction.

Pour une contrainte de 30MPa, la variation de la vitesse de l'onde longitudinale de compression est de l'ordre de -80 m/s lorsque la contrainte de traction (**Figure IV.4**) par contre cette tendance s'inverse sous l'effet d'une contrainte identique du type de compression et donne lieu à une variation positive de +80 m/s (**Figure IV.5**).

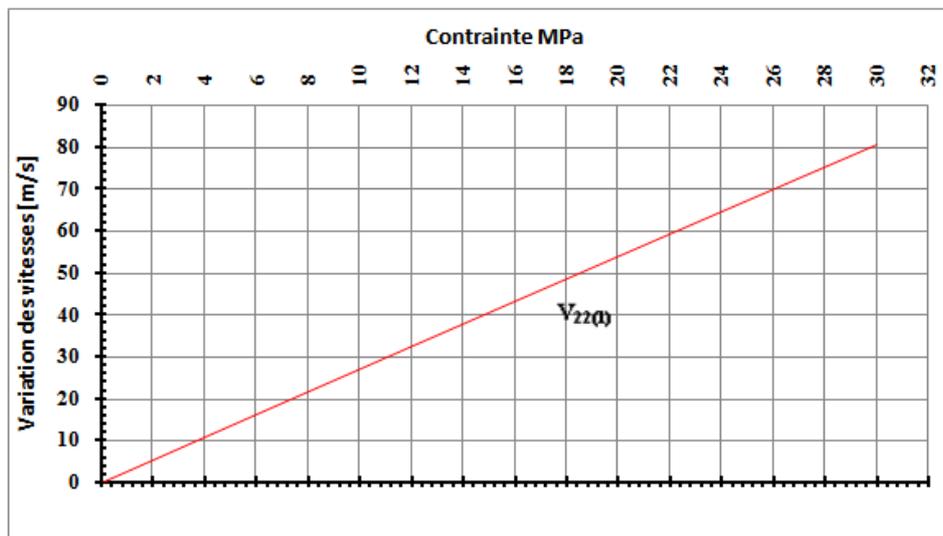


Figure IV.5 : Evolution de la vitesse théorique de l'onde longitudinale en fonction de la contrainte appliquée $\Delta V_L = V_L - V_{L0} = f(\sigma)$ dans le cas d'un chargement uniaxial en compression.

IV.3.2. Evolution de célérités des ondes transversales polarisées en fonction des contraintes de compression et de traction

Les vitesses des ondes ultrasonores transversales varient également de manière linéaire en fonction de la contrainte appliquée (**Figure IV.6**) cette variation est de l'ordre de $\Delta V_{12(1)} = 110$ m/s pour une contrainte de compression de 30MPa agissant parallèlement à la direction de propagation et perpendiculairement à la direction de polarisation, de $\Delta V_{12(1)} = -110$ en cas de traction.

a) Cas de chargement parallèle à la vitesse de propagation des ondes ($V_{12(1)}, V_{13(1)}$)

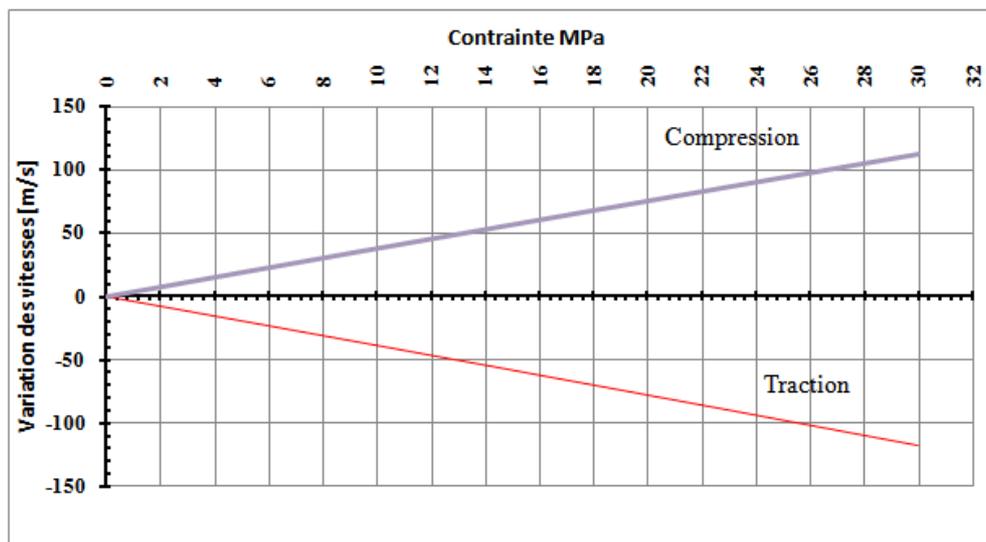


Figure IV.6. Evolution de la vitesse théorique de l'onde transversale en fonction de la contrainte appliquée $\Delta V_T = V_T - V_{T0} = f(\sigma)$ de traction et compression.

a) cas de chargement perpendiculaire a la vitesse de propagation des ondes

Pour une même contrainte de compression agissant perpendiculairement la direction de propagation et parallèlement à la direction de polarisation, la variation de vitesse de l'onde transversale est de l'ordre de $\Delta V_{21(1)} = 40$ m/s .et de $\Delta V_{21(1)} = -40$ m/s en cas de traction (**Figure IV.7**).

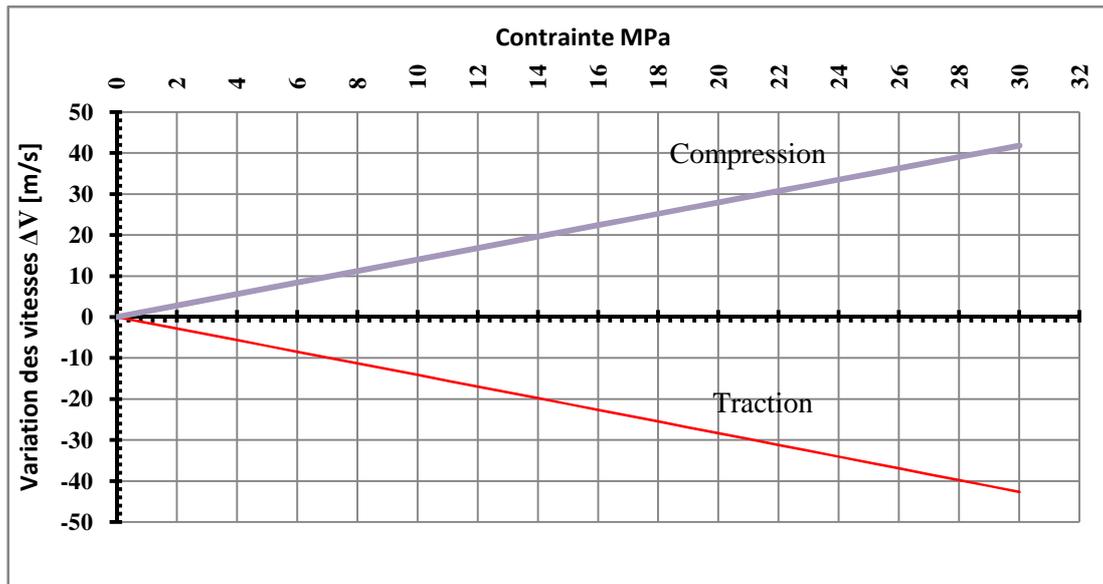


Figure IV.7. Evolution de la vitesse théorique de l'onde transversale en fonction de la contrainte appliquée $\Delta V_T = V_T - V_{T0} = f(\sigma)$ de traction et compression.

- Pour une même contrainte de compression agissant perpendiculairement à la direction de propagation et de polarisation, la variation de vitesse de l'onde transversale est de l'ordre de $\Delta V_{23(1)} = 35 \text{ m/s}$.et de $\Delta V_{23(1)} = -35 \text{ m/s}$ en cas de traction (**Figure IV.8**)

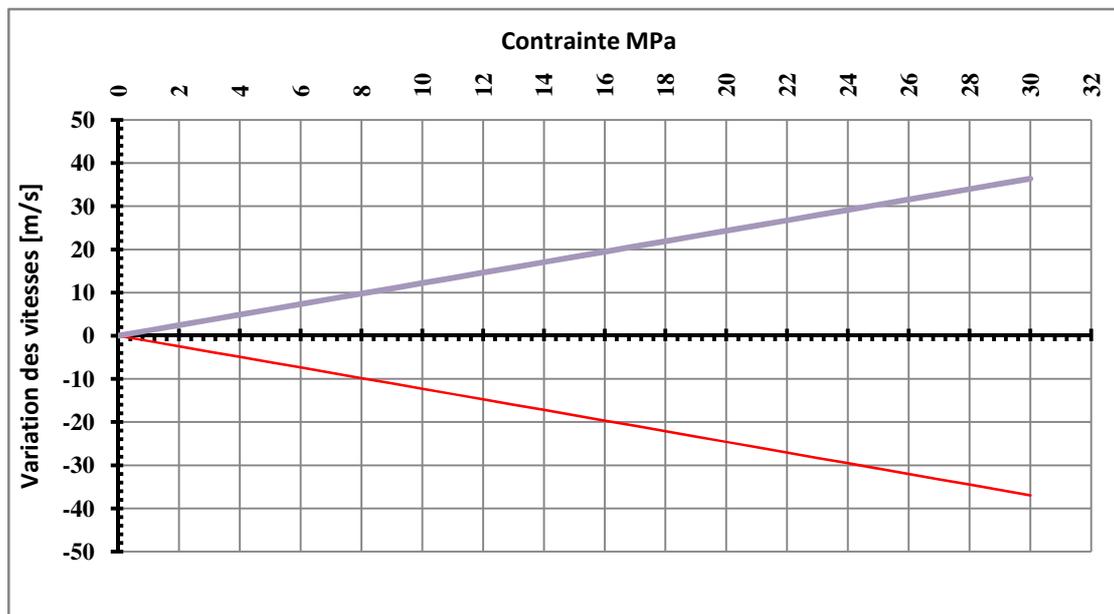


Figure IV.8. Evolution de la vitesse théorique de l'onde transversale en fonction de la contrainte appliquée $\Delta V_T = V_T - V_{T0} = f(\sigma)$ de traction et compression.

Conclusion :

On remarque que la variation des vitesses de propagation des ondes ultrasonores longitudinale suivant l'axe de chargement est très importante que les autres vitesses, ce qui confirme les travaux de [4].

Chapitre II

Le matériau Béton

V.1. Introduction

L'évaluation non destructive des matériaux par ultrason ne peut se faire sans étude préalable des matériaux en question depuis leur élaboration jusqu'au comportement mécanique du produit fini.

La résistance à la compression du béton est généralement considérée comme sa plus importante propriété bien que, dans de nombreux cas pratiques, la résistance à la compression projette généralement une image globale de la qualité d'un béton puisqu'elle est directement reliée à la structure de la pâte de ciment hydraté. De plus, la résistance du béton est presque invariablement l'élément clé lors de la conception des structures en béton et lors de l'établissement des spécifications de conformité [35].

V.2. Composition

Le béton est un matériau hétérogène multiphasique constitué d'un mélange de granulats et d'une pâte, elle-même constituée à partir de ciment et d'eau. La pâte de ciment représente 25 à 40 % du volume total du béton. Chaque constituant joue un rôle bien défini, celui de liant hydraulique pour la pâte de ciment, et celui de remplissage atténuateur des variations volumiques (retrait) et source de résistance pour les granulats.

Les granulats occupent 60 à 75 % du volume de béton. On distingue trois types de granulats dans les bétons. Le sable correspond à des particules de diamètre inférieur à 5 mm ; les gravillons qui sont des particules de diamètres entre 5 et 10 mm ; et enfin les cailloux ou les graviers dont les diamètres sont compris entre 10 et 40 mm.

Le ciment Portland est un liant hydraulique, c'est à dire que sa prise et son durcissement résultent d'une combinaison avec l'eau. Les qualités de ce liant sont donc dues à la réaction chimique entre le ciment et l'eau appelée hydratation. Les mécanismes d'hydratation du ciment créent au sein du béton un réseau poreux.

Pour un ciment donné les quantités de silicate de calcium hydratée (C-S-H) et de chaux Ca(OH)_2 dépendent essentiellement du rapport eau sur ciment (E/C) et du temps de la réaction.

Dans une pâte de ciment ordinaire durcie, on trouve en moyenne, 50 à 70 % de silicate de calcium hydraté CSH et 25 à 27 % de portlandite (hydroxyde de calcium) Ca(OH)_2 . Les 3 à 25% restants sont occupés par les porosités et les microfissures.

L'eau est un constituant du béton qui peut être présent sous deux formes : physique et chimique. Une classification classique permet de distinguer trois types d'eau [33] :

- **L'eau chimiquement liée** : elle n'est plus considérée comme faisant partie de la phase liquide car cette eau est combinée aux hydrates, dont elle fait partie, sous forme d'eau de cristallisation.
- **L'eau absorbée** : est constituée par les couches de molécules d'eau sur la surface solide des pores.
- **L'eau libre** : cette eau échappe aux forces superficielles des particules solides. En excès par rapport à l'eau nécessaire à l'hydratation, elle peut occuper le réseau de porosité.

Un examen plus fin montre l'existence d'une zone, appelée *zone de transmission interfaciale (ZTI)*, servant à relier les agrégats à la matrice faites de pâte de ciment souvent plus poreuse que le reste du matériau. De ce fait, toute tentative visant à représenter le béton comme un matériau composite doit considérer au moins trois phases distinctes : la matrice, les agrégats et les différentes ZTI comme montré sur la *figure. V.1*, sans compter les micro-vides (porosité) et microfissures produits lors de l'élaboration du matériau. Cette approche est néanmoins d'une grande utilité lorsqu'il s'agit d'expliquer la différente observation expérimentale effectuée lors d'essais statique ou dynamique servant à caractériser le matériau béton

❖ **présentation du matériau**

Le béton durci est produit à la suite de l'hydratation du ciment Portland qui réagit avec l'eau pour former des silicates de calcium hydratés (C-S-H) selon la réaction suivante[35] :

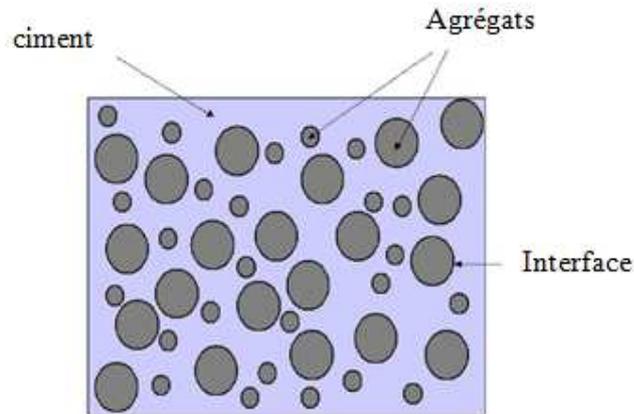
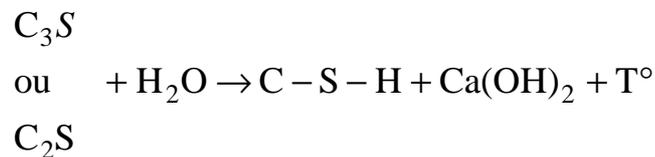


Figure V.1. Béton considéré comme un matériaux composite, représentation très phasique



Les C-S-H (la pâte de ciment durcie) jouent le rôle de colle qui solidarise les granulats entre eux pour former un matériau rigide. La plupart des propriétés du béton sont directement liées à la pâte de ciment durcie. La **figure V.2**, montre une représentation schématique d'une pâte de ciment partiellement hydratés ou l'on trouve :

- Des grains de ciment non-hydratés dont les dimension varient de 10 à 80 μm .
- Des capillaires totalement ou partielement remplis d'eau.
- Des hydrates, surtout des C-S-H, et des cristaux de chaux qui remplissent graduellement les espaces entre les grains de ciment.

Toute fois il faut noter que la **figure V.2** ne présente ni les pores ni les bulles d'air dont les dimensions sont trop petites (5 μm jusqu'à 40 \AA) et trop grands (>1mm) respectivement.

V.3. Qualité du béton : influence des differents paramètres

La qualité d'un béton est évaluer par sa résistance à la compression. Cet essai simple permet de quantifier la qualité des propriétés mécaniques et notamment la résistance à la compression qui dépend des constituants et de la microstructure du béton [15],[35],[36].

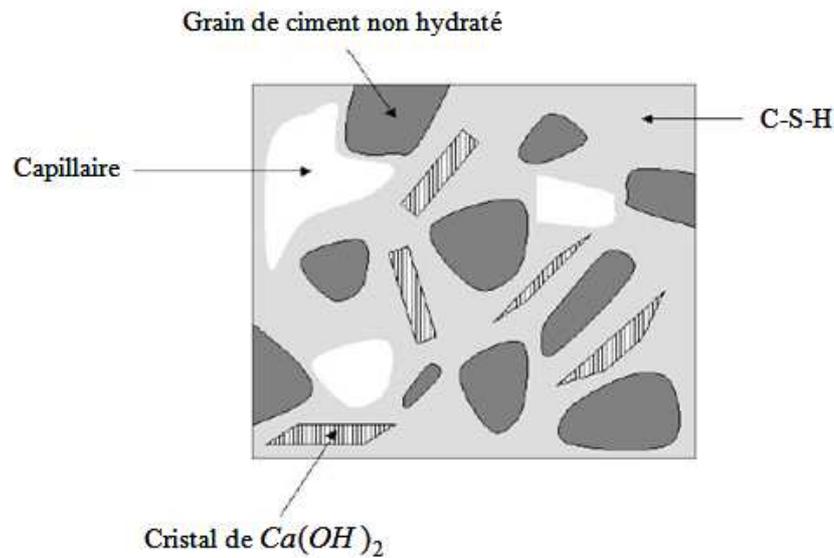


Figure V.2 Représentation schématique de la pâte de ciment hydratée

V.3.1. Les pores

Les pores à l'intérieur du béton sont soit des bulles d'air piégées lors du malaxage, soit des espaces laissés lorsque l'excédant d'eau contenu dans le béton s'évapore. A un degré moindre, il peut aussi y avoir des pores créés par la montée d'eau lors du ressuage, lorsque cette eau reste piégée sous les gros granulats. Cela est surtout favorisé par la faible densité de l'eau par rapport à celle de tous les constituants du béton, et l'incapacité de ces derniers à retenir toute l'eau de gâchage lorsque sont entraînés vers le bas la résistance du béton est fondamentalement dépendante du volume des pores qu'il comporte : air occlus, pores, capillaires, pores de gel et air entraînée. Une faible porosité synonyme d'une faible perméabilité dont l'avantage est de retarder la pénétration de l'eau et des autres agents potentiellement agressifs (sulfates, CO_2 , Cl^- , etc.) , [15].

V.3.2. Rapport eau/ciment

Le rapport eau /ciment exerce une grande influence sur la porosité de la pâte de ciment hydratée car il gouverne directement l'espacement initial entre les grains de ciment en suspension dans l'eau de gâchage. Plus le rapport eau/ciment est faible, plus, initialement les grains de ciment sont rapprochés les uns des autres. Les espaces à combler entre les grains de ciment sont moins grands et il y a moins de chance d'avoir un grand vide ne pouvant pas être complètement rempli par les hydrates. Pratiquement la quantité d'eau nécessaire pour l'hydratation du ciment pour qu'il atteigne sa forme finale dans le béton. Une grande partie de l'eau supplémentaire nécessaire dans le mélange pour les rendre malléables se sera évaporée lorsque le béton atteindra sa forme finale. La densité finale de la pâte de ciment une fois durcie, et par conséquent quelques autres propriétés importantes comme la résistance et la porosité, sont déterminées par le rapport eau-ciment du mélange original. Le rapport eau-

ciment constitue donc une sorte d'indice de résistance dans les mélanges de béton. A partir d'un seuil de mouillage, plus le rapport eau-ciment est faible plus la résistance de la pâte durcie, c'est-à-dire du béton élevée.

V.3.3. Rapport granulats/ ciment

Comparé au rapport eau/ciment, le rapport granulats /ciment et en particulier le rapport sable/ciment est un facteur de deuxième importance quant à la résistance du béton. Les matières inertes formant les granulats sont liées entre elles par ciment. Pour un rapport eau/ciment constant, il a été démontré qu'un béton plus faiblement dosé (rapport granulats/ciment faible) était plus résistant. Les raisons exactes d'un tel comportement ne sont toujours pas connues, mais l'explication la plus probable provient du fait que la teneur totale en eau par mètre cube de béton est faible dans un béton faiblement dosé en ciment que dans un béton fortement dosé. Il en résulte que le pourcentage de vide par rapport au volume total de béton est plus faible dans un béton faiblement dosé en ciment et que ce sont justement ces vides qui ont un effet négatif sur la résistance.

V.3.4. Les adjuvants

Contrairement au ciment, aux granulats et à l'eau, les adjuvants ne sont pas essentiels au béton. Cependant ce sont des constituants de plus en plus utilisés au point qu'actuellement dans la majorité des applications, un béton sans adjuvant est une exception. Différents types d'adjuvants peuvent être utilisés selon les besoins : adjuvant accélérateurs, retardateurs, réducteurs d'eau, etc. Il y a toutefois lieu d'insister sur le fait que même utilisés de manière adéquate et bénéfique pour le béton tant sur le plan technique qu'économique, ils ne peuvent en aucun cas servir à corriger la mauvaise qualité des autres constituants, ni leur dosage incorrect.

V.4. Endommagement du béton

Plusieurs études ont montré que même avant l'application de charge, il existe de très petites fissures à l'interface pâte de ciment-granat [35]. Ces fissures sont attribuées aux différences entre les propriétés mécaniques existant entre les granulats et la pâte de ciment hydraté, couplées au retrait et aux déformations d'origine thermique. Aussi longtemps que les fissures demeurent stables, leur présence n'est pas dangereuse. Paradoxalement, alors que l'interface entre la pâte de ciment hydraté et les gros granulats est le lieu privilégié de microfissuration précoce, ce sont les gros granulats qui empêchent l'ouverture d'une grosse fissure unique. Les granulats entravent donc la propagation des microfissures montrant ainsi le caractère bénéfique de l'hétérogénéité du béton. La (*figure V-3*) obtenue à l'aide d'un microscope électronique à balayage, montre la présence de microfissures dans un échantillon de béton brut de fabrication.

Lorsque le béton est mis sous sollicitation, certains défauts agissent comme des zones de concentration de contraintes, rendant ainsi la sollicitation en ces zones beaucoup plus élevée que dans le reste du matériau. Cela permet aux microfissures de se développer pour de modestes valeurs de la contrainte appliquée. Les vides ou les pores se trouvant dans la pâte de ciment, ne se comportent pas nécessairement comme des défauts. Mais les fissures dans les cristaux individuels associées aux vides ou encore causées par le retrait ou le défaut d'adhérence, peuvent agir comme des points de faiblesse.

L'augmentation de la charge appliquée entraîne la croissance des microfissures qui se connectent entre elles pour former une macrofissure. Cette dernière provoque la rupture du matériau, qui se manifeste par une diminution des contraintes et une augmentation des déformations. Ce comportement appelé comportement quasi-fragile ou adoucissant est associé à un phénomène de localisation des déformations. Dans le cas du béton, la concentration des déformations s'effectue le long des macrofissures, localisant ainsi la déformation dans des zones de faibles dimensions au moment où le reste du matériau a tendance à se décharger. L'hétérogénéité du béton rend son comportement très complexe, allant du non-linéaire dans le cas de contraintes multiaxiales jusqu'à la dépendance au temps dans les cas du fluage et/ou du retrait.

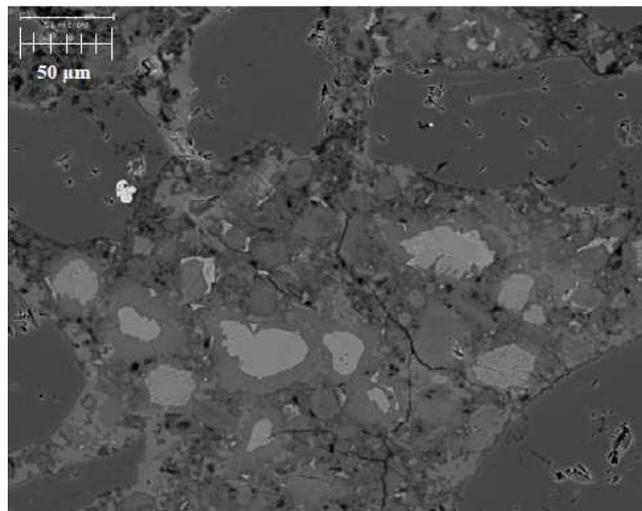


Figure. V.3. Mise en évidence de fissures dans le béton dans son état initial : image obtenue à l'aide d'un microscope électronique à balayage

Refai [37] a étudié les différents types d'endommagement. Il montre que ceux-ci ont des origines différentes qui peuvent être de nature chimique, thermique ou mécanique. Ils conduisent souvent à la fissuration des bétons.

❖ Les endommagements d'origine chimique sont :

➤ **l'alcali-réaction** : c'est une réaction endogène qui relève d'une incompatibilité chimique entre le ciment et les granulats siliceux. Ces derniers réagissent avec les alcalins du ciment pour former un gel de silice expansif capable de générer des micro-fissurations. Cette micro-fissuration favorise l'absorption d'eau et affecte les propriétés mécaniques (module d'élasticité fortement diminué) du matériau. Le choix judicieux des constituants du béton permet d'éviter cette réaction chimique.

➤ **la chloruration** : L'une des causes majeures de dégradation d'un béton armé dans le génie civil est liée aux phénomènes de corrosion des armatures en acier. Les produits de corrosion apparaissant au cours du temps sur les armatures et ont un volume supérieur à celui du métal initial. La croissance de la couche de corrosion entraîne donc un gonflement des armatures conduisant, du fait de la pression mécanique exercée, à une fissuration du béton.

➤ **l'attaque sulfatique** : les bétons réagissent avec les sulfates présents pour former de l'ettringite, une phase expansive qui va provoquer des micro-fissurations. Les sulfates initialement contenus dans la matrice cimentaire peuvent, dans des conditions particulières (température supérieure à 65 °C et présence d'eau), engendrer la formation d'ettringite différée.

➤ **la carbonatation** : le dioxyde de carbone qui est sous forme gazeuse dans l'atmosphère, pénètre dans les pores du béton. Cette pénétration est d'autant plus rapide que le béton est poreux. Mais ce gaz peut se dissoudre dans l'eau interstitielle qui se trouve dans certains pores. Il peut alors réagir avec le ciment et former des carbonates. Cette réaction diminue le pH du béton, jusqu'à une valeur voisine de 9,5. D'où le risque de corrosion des barres. La carbonatation commence donc à la surface du béton et concerne une certaine épaisseur (dite profondeur de carbonatation) de ce matériau.

❖ L'endommagement peut également provenir de sources thermiques. Les plus courantes sont :

➤ **les cycles de gel/dégel** : les bétons soumis à des sollicitations climatiques de gel risquent de subir une fissuration interne. Différentes études expliquent les mécanismes de formation de la glace au sein des pores des pâtes de ciment et des bétons. Afin de maîtriser ce phénomène, la principale disposition est la restriction de la taille des pores du béton.

➤ **l'élévation de température** : elle agit principalement sur le taux d'hydratation du matériau et les mouvements d'eau dans le béton. Ces endommagements ont les mêmes effets et induisent une microfissuration isotrope du matériau répartie dans tout le volume.

Les endommagements par contraintes mécaniques concernent les chargements statiques classiques (compression essentiellement) et les cas de fatigue des matériaux. L'issue générale est encore une fois la microfissuration du béton qui peut présenter suivant les cas un caractère local ou réparti dans le volume, isotrope ou non.

Dans l'ensemble de ces cas d'endommagement, le principal mode de dégradation est la microfissuration. Elle est accompagnée d'une chute, plus ou moins importante, des caractéristiques mécaniques initiales.

IV.4.1. Comportement en compression uniaxiale

Le comportement du béton soumis à une compression uniaxiale est décrit par la (*figure V.4*). Le matériau présente un comportement quasi-élastique qui dure jusqu'à 40 % de sa contrainte limite en compression σ_{\max} , avant d'entamer la zone de comportement non-linéaire. Sur la même figure, nous remarquons l'existence de deux parties:

- Une partie ascendante durant laquelle le béton ne contient que des microfissures visibles à l'œil nu.
- Une partie descendante dite d'adoucissement où nous voyons l'apparition de macrofissures au niveau de la surface.

Lors de l'essai de compression, l'endommagement est localisé dans une certaine région. En dehors de cette zone d'endommagement, le béton semble intact même après la fin de l'essai.

Deux mécanismes responsables de la fissuration interne. Dans le premier la création et la propagation des microfissures se fait au niveau de l'interface grain-matrice alors que dans le deuxième elle s'effectue dans le mortier enrobant les grains les plus grossiers [36].

V.4.2. Comportement en traction uniaxiale

Etant conçues pour supporter des efforts de compression, les structures en béton sont rarement testées en traction : les résultats expérimentaux de traction uniaxiale restent peu nombreux ce qui est en partie dû à la difficulté de mise en œuvre de l'essai en traction du fait du comportement fragile du matériau. La (*figure V-5*) représente la réponse du béton à la traction uniaxiale. Une grande différence avec l'essai de compression réside dans la faiblesse de la valeur limite de la contrainte en traction devant celle en compression. Dans le cas général le rapport entre ces deux grandeurs est voisin de dix. Cette différence est essentiellement attribuée aux microfissures dont le comportement évolue en fonction de la contrainte appliquée. Lorsque la charge augmente, les microfissures demeurent stables jusqu'à environ 30% ou plus de la charge

maximale, après quoi elles commencent à s'allonger, à s'élargir et à se multiplier. La contrainte totale sous laquelle ces microfissures se développent est sensible au rapport eau/ciment de la pâte. Ceci correspond au stade de la propagation stable des fissures. Pour des valeurs de la charge situées entre 70 et 90% de la résistance maximale, les fissures s'ouvrent à travers le mortier (pâte de ciment et granulats fins) et s'interconnectent de manière à former un réseau continu de fissuration. Ce stade de propagation rapide de la fissure se poursuit jusqu'à conduire le matériau à la rupture finale. La nature du béton ne le rend pas efficace pour résister aux efforts de tension ou de flexion par lui-même. Pour de telles applications, le béton dit armé est utilisé. Ce matériau est du béton renforcé avec des armatures métalliques qui supportent les efforts de tension, laissant au béton les rôles de résistance à la compression et de maintien de la structure [36].

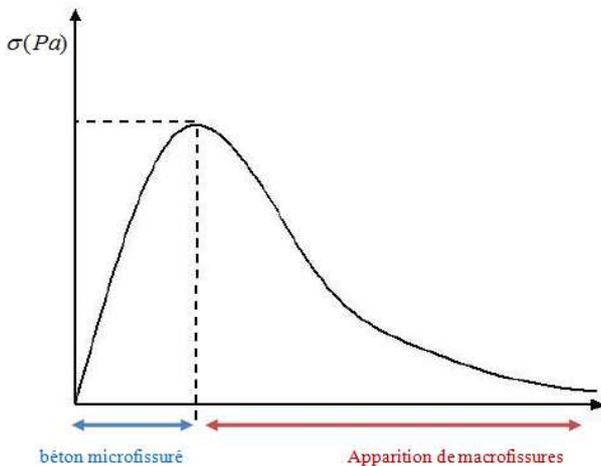


Figure V.4. Courbe contrainte -déformation du béton soumis à une compression uniaxiale

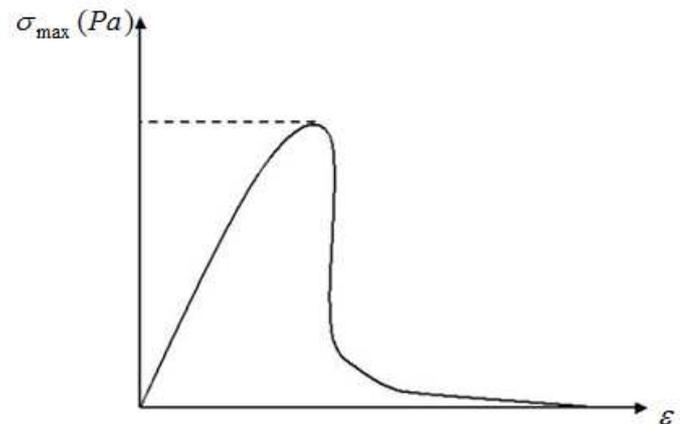


Figure V.5. Courbe contrainte-déformation du béton soumis à une traction uniaxiale

Chapitre VI

Expérimentation

VI.1. Introduction

La propagation des ondes ultrasonores est liée directement aux propriétés mécaniques des matériaux. La vitesse de phase permet de remonter à la masse volumique et aux modules de compression et de cisaillement, tandis que l'atténuation est liée aux micros et macros fissurations, ainsi que le degré d'hétérogénéité du matériau. Ces dernières sont directement liées à la formulation du béton [38].

La formulation du béton consiste à choisir les proportions de chacun des constituants et la mise en œuvre souhaitée, afin d'obtenir un béton avec des propriétés désirées.

La diversité des bétons actuels, aux propriétés extrêmement variables, ne permet pas d'imaginer un principe de formulation commun. Généralement, la formulation sera orientée vers les propriétés principales demandées au matériau (résistance, ouvrabilité) et adaptée en fonction des propriétés secondaires recherchées (perméabilité, durabilité).

La partie expérimentale consiste à tester l'influence du taux de chargement sur la vitesse de propagation des ondes ultrasonores longitudinales sur un béton de formulation et caractéristiques mécaniques déterminées.

La vitesse ultrasonore est mesurée à vide et sous des taux de chargement allant de (0 à 80)% de la résistance du maximale obtenue par l'essai destructif à la presse.

VI.2. Les trois principes de formulation des bétons

La formulation de la majorité des bétons est généralement établie pour atteindre trois objectifs principaux :

- **Obtenir une résistance mécanique** : Le béton doit présenter, après durcissement, une certaine résistance à la compression.
- **Obtenir une rhéologie** : Le béton frais doit pouvoir facilement être mis en œuvre avec les moyens et méthodes utilisées sur le chantier.
- **Limiter les effets secondaires** : Le béton doit présenter un faible retrait et un fluage peu important, le coût du béton doit rester le plus bas possible et toutes les propriétés seront améliorées lorsque le squelette granulaire est de compacité maximale.

Une formule donne un béton qui présente au mieux des propriétés désirées et qui satisfasse aux essais de convenance pour tel ouvrage sur tel chantier, avec ses matériaux et son matériel mais aussi dans les conditions pratiques de l'exécution.

VI. 3. Quelques méthodes de composition des bétons

Plusieurs méthodes ont été développées. Même s'il reste beaucoup d'empirisme, toutes reposent sur les mêmes principes, dont notamment [39] :

- *La méthode BOLOMEY ;*
- *La méthode d'ABRAMS ;*
- *La méthode de FAURY ;*
- *La méthode de VALETTE;*
- *La méthode de JOISEL ;*
- *La méthode DREUX-GORISSE.*

Pour la formulation de notre béton, nous allons utiliser la méthode de Dreux-Gorisse.

VI.4 .Caractérisation de la matière première

Dans cette partie, on traite les caractéristiques des différents constituants entrant dans la composition du béton. La connaissance des leurs caractéristiques est impérative à toute recherche ou étude d'investigation, puisque chacun pourrait influencer considérablement sur les résultats d'étude. C'est pour cette raison qu'on procède à la caractérisation de chaque constituant de béton.

VI.4.1. Description des matériaux utilisés :

- Un ciment CPJ a une résistance nominale 42,5 MPa a été utilisé (ciment de l'ACC type CEM II/A)
- Sable de rivière (Baghlia)
- Sable de Boussaâda
- Gravier 3/8 Concassé de carrière de Cap Djinet « S C A C »
- Gravier 8/15 Concassé de carrière de Cap Djinet « S C A C »

VI.4.1.1 Eau de gâchage

L'eau utilisée pour la fabrication du béton est l'eau potable de la ville de Boumerdes.

VI. 4.1.2. Agrégats

Les agrégats utilisés pour la confection du béton sont le sable de Baghlia (S1), le sable de Boussaâda (S2), le gravier 3/8, et 8/15.

L'analyse granulométrique des agrégats est représenté sur les courbes granulométriques de la *(figure VI.1)*.

VI.4.2. Essais physiques des agrégats

Les résultats des essais physiques effectués sur les différents types d'agrégats sont enregistrés dans le tableau ci-dessous.

<i>Agrégats</i>	<i>Masse volumique apparente (Kg/m3)</i>	<i>Masse volumique Absolu (kg/m3)</i>
<i>Sable fin</i>	2640	1350
<i>Sable grossier</i>	2660	1450
<i>Gravier 3/8</i>	2680	1450
<i>Gravier 8/15</i>	2670	1480

Tableau VI.1. *Caractéristiques physiques des agrégats.*

Analyse granulométrique par tamisage



Figure VI.1 . Analyse granulométrique des agrégats

VI.5. Formulation du béton

La méthode utilisée pour formuler notre béton est celle de Dreux Gorisse, qui repose sur l'utilisation de courbes granulaires de référence, permettant d'approcher par le calcul ou par la construction géométrique. Les proportions optimales des différentes fractions de granulats sont présentées dans le (**tableau VI.2**)

<i>Les constituants</i>		<i>Dosage</i>	
		<i>En volume (l)</i>	<i>En masse (Kg)</i>
<i>Ciment (ACC)</i>		<i>120</i>	<i>375</i>
<i>Eau</i>		<i>158</i>	<i>158</i>
<i>sable</i>	<i>Baghlia</i>	<i>210</i>	<i>558.6</i>
	<i>Boussaâda</i>	<i>70</i>	<i>184</i>
<i>Gravier 3/8</i>		<i>175</i>	<i>469</i>
<i>Gravier 8/15</i>		<i>245</i>	<i>654.15</i>

Tableau VI .2. Dosage des différents constituants

V I.6. Méthode ultrasonore

VI.6.1. Mesure de la vitesse de propagation des ondes ultrasonor longitudinale

On produit un train d'impulsion de vibration au moyen d'un émetteur appliqué sur l'une des faces de l'élément à contrôler. Après avoir franchi une longueur de parcours (L) dans le béton, l'impulsion de vibration est convertie en un signal électrique à l'aide d'un récepteur et la base de temps électronique permet de mesurer le temps de propagation des ondes ultrasonores (T).

La vitesse de propagation des ondes ultrasonore est donnée par la formule : $V=L/T$.

❖ Positionnement des transducteurs

Il est possible de faire des mesures de vitesse de propagation en plaçant les deux transducteurs en position (transmission directe), adjacents (transmission semi directe) ou sur le même plan (transmission indirecte ou de surface).

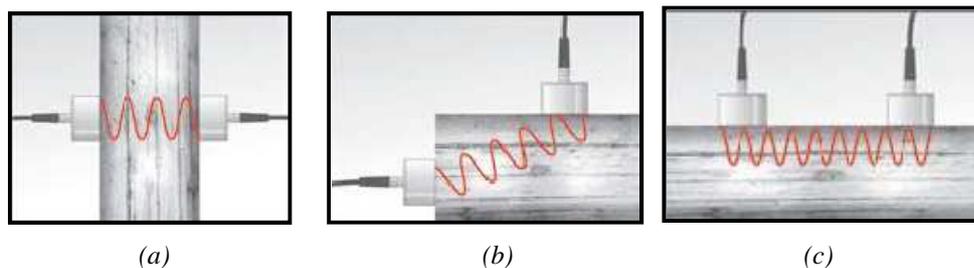


Figure VI.2. Modes de vibrations : (a) Transmission directe, (b) Transmission semi-directe, (c) Transmission indirecte ou de surface

❖ Mesures ultrasonores

Les mesures des vitesses des ultrasons ont été réalisées en mode de transmission directe, ce mode fournit le maximum d'énergie. Elles sont réalisées par un testeur ultrasonique 58-E0048 (marque Controls), (**figure VI.4**) comprenant un transducteur de transmission et un transducteur de réception de fréquence 54 kHz. Un type de transducteur de diamètre $D = 49.5$ mm a été utilisé. Les transducteurs sont mis en contact sur les faces des éprouvettes par l'intermédiaire d'un couplant (**figure VI.3**). Le temps de propagation de l'onde à travers le béton est visualisé sur un afficheur digital.



Figure VI.3 . Positions des transducteurs



*Figure VI.4 .Testeur à ultrasons
CONTROLS 58-E0048*

La longueur du parcours est de 320 mm et la dimension transversale est de 160 mm. Les vitesses des ultrasons ont été déterminées par des mesures de temps de parcours sur une série de trois éprouvettes. Pour chaque éprouvette on prend 5 points mesurés par essais (*figure VI.5*). Les éprouvettes ont séjournées à une température à 20°C.

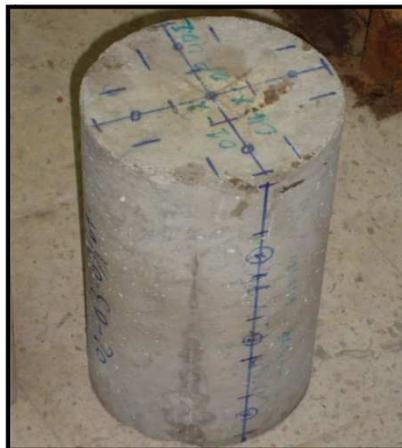


Figure VI.5 . Positions des points de mesures ultrasonores

VI.6.2. Influence de la quantité d'eau évaporée sur la vitesse ultrasonore

Le béton est un matériau très sensible à l'adsorption et l'évaporation de l'eau. Ces dernières perturbent les vitesses et l'atténuation des ondes ultrasonores.

Dans cette expérience, on mesure le poids initial de l'éprouvette (M_i), ensuite son poids est mesuré chaque jour jusqu'au 28^{ème} jour (M_f). L'expérience a été réalisée à température ambiante de 20°C, le pourcentage de l'eau évaporée est calculé par la relation suivante :

$$\text{Quantité d'eau évaporée} = \frac{M_i - M_{(i+1)}}{M_i - M_f} \times 100 \quad (\text{V-1})$$

A chaque teneur en eau on a mesuré la vitesse ultrasonore correspondante. Les résultats des mesures sont regroupés sur les graphes suivants (*figure VI.7*).

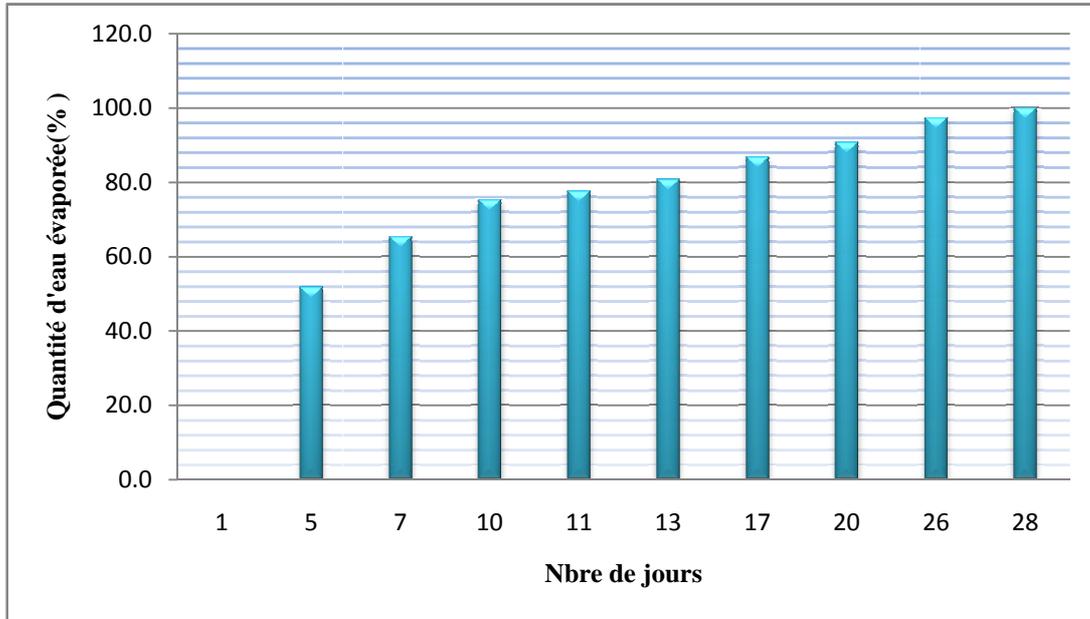


Figure VI.6. Variation de la quantité d'eau évaporée avec l'âge des éprouvettes

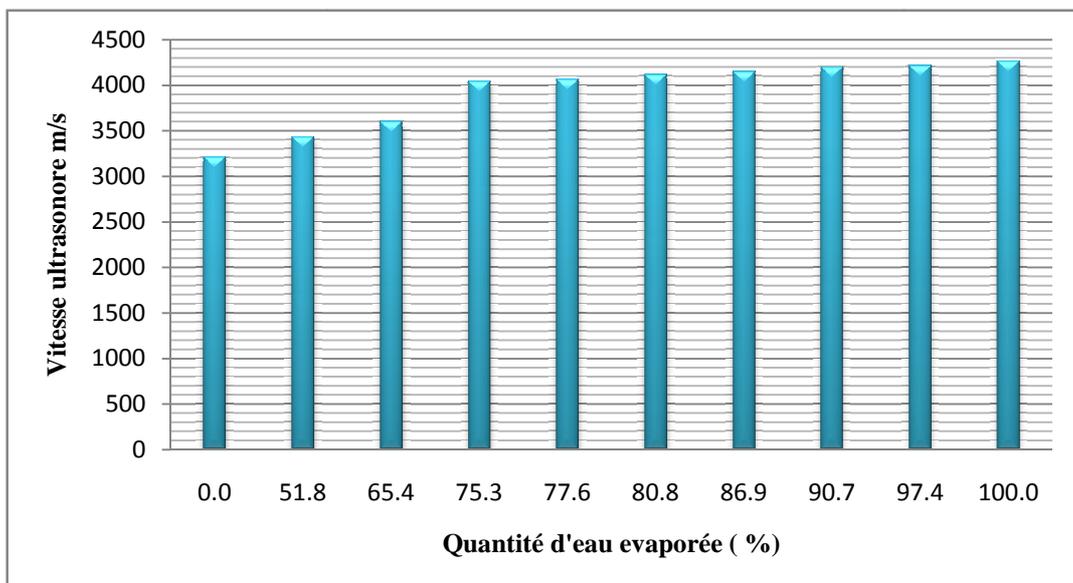


Figure VI.7. Variation de la vitesse de propagation des ondes ultrasonores avec la quantité d'eau évaporée

D'après la figure VI.7, on révèle que la vitesse de propagation des ondes ultrasonores augmente en fonction de la quantité d'eau évaporée. La variation de cette vitesse est très accélérée dans les dix premiers jours, pour passer de 3200 m/s le premier jour à 4100 m/s au dixième jour. Dans cet intervalle de temps la variation est linéaire. La vitesse à dix jours représente 70% de la vitesse à 28 jours.

A partir du dixième jour elle se stabilise pour atteindre une vitesse de 4300 m/s à 28 jours. L'évaporation de l'eau influe sur la vitesse de propagation de l'onde ultrasonore, il faut prendre en compte ce paramètre dans la caractérisation non destructif du béton par ultrasons.

VI.6.3. Evolution de la vitesse ultrasonore en fonction de l'âge du béton

L'étude a pour but de suivre l'évolution des vitesses ultrasonores longitudinale en fonction de l'âge du béton. Les mesures sont effectuées sur trois éprouvettes de dimension cylindrique (16 /32) cm. Les résultats sont représentés sur la (figure VI.8).

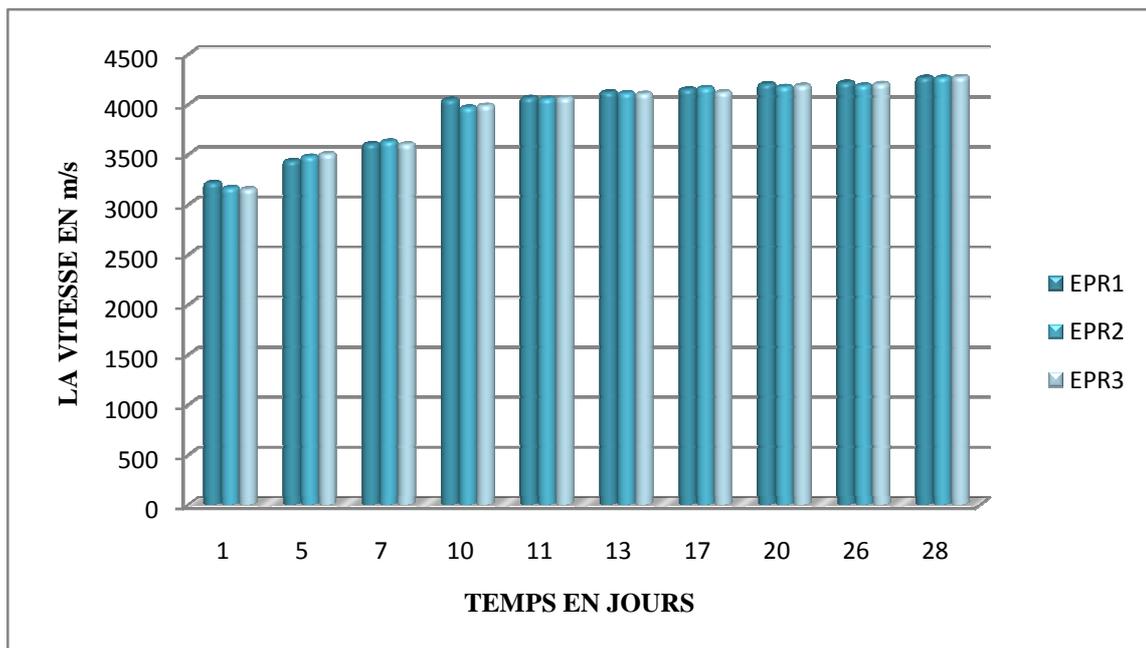


Figure VI.8. Evolution de la vitesse ultrasonore en fonction de l'âge du béton

Nous remarquons que l'évolution de la vitesse ultrasonore en fonction de temps suit la même tendance que celle de l'évaporation de l'eau.

VI.6.4. Corrélation entre la vitesse ultrasonore et la résistance du béton

Afin d'établir une corrélation entre la vitesse de propagation et la résistance à la compression de béton utilisé, on a procédé aux mesures des vitesses pour différents âges du béton.

Les résultats des mesures ont été comparés avec la résistance du béton obtenue par les essais destructifs. La résistance du béton pour différents âges a été obtenue, en utilisant la relation recommandée par le BAEL 99 [40]. Ainsi la résistance du béton à J jours est donnée par la relation suivante :

$$f_{cj} = \frac{j}{4,76 + 0,83 j} \times f_{c28} \quad (\text{VI-2})$$

2)

Cette méthode de mesure a permis de réduire le nombre d'éprouvettes à écraser pour établir la corrélation entre la résistance et la vitesse de l'onde ultrasonore.

La résistance à la compression f_{c28} des éprouvettes écrasées (16-32) cm, varie de 24 à 28 MPa. La variation de la résistance dans le temps d'après la formule (VI-2) est représentée sur la *Figure VI.9*

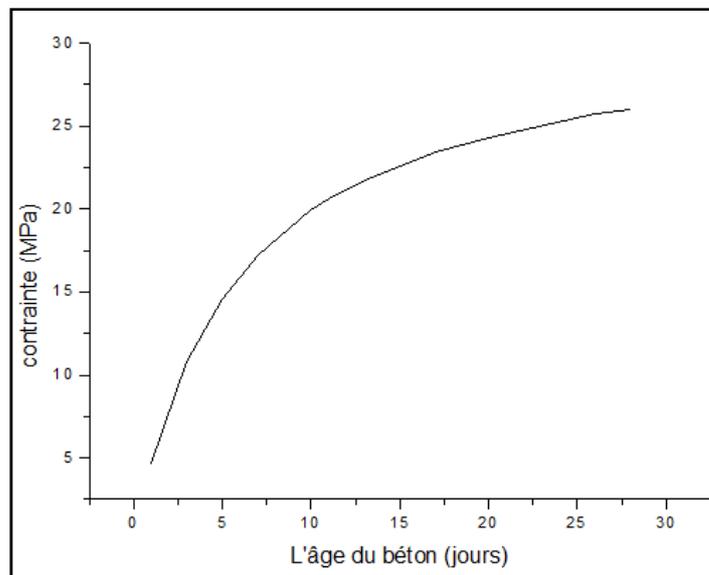


Figure VI.9. Relation de la contrainte en fonction de l'âge du béton

Les résultats de mesure de la vitesse ultrasonore en fonction de la variation de la résistance du béton sont représentés sur la *figure VI.10*.

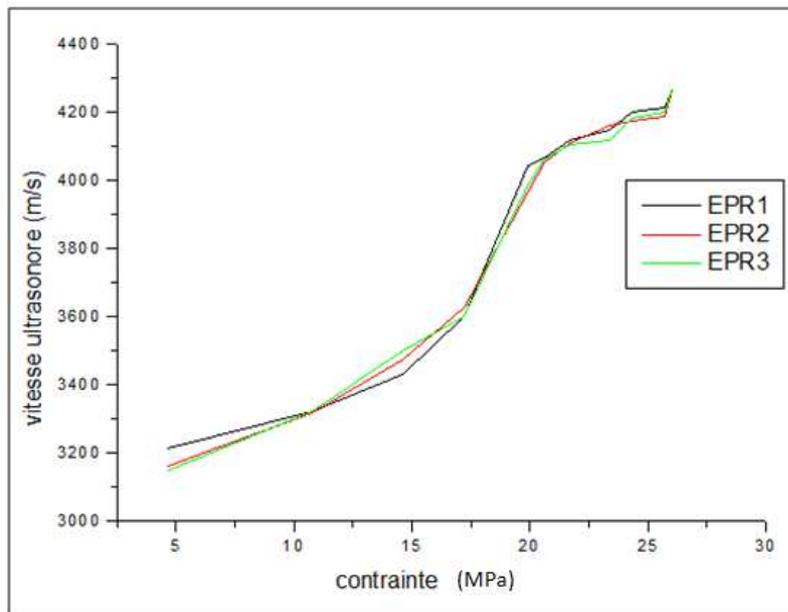


Figure VI.10. Vitesse de l'onde ultrasonore longitudinale en fonction de la variation de la résistance du béton

On constate que la vitesse de propagation de l'onde longitudinale augmente avec l'augmentation de la résistance du béton.

L'augmentation de la vitesse ultrasonore dans les premiers jours est presque linéaire. Elle passe de 3200 m/s à 24 h d'une résistance de l'ordre 4 MPa, pour atteindre une vitesse de 3600 m/s à l'âge de 8 jours pour une contrainte de 18 MPa. Dans l'intervalle de résistance de 18 à 22 MPa de 8 à 10 jours, la vitesse varie de 3600 à 4100 m/s. Au de-là du dixième jour, la vitesse ultrasonore a tendance de se stabiliser à une valeur entre 4200 et 4300 m/s pour des résistances de 20 à 26 MPa.

Bien que la résistance du béton augmente de manière significative dans les dix premiers jours, l'augmentation de la vitesse ultrasonore ne suit pas la même tendance. Cela est dû à la présence de l'eau qui ralentit la vitesse de propagation des ondes dans le béton à jeune âge. Ce constat confirme les résultats des travaux [41].

Au delà du dixième jour, la vitesse ultrasonore est marquée par une variation brusque de la vitesse de l'ordre 500 m/s pour une variation de la résistance de 18 à 22 MPa. Ce phénomène résulte du durcissement du béton et de la diminution de la teneur en eau.

Dans la caractérisation non destructive du béton par ultrasons, on doit tenir en compte de l'effet de la teneur en eau sur la vitesse de propagation des ondes ultrasonores.

VI.6.5. L'influence de l'hydratation du béton durci sur les mesures ultrasonores

Le béton est un matériau très sensible à l'absorption de l'eau. Ce phénomène d'absorption perturbe les mesures de vitesse des ondes ultrasonores longitudinale.

La variation de la vitesse ultrasonore dans le béton à jeune âge fait intervenir deux paramètres, l'évaporation de l'eau par déshydratation du béton et l'augmentation de la résistance.

Pour évaluer l'influence de l'hydratation sur la propagation des vitesses ultrasonores dans le béton, un essai complémentaire sur des éprouvettes de béton durci à été réalisé. Cette approche permet de mesurer l'influence de l'absorption de l'eau par le béton sur la variation de la vitesse ultrasonore. Pour cela, des éprouvettes ont été immergées dans l'eau. Des mesures de la vitesse ultrasonore ont été effectuées à des intervalles de temps de **10 min**.

Les résultats de mesures sont représentés sur la (*figure VI.11*).

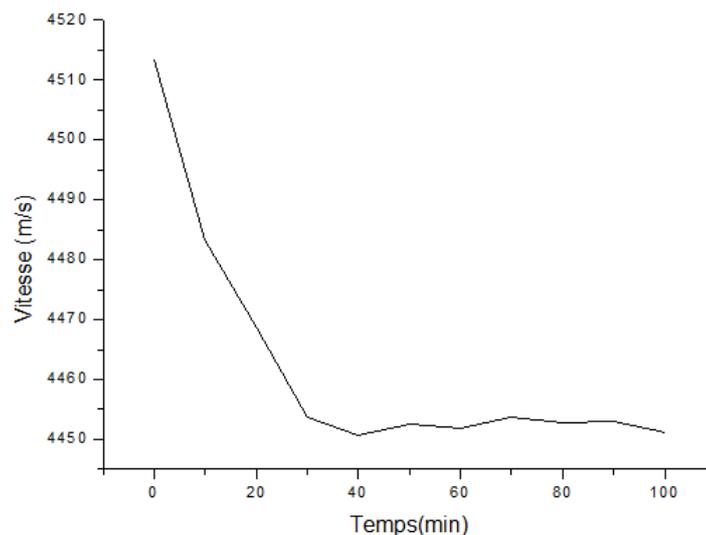


Figure VI.11. Effet de l'absorption de l'eau sur la vitesse ultrasonore

La courbe montre l'influence de l'eau sur les valeurs mesurées de la vitesse ultrasonore de l'onde longitudinale. On constate que la vitesse est diminuée de manière considérable dès les premiers temps d'immersion, pour se stabiliser au delà de **30 min**. Il faut donc prendre en compte cet effet afin d'éliminer les erreurs de mesures.

La diminution des valeurs de la vitesse ultrasonore en fonction du temps d'immersion est due à l'absorption de l'eau par le béton. Cette diminution peut aussi être expliquée par l'effet du remplissage de la structure poreuse du béton par l'eau. Les espaces ou le vide du béton se remplissent par un milieu plus dense qui modifie les caractéristiques du béton.

D'après les résultats que nous avons obtenus, les vitesses ultrasonores dans le béton à jeune âge ou sur un béton durci saturé doivent être augmentées de l'ordre de 60-80 m/s.

VI.6.6. Vitesse de propagation de l'onde ultrasonore en fonction du chargement

La caractérisation non destructive des structures en béton se fait par l'étalonnage des éprouvettes à 28 jours à contrainte nulle. Cette procédure porte beaucoup d'anomalies, car elle ne reflète pas la réalité du béton dans les ouvrages. Les essais non destructifs sont réalisés sur des structures mises en service. Durant la réalisation et dans les conditions d'exploitation, le béton se trouve sous chargements, ces derniers provoquent des contraintes de différentes natures (normale et de cisaillement).

En fonction de la nature et de taux de contraintes, la microstructure du béton peut changer, et des microfissures apparaissent à partir d'un certain taux de chargement, ces dernières peuvent perturber la vitesse ultrasonore mesurée.

L'objectif de l'expérimentation est de mesurer l'influence du taux chargement axial sur la vitesse de propagation des ondes ultrasonores longitudinale dans le béton.

VI.6.6. 1. Dispositif expérimental

Pour des considérations liées aux conditions d'expérimentation, la vitesse d'impulsion a été mesurée dans la direction perpendiculaire au chargement.

Pour l'application de la charge axiale on a utilisé une presse à béton de 2000 KN.

La vitesse ultrasonore a été mesurée par un appareil ultrasonore 58-E0048.

Les mesures sont réalisées au contact par des transducteurs ultrasonores de basse fréquence 54 kHz. Les transducteurs sont maintenus sur l'éprouvette par un dispositif mécanique servant également à la mise en position de l'ensemble sur la presse (*Figure VI.13*).

Pour éviter l'effet de confinement sur les transducteurs, une plaque de polystyrène a été placée entre les transducteurs et la plaque de fixation. Cela nous permet d'éviter des contraintes sur les transducteurs provoquées par la déformation latérale due aux chargements axiaux de l'éprouvette.



Figure VI.12. Disposition expérimentale

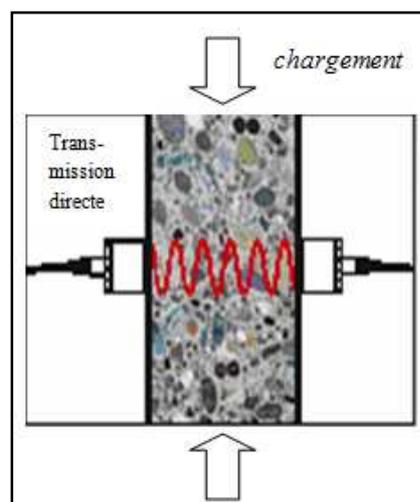


Figure VI.13. Positions des transducteurs

VI.6.6. 2. Procédure de mesure

Les charges sont appliquées progressivement. Pour chaque état de chargement on a mesuré la vitesse ultrasonore correspondante. Les mesures ont été effectuées sur trois (03) éprouvettes cylindriques (16-32) cm de résistance moyenne de 26 MPa (Figure VI.13). Les résultats de mesures sont représentés dans le *tableau VI.3*.

Chargement %	Vitesse de l'onde ultrasonore m/s	$\Delta V/V_0$
0	4545,45	0,000
5	4562,74	0,004
9	4624,28	0,017
11	4664,72	0,026
17	4669,26	0,027
22	4324,32	-0,049
37	4225,35	-0,070
53	4109,59	-0,096
63	3918,37	-0,138
83	3700,85	-0,186

Tableau VI.3. Variation de la vitesse ultrasonore longitudinale dans le béton en fonction du chargement

VI.6.6. 3. Variation des vitesses ultrasonores en fonction du chargement

Avec l'augmentation des contraintes dans le béton, l'état de la structure initiale subit des modifications. Afin de déterminer l'influence des taux de chargement sur la variation de la vitesse, nous présentons les résultats obtenus pour les variations de vitesse du milieu sous contrainte par rapport à la vitesse du milieu à contrainte nulle, normalisée par cette dernière vitesse ($\Delta V/V_0$) en fonction de la contrainte axiale moyenne dans le milieu, [4].

Les résultats des mesures obtenus sont présentés sur la (*Figure VI .14*) en terme de variation de vitesse en fonction des contraintes appliquées :

$$\frac{\Delta V}{V_0} = \frac{V_{\sigma \neq 0} - V_{\sigma=0}}{V_{\sigma=0}} = f(\sigma) \quad (\text{VI-3})$$

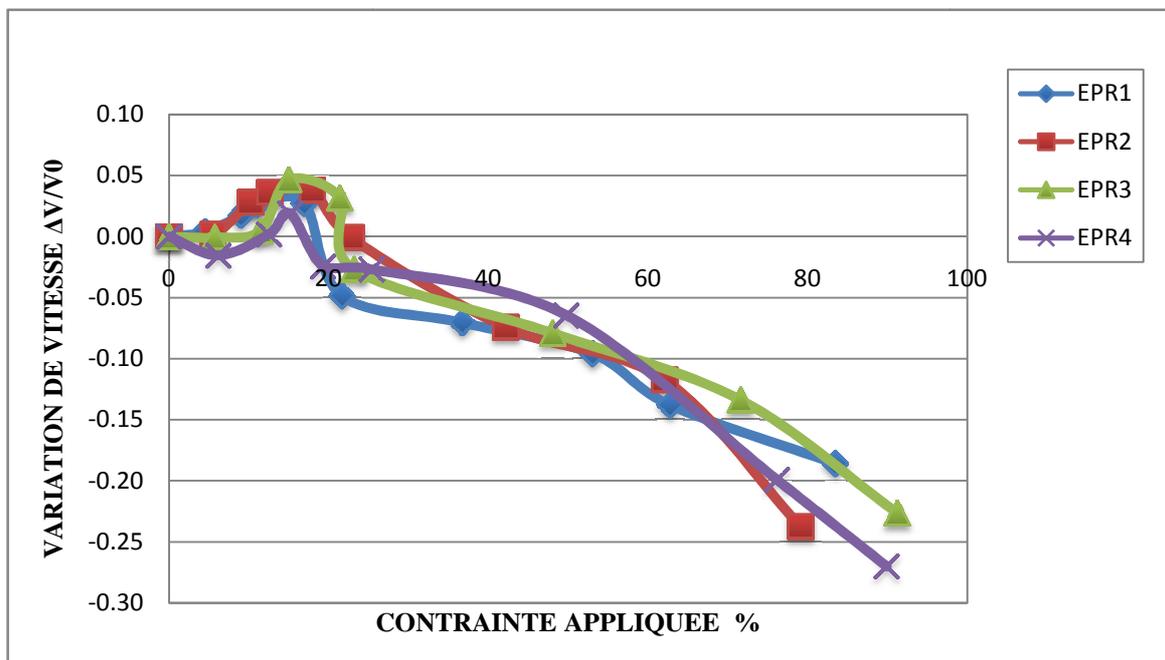


Figure VI.14. Relation entre la vitesse de propagation des ondes ultrasonores longitudinales et la contrainte appliquée

Les courbes obtenues pour le béton montrent que pour des contraintes de compression allant jusqu'à 15 à 20%, on constate une augmentation de la variation de la vitesse de propagation des ondes ultrasonores de l'ordre de 0.05, à cause de développement d'un milieu favorable à la propagation des ondes ultrasonores, (augmentation de la compacité, fermeture de microfissures).

Au-delà de cette limite, on remarque une diminution de la vitesse de l'onde ultrasonore à cause de l'apparition des fissures qui influent systématiquement sur la vitesse de propagation des ondes ultrasonores. Ces résultats sont conformes aux résultats obtenus par les travaux de POPVICS et al [5].

L'état de contrainte dans le béton influe sur sa caractérisation par ultrasons. Pour tenir compte de cet effet dans l'évaluation non destructive par ultrasons, nous proposons un facteur correcteur. Ce qui nous permet de mieux évaluer les propriétés mécaniques du béton en place.

La caractérisation de la qualité du béton dans les structures consiste en la détermination de la vitesse ultrasonore. Pour cela, on doit disposer de la vitesse à contrainte nulle V_0 . Il est impératif de connaître la relation entre la vitesse initiale et la vitesse dans l'état de chargement. D'après la relation (VI-3), la vitesse V_0 en fonction de V est donnée par la relation suivante :

$$V_0 = \frac{V}{\left(\frac{\Delta V}{V_0} + 1\right)} = F_{cor} \times V \quad , F_{cor} \text{ un facteur correcteur} \quad (\text{VI-4})$$

Dans l'intervalle du chargement de :

- [0-5]% de la résistance à la compression, on remarque que la variation de la vitesse est de : $\Delta V/V_0 \approx 0.00$ m/s. Dans cet intervalle, l'effet du taux de chargement est négligeable, pour cela le facteur correcteur est égal 1.

$$V_0 \approx 1 \times V \quad (\text{VI-5})$$

- [5-15]% de la résistance à la compression, on constate une augmentation de la variation de la vitesse $\Delta V/V_0 \approx [0.02, 0.04]$ m/s, la présence des contrainte augmente la vitesse ultrasonore, la vitesse mesurée doit être multipliée par le facteur correcteur F_{cor} pour obtenir la vitesse V_0 à vide :

$$V_0 \approx [0.96-0.98] \times V \quad (\text{VI-6})$$

- [15-20]% de la résistance à la compression, $\Delta V/V_0 \approx [0.05, 0.00]$, m/s, ($V_0 \geq V_0$)

$$V_0 \approx [0.953-1] \times V \quad (\text{VI-7})$$

- [20-40]% de la résistance à la compression, $\Delta V/V_0 \approx [0.00, -0.07]$ m/s,

$$V_0 \approx [1-1.075] \times V \quad (\text{VI-8})$$

- [40-60]% de la résistance à la compression, $\Delta V/V_0 \approx [-0.07, -0.14]$ m/s.

$$V_0 \approx [1.075-1.16] \times V \quad (\text{VI-9})$$

- [60-80]% de la résistance à la compression, $\Delta V/V_0 \approx [-0.14, -0.23]$ m/s,

$$V_0 \approx [1.16-1.3] \times V \quad (\text{VI-10})$$

VI.6.6.4 Conclusion

D'après les résultats obtenus, on constate que la variation de la vitesse de l'onde ultrasonore dans le béton pour des chargements ne dépassant pas les 20% de la résistance à la rupture ne dépasse pas les 5% de V_0 , elle revient à V_0 pour une contrainte de l'ordre 20% de résistance de béton à la rupture.

Pour des taux de chargements de 20 à 40 %, la vitesse V a tendance de diminuer pour atteindre 8% de V_0 . Pour passer de V mesurée à V_0 on multiplie par le facteur correcteur $F_{corr}=1,08$.

Pour des taux de chargements de 40 à 60 %, ce qui correspond aux conditions normales d'exploitation des ouvrages en béton armé à l'état limite de service $\overline{\sigma}_{bc} \leq 0,6f_{c28}$, les vitesses V ont tendance de diminuer pour atteindre 16% de V_0 . Pour passer de V mesurée à V_0 on multiplie par un facteur correcteur $F_{corr}=1,16$.

Pour des taux de chargements de l'ordre de 60 à 80 %, la structure subit un chargement dépassant les conditions normales d'exploitation. Les vitesses V ont tendance de diminuer pour atteindre 30% de V_0 . Pour passer de V mesurée à V_0 on multiplie par le facteur correcteur $F_{corr}=1,30$.

Les résultats de mesures sont représentés dans le **tableau VI .4**.

Résistance à la compression $f_{c28}(MPa)$	Etats de chargement en % σ	Facteur de correction $F_{corr}=V/V_0$
26	0-5	≈ 1
	5-15	[0.96-0.98]
	15-20	[0.95-1]
	20-40	[1-1.08]
	40-60	[1.08-1.16]
	60-80	[1.16-1.3]
	>80	>1.3

Tableau VI .4. Relation entre état de chargement et facteur de correction

VI.6.6.5. Comparaison entre les résultats expérimentaux et ceux de simulation l'acoustoélasticité.

Une étude comparative entre les valeurs théoriques de la vitesse de propagation des ondes ultrasonores longitudinales et les contraintes appliquées au béton à l'aide des équations acoustoélastiques et les résultats de mesures expérimentales. Les valeurs des constantes du troisième ordre de Murnaghan et de Lamé introduites dans le calcul théorique ont été obtenues sur la base des travaux [33].

La *figure V.15* montre l'évolution de la variation des vitesses ultrasonores longitudinales théoriques et expérimentales en fonction des contraintes de compression appliquées.

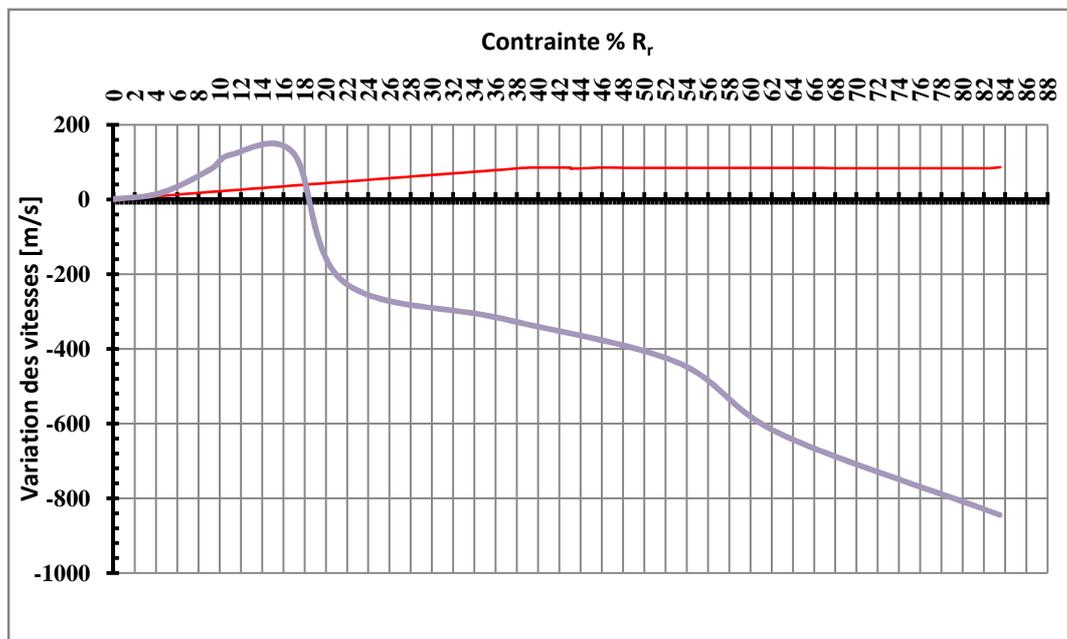


Figure VI.15 : Comparaison entre la variation des vitesses théoriques de l'onde longitudinale et des vitesses expérimentale en fonction de la contrainte appliquée $\Delta V_L = V_L - V_{L0} = f(\sigma)$ dans le cas d'un chargement uniaxial en compression

La *Figure VI.15* montre que l'augmentation de la variation de la vitesse de propagation des ondes ultrasonores mesurée est plus accentuée pour les premiers chargements (jusqu'à 15%) que celle obtenue par la théorie.

Au delà d'un taux de chargement de 15% la variation des vitesses ultrasonores ont tendance à diminuer. Cette variation change de signe pour des taux de chargement supérieurs à 20%. Cela peut être expliqué par une perturbation de la vitesse de propagation due à l'apparition des microfissures ou bien l'endommagement du béton.

Cette comparaison nous indique les limites de l'application de la théorie de l'acoustoélasticité pour la caractérisation non destructive du béton pour des taux de contraintes supérieurs à 20%.

VI.7. Effet des contraintes de compression sur le signal reçu de l'onde ultrasonore longitudinale par traitement de signal.

VI .7. 1. Introduction

L'évaluation non destructive par ultrasons du niveau d'une contrainte mécanique appliquée dans une structure en béton est un enjeu majeur. La dépendance des constantes élastiques du 2^{ème} et 3^{ème} ordre, donc de la vitesse de l'onde ultrasonore, de la contrainte appliquée est bien connue dans les matériaux isotropes et homogènes. Les indicateurs ultrasonores des ondes transmises varient remarquablement en fonction de la microstructure et l'état de contrainte au sein de la structure en béton. Dans le cadre de la présente étude, une analyse de tendance a été engagée. Elle repose sur une investigation expérimentale relative à l'évolution de la vitesse de propagation de l'onde ultrasonore longitudinale au sein des éprouvettes du béton sous chargement mécanique uniaxial en compression.

VI .7. 2. Le dispositif expérimental

Pour réaliser les mesures des vitesses en fonction du chargement mécanique appliquée, on a utilisé un dispositif d'acquisition et de mesures par ultrasons (*Figure VI.16*). Cet ensemble est composé des éléments suivants :

- Une presse hydraulique de capacité 2000 kN destinée au chargement mécanique en compression ;
- Une éprouvette cylindrique en béton de dimension $\varnothing 160$ mm et L=320 mm,

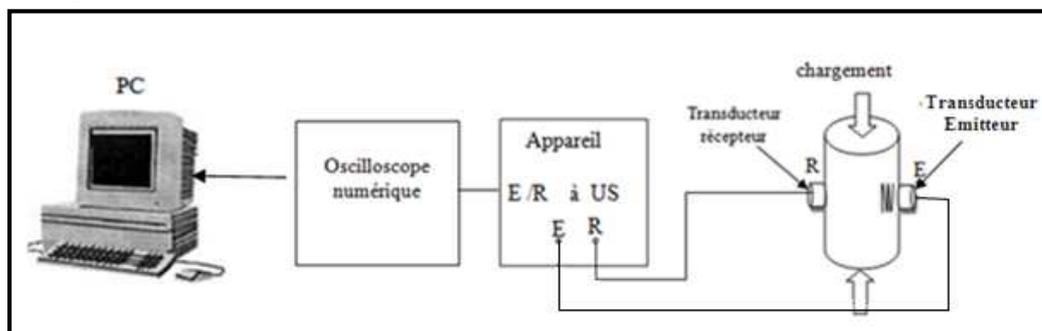


Figure VI.16. Dispositif expérimental destiné à l'acquisition d'un signal d'une onde ultrasonore se propageant dans d'une éprouvette en béton sous chargement mécanique

- Un appareil E/R à ultrasons de type 58-E0048 (marque Controls).
- La propagation d'ondes longitudinales dans l'éprouvette est assurée en mode par transmission à l'aide de deux transducteurs ultrasonores de fréquence 54 kHz. Un couplant acoustique spécifique est appliqué à la pièce testée.

Les signaux délivrés par le transducteur récepteur sont conditionnés par l'appareil à ultrasons qui permet un transfert vers un oscilloscope numérique piloté par un ordinateur pour traitement et analyse.

Afin de comparer les résultats quant à l'évolution de la vitesse de l'onde longitudinale sous chargement en compression, on propose d'analyser qualitativement de l'effet acousto-élastique à partir des signaux sous contraintes de compression.

Comme les mesures fournies par la méthode ultrasonore (appareil à ultrasons) indiquent un certain accroissement de la vitesse de propagation en relation avec l'augmentation de la contrainte appliquée, il en résulte que le temps de propagation subit une légère diminution en valeur. Ces expériences sont menées par rapport à un état de référence sans chargement, comme le montre la *figure VI.17*.

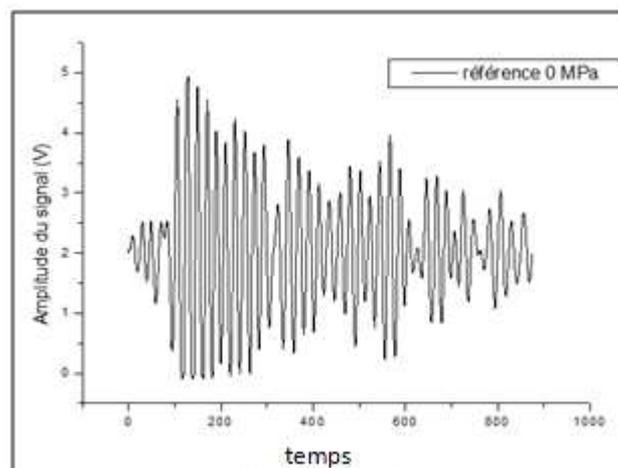


Figure VI.17. Exemple d'un signal de référence reçu en absence de chargement dans l'éprouvette en béton

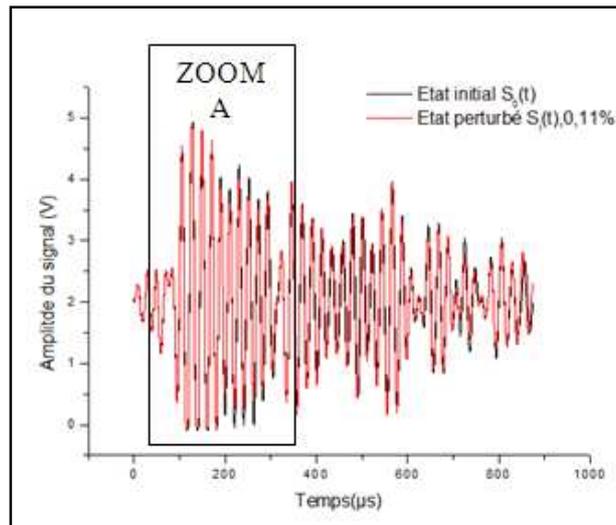


Figure VI.18. L'effet acoustoélastique pour quelques chargements

A titre d'exemple, la **figure VI.18** montre l'effet acoustoélastique pour un certain chargement. Donc, durant l'application d'une contrainte à l'échantillon, il se produit un décalage des signaux par rapport au signal de référence. Ce décalage correspond à une légère réduction du temps de vol qui correspond par conséquent une augmentation de la vitesse de l'onde en relation avec l'augmentation de la contrainte de compression. Notons que pour des mesures quantitatives, il y a lieu de tenir compte de l'allongement pour des calculs plus précis.

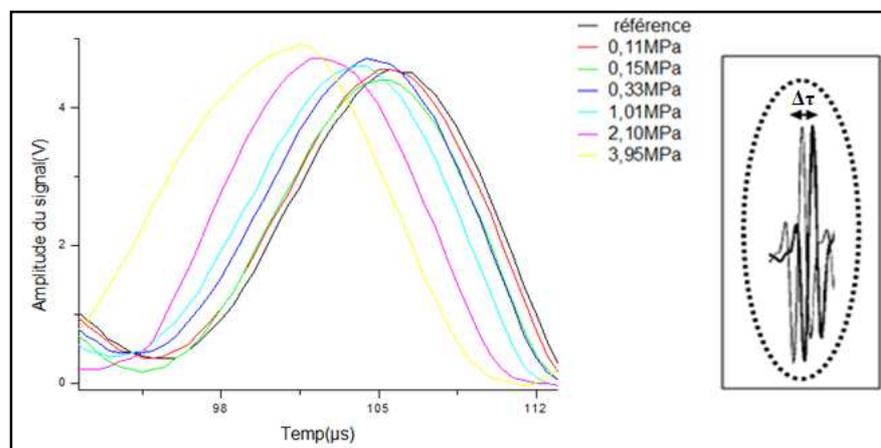


Figure .VI.19. Superposition des signaux enregistrés à contrainte nulle (référence) et sous contraintes

A titre indicatif, des essais ont été réalisés pour différents paliers de chargement et ce en prenant soin à ne pas endommager l'éprouvette, c'est-à-dire ne pas dépasser la charge limite de rupture par compression. A chaque palier, une mesure en transmission directe a été effectuée. La **figure VI.19**. Illustre un zoom d'une partie des signaux. La figure illustre

graphiquement la variation du temps de vol pour différentes charges de 0 à 15 % de la résistance à la compression maximale $f_{c28}=26$ MPa.

VI .7. 3. Conclusion

L'analyse des signaux ultrasonores des ondes longitudinales a confirmé l'éventualité d'étudier le phénomène acoustoélastique dans le cas du béton. Les chargements en compression limités à 20% de la charge limite de rupture révèlent un net décalage des signaux qui correspond à une légère réduction du temps de vol signifiant une augmentation de la vitesse de propagation en relation avec l'augmentation de la résistance à la compression.

En perspective, il serait souhaitable de procéder à des investigations approfondies relatives aux différents modes de propagation et de polarisation des ondes de compression et de cisaillement pour des chargements de compression.

Conclusion générale

La caractérisation du béton par la mesure de la vitesse de propagation des ondes ultrasonores est la méthode non destructive la plus recommandée. La forte sensibilité de la vitesse ultrasonore aux propriétés physiques et mécaniques du milieu dans lequel elles se propagent (teneur en eau, l'état de contrainte, la maturité du béton....etc.) conduit à des résultats très dispersés.

Dans le cadre de ce travail, l'objectif a été d'étudier l'influence du taux de chargement axial sur la vitesse de propagation des ondes ultrasonores longitudinales et d'établir une corrélation entre les vitesses ultrasonores mesurée et la résistance de référence du béton.

Une analyse de la théorie d'acoustoélasticité nous a permis d'établir les expressions des vitesses de propagation d'ondes ultrasonores longitudinales et transversales en fonction de certaines caractéristiques intrinsèques du matériau et de l'ensemble des contraintes agissant dans un milieu élastique isotrope (interaction ondes ultrasonores - contraintes appliquées).

Les résultats théoriques obtenus montrent que :

- La vitesse de propagation augmente avec l'augmentation des contraintes de compression.
- Les vitesses ultrasonores diminuent avec l'augmentation des contraintes de traction.
- Les ondes ultrasonores les plus sensibles à la contrainte correspondent au mode longitudinal dans la direction du chargement.

Avant d'entamer les travaux expérimentaux qui consistent à évaluer l'effet des contraintes sur les vitesses ultrasonores, on a mesuré l'influence de la teneur en eau et la maturité du béton sur la vitesse ultrasonore longitudinale.

Les mesures expérimentales révèlent :

- La vitesse de propagation des ondes ultrasonores diminue en fonction de la présence d'eau dans le béton.
- La vitesse mesurée sous estime la maturité du béton pour les huit premiers jours, elle passe de 3200 m/s à 24h et une résistance 4 MPa, pour atteindre une vitesse de 3600 m/s à l'âge du 8 jours pour une résistance de 18 MP et dans l'intervalle de résistance de 18 à 22 MPa

de 8 à 10 jours passe de 3600 à 4100 m/s. Ce phénomène résulte du durcissement du béton et la diminution de la teneur en eau.

A partir du dixième jour, la variation de la vitesse ultrasonore se stabilise et dépend peu de l'augmentation de résistance, elle atteint une valeur de la vitesse de 4200 à 4300 m/s pour une résistance de 20 à 26 MPa.

La résistance du béton augmente de manière significative dans les dix premiers jours et l'augmentation de la vitesse ultrasonore ne suit pas la même tendance. Cela est dû à la présence de l'eau qui ralentit la vitesse de propagation des ondes longitudinales dans le béton à jeune âge.

Les mesures obtenues de l'influence du taux de chargement sur la variation de la vitesse ultrasonore dans le béton ont permis de corriger la corrélation existante entre la vitesse à vide V_0 et la vitesse mesurée sous chargement V . Le coefficient correcteur de la vitesse mesurée dépend du taux de contrainte appliquée. Il est positif pour des taux de chargement inférieurs à 20% de la résistance à la rupture et négatif pour des taux de chargement supérieurs à 20%.

La corrélation des résultats expérimentaux montre que la théorie d'acoustoélasticité ne permet pas de corréler les vitesses ultrasonores aux contraintes du béton. Cette corrélation montre les limites de l'application de la théorie de l'acoustoélasticité pour la caractérisation non destructive du béton pour des taux de contraintes supérieur à 20%.

L'analyse des signaux ultrasonores des ondes longitudinales a confirmé l'éventualité d'étudier le phénomène acoustoélastique dans le cas du béton. Les chargements en compression limités à 20% de la charge limite de rupture révèlent un net décalage des signaux qui correspond à une légère réduction du temps de vol, signifiant une augmentation de la vitesse de propagation en relation avec l'augmentation de la résistance à la compression.

La vitesse de propagation des ondes ultrasonores dans le béton, ne permet pas une évaluation correcte de la résistance, sans tenir en compte de tous les paramètres physiques et mécaniques (teneur en eau, maturité du béton, nature des granulats, taux de chargement) du matériau.

En perspective, il serait souhaitable de procéder à des investigations approfondies relatives aux différents modes de propagation et de polarisation des ondes de compression et de cisaillement pour des chargements de compression.

Références bibliographiques

- [1]. **Marc Goueygou, Fethi Soltani, Zoubeir Lafhaj, Bogdan Piwakowski, Pawel Safinowski, Jean-Paul Balayssac (2007)**, « *Relation entre la vitesse ultrasonore et la porosité dans le mortier et le béton* ». Groupe Electrique-Acoustique, IEMN DOAE UMR CNRS 8520, Ecole Centrale de Lille ; Laboratoire de Mécanique de Lille, LML UMR CNR CNRS 8107, Ecole Centrale de Lille ; Laboratoire matériaux et durabilité des constructions, INSA de Toulouse.
- [2]. **Fethi Soltani¹, Zoubeir Lafhaj¹, Marc Goueygou, (2007)**, « *Etude expérimentale de la propagation de l'onde de surface dans un milieu poreux sec et saturé* ». LML UMR CNRS 8107, Ecole Centrale de Lille ; IEMN DOAE UMR CNRS 8520, Ecole Centrale de Lille. Villeneuve d'Ascq, France.
- [3]. **Marc Goueygou, Pawel Safinowski, Bogdan Piwakowski, Jean-Paul Balayssac, (2007)**, « *Mesure des paramètres ultrasonores du béton étude expérimentale des incertitudes stochastiques* », Groupe Electrique-Acoustique, IEMN DOAE UMR CNRS 8520, Ecole centrale de Lille ; Laboratoire matériaux et durabilité des constructions, INSA de Toulouse.
- [4]. **J.F Chaix, I.Lillamand, M.A. Ploix, V. Garnier, G. Corneloup. (2003)**, « *Study of ultrasonic evaluation of stresses in concrete*». LCD, Université de la Méditerranée, IUT France.
- [5]. **SANDOR POPOVICS, JOHN S. POPOVICS, (1991)** « *Effect of stresses on the ultrasonic pulse velocity in concrete*» Department of Civil Engineering, Drexel University, Philadelphia, PA 19104, USA.
- [6]. **Jean-Marie. Reynouard, Gilles Pijaudier-Cabot (2005)**, « *Comportement mécanique du béton* ». Edition Lavoisier Paris, France, pp 383.
- [7]. **R. F. Feidman**, Publié à l'origine en octobre (1977), « *CBD-187-F. Essais non destructifs du béton* ». Conseil National de Recherches Canada. (www.cnrc-nrc.gc.ca).
- [8]. **Jean Berthier (2005)**, « *Méthodologie d'évaluation non destructive de l'état d'altération des ouvrages en béton*». Presse Nationale des Ponts et Chaussées. France pp555.
- [9]. **Mathieu Rossat (2007)**, « *Diffusion des ondes ultrasonores sur des obstacles solides sphéroïdaux, « application au contrôle non destructif en béton*». <http://mozaika.univ-mrs.fr>

- [10]. **M.Rossat, G.Corneloup, V.Garnier, J.F.Chaix, (2007)**, « *Amélioration de la modélisation de la propagation des ondes ultrasonores dans les milieux diphases* ». Laboratoire de Caractérisation non Destructive-IUT-Av Gaston Berger. France.
- [11]. **G.Corneloup, V.Garnier et J.F. Chaix, (2006)**. *Caractérisation Des Bétons, «Potentialités et difficultés des ultrasons»*. Laboratoire de contrôle non destructif, IUT Aix-en-Provence, Université de Méditerranée.
- [12]. **Garnier v, Chaix j.f, Morieres s, (2007)**, « *Concrete characterisation by backscattered waves* ». LCND, IUT Gaston Berger, France.
- [13]. **V.Garnier, J.F.Chaix, G.Corneloup (2002)**, «*Caractérisation non destructive du béton par analyse d'onde ultrasonores*». Laboratoire de caractérisation non destructive Université de la Méditerranée. Bulletin de laboratoire des ponts et chaussées 239.
- [14]. **Cherait Yacine, Nafa Zahredine, (2006)**, « *Éléments de matériaux de construction et essais* » .pp495, Université 8 MAI 45 Gualma.
- [15]. **A.M. NEVILLE, 2002**, «*Properties of concrete*». Fourth and final edition, Prentice Hall edition, pp844.
- [16]. **S. CHAKI, G. BOURSE, 2006**, « *Ultrasonic stress measurement* ». *Application to bolt tightening and prestressed steel strands monitoring*. Ecole des Mines de Douai, department technologies des polymers et composites et ingénierie mécanique (TPC et IM).
- [17]. **A .Lambert,Y .Pralus et J. Rivenez, (1997)**, « *Ultrasons Propagation des ondes ultrasonores* ». Niveau 2, Centre Technique des Industries Mécanique (CETIM), pp 43.
- [18]. **SHAILESH GOKHALE, (2007)**, «*Determination of applied stresses in rails using the acoustoelastic effect of ultrasonic Waves*». Thesis of doctorat, Mumbai University, Mumbai, India.
- [19]. **P. Safinowski, B. Piwakowski, J-P .Balayssac, M. Goueygou, A.Kosecki, (2007)**, « *Contrôle non destructif du béton par ultrason a laide d'un dispositif automatise* ». Groupe Electrique-Acoustique, IEMN DOAE UMR CNRS 8520, Ecole centrale de Lille ; Laboratoire matériaux et durabilité des constructions (LMDC INSA-UPS).
- [20]. **Zahira Ghalmi (2006)**, « *Contribution au développement d'un capteur ultrasonique pour mesurer l'épaisseur de la glace* », Thèse de Doctorat Université du Québec a Chicoutimi comme exigence partielle de la maîtrise en ingénierie.
- [21]. **j, M, Berthelot, (1999)**, « *Matériaux Composites* ». *Comportement mécanique et analyse des structure*, 3^{ème} édition. Edition TEC et DOC, Paris.

- [22]. MICHEL LAVERGNE, 1989, « *Seismic Methods* ». French petrole Instut . Edition TECHNIP Paris.
- [23]. H.R. Dorfi, H.R. Busby and M. Janssen (1995), «*Acoustoelasticity: Ultrasonic Stress Field Reconstruction*», Department of Mechanical Engineering, the Ohio State University, Columbus, OH 43210, and Department of Materials Science, Delft University of Technology, Delft, The Netherlands.
- [24]. M. SI-Chaib, (2001), «*Comportement des ondes ultrasonores de compression et de cisaillement dans des pièces soumises à des contraintes* » Thèse de Doctorat d'Etat, Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumedienne , Faculté de Physique.
- [25]. David M. Stobbe, August (2005), «*Acoustoelasticity in 7075-t651 aluminum and dependence of third order elastic constants on fatigue damage*». Thesis of doctorat, School of Mechanical Engineering Georgia Institute of Technology.
- [26]. M. Landa and J. Plešek, 1997, «*Ultrasonic techniques for non-destructive evaluation of internal stresses*». Institute of Thermomechanics ASCR.
- [27]. Menad. Saleh, (1997), « *Comportement des ondes transversales polarisées dans des pièces soumises a des contraintes mécaniques de flexion et compression* ». Mémoire de Magistère, Institut National de Génie Mécanique Boumerdes.
- [28]. B. Rabah et N. Ali, (2006), « *Etude acoustique des effets thermiques dans les matériaux métalliques* », PFE Université M'hamed Bougara Boumerdes, Faculté des Sciences de l'Ingénieur.
- [29]. J.-L. Gennisson, M. Rénier, S. Catheline, C. Barrière, J. Bercoff, M. Tanter, and M. Fink, (2007), *Acoustoelasticity in soft solids: «Assessment of the non linear shear modulus with the acoustic radiation force»*. Laboratoire Ondes et Acoustique, ESPCI, CNRS UMR 7587, INSERM, Université Paris.
- [30]. P.A.Johnson, P.N.J.Rasolotosaon, (1996), «*Non linear elasticity and stress-induced anisotropy in rock*». Journal of Geophysical research. vol 101, No.B2 pages 3113-3124.
- [31]. Wali. Yassine; Ketata. Hassiba; Ben Ghozlene. Mohamed Hédie, (Mai 2003), « *Effet des contraintes statiques sur les vitesses de propagation des ondes ultrasonores* ». Laboratoire physique des matériaux, Faculté des sciences de Sfax. Tunisie.
- [32]. Bach, F. and Askegaard, V, (1978), « *General stress-velocity expressions in acousto-elasticity* ». At the Structural Research Laboratory, Technical University, Lyngby, Denmark.

- [33]. **Cédric PAYAN, (2007)**, «*Caractérisation non destructive du béton: étude du potentiel de l'acoustique non linéaire* ».Thèse de Doctorat, LCND, Laboratoire de Caractérisation Non Destructive, Université de la Méditerranée.
- [34]. **Alin Thionnet, Christiane Mariin, Sohie Barradas (2003)**, «*Mécanique et comportement des milieux continus* ». Ellipses édition marketing S.A, pp 294.
- [35]. **Mourad Bentahar**, «*Acoustique non linéaire : application à la caractérisation ultrasonore de l'endommagement des matériaux hétérogènes et la prédiction de la durée de vie*». Thèse de Doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon.
- [36]. **Jean-pierre OLIVIER et Angélique VICHOT, (2008)** «*La durabilité des bétons* », Presse nationale des ponts et chaussées, France, pp868
- [37]. **T.M. Refai, M.K. Lim, (1992)**, *Proceedings of "Structures Congress"*, San-Antonio, Texas, pp. 182-193
- [38]. **M.Cheroun, L.LU, L.LE Marec, (2002)** «*Multiple scattenig of ultrasonic waves for non destructive testing of concrete by using surface wave*». Laboratoire Central des Ponts et Chaussées (LCPC) ; Institut de Recherche Mathématiques de Rennes (IRMAR), France.
- [39]. **Georges DREUX, Jean FESTA, (1998)**, «*Nouveau guide du béton et de ses constituants* ».Huitième édition, pp404.
- [40]. **Professeur Hanarair, (2003)**, «*Béton armé fissuration-Flèches, Redistribution D'effort et Formation des mécanismes de rupture* ».Ecole Nationale de Ponts et Chaussées et l'Ecole Spéciale des Travaux Publics, Algérie, pp210.
- [41]. **Maher Shaira (2006)** «*Caractérisation non destructive de la transformation martensitique de l'acier 304L induite par déformation cyclique* ».Thèse de Doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon.