HAL
open science

Contrôle de santé des matériaux et structures par analyse de la coda ultrasonore

Yuxiang Zhang

To cite this version:

Yuxiang Zhang. Contrôle de santé des matériaux et structures par analyse de la coda ultrasonore. Autre [cond-mat.other]. Université du Maine, 2013. Français. NNT : 2013LEMA1014 . tel-00971702v2

HAL Id: tel-00971702

https://theses.hal.science/tel-00971702v2

Submitted on 7 Jul 2014

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

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

Thèse de Doctorat

Yuxiang ZHANG

Mémoire présenté en vue de l'obtention du
grade de Docteur de l'Université du Maine
sous le label de L'Université Nantes Angers Le Mans

École doctorale : SCIENCES POUR L'INGÉNIEUR, GÉOSCIENCES, ARCHITECTURE

Spécialité : Acoustique
Unité de recherche : *LAUM*

Soutenue le 20 septembre 2013

Contrôle de santé des matériaux et structures par analyse de la coda ultrasonore

JURY

Rapporteurs :	**Christophe ARISTEGUI**, Professeur, l'Université Bordeaux 1 **Olivier BOU MATAR,** Professeur, l'Ecole Centrale de Lille
Examinateurs :	**Odile ABRAHAM,** Ingénieur Divisionnaire des Travaux Publics de l'Etat, IFSTTAR **Arnaud DERODE,** Professeur, l'Université Paris Diderot - Paris VII **Rachid EL GUERJOUMA,** Professeur, l'Université du Maine **Eric LAROSE,** Chargé de recherche, CNRS-ISTerre, Université J. Fourier **Bertrand LASCOUP,** Enseignant-chercheur, ESTACA **Alain LE DUFF,** Maître de conférences, GSII-Groupe ESEO **Vincent TOURNAT,** Chargé de recherche, CNRS-LAUM, Université du Maine
Directeur de Thèse :	**Vincent TOURNAT,** Chargé de recherche, CNRS-LAUM, Université du Maine
Co-directeur de Thèse :	**Odile ABRAHAM,** Ingénieur Divisionnaire des Travaux Publics de l'Etat, IFSTTAR

谨以此论文致敬于我的外婆，

她护我走过生命最初的廿余年时光，关爱备至；

我在她最后的时刻却不能尽孝膝前。

纵我深知她身已涅槃远在彼岸，断不会因此岸纷纷或喜，或悲。

然孝道不全终身为憾，是以为念！

Remerciements

Je tiens dans un premier temps à remercier mes co-directeurs de thèse, Vincent Tournat du LAUM et Odile Abraham de l'IFSTTAR pour m'avoir confié ce travail de recherche, ainsi que pour leurs aides et leurs précieux conseils sur l'orientation de mes travaux de recherche. Leurs compétences scientifiques, leur disponibilité et leurs suggestions ont été déterminantes pour la bonne réussite de cette thèse. Je remercie également Alain Le Duff de l'ESEO et Bertand Lascoup de l'ESTACA, mes co-encadrants,, pour leur soutien, leurs conseils avisés, leurs attentions de tout instant sur mes travaux. Au cours de ces trois ans, j'ai beaucoup appris au côté de mes directeurs et de mes encadrants de thèse, et je leur adresse ma gratitude pour tout cela.

Je tiens à remercier profondément Christophe Aristégui et Olivier Bou Matar qui ont bien voulu s'intéresser à ce travail en tant que rapporteurs. J'exprime à tous les deux ma gratitude pour le temps qu'ils ont consacré à lire mon manuscrit. Je tiens à exprimer ma profonde gratitude aux examinateurs, Arnaud Derode, Rachid El Guerjouma et Eric Larose, pour m'avoir fait l'honneur de participer à mon jury. En outre, je désire donner individuellement mes remerciements à Rachid El Guerjouma pour m'avoir proposé ce sujet de thèse ; et aussi à Arnaud Derode et Eric Larose pour le partage généreux de leurs visions et idées scientifiques très constructives et précieuses pour l'avancement de la thèse.

J'adresse de sincères remerciements également à tous ceux qui ont été essentiels à l'avancement de mes travaux pour leurs collaborations et enseignement : Ahmed Loukili, Frédéric Grondin et Pierre Mounanga du GeM, Stéphane Letourneur du LAUM et Louis Marie Cottineau, Xavier Chapeleau et Jean-Philippe Gourdon de l'IFSTTAR. Un immense remerciement à Olivier Durand de l'IFSTTAR pour son soutient technique notamment sur les mesures expérimentales et ses idées précieuses, la réussite de la thèse n'aurait pas été possible sans ses travaux rigoureux.

Je souhaite remercier l'ensemble des membres de l'équipe MACS-7 de l'IFSTTAR pour leur disponibilité, leur gentillesse et la bonne ambiance générale. Je tiens à remercier particulièrement Vincent Métais pour son aide de tous les jours et particulièrement dans la rédaction de mon manuscrit de thèse.

Enfin, je remercie encore une fois et tout particulièrement Odile Abraham car elle n'a jamais cessé de m'encourager, de me guider, de m'écouter et de se tenir toujours au fait de mes travaux.

Table des matières

1 Introduction générale **1**

2 État de l'art et orientation **5**

2.1 Interférométrie de la coda 5

2.1.1 Coda et interférométrie de la coda 5

2.1.1.1 Onde de coda - onde multiplement diffusée 5

2.1.1.2 Théorie de l'interférométrie de la coda 9

2.1.2 Évaluation des variations de la vitesse de propagation par interférométrie de la coda 11

2.1.2.1 Vitesse effective de l'onde de coda 14

2.1.2.2 Régime de diffusion 15

2.1.3 Traitement du signal 19

2.1.3.1 Doublet 19

2.1.3.2 Stretching 21

2.2 Théorie de la non-linéarité élastique 24

2.2.1 Théorie classique 26

2.2.2 Théorie non classique 28

2.2.2.1 Élasticité non linéaire dynamique 29

2.2.3 Acousto-élasticité 30

2.2.3.1 Chargement hydrostatique 31

2.2.3.2 Chargement uni-axial 32

2.3 Exemple d'utilisation de la CWI dans une application d'ECND : l'essai NBT 33

2.3.1 Procédure de mesure 33

2.3.2 Mise en œuvre du traitement du signal 36

2.3.2.1 Détermination de D et ξ 36

2.3.2.2 Détermination de la fenêtre temporelle 39
2.3.2.3 Évaluation de la variation de la vitesse par calcul Stretching 40
2.3.3 Résultats expérimentaux sur un corps d'épreuve à échelle 1 41
2.3.4 Conclusion et perspective 44

3 Compensation des biais thermiques dans l'analyse CWI 47
3.1 Introduction 49
3.2 Theoretical background 50
3.2.1 CWI analysis for a constant velocity perturbation 50
3.2.2 Stretching 51
3.2.3 Acoustoelastic theory 53
3.3 Bias control for CWI analysis 54
3.3.1 Theoretical model for bias compensation 54
3.3.2 Implementation protocol 56
3.3.3 Experimental Results 57
3.4 Conclusion 62
3.5 Acknowledgements 62

4 Détection de l'endommagement du béton par analyse CWI 63
4.1 Introduction 65
4.2 Theoretical background 66
4.2.1 Coda wave interferometry 66
4.2.2 Acoustoelastic theory 67
4.2.3 Other causes of stress-induced velocity variation 68
4.3 Experimental configuration 69
4.3.1 Materials 69
4.3.2 The direct tensile test device 69
4.3.3 Thermally-compensated CWI measurement system 70
4.3.4 Experimental procedure 71
4.4 Experimental results 72
4.4.1 General presentation of CWI results 72
4.4.2 Kaiser effect 73
4.4.3 Effective acoustoelastic coefficient under direct tensile load 79

4.4.4 Damage of creep in tension 79
4.5 Conclusion 81
4.6 Acknowledgements 82

5 Modulation non linéaire de la coda 83
5.1 Introduction 83
5.1.1 Méthode non linéaire pour la détection de défauts 83
5.1.2 Modulation non linéaire classique 85
5.1.3 Procédure de sonde 86
5.2 Phase 1 : Détection globale d'endommagement 87
5.2.1 Configuration expérimentale 87
5.2.2 Modulation non linéaire à cause de la présence de défauts 91
5.2.3 Dépendance de l'effet de modulation non linéaire en fonction de la fréquence de résonance de l'onde de pompe 92
5.2.4 Modulation non linéaire avec une onde de pompe large bande 94
5.2.5 Discussion et interprétation des résultats 97
5.3 Phase 2 : Évaluation globale du niveau d'endommagement 99
5.3.1 Configuration expérimentale 100
5.3.2 Évaluation du niveau d'endommagement 101
5.3.3 Validation d'une évaluation globale d'un niveau d'endommagement . 105
5.3.4 Influence de la température sur le résultat de l'évaluation 110
5.4 Conclusion 116

6 Conclusion et perspectives 119
6.1 Conclusion générale 119
6.2 Perspectives 120
6.2.1 Utilisation de la coda 121
6.2.2 ECND du béton avec la CWI 121

Annexe 123

A Liste des publications 123

B Nonlinear mixing of ultrasonic coda waves 125

B.1 INTRODUCTION 126
B.2 EXPERIMENTAL DESIGN 128
B.2.1 Specimen description 128
B.2.2 Experimental set-up 129
B.2.3 Signal processing : CWI analysis conducted with the stretching method 130
B.2.4 Experimental procedure 132
B.3 EXPERIMENTAL RESULTS 132
B.3.1 Nonlinear wave mixing caused by the presence of cracks 132
B.3.2 Dependence of the nonlinear mixing process on the frequency of monochromatic pump waves 134
B.3.3 Nonlinear mixing effect induced by frequency-swept pump waves . . . 135
B.4 DISCUSSION AND CONCLUSION 139

Bibliographie **140**

Chapitre 1

Introduction générale

Contexte

L'objectif principal d'une méthode d'Évaluation et Contrôle Non-Destructif (ECND) est de détecter la présence des défauts qui pourraient mettre en péril l'intégrité de la structure et d'évaluer le niveau d'endommagement. Cet endommagement est caractérisé d'un point de vue micro-structural par la présence de discontinuités, d'inhomogénéités telles que des fissures, des points d'attaques électrochimiques ou des délaminages. La présence de ces défauts microscopiques modifie les propriétés macroscopiques du matériau. À partir de l'estimation de la durabilité de la structure et de sa fiabilité de fonctionnement, une réparation ou un remplacement peuvent être envisagés. Une méthode d'auscultation est dite non-destructive si elle permet d'effectuer le contrôle ou l'évaluation sans dégrader la structure par opposition aux méthodes invasives. De plus, les méthodes d'ECND *in-situ* permettent d'effectuer le contrôle ou l'évaluation de la structure en cours de fonctionnement. Cette dernière caractéristique est extrêmement intéressante pour un grand nombre des domaines industriels tels qu'en aéronautique (avec le contrôle de l'état d'intégrité de structure) ou en génie civil (avec l'évaluation du niveau des contraintes ou de l'état de santé des ponts, des barrages ou des enceintes de confinement des centrales nucléaires par exemple). Ainsi pour des raisons économiques et de sécurité, les méthodes d'ECND sont considérées comme prometteuses dans de nombreux domaines et de nombreuses études sont en cours.

Parmi toutes les méthodes d'ECND, la famille des méthodes ultrasonores a été largement étudiée dans les dernières décennies [1–13] du fait de leur sensibilité, de leur capacité de pénétration, de la possibilié de faire des mesures depuis une seule surface accessible, etc. Les méthodes ultrasonores d'ECND s'intéressent aux propriétés élastiques du matériau, particulièrement à la non-linéarité élastique. En effet la littérature montre que les propriétés non linéaires sont plus sensibles à un endommagement que la partie linéaire [2, 14–16]. Cependant, à cause de l'utilisation d'ondes cohérentes, les méthodes traditionnelles ultrasonores se trouvent limitées à certaines applications et dans certains cas. Par exemple, l'exploitation de l'acousto-élasticité évalue le niveau de la non-linéarité élastique du matériau en mesurant la variation de la vitesse de propagation de l'onde sous un chargement. Une méthode traditionnellement appelée TOF (Time of Flight) est souvent utilisée dans l'étude de l'acousto-

élasticité. Elle estime la valeur absolue de la vitesse de propagation en mesurant la durée nécessaire pour que les ondes se propagent sur une distance connue. Dans le cas du béton en compression uni-axiale, la méthode traditionnelle présente une erreur relative d'estimation de la vitesse de l'ordre de 10^{-2} [17] alors que dans le cas d'une traction uni-axiale, la vitesse ne varie pas d'un niveau aussi important (10^{-2}), même avec un chargement de 80% du niveau de rupture [18].

L'interférométrie de la coda (CWI pour Coda Wave Interferometry) [19] est une méthode plus récente. Il a été montré que l'emploi d'ondes multiplement diffusées permet à la CWI une meilleure sensibilité que les méthodes traditionnelles. Son utilisation est avantageuse pour l'évaluation d'une faible variation de la vitesse de propagation avec une précision de l'ordre de 10^{-5} [20]. En outre, la vitesse de propagation peut être reliée aux propriétés élastiques du matériau dont la modification est, dans certains cas, une indication d'endommagement. C'est pourquoi la CWI est considérée comme une méthode d'ECND à fort potentiel.

Objectifs

On se propose ici de développer une technique d'ECND capable de détecter un endommagement avec une bonne sensibilité puis de le caractériser d'une manière précise et la plus fiable possible. En gardant à l'esprit cet objectif, nous cherchons dans cette étude les applications potentielles de la CWI dans un but de contrôle non destructif de structure en complément des méthodes existantes. Deux directions de recherche où les méthodes existantes se heurtent à leurs limites sont investiguées : la détection d'endommagement diffus du béton par un essai d'acousto-élasticité en traction uni-axiale ; la détection des défauts localisés dans un milieu initialement linéaire et l'évaluation de son niveau d'endommagement.

Pour le matériau de l'étude, le choix s'est porté vers le béton car il s'agit du matériau le plus utilisé dans le domaine du génie civil et les méthodes traditionnelles d'inspection y sont limitées. L'étude de l'acousto-élasticité du béton en traction uni-axiale a été peu rapportée. Cela est dû à la difficulté de mise en œuvre de l'essai, et à la sensibilité insuffisante des méthodes traditionnelles. Dans ce cas, la haute sensibilité de la CWI devient essentielle. En outre, les ondes cohérentes utilisées par les méthodes traditionnelles se propagent via des trajectoires simples, les informations sur le milieu de propagation ainsi obtenues ne concernent qu'un petit volume. Dans le cas où les défauts apparaissent d'une façon localisée, il faut plusieurs mesures à différents endroits pour les détecter. De plus, si la structure a une géométrie complexe, l'utilisation des ondes cohérentes nécessite l'accès à des surfaces pas forcement accessibles dans le cas réel. Dans ce cas, les ondes multiplement diffusées employées par la CWI peuvent offrir la possibilité d'une détection globale de la structure.

Plan du manuscrit

Des bases théoriques sont données dans le deuxième chapitre pour la méthode CWI et la non-linéarité élastique. Après avoir donné l'origine et l'état de l'art de la méthode CWI, nous

présenterons son principe, et plus particulièrement son utilisation pour extraire une variation de la vitesse. Les interprétations physiques et les démarches de traitement du signal correspondantes sont également détaillées. Ensuite, nous donnerons une présentation générale sur les théories traditionnelles et non traditionnelles de la non-linéarité élastique et présenterons l'effet acousto-élastique. À la fin du chapitre, un essai expérimental préliminaire est présenté comme exemple d'utilisation de la CWI dans un essai d'acousto-élasticité du béton.

Nous présenterons dans les deux chapitres suivants les travaux effectués concernant le premier objectif (i.e. la détection de l'endommagement du béton). Dans le chapitre 3, nous présenterons un protocole expérimental pour réduire des biais des résultats CWI et améliorer la répétabilité de l'essai. Après une présentation de son principe, une validation expérimentale de ce protocole est effectuée. Les résultats expérimentaux montrent que ce protocole peut compenser efficacement les biais des résultats CWI, notamment ceux qui proviennent des fluctuations de température, et considérablement améliorer la répétabilité de l'essai. Une étude de l'acousto-élasticité du béton en traction uni-axiale est effectuée en utilisant ce protocole de contrôle de biais et est présentée dans le chapitre 4. Dans cette étude, les comportements différents du béton sous traction directe uni-axiale sont mis en évidence par les observations expérimentales des effets acousto-élastiques et de Kaiser. À partir des résultats CWI obtenus sous l'effet acousto-élastique, un coefficient acousto-élastique effectif est évalué pour le béton avant et après un endommagement léger. Le changement de valeur du coefficient correspond au changement de l'état d'endommagement du béton.

Le chapitre 5 est dédié aux travaux effectués concernant le deuxième objectif (i.e. la détection des défauts localisés dans un milieu initialement linéaire). Nous présenterons dans ce chapitre une méthode d'ECND basée sur le phénomène de modulation non linéaire autour des défauts dans un milieu initialement linéaire. Une excitation acoustique large bande permet de mettre en évidence la non-linéarité élastique des défauts quelque soit leur localisation. La CWI est utilisée pour sonder entièrement la structure et évaluer le changement de l'état du milieu. Le niveau de non-linéarité est enfin quantifié par la dépendance des résultats CWI à l'amplitude de l'excitation. Nous montrons expérimentalement que 1) la présence de la non-linéarité dans ce milieu initialement linéaire est l'indication d'endommagement ; et 2) le niveau de la non-linéarité augmente avec l'état d'endommagement. Comme le résultat de quantification n'a quasiment pas de dépendance spatiale, cette méthode peut servir à évaluer le niveau d'endommagement de manière globale.

Le manuscrit se termine par une conclusion générale et donne des perspectives apparues au fur et à mesure de nos études qui concernent à la fois l'utilisation de la coda et l'ECND du béton.

Chapitre 2

État de l'art et orientation

2.1 Interférométrie de la coda

Dans ce chapitre, nous allons donner une introduction détaillée pour l'ensemble de la méthode dite interférométrie de la coda (CWI pour Coda Wave Interferometry). Les objectifs de cette introduction sont de présenter 1) des notions de base, le principe/la théorie de la méthode et la physique sous-jacente ; 2) la procédure expérimentale et la configuration de mesure que nous avons utilisées dans nos études ; et 3) la procédure de traitement du signal utilisée dans la méthode CWI qui nous permet d'extraire des informations sur le milieu de propagation à partir des signaux de coda. Ce chapitre se termine par une discussion sur des résultats expérimentaux obtenus qui illustrent différents effets physiques.

2.1.1 Coda et interférométrie de la coda

Dans cette première section, nous donnons des notions de base essentielles à la compréhension des sections suivantes. Nous précisons tout d'abord la signification des termes « coda », « onde de coda » en donnant leurs origines et leurs natures physiques. Nous présentons par la suite le concept global de la méthode CWI.

2.1.1.1 Onde de coda - onde multiplement diffusée

Coda signifie queue en latin. Ce terme désigner le passage à la fin d'une pièce en musique. Par analogie ce terme est utilisé par la communauté sismologique pour désigner la partie terminale d'un sismogramme. La Figure.2.1 est un exemple de sismogramme (vibration verticale de la terre en fonction de temps) enregistré en Finlande après un séisme qui a eu lieu aux États Unis [21]. Ce sismogramme peut être divisé en plusieurs parties. Classiquement, les premières arrivées sont les ondes de volume, les ondes P (appelées aussi les ondes premières, les ondes de compression ou les ondes longitudinales) suivies par les ondes S (appelées aussi les ondes secondaires, les ondes de cisaillement ou les ondes transversales). À cause des interactions de ces ondes de volume avec la surface de la terre lors de leur propagation, l'énergie

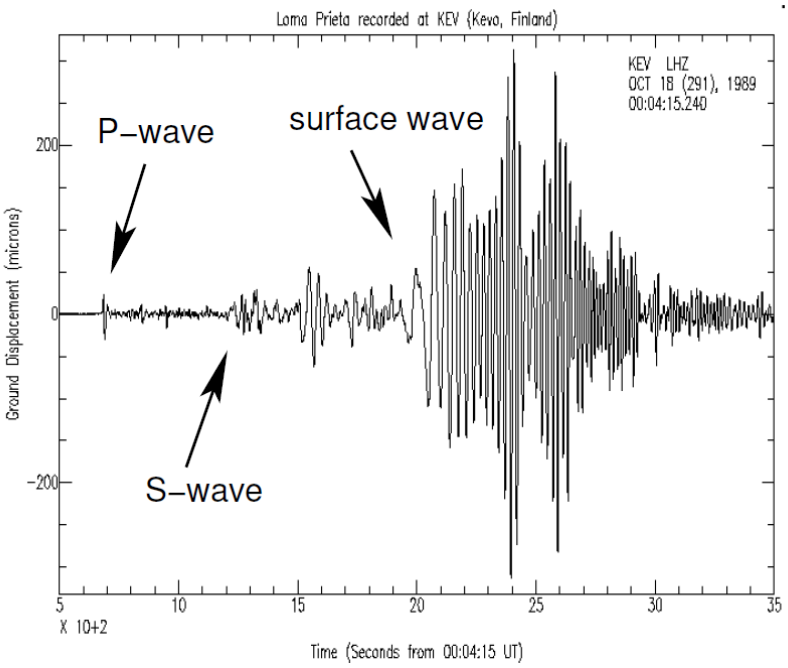


Figure 2.1 – Exemple de sismogramme [21] enregistré à Kevo (Finlande). L'enregistrement commence dès 500 secondes (8,3 minutes) après le tremblement de terre qui a eu lieu à Loma Prieta, en Californie, près de San Francisco. Les premières arrivées des ondes P, S et des ondes de surface sont indiquées par des flèches.

acoustique se transforme en ondes de surface qui arrivent par la suite et présentent une grande amplitude.

Jusque là, ces arrivées sont des ondes balistiques et certaines ondes faiblement diffusées. Les ondes qui arrivent encore plus tard sont multiplement diffusées en raison de la complexité de la structure interne de la terre, leur trajectoires sont longues et complexes. Le sismogramme est la superposition des arrivées de tous les types d'ondes (i.e. les ondes de volume et les ondes de surface).

La dernière partie du signal dans un sismogramme est appelée la coda sismique. Elle est caractérisée par 1) son amplitude qui décroît exponentiellement en temps et 2) sa phase qui a une apparence similaire à celle du bruit. Les ondes multiplement diffusées qui forment la coda sont appelées les ondes de coda.

Comme la coda est le résultat de la superposition d'un grand nombre d'ondes de nature différente qui se propagent via des trajectoires complexes, elle ressemble à du bruit et ne peut pas être utilisée pour étudier individuellement la propagation de chaque arrivée d'onde. Dans une analyse d'un signal sismique, particulièrement de sa phase, la coda sismique est souvent considérée comme du bruit dans les études géophysiques traditionnelles [22]. Même si son apparence est similaire au bruit ambiant, la coda n'est toutefois pas du bruit aléatoire. Les mesures expérimentales sismiques faites à quelques jours d'écart présentées dans [23, 24] montrent qu'en utilisant des sources et des récepteurs répétables, la coda sismique a une très bonne reproductibilité. Tout changement de la coda peut être relié aux modifications du

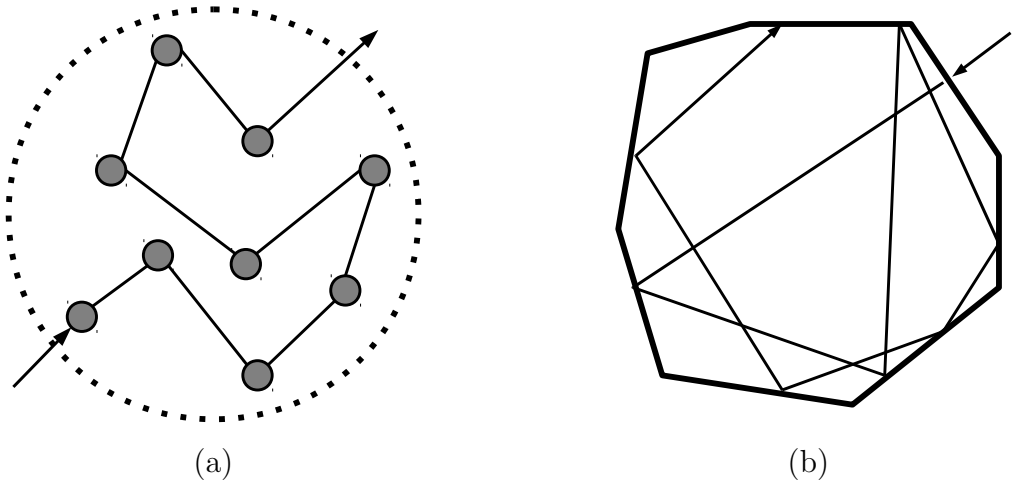


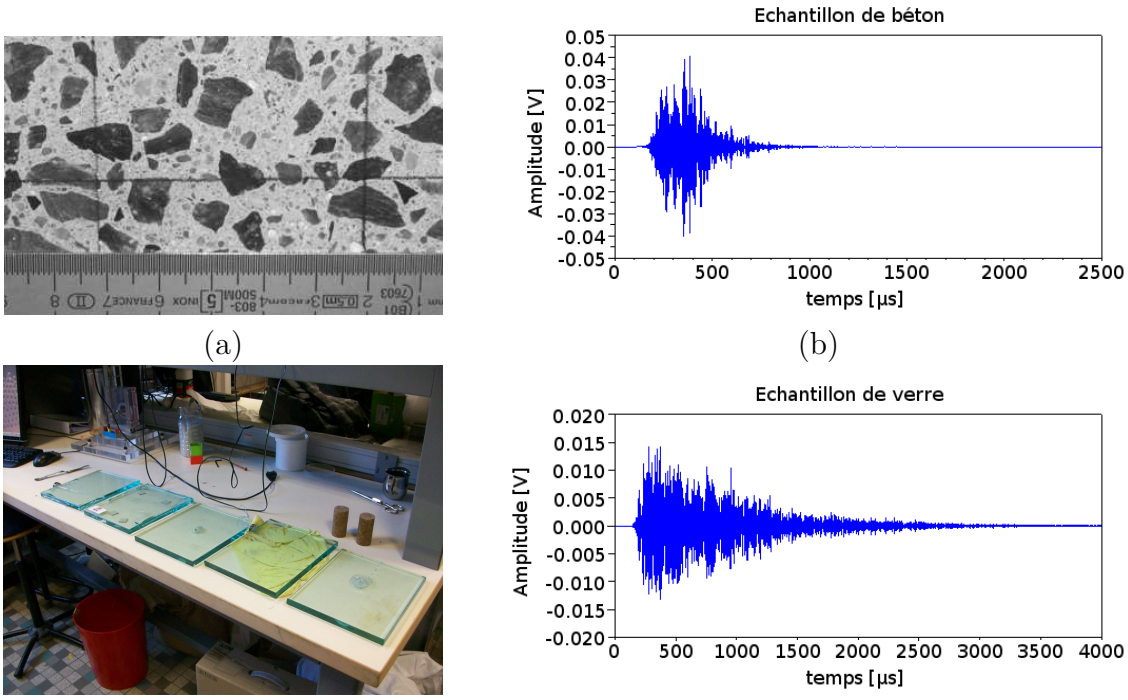
FIGURE 2.2 – Représentation schématique des deux causes de l'effet de diffusion multiple : (a) diffraction multiple des diffuseurs distribués de façon aléatoire, (b) réflexion multiple des bords du milieu de propagation.

milieu de propagation. En conséquence, les ondes de coda sont très sensibles à la perturbation du milieu de propagation.

En suivant le même principe que celui de la création de la coda sismique, la coda peut être reproduite dans un milieu à échelle réduite en diminuant proportionnellement les longueurs d'onde utilisées. La différence est que, selon l'hétérogénéité du milieu et les longueurs d'onde choisies, la création de la coda peut être dominée par un des deux effets suivants :

- La diffraction multiple : dans un milieu hétérogène à la fréquence choisie, (i.e. les tailles des hétérogénéités sont comparables aux longueurs d'onde de la source), le phénomène dominant la propagation des ondes est la diffraction multiple autour des hétérogénéités (Figure 2.2(a)). Le signal expérimental illustré dans la figure 2.3(b) est obtenu à partir d'un échantillon de béton dans lequel les hétérogénéités sont des granulats de tailles de 1 à 10 mm (Figure 2.3(a)), les longueurs d'onde correspondant à la fréquence centrale utilisée sont de 5,2 mm pour l'onde S et 9 mm pour l'onde P.
- La réflexion multiple : la propagation est dominée par les réflexions multiples sur des interfaces ou les bords d'un milieu quasi-homogène à la fréquence choisie, c'est-à-dire soit le milieu est homogène soit les hétérogénéités sont suffisamment petites pour être négligées devant les longueurs d'onde (Figure 2.2(b)). Le signal expérimental représenté dans la figure 2.3(d) est obtenu dans une plaque de verre de dimension 2 cm $\times$ 20 cm $\times$ 20 cm (Figure 2.3(c)), les longueurs d'onde correspondant à la fréquence centrale utilisée sont de 5,5 mm pour l'onde S et 9 mm pour l'onde P.

En raison de sa haute sensibilité à une perturbation (e.g. des variations de la température, des contraintes ou la création de défauts etc.) du milieu, la propagation des ondes multiplement diffusées a été largement étudiée pour des applications différentes et particulièrement dans la domaine de l'ECND. Ces études ont été effectuées en suivant différents aspects de la propagation des ondes. D'un point de vue global, l'enveloppe de l'onde multiplement diffusée représente la propagation de l'énergie acoustique en fonction du temps. Le temps d'arrivée



(a) (b) (c) (d)

Figure 2.3 – Illustration de deux signaux de coda créés par l'effet de diffraction multiple et l'effet de réflexion multiple et les photographies des milieux de propagation correspondants sur lesquels les signaux sont enregistrés : (a) photographie d'un échantillon du béton qui contient les granulats de dimension de 1 à 10 mm ; (b) un signal de coda (durée de 2,5 ms) enregistré sur l'échantillon du béton dont la photographie est présenté dans (a) en utilisant une source à la fréquence centrale de 500 kHz ; (c) photographie d'une plaque de verre de dimension 2 cm×20 cm×20 cm ; (d) un signal de coda (durée de 4 ms) enregistré sur la plaque de verre dont la photographie est présentée dans (c) en utilisant une source à la fréquence centrale de 500 kHz.

du niveau maximal est en relation avec l'importance de la diffusion tandis que la diminution exponentielle qui suit peut être reliée à la dissipation du matériau. Pour un matériau hétérogène, le béton par exemple, un changement du profil de l'enveloppe de la coda ultrasonore peut être relié à la création et au développement de micro-fissures ou de macro-fissures [25–28]. D'un point de vue plus détaillé, une onde multiplement diffusée contient des informations globales sur le milieu de propagation. Un changement de la forme d'onde locale est souvent lié à la modification de structure/micro-structure du milieu et peut être utilisé comme un indicateur d'endommagement [6, 29, 30]. Enfin, l'analyse du déphasage entre les signaux enregistrés à des instants différents nous permet de suivre un changement de la vitesse de propagation dû à la modification de l'état du milieu. Selon les cas, cette modification peut être due à une variation de la température [18, 19, 31–33], à un changement de l'état de contrainte [18, 20, 33, 34] ou à un changement de l'état d'endommagement [35–37]. Par la suite, nous présenterons en particulier la méthode dite interférométrie de la coda récemment

développée et prometteuse pour des applications d'ECND.

2.1.1.2 Théorie de l'interférométrie de la coda

La première utilisation de la coda sismique est réalisée par Aki dans les années soixante pour évaluer les contraintes dans les sols [38, 39]. Dans cette première étude, l'analyse n'a été appliquée que sur l'amplitude de la coda. Ensuite, une étude sur la phase de la coda sismique est réalisée et présentée par Poupinet et al.[40]. Dans cette étude, la coda sismique montre sa haute sensibilité et est utilisée pour évaluer la variation de la vitesse de propagation. L'idée principale de l'évaluation de la vitesse est de comparer deux sismogrammes dans une fenêtre temporelle glissante en temps. Cette idée est utilisée ultérieurement par Snieder [19] pour déterminer un changement de la vitesse de propagation suite à une perturbation du milieu de propagation.

La théorie proposée par Snieder repose sur un modèle de sommation des trajectoires qui décrit le champ acoustique (initial) à un endroit donné $u_i(t)$ (indice i pour l'état initial et p pour l'état perturbé) par la somme des ondes sur toutes les trajectoires possibles tr :

$$u_i(t) = \sum_{tr} S_{tr}(t). \tag{2.1}$$

Cette expression est valable à condition que les ondes proviennent de trajectoires distinctes sans interaction entre elles : le champ acoustique peut être alors considéré comme une simple superposition de toutes les ondes.

La perturbation du milieu de propagation est modélisée par des changements légers des caractéristiques suivantes : la vitesse de propagation, la localisation des diffuseurs et la localisation de la source. D'un point de vue microscopique, la perturbation du milieu affecte la propagation d'une onde entre deux diffuseurs en changeant la distance entre ces deux diffuseurs et/ou sa vitesse de propagation. Dans le cas d'un changement de vitesse de propagation, la perturbation modifie le temps de propagation. Alors que dans le cas d'un changement de la distance entre deux diffuseurs consécutifs, la perturbation peut changer soit le temps de propagation entre diffuseurs soit la diffusion géométrique de l'énergie ou la direction incidente de diffusion. En supposant que le libre parcours moyen de transport l^* [1] [41–44] est considérablement plus grand que la longueur d'onde λ, une perturbation du milieu de propagation sur le champ acoustique conduira principalement à un changement du temps de propagation [45]. En conclusion, sous l'hypothèse que $\lambda \ll l^*$, l'influence d'une perturbation du milieu sur la propagation des ondes est dominée par un changement du temps de propagation. En notant τ_{tr} le changement total du temps de propagation de l'onde se propageant sur la trajectoire tr, le champ perturbé, qui correspond à la somme des changements de temps de propagation entre tous les diffuseurs consécutifs, peut s'écrire :

$$u_p(t) = \sum_{tr} S_{tr}(t - \tau_{tr}). \tag{2.2}$$

1. La distance de propagation au bout de laquelle l'onde a perdu la mémoire de sa direction de propagation initiale [41].

Il est important de noter que cette expression du champ acoustique perturbé ne prend pas en compte le changement de l'enveloppe de la coda qui peut être dû, par exemple, à la variation des propriétés dissipatives du matériau.

Coefficient de corrélation Le coefficient de corrélation [46] est la base de la CWI. La comparaison des champs acoustiques initiaux $u_i(t)$ et perturbés $u_p(t)$ est effectuée par le calcul, sur la fenêtre temporelle [t-T ; t+T], du coefficient de corrélation en fonction du décalage en temps $CC(\delta t)$ entre eux :

$$CC(\delta t) = \frac{\displaystyle\int_{t-T}^{t+T} u_i(t')u_p(t'+\delta t)dt'}{\sqrt{\displaystyle\int_{t-T}^{t+T} u_i^2(t')dt' \int_{t-T}^{t+T} u_p^2(t')dt'}}. \tag{2.3}$$

Le numérateur du coefficient est l'intercorrélation de $u_i(t)$ et $u_p(t)$ avec un décalage δt. Le dénominateur est la racine carrée du produit des énergies de $u_i(t)$ et $u_p(t)$ et est homogène à une énergie. Le coefficient de corrélation $CC(\delta t)$ est un paramètre normalisé dont la valeur varie entre -1 et 1. La valeur absolue du coefficient CC est une mesure de la similarité des signaux $u_i(t)$ et $u_p(t)$: les signaux sont parfaitement identiques quand sa valeur est égale à 1, et ils sont totalement décorrélés quand elle est égale à 0. Un signe négatif implique que les phases sont inversées.

En substituant les expressions 2.1 et 2.2 dans l'expression 2.3, le coefficient de corrélation devient :

$$CC(\delta t) = \frac{\displaystyle\sum_{tr}\sum_{tr'}\int_{t-T}^{t+T} S_{tr}(t')S_{tr'}(t'-\tau_{tr'}+\delta t)dt'}{\sqrt{\displaystyle\sum_{tr}\int_{t-T}^{t+T} S_{tr}^2(t')dt' \sum_{tr'}\int_{t-T}^{t+T} S_{tr'}^2(t'-\tau_{tr'}+\delta t)dt'}}. \tag{2.4}$$

tr' est utilisé ici pour signifier que les trajectoires de propagation possibles dans le milieu perturbé ne sont pas nécessairement identiques à celles du milieu initial tr. En développant la double sommation du numérateur de l'expression 2.4 comme suit :

$$\sum_{tr}\sum_{tr'} = \sum_{tr\neq tr'} + \sum_{tr=tr'}. \tag{2.5}$$

l'expression 2.4 s'écrit :

$$CC(\delta t) = \frac{\displaystyle\sum_{tr=tr'}\int_{t-T}^{t+T} S_{tr}(t')S_{tr'}(t'-\tau_{tr'}+\delta t)dt' + \sum_{tr\neq tr'}\int_{t-T}^{t+T} S_{tr}(t')S_{tr'}(t'-\tau_{tr'}+\delta t)dt'}{\sqrt{\displaystyle\sum_{tr}\int_{t-T}^{t+T} S_{tr}^2(t')dt' \sum_{tr'}\int_{t-T}^{t+T} S_{tr'}^2(t'-\tau_{tr'}+\delta t)dt'}}. \tag{2.6}$$

L'approximation de Ladder [47] est appliquée pour simplifier l'expression 2.6 en ignorant le terme $\displaystyle\sum_{tr\neq tr'}$ du numérateur. Snieder a montré [48] que cette approximation est valide à la condition que :

$$\Delta f \cdot 2T \gg 1, \tag{2.7}$$

où Δf désigne la bande de fréquence des signaux de coda et $2T$ la largeur de la fenêtre temporelle dans laquelle l'intercorrélation CC est évaluée.

En notant $Corr(\delta t)$ comme :

$$Corr(\delta t) = \int_{t-T}^{t+T} S(t)S(t+\delta t)dt, \tag{2.8}$$

le coefficient de corrélation CC peut s'écrire :

$$CC(\delta t) = \frac{\sum_{tr} Corr_{tr}(\delta t - \tau_{tr})}{\sqrt{\sum_{tr} Corr_{tr}(0) \sum_{tr'} Corr_{tr'}(0)}}. \tag{2.9}$$

Comme le dénominateur de l'expression 2.6 est la racine carrée du produit des énergies des signaux $u_i(t)$ et $u_p(t)$, il est constant. En conséquence, le maximum de $CC(\delta t)$ apparaît dès que la valeur de δt permet de maximiser le numérateur. Deux cas doivent être distingués. Le premier est le cas le plus simple : τ_{tr} est constant pour toutes les ondes qui viennent de toutes les trajectoires possibles, le coefficient de corrélation CC est donc maximisé avec $\delta t = \tau_{tr}$. Dans le deuxième cas plus général, les τ_{tr} sont différents selon la trajectoire parcourue par l'onde. Le $\delta t = t_{MAX}$ qui permet de maximiser le coefficient CC est donc la moyenne de tous les τ_{tr} pondérés par l'intensité de l'onde de chaque trajectoire I_{tr} :

$$t_{MAX} = \frac{\sum_{tr} I_{tr} \cdot \tau_{tr}}{\sum_{tr} I_{tr}}. \tag{2.10}$$

VAR_τ, la variance des τ_{tr}, peut être obtenue sous l'hypothèse que le déphasage dû à la perturbation τ_{tr} est faible pour les ondes arrivées de toutes les trajectoires :

$$VAR_\tau = 2\ \frac{1 - CC(t_{MAX})}{\overline{\omega^2}} \tag{2.11}$$

où $\overline{\omega^2}$ est la moyenne quadratique de la fréquence angulaire introduite par Snieder [45] comme :

$$\overline{\omega^2} \equiv \frac{\int \dot{u_i}^2(t')dt'}{\int u_i^2(t')dt'}, \tag{2.12}$$

où la notation $\dot{\mathrm{f}}(t)$ signifie la dérivée première de la fonction $\mathrm{f}(t)$.

2.1.2 Évaluation des variations de la vitesse de propagation par interférométrie de la coda

Parmi les applications potentielles de l'interférométrie de la coda, l'évaluation d'une perturbation de la vitesse de propagation nous intéresse particulièrement car la vitesse de propagation est un indicateur des propriétés élastiques du matériau. Une perturbation du milieu de propagation peut être la création d'un endommagement, une application d'effort, une variation de la température, etc. Nous allons exposer dans cette section comment évaluer une

variation de la vitesse de propagation. Les travaux suivants sont réalisés sous l'hypothèse que la variation relative de la vitesse de propagation $\delta v/v$ du milieu est constante, temporellement et spatialement.

Pour l'onde qui se propage suivant la trajectoire tr, la durée de propagation t_{tr} avant la perturbation est obtenue par l'intégration de l'inverse de la vitesse de propagation initiale v sur la distance parcourue s le long de la trajectoire tr :

$$t_{tr} = \int_{tr} \frac{1}{v} ds. \tag{2.13}$$

Le temps de propagation perturbé de cette onde s'écrit :

$$t_{tr} + \tau_{tr} = \int_{tr} \frac{1}{v + \delta v} ds. \tag{2.14}$$

Sous l'hypothèse que $\delta v \ll v$, la perturbation du temps de propagation τ_{tr} peut s'écrire :

$$\tau_{tr} = -\int_{tr} \frac{\delta v}{v^2} ds = -t_{tr} \frac{\delta v}{v}. \tag{2.15}$$

L'expression 2.15 signifie que la variation relative du temps de propagation τ_{tr}/t_{tr} est égale à l'opposée de la variation de la vitesse de propagation $-\delta v/v$. L'hypothèse $\delta v/v$ constante signifie aussi que son influence sur le temps de propagation τ_{tr}/t_{tr} est identique pour les ondes quelles que soient leurs trajectoires. Sous une telle variation de la vitesse de propagation, la coda, qui est la superposition de toutes les ondes, présente le retard de temps d'arrivée de t_0 à $t_0 + \delta t_v$ suivant :

$$\delta t_v = -t_0 \frac{\delta v}{v}, \tag{2.16}$$

où t_0 est la durée de propagation, i.e. le temps d'arrivée avant la perturbation compté depuis l'émission de la source.

Traditionnellement, pour évaluer la vitesse de propagation d'un matériau complexe et très hétérogène comme le béton, le choix de la fréquence est limité aux basses fréquences ($<$ 100 kHz)[49]. Les longueurs d'onde supérieures à environ 0,1 m évitent l'effet de diffusion multiple dû aux hétérogénéités (granulats de taille inférieure à environ 2 cm). La diffusion multiple est à l'origine d'une forte atténuation d'amplitude, ce qui implique souvent une perte d'information. Mais, pour la même raison qu'une grande longueur onde permet de négliger les hétérogénéités, elle néglige en même temps les informations liées à la micro-structure du milieu, par exemple la présence d'un micro-défaut, qui est importante pour caractériser l'état du milieu. À l'opposé des méthodes traditionnelles, l'interférométrie de la coda repose sur l'effet de diffusion multiple. Les mesures de l'interférométrie de la coda s'effectuent dans un régime haute fréquence pour lequel les longueurs d'onde sont comparables avec les dimensions des hétérogénéités. Les longues trajectoires de propagation des ondes sont avantageuses pour l'évaluation d'un changement faible et constant de vitesse dans le milieu. La méthode est donc plus sensible aux variations de microstructure.

Un exemple de signaux expérimentaux présenté dans la figure 2.4 met en relief la sensibilité de la coda suite à une modification de vitesse. Les deux signaux $u_0(t)$ et $u_1(t)$, sont

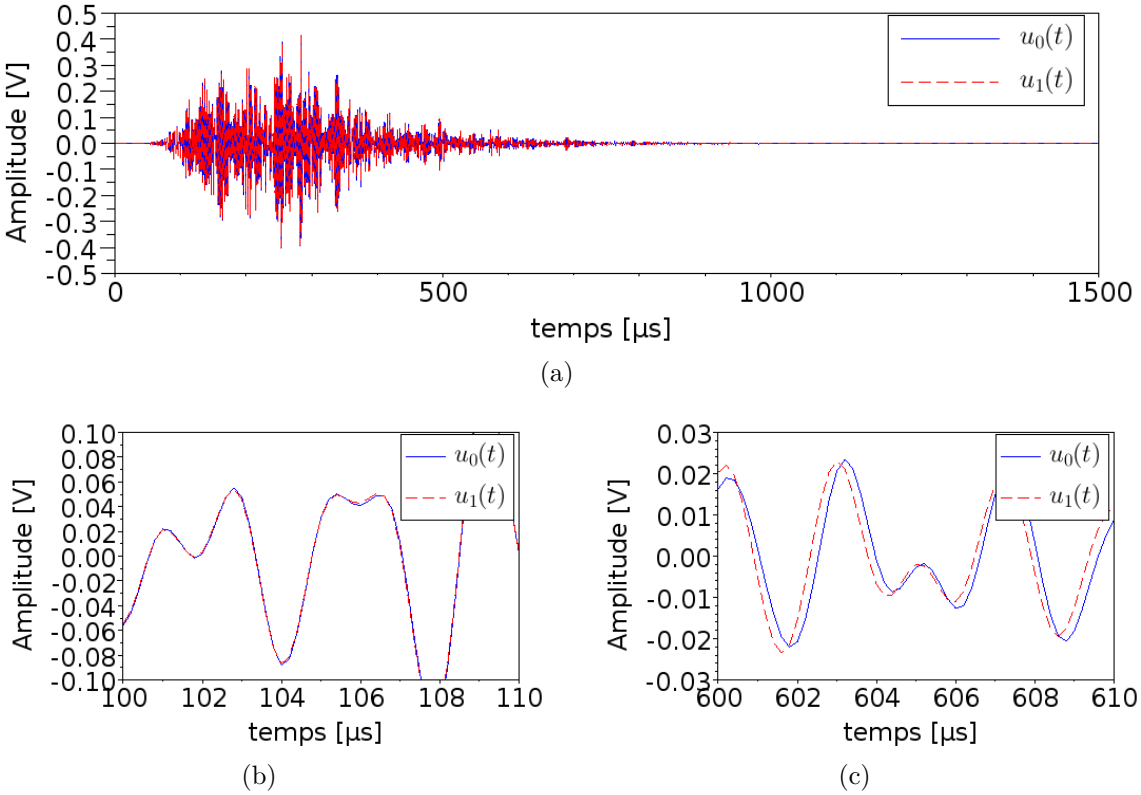


FIGURE 2.4 – Représentation de la haute sensibilité de la coda suite à une variation de la vitesse illustrée avec deux signaux expérimentaux de coda $u_0(t)$ and $u_1(t)$ enregistrés, respectivement, avant et après une perturbation de la vitesse de propagation : (a) vue globale de tous les signaux (de 0 à 1500 µs) ; (b) zoom sur les premières arrivées dans une fenêtre précoce (de 100 à 110 µs) dans laquelle les signaux sont confondus ; (c) zoom sur la coda dans une fenêtre « tardive » (de 600 à 610 µs) dans laquelle le décalage temporel entre les signaux, à cause de la perturbation de vitesse de propagation, peut être clairement observé.

enregistrés respectivement avant et après une perturbation de la vitesse de propagation [18] d'un échantillon de béton. Ils ont des apparences très proches, présentant une décroissance d'amplitude exponentielle à partir de 250 µs (Figure 2.4(a)), qui démontrent une bonne reproductibilité de la coda ultrasonore. Les figures 2.4(b) et (c) sont des présentations des mêmes signaux dans deux fenêtres temporelles beaucoup plus étroites (10 µs de largeur) et décalées en temps. Dans la fenêtre centrée sur 105 µs (Figure 2.4(b)), les formes d'onde sont quasiment identiques et l'influence de la perturbation de la vitesse est pratiquement invisible. Cependant, dans la fenêtre (Figure 2.4(c)) centrée sur 605 µs, les signaux sont bien décalés à cause de cette perturbation de la vitesse et la forme d'onde est faiblement modifiée après la perturbation.

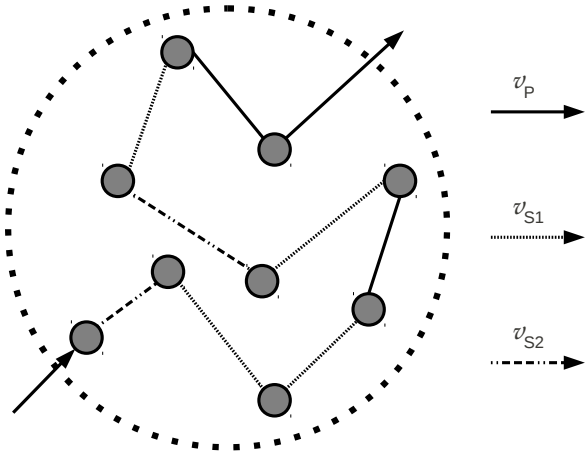


Figure 2.5 – Représentation schématique de la propagation d'une onde multiplement diffusée dans un milieu hétérogène dans lequel le type d'onde sous lequel l'énergie acoustique se propage change aléatoirement lors de chaque diffusion.

2.1.2.1 Vitesse effective de l'onde de coda

Comme présenté dans la section 2.1.1.1, la coda est la partie incohérente d'un enregistrement ultrasonore qui est la superposition des ondes multiplement diffusées qui peuvent se présenter sous forme d'ondes P ou bien d'ondes S. L'énergie acoustique se convertit entre les formes d'ondes P et d'ondes S lors de chaque diffusion. En conséquence, l'énergie d'un champ acoustique est répartie sous forme d'ondes P et d'ondes S. Une fois que les ondes sont suffisamment diffusées, le champ acoustique passe en régime de diffusion. Le rapport de répartition d'énergie entre les ondes P et S devient alors une constante dont la valeur est indépendante du rapport de répartition de l'énergie de la source. Dans le cas d'un milieu de propagation solide, le champ diffusé est dominé par l'onde S. Le phénomène d'équipartition de l'énergie d'un champ acoustique diffusé a été étudié de façon différente [50–56]. Nous présentons ici la théorie proposée par Snieder [57] dans l'étude de l'interférométrie de la coda appliquée à la propagation d'onde vectorielle.

Dans cette étude, la conversion d'énergie pour chaque arrivée individuelle est considérée comme une onde qui se propage à une vitesse changeant entre la vitesse de l'onde P et celle de l'onde S [57] lors de chaque diffusion. La vitesse effective v avec laquelle l'onde se propage en régime de diffusion est la vitesse de la propagation de l'énergie acoustique (Figure 2.5). En supposant identiques les probabilités pour une onde de se convertir dans les trois types d'onde possibles (onde P et deux types d'onde S distingués selon la direction de polarisation), le rapport de temps de propagation pour une onde sous forme d'onde S et d'onde P s'écrit

$$\frac{t_P}{t_S} = \frac{v_S^3}{2v_P^3}. \tag{2.17}$$

Ce rapport ne dépend que des deux vitesses de propagation v_P et v_S. Le facteur 2 au dénominateur tient compte du fait que la probabilité qu'une onde se présente sous forme d'onde

S est double car il y a deux types d'onde S mais un seul type d'onde P. Étant donnée une distance de propagation L, le temps de propagation total $t = L/v$ est la somme de t_S et de t_P, $t = t_P + t_S$. Les temps de propagation d'une onde sous forme d'onde P (t_P) et d'onde S (t_S) peuvent donc s'écrire :

$$t_S = \frac{2\ v_P^3}{2\ v_P^3 + v_S^3} t, \quad t_P = \frac{v_S^3}{2\ v_P^3 + v_S^3} t. \tag{2.18}$$

La vitesse de la propagation de l'énergie, qui est aussi la vitesse effective de l'onde de coda, est donc de la forme suivante :

$$v = \frac{v_P\ v_S(2v_P^2 + v_S^2)}{2v_P^3 + v_S^3}. \tag{2.19}$$

Sous l'hypothèse que les perturbations de la vitesse de l'onde P et de l'onde S sont faibles,

$$\alpha_S, \alpha_P \ll 1 \text{ où } \alpha_S = \frac{\delta v_S}{v_S} \ et\ \alpha_P = \frac{\delta v_P}{v_P}, \tag{2.20}$$

et que les trajectoires de propagation des ondes de coda ne changent pas, la variation de la vitesse de propagation de l'onde de coda peut s'écrire :

$$\alpha = \frac{\delta v}{v} = \frac{v_S^3}{2\ v_P^3 + v_S^3}\alpha_P + \frac{2\ v_P^3}{2\ v_P^3 + v_S^3}\alpha_S. \tag{2.21}$$

Dans le cas du béton, dans lequel les vitesses de propagation sont $v_P \approx 4500$ m/s, $v_S \approx 2700$ m/s, la vitesse effective v est approximativement égale à 2875 m/s et la variation de la vitesse α peut s'écrire comme la somme des contributions d'onde S et d'onde P :

$$\alpha \approx 0,9\alpha_S + 0,1\alpha_P. \tag{2.22}$$

La variation de vitesse est donc dominée par la variation de la vitesse de propagation de l'onde S (α_S). Cette conclusion est valable sous l'hypothèse que le champ acoustique est incohérent et lorsque le champ cohérent a quasiment disparu car l'énergie est entièrement transférée aux ondes diffusées. Pour cela les ondes acoustiques ont besoin de se propager suffisamment longtemps pour avoir perdu la direction de leur propagation initiale. Dans la section suivante nous déterminons le temps de propagation minimum qui assure le champ incohérent.

2.1.2.2 Régime de diffusion

Dans un milieu hétérogène et complexe comme la terre, la propagation des ondes S se fait avec l'effet de diffusion multiple. Le champ acoustique est alors la somme d'un champ cohérent et d'un champ incohérent. Par souci de simplification, nous faisons l'hypothèse que l'onde incidente est plane. Quand elle se propage, un peu d'énergie réussit à se propager dans la direction incidente et à arriver au récepteur. Cette partie de l'énergie est l'énergie cohérente [41]. Le champ acoustique correspondant à cette partie de l'énergie est donc le champ cohérent. Il est constitué par l'onde cohérente qui s'est propagée dans un milieu homogène équivalent, ou milieu homogène effectif. Dans le même temps, l'autre partie de

l'énergie est diffusée dans toutes les directions dans le volume. Cette partie de l'énergie est l'énergie incohérente. Le champ acoustique correspondant est le champ acoustique incohérent aussi appelé la coda.

Il nous faut distinguer ici l'onde cohérente et l'onde balistique. Une onde cohérente se propage en gardant la direction incidente alors qu'une onde balistique se propage directement de la source au récepteur sans être diffusée. Toutes les ondes balistiques sont cohérentes mais certaines ondes cohérentes ne sont pas balistiques. Supposons une diffusion uniforme et omnidirectionnelle. Après chaque diffusion, la plupart de l'énergie est diffusée dans des directions autres que celle incidente. Cependant, il reste toujours un peu d'énergie qui continue à se propager dans la direction incidente, si la direction diffusée coïncide avec celle incidente. Ces ondes sont diffusées mais font partie du champ cohérent [41].

Équation de diffusion Le champ incohérent est constitué d'arrivées tardives des trains d'ondes ayant parcourus un chemin plus ou moins tortueux et subit plusieurs évènements de diffusion (i.e. la diffusion multiple). L'énergie acoustique du champ incohérent peut être distribuée éventuellement à tout le volume de manière homogène si le milieu est purement élastique. L'expression de l'intensité du champ incohérent est donnée par Barton [58] dans un milieu purement élastique :

$$D \cdot \Delta I(r,t) - \frac{\partial}{\partial t} I(r,t) = P_0 \cdot \delta(r) \cdot \delta(t). \tag{2.23}$$

$P_0 \cdot \delta(r) \cdot \delta(t)$ représente un terme source impulsionnel et ponctuel dont l'amplitude est P_0 ($\delta(.)$ est la fonction de Dirac). D est la constante de diffusion qui caractérise la microstructure du milieu d'un point de vue de la diffusion acoustique. Ce coefficient en [$\mathrm{m^2 s^{-1}}$] décrit la vitesse d'extension d'un volume couvert par l'énergie diffusée (halo de diffusion) en mesurant la surface balayée par ce halo de diffusion par unité de temps.

Après avoir ajouté un terme dissipatif $\xi \cdot I(r,t)$ [59], l'équation pour un milieu dissipatif prend la forme :

$$D \cdot \Delta I(r,t) - \frac{\partial}{\partial t} I(r,t) - \xi \cdot I(r,t) = P_0 \cdot \delta(r) \cdot \delta(t), \tag{2.24}$$

où ξ est le coefficient de dissipation en [$\mathrm{s^{-1}}$]. Ce coefficient caractérise les propriétés visco-élastiques du milieu en mesurant le temps moyen d'absorption $1/\xi$ pendant lequel l'intensité acoustique diminue d'un facteur 1/e (e, le nombre d'Euler ou la constante de Néper).

Le libre parcours moyen de transport l^* qui caractérise ce milieu hétérogène [43, 44, 60] peut être relié à la constante de diffusion avec la relation suivante :

$$l^* = \frac{\mathrm{d}}{v_E} D \qquad \mathrm{d}=1{,}2 \text{ où } 3. \tag{2.25}$$

Le paramètre d indique la dimension du modèle de propagation acoustique, et v_E est la vitesse de transport de l'énergie acoustique diffusée [61]. Dans le cas de la coda, v_E est considérée comme la vitesse de l'onde de coda v (Expression 2.19). Dans un milieu hétérogène, après une distance de propagation de quelques libres parcours moyen de transport (3 ou 4 en

pratique), l'onde cohérente a pratiquement disparu et l'énergie acoustique est convertie du champ cohérent au champ incohérent. Le champ acoustique est alors dans un régime de diffusion et une répartition constante d'énergie entre l'onde P et l'onde S est atteinte. Pour déterminer l^*, la constante de diffusion D doit être prédéterminée.

La solution analytique de l'équation 2.24 pour un milieu infini s'écrit [58] :

$$I(r,t) = \frac{P_0}{(4\pi Dt)^{3/2}}\ e^{\frac{-r^2}{4Dt}}\ e^{-\xi t}. \tag{2.26}$$

Dans cette solution, nous avons trois termes qui représentent des phénomènes physiques différents. Le premier et le troisième termes qui tendent vers zéro pour $t \to \infty$ décrivent l'amortissement de l'énergie acoustique en fonction du temps. Le premier terme qui tend vers zéro en $t^{3/2}$ décrit l'amortissement géométrique, alors que le troisième terme qui tend vers zéro en e^{-t} décrit l'amortissement intrinsèque (l'absorption) du matériau dû à la viscoélasticité. Le deuxième terme qui tend vers 1 en $e^{-1/t}$ décrit l'extension du halo de diffusion.

À partir de la solution en série donnée par Ramamoorthy [62], la solution de l'équation de diffusion (Équation 2.24) en 3D est développée [63] pour un milieu parallélépipédique de dimension $(L \times l \times h)$ comme suit :

$$\begin{aligned} I(x,y,z,t) = P_0 \quad &\times \quad \{1 + 2\sum_{n=1}^{\infty} \cos(\frac{n\pi x_0}{L})\cos(\frac{n\pi x}{L})e^{-D(\frac{n\pi}{L})^2 t}\} \\ &\times \quad \{1 + 2\sum_{n=1}^{\infty} \cos(\frac{n\pi y_0}{l})\cos(\frac{n\pi y}{l})e^{-D(\frac{n\pi}{l})^2 t}\} \\ &\times \quad \{1 + 2\sum_{n=1}^{\infty} \cos(\frac{n\pi z_0}{h})\cos(\frac{n\pi z}{h})e^{-D(\frac{n\pi}{h})^2 t}\} \\ &\times \quad e^{-\xi t} \end{aligned} \tag{2.27}$$

Cette approximation décrit l'intensité du champ incohérent d'un milieu borné avec des conditions aux limites de Neumann (contraintes normales nulles aux bords du milieu) imposées sur tous les bords. Les notations (x, y, z) représentent les cordonnées de la localisation de la réception, (x_0, y_0, z_0) celles de la source. D et ξ sont les constantes de diffusion et de dissipation comme dans la solution 2.26. n représente le nombre de termes à considérer dans les sommes. Il dépend des dimensions du milieu et des paramètres D et ξ. En moyenne les courbes ne changent plus à partir de 500 termes (n>500) dans chaque série [63]. La différence entre les solutions 2.26 et 2.28 est que la solution 2.28 prend en compte la réflexion sur les bords. Dans le cas où les dimensions du milieu sont supérieures au libre parcours moyen de transport, la solution 2.26 est également valable. Ces solutions seront utilisées par la suite pour déterminer la constante de diffusion D et la constante de dissipation ξ.

Détermination de D et ξ La détermination de D et de ξ comporte trois étapes :

- modélisation du phénomène physique ;
- réalisation des mesures expérimentales pour obtenir l'observation du phénomène physique ;

– approximation au mieux des paramètres qui permettent de rendre compte de ces mesures.

Le phénomène que nous cherchons à étudier ici est la propagation de l'énergie du champ incohérent dans un milieu hétérogène. Les solutions de l'équation de diffusion (Équation 2.24) sont retenues pour décrire le phénomène physique. Comme présenté précédemment, chaque enregistrement expérimental d'un champ acoustique dans un milieu hétérogène contient simultanément les champs incohérent et cohérent. Pour obtenir le champ incohérent, il nous faut dans un premier temps isoler le champ cohérent, la partie de l'onde incidente qui résiste à la moyenne sur le désordre.

La constante de diffusion D caractérise d'une manière effective les propriétés de la diffusion, les particularités de chaque hétérogénéité étant ignorées. Pour étudier la diffusion multiple, un milieu modèle est souvent créé avec des hétérogénéités identiques distribuées de façon statistiquement homogène [25, 64–66]. Leurs positionnement relatif est aléatoire pour que l'énergie soit diffusée isotropiquement. Le champ incohérent est obtenu avec un positionnement particulier des hétérogénéités (i.e. une réalisation du désordre). À cause de la distribution des hétérogénéités spatialement aléatoire, la phase des ondes diffusées est aussi aléatoire donnant les phases aléatoires du champ incohérent. En additionnant les champs obtenus avec un grand nombre de réalisations du désordre, les champs incohérents s'annulent et les champs cohérents s'additionnent. Le champs incohérent peut être obtenu en éliminant du champ total mesuré le champ cohérent.

Selon le modèle de propagation (les solutions 2.26 et 2.28), deux configurations expérimentales sont proposées (Figure 2.6) pour mesurer les champs incohérents.

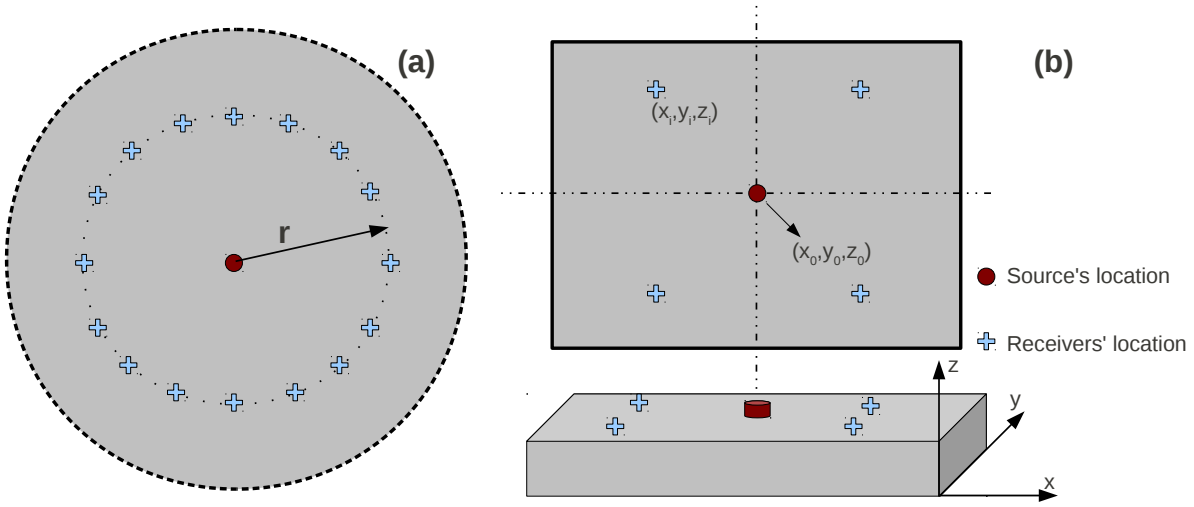


Figure 2.6 – Représentation schématique des configurations expérimentales pour la mesure des champs acoustiques sur un milieu diffusant avec plusieurs réalisations du désordre : (a) configuration pour un milieu infini ; (b) configuration pour un milieu parallélépipédique.

L'expression 2.26 peut être utilisée pour estimer le champ incohérent dans un milieu infini (i.e. un milieu hétérogène dont toutes les dimensions sont beaucoup plus importantes que le

libre parcours moyen de transport). Elle ne dépend que de trois paramètres, la distance entre l'émission et la réception r, les constantes de diffusion D et d'absorption ξ. Pour un tel milieu, la première configuration (Figure 2.6(a)) est proposée pour obtenir des champs incohérents expérimentalement. Dans cette configuration, avec plusieurs récepteurs installés sur une même surface du milieu en formant un cercle et une source installée au centre, tous les récepteurs sont à une même distance de la source r. Ensuite, comme toutes les observations réelles (les champs incohérents correspondants à tous les récepteurs) peuvent être décrites par un même modèle (l'expression 2.26 avec r connu), il suffit d'effectuer la troisième étape pour déterminer D et ξ.

La figure 2.6(b) présente la deuxième configuration de mesure adaptée pour un milieu parallélépipédique dans lequel le champ incohérent peut être modélisé par la solution 2.28. L'utilisation de cette solution nécessite plus d'informations géométriques (i.e. les dimensions du milieu, les positions de la sources et du(des) récepteur(s)). Grâce aux symétries de chaque surface du milieu, 4 réalisations du désordre peuvent être effectuées par surface en gardant les mêmes informations géométriques. Autrement dit, 8 réalisations de désordres peuvent être effectuées sur le milieu en faisant les mesures sur les deux surfaces opposées, ce qui reste faible d'un point de vue statistique. Pour effectuer encore plus de réalisations du désordre, il faut un grand nombre d'échantillons identiques, ce qui est souvent difficile à obtenir dans la réalité. En utilisant des fréquences qui correspondent à des longueurs d'onde comparables aux dimensions des hétérogénéités, un milieu hétérogène comme le béton peut être très diffusant. Dans ce cas là, si les transducteurs source et récepteur sont installés suffisamment loin, il est possible de considérer que le champ acoustique vu par le récepteur est dominé par l'énergie incohérente et qu'il peut être utilisé pour évaluer grossièrement D et ξ ainsi que le libre parcours moyen de transport l^* [25, 26, 28].

Enfin, dans le cas où la diffusion multiple est due à la réflexion d'onde sur les bords du milieu, la propagation d'onde est décrite comme une réverbération. La distance de libre parcours moyen est dérivée à partir de l'équation de Sabin [50] :

$$l^* = 4\frac{V}{S}, \tag{2.28}$$

où V est le volume du milieu et S est l'aire superficielle.

2.1.3 Traitement du signal

Il existe principalement deux méthodes pour déterminer la variation de la vitesse de propagation à partir de deux signaux de coda : doublet et Stretching.

2.1.3.1 Doublet

La méthode la plus traditionnelle est dite doublet. Elle est largement appliquée dans les études géophysiques [40, 67] grâce à sa facilité de mise en œuvre. Le principe est de déterminer la variation relative de la vitesse de propagation $\frac{\delta v}{v}$ en évaluant le déphasage du

champ acoustique δt_v à l'instant t :

$$\frac{\delta v}{v} = \frac{\delta t_v}{t}. \tag{2.29}$$

La méthode doublet utilise le coefficient de corrélation présenté dans l'équation 2.3 pour comparer les signaux de coda. $u_i(t')$ et $u_p(t')$ sont les signaux de coda enregistrés avant et après la perturbation qui est représentée par le déphasage δt_v entre les signaux. La valeur $\delta t = t_{MAX}$ qui permet de maximiser $CC(\delta t)$ est donc le déphasage entre les deux signaux correspondant au temps central t de la fenêtre temporelle choisie [t-T ;t+T]. La variation de la vitesse est donc égale à :

$$\frac{\delta v}{v} = \frac{t_{MAX}}{t}. \tag{2.30}$$

Le calcul du coefficient de corrélation est mené sur une fenêtre temporelle de largeur 2T et une seule valeur de t_{MAX} est estimée pour la fenêtre temporelle associée. Mais comme le montre l'expression 2.29, avec une variation de la vitesse δv constante, δt_v n'est pas constante pour une fenêtre de largeur non nulle mais varie linéairement en fonction du temps d'arrivée. Plus la fenêtre est large plus cette variation est importante. La valeur t_{MAX} qui maximise l'expression 2.3 est une moyenne de toutes les valeurs de δt_v associé à chaque instant à l'intérieur de la fenêtre temporelle utilisée ([t-T ;t+T]) pondérées par l'intensité du signal. Si l'amplitude du signal reste constante ou varie linéairement dans la fenêtre temporelle, cette valeur de t_{MAX} correspond au temps central t de la fenêtre. Comme la coda est caractérisée par une diminution exponentielle de son amplitude (Section 2.1.1.1), la valeur de t_{MAX} est une approximation car l'amplitude n'est pas constante. De plus, cette diminution exponentielle d'amplitude décrit, d'un point de vue global, l'enveloppe de tout le signal. La forme d'onde locale de la coda peut être plus aléatoire. La solution consiste à utiliser une fenêtre assez étroite, et/ou une fenêtre tardive de telle manière que l'hypothèse $t - T \simeq t + T$ soit vérifiée et δt_v puisse être considéré comme constant dans la fenêtre.

La largeur de la fenêtre temporelle $2T$ et les temps centraux de la fenêtre t doivent répondre à certaines contraintes. D'un point de vue théorique :

- 1. T doit être suffisamment large pour satisfaire l'hypothèse de l'interféromètre de la coda $\Delta f \cdot 2T \gg 1$;
- 2. Le temps central doit être largement supérieur au libre parcours moyen $t \gg l^*$, en pratique $t > 4 \cdot l^*$;
- 3. il faut que $t \gg T$ pour avoir un t_{MAX} quasi-constant correspondant à la fenêtre choisie, il est montré que $t > 20T$ est suffisant [68] ;

De plus certaines contraintes proviennent également de l'aspect pratique :

- 4. dans l'évaluation du coefficient de corrélation, il faut suffisamment d'information acoustique dans la fenêtre, sinon l'évaluation du coefficient de corrélation risque d'être erronée. Il est conseillé d'avoir au moins 10 périodes du signal à la fréquence la plus basse [68] ;
- 5. le choix de t est limité aussi par la qualité du signal. L'amplitude de la coda s'atténuant exponentiellement en fonction du temps, plus t est important plus le rapport signal sur bruit est dégradé, plus l'incertitude sur le résultat est élevée.

Pour appliquer la méthode doublet sur les signaux expérimentaux, l'estimation sur une seule fenêtre d'étude n'est pas suffisante. Les valeurs de t_{MAX} sont souvent déterminées dans

plusieurs fenêtres temporelles, et la fonction $t_{MAX}(t)$ en fonction du temps central de la fenêtre doit être une fonction linéaire :

$$t_{MAX} = t \cdot \frac{\delta v}{v} + b. \tag{2.31}$$

Une régression linéaire permet le calcul de $\delta v/v$. En traçant les résultats $t_{MAX}(t)$ en fonction de t, les points expérimentaux doivent s'ajuster sur une droite passant par le point d'origine $(0, 0)$. Si ce n'est pas le cas, il y a plusieurs possibilités :

1. Si les points s'ajustent bien sur une droite, mais si cette droite ne passe pas par l'origine, il possible que les deux signaux analysés ne soient pas bien synchronisés, un décalage temporel constant existe pour tout le signal. Mais, vue que l'évaluation de la vitesse est liée à la pente de la droite et ne dépend pas de b, le résultat d'évaluation reste valable ;
2. Si les points ne s'ajustent pas sur une droite, l'hypothèse d'une variation constante de la vitesse de propagation est erronée, la perturbation du milieu de propagation ne peut pas être simplement décrite comme une variation constante de la vitesse.

Une fois les paramètres de la méthode doublet fixés, la gamme de fiabilité de l'estimation est déterminée. Le résultat de l'estimation (variation relative de la vitesse $\alpha = \delta v/v$) est fiable uniquement quand il est à l'intérieur de cette gamme ($|\alpha| \in [\alpha_{min}, \alpha_{max}]$). La valeur minimum α_{min} de cette gamme est limitée par la période d'échantillonnage du signal T_s. T_s/t est la résolution de l'estimation dans la fenêtre associée, α_{min} est donc la résolution de la fenêtre correspondant au t le plus faible. Pour un T_s constant, la résolution de l'estimation s'améliore en fonction de t : plus la fenêtre est tardive plus l'estimation peut être précise. La résolution peut être aussi améliorée par ré-échantillonnage du signal avec un T_s plus petit. La valeur maximale de la gamme α_{max} est limitée par la demi-largeur de la fenêtre T. Pour une fenêtre spécifique centrée sur t nous avons la relation $t_{MAX} \leqslant T/t$, α_{max} est donc la valeur de T/t de la fenêtre la plus tardive. Si l'estimation a besoin d'être faite dans plusieurs fenêtres, il faut vérifier la configuration d'estimation pour que le résultat de t_{MAX}/t trouvé dans chaque fenêtre reste dans la gamme de $[\alpha_{min}, \alpha_{max}]$

2.1.3.2 Stretching

La méthode dite Stretching est plus récente que la méthode doublet. Comme la méthode doublet, le Stretching détermine la perturbation de la vitesse en comparant deux signaux de coda enregistrés avant et après une perturbation (respectivement $u_i(t)$ et $u_p(t)$) avec le coefficient de corrélation (Équation 2.3). La méthode doublet comparait les signaux en considérant que le résultat d'une variation de la vitesse de propagation est un décalage temporelle δt (Équation 2.3), alors que la méthode Stretching le considère comme une dilatation de l'axe du temps. Le Stretching évalue le coefficient de corrélation entre le signal perturbé et le signal de référence dilaté en temps :

$$CC(\alpha_i) = \frac{\int_{t-T}^{t+T} u_i(t'(1+\alpha_i))u_p(t')dt'}{\sqrt{\int_{t-T}^{t+T} u_i^2(t'(1+\alpha_i))dt' \int_{t-T}^{t+T} u_p^2(t')dt'}}. \tag{2.32}$$

La compression/dilatation du signal de référence $u_i(t)$ avec un taux de dilatation α_i simule une augmentation/diminution de la vitesse de propagation. La réalisation numérique de cette compression/dilatation est obtenue par ré-échantillonnage et interpolation du signal. D'après Hadziioannou et al. [69], parmi tous les algorithmes d'interpolation, la fonction 'Spline' est bien adaptée à l'analyse CWI. Comparer avec la méthode doublet, qui suppose un déphasage constant dans une fenêtre temporelle, le Stretching fait l'hypothèse que le déphasage varie linéairement en fonction du temps

$$\delta t_v = t - t(1 + \alpha_i) = -\alpha_i \cdot t. \tag{2.33}$$

Cette hypothèse est en accord avec l'équation 2.15. La valeur de $\alpha_i = \alpha_{MAX}$ qui permet de maximiser l'équation 2.32 est la variation relative de la vitesse de propagation :

$$\alpha_{MAX} = \delta v / v. \tag{2.34}$$

La valeur $CC(\alpha_{MAX})$ est une mesure de la similarité des deux signaux dans la fenêtre choisie [t-T ;t+T]. Théoriquement, avec une estimation correcte de α_{MAX}, $CC(\alpha_{MAX}) = 1$. La différence de $CC(\alpha_{MAX})$ par rapport à l'unité provient de la distorsion de la forme d'onde. Nous utilisons une deuxième observable Kd pour quantifier le niveau de distorsion en pourcentage :

$$\text{Kd} = 100 \cdot (1 - CC(\alpha_{MAX})). \tag{2.35}$$

Kd varie entre 0 et 100, plus il est important plus le signal est distordu par la perturbation. Physiquement, la distorsion de la forme d'onde est due à la modification de la micro-structure qui perturbe le chemin de l'onde ou/et l'état de conversion de l'énergie acoustique entre ondes P et ondes S.

Théoriquement la valeur de α_{MAX} doit être estimée par une recherche dans la gamme $(-\infty, +\infty)$. Mais en pratique, la valeur de α_{MAX} ne peut être trouvée que dans une gamme limitée $[\alpha_0, \alpha_1]$. La recherche de α_{MAX} repose sur la discrétisation de cette gamme. Le choix de la gamme de recherche est un paramètre important pour la méthode Stretching. Ce choix n'a pas nécessairement d'influence sur la qualité des résultats, car il suffit d'avoir une gamme extrêmement large et très finement discrétisée pour que les résultats soient corrects et précis. Mais le temps de calcul pourra être prohibitif. Pour obtenir des résultats corrects et précis avec un temps de calcul raisonnable, la procédure du choix de la gamme est optimisée.

À la place d'utiliser une gamme de recherche fixée, la recherche de α_{MAX} peut être effectuée en plusieurs étapes en changeant la gamme de recherche. Dans un premier temps, une gamme de recherche large et grossièrement discrétisée peut permettre de déterminer une valeur imprécise de α^1_{MAX} qui correspond à la valeur maximale $CC(\alpha_i)$ trouvée dans cette gamme. Ensuite, une valeur plus précise α^2_{MAX} peut être trouvée dans une gamme de recherche autour α^1_{MAX} plus étroite et finement discrétisée. Il est nécessaire de vérifier à chaque étape que la valeur α_{MAX} ne se trouve pas au bord de la gamme. En effet, $CC(\alpha_i)$ a une allure similaire à une fonction sinus cardinal [69] : α_{MAX} correspond à un maximum absolu et il convient de le vérifier en déplaçant ou en élargissant la gamme et en relançant la recherche.

La deuxième étape peut être répétée plusieurs fois pour améliorer la précision du résultat en réduisant la largeur de la gamme de recherche et en discrétisant plus finement. Dans une

application du Stretching sur des signaux expérimentaux, la précision du α_{MAX} est limitée par le fait que la variation de la vitesse n'est pas ou pas parfaitement constante. Il suffit donc d'avoir une résolution numérique de la recherche comparable à l'incertitude de α_{MAX} (Équation 2.32). L'équation 2.32 ne prend pas en compte le bruit qui existe inévitablement dans les signaux expérimentaux et qui modifie la forme d'onde de la coda et affecte la valeur de $CC(\alpha_i)$. L'équation 2.36 est proposée [45, 70] afin de corriger la valeur de $CC(\alpha_i)$:

$$CC_{corr} = \frac{CC}{\sqrt{(1 - \frac{<n_i^2>}{<u_i^2>})(1 - \frac{<n_p^2>}{<u_p^2>})}}, \tag{2.36}$$

où $< n_i^2 >$ et $< n_p^2 >$ sont les énergies du bruit avant et après une perturbation, $< u_i^2 >$ et $< u_p^2 >$ sont les énergies du signal qui contiennent du bruit avant et après une perturbation.

Enfin pour assurer la fiabilité du résultat α_{MAX}, Weaver [71] a présenté un modèle pour vérifier l'interprétation physique de α_{MAX} trouvée par le Stretching. Autrement dit, un α_{MAX} non nul provient de la différence entre un signal de coda à étudier et un signal de référence, il nous faut vérifier la nature de la différence avant de l'interpréter comme une variation de la vitesse du milieu de propagation. Ce modèle donne un estimateur d'erreur RMS_α qui dépend de la valeur de $CC(\alpha_{MAX})$ (voir aussi la valeur de Kd qui nous indique le niveau de corrélation/décorrélation des signaux analysés après avoir compensé la variation de la vitesse) :

$$RMS_\alpha = \frac{\sqrt{1 - CC^2(\alpha_{MAX})}}{2CC(\alpha_{MAX})} \sqrt{\frac{6\sqrt{\frac{\pi}{2}}\Delta f}{(2\pi f_c)^2((t+T)^3 - (t-T)^3)}}. \tag{2.37}$$

La valeur de RMS_α [71] trouvée peut être considérée comme le seuil de fiabilité de α_{MAX}. Si la perturbation du milieu est principalement une variation constante de la vitesse de propagation α_{MAX}, tout ou la plupart de la différence entre les signaux comparés peut être compensée par une dilatation avec un taux α_{MAX}. Dans ce cas là nous devons avoir $\alpha_{MAX} > RMS_\alpha$. Si $\alpha_{MAX} < RMS_\alpha$, la perturbation du milieu n'est pas dominée par une variation constante de la vitesse. Le résultat α_{MAX} est le sous-produit d'un autre type de perturbation et est donc considéré erroné.

La méthode Stretching utilise aussi une fenêtre temporelle limitée [t-T ;t+T]. Contrairement à la méthode doublet, la largeur de la fenêtre n'est pas limitée par l'algorithme lui même. Théoriquement, si l'hypothèse d'une variation de la vitesse constante est valable, la fenêtre temporelle peut correspondre à la totalité du signal. Mais ce n'est pas le cas dans la réalité, il y a des contraintes pour le choix de la fenêtre qui ne résultent pas de l'algorithme de calcul. D'un point de vue de la propagation d'onde, pour assurer que la fenêtre ne comporte que les ondes suffisamment diffusées et une équipartition de l'énergie acoustique, le début de la fenêtre doit être postérieur au commencement du champ incohérent. Le commencement du champ incohérent t^* peut être déterminé à partir du libre parcours moyen de transport $t^* = 4 \cdot (l^*)/v$ (cf. Section 2.1.2.2).

La fin de la fenêtre est déterminée par les conditions expérimentales. Avec l'atténuation de l'énergie acoustique, l'amplitude de coda diminue exponentiellement en fonction du temps. Comme le niveau du bruit électronique dû au système d'acquisition ne change pas, le rapport

signal/bruit diminue avec le temps de propagation et l'incertitude du résultat de l'interférométrie de la coda augmente. Pour le choix de $t+T$, il faut donc vérifier la qualité du signal en évaluant le rapport signal sur bruit pour que le résultat d'estimation ne soit pas erroné. De plus, la largeur de la fenêtre $2T$ doit être suffisamment grande pour que $\Delta f \cdot 2T \gg 1$ (l'hypothèse sous laquelle la théorie de l'interférométrie de la coda a été développée).

La formule que nous utilisons (Équation 2.32) est légèrement différente de la formule trouvée dans la littérature (Équation 2.38) [20, 55, 69] :

$$CC(\alpha_i) = \frac{\int_{t-T}^{t+T} u_i(t')u_p(t'(1-\alpha_i))dt'}{\sqrt{\int_{t-T}^{t+T} u_i^2(t')dt' \int_{t-T}^{t+T} u_p^2(t'(1-\alpha_i))dt'}}. \tag{2.38}$$

Avec l'équation 2.32, α_{MAX} est proportionnelle à la valeur absolu de la variation de vitesse δv :

$$\alpha_{MAX} = \frac{\delta v}{v}, \tag{2.39}$$

alors qu'avec l'équation 2.38, cette proportionnalité n'est plus tenable :

$$\alpha_{MAX} = \frac{\delta v}{v + \delta v}. \tag{2.40}$$

Comme l'interférométrie de la coda est valable sous l'hypothèse selon laquelle la variation de la vitesse est suffisamment petite devant la vitesse initiale, la différence entre les résultats issus de ces deux formules est négligeable.

En comparaison avec la méthode doublet, le méthode Stretching est plus robuste et plus tolérante [20, 69] en présence du bruit. Toutefois le Stretching demande une procédure expérimentale plus sophistiquée. Pour simuler la variation de la vitesse de propagation d'onde par la dilatation/compression du signal, la dilatation/compression du signal doit être appliquée sur la fenêtre temporelle [0 ;t+T] et créée un décalage temporel δt_v de 0 à $\alpha_i \cdot (t+T)$ conformément à la relation 2.33. Il faut donc connaître précisément le début du signal ($t = 0$) qui correspond au commencement de la propagation. Cela peut être réalisé expérimentalement avec une acquisition synchronisée avec l'émission de la source. Une autre solution est de réaliser simultanément les acquisitions du signal de réception de la coda et celui de l'émission de la source associée, et de calculer leur intercorrélation, qui sera utilisée pour la comparaison. L'utilisation de cette deuxième solution est conseillée car elle peut également éliminer l'incertitude provenant de l'instabilité de la source (e.g. l'instabilité des dispositifs pour la génération/l'amplification de la source). L'analyse de l'interférométrie de la coda pour les travaux présentés dans ce manuscrit est effectuée en utilisant la méthode Stretching.

2.2 Théorie de la non-linéarité élastique

Une méthode d'ECND est souvent conçue pour détecter la création d'un endommagement dans un matériau ou une structure et évaluer son impact sur l'état de santé en le décrivant,

par exemple en donnant sa nature (endommagement diffus ou localisé), ses dimensions et/ou sa localisation, etc. L'impact d'un endommagement ou son développement se caractérise fréquemment par un changement du comportement mécanique du matériau ou de la structure, qui est quantifié par ses paramètres élastiques. Les méthodes d'ECND ont donc pour objectif, de trouver des paramètres élastiques qui sont sensibles à l'endommagement, puis, de quantifier ces paramètres cibles. Comme les paramètres élastiques non linéaires sont plus sensibles à l'endommagement que ceux linéaires [2, 72], ils sont largement étudiés pour servir de paramètres cibles dans de nouvelles méthodes d'ECND.

Nous introduisons ensuite les théories d'élasticité non linéaire dont certains phénomènes non linéaires, et paramètres correspondants, nous servent de paramètres cibles par la suite. La loi de comportement permet de modéliser un matériau/une structure mécaniquement en décrivant son comportement lors de sa déformation. Un même matériau peut présenter des comportements différents (élastique, plastique, etc.) selon le type et le niveau de sollicitation. Parmi ces comportements, ceux élastiques nous intéressent particulièrement car ils correspondent à une déformation élastique, ou autrement dit réversible. Ceci est en parfait accord avec l'objectif d'une méthode d'ECND qui veut caractériser le matériau sans le dégrader.

Parmi tous les comportements mécaniques d'un milieu continu, la loi de Hooke s'applique aux matériaux élastiques, linéaires isotropes en liant la déformation et la contrainte associée par un coefficient linéaire M. La déformation ε induite par la présence de la contrainte σ s'écrit donc :

$$\sigma = M\varepsilon. \tag{2.41}$$

Le coefficient linéaire M est appelé le module élastique du matériau. Selon la dimension du problème le module élastique, la contrainte et la déformation peuvent être des scalaires ou des tenseurs, dont le nombre d'éléments dépend de l'isotropie du matériau. La théorie de l'élasticité linéaire est limitée à deux conditions : 1) le matériau est parfaitement élastique et 2) la déformation est infinitésimale. Deux types de non-linéarité peuvent apparaître quand ces deux conditions ne sont pas vérifiées : la non-linéarité physique et la non-linéarité géométrique.

La non-linéarité géométrique provient d'une raison extrinsèque, liée à la définition d'une déformation. Une déformation est définie relativement comme le rapport d'un allongement sur une dimension de la structure sur la dimension initiale/finale, selon le choix du point de vue (Eulérien et Lagrangien). La déformation ε correspondant à un allongement sur une dimension de l_0 à l' peut s'écrire de deux façons différentes :

$$\varepsilon = \frac{l' - l_0}{l'} \text{ (Eulerien)} \tag{2.42}$$

$$\varepsilon = \frac{l' - l_0}{l_0} \text{ (Lagrangien).} \tag{2.43}$$

La différence entre les deux expressions est négligeable quand la déformation est infinitésimale ($l' \simeq l_0$). Quand la déformation $l' - l_0$ n'est plus négligeable devant la dimension l_0, la condition d'infinitésimalité n'est plus adaptée. Dans ce cas là, même si le matériau est parfaitement élastique (module élastique M constant), la linéarité entre la déformation et la contrainte

appliquée est brisée par le changement de géométrie de la référence. Ce type de non-linéarité est appelé la non-linéarité géométrique.

À l'opposé de la non-linéarité géométrique, la non-linéarité physique provient d'une raison intrinsèque au matériau. Un matériau est dit parfaitement élastique lorsque son module élastique M ne dépend que de la température : la linéarité entre la relation $\sigma - \varepsilon$ est assurée une fois la température constante. Dans le cas contraire, si le module M évolue lui-même en fonction du niveau de sollicitation (en contrainte ou en déformation imposée), la proportionnalité linéaire entre la déformation et la contrainte n'est plus valable, ce type de comportement élastique est dit non linéaire. Cette non-linéarité du comportement élastique du matériau du type physique est dénommée dans ce manuscrit non-linéarité élastique. La suite de ce chapitre s'intéresse exclusivement à la non-linéarité élastique parce qu'elle est intrinsèque et correspond aux caractéristiques du matériau. De plus, la littérature nous indique que ces deux types de non-linéarité sont du même ordre de grandeur pour les solides «homogènes» (métaux, cristaux, etc.), mais, pour les matériaux complexes (e.g. le béton et des roches), la non-linéarité géométrique est négligeable devant la non-linéarité élastique [15, 73, 74].

2.2.1 Théorie classique

Nous faisons, dans un premier temps, l'hypothèse que les grandeurs utilisées dans les développements sont toutes scalaires. Cette hypothèse est vraie uniquement dans le cas des fluides pour lesquels les grandeurs utilisées dans l'équation 2.41 peuvent s'interpréter comme suit : σ est la pression en valeur absolue, ε est la déformation volumique et M est le module d'élasticité isostatique, i.e. l'inverse de la compressibilité. Nous commençons avec cette hypothèse pour présenter le phénomène physique avec des expressions relativement simples sans indices complexes. La conclusion sera ensuite étendue au cas du solide.

La théorie de la non-linéarité élastique classique décrit le comportement mécanique d'un milieu avec la prise en compte de la non-linéarité élastique en écrivant la loi de comportement contrainte-déformation par une série entière ou un polynôme dont l'ordre des termes est croissant (Équation 2.44) :

$$\sigma = M_0 \cdot \varepsilon + M' \cdot \varepsilon^2 + M'' \cdot \varepsilon^3 + ... \quad . \tag{2.44}$$

Le terme du premier ordre de l'équation 2.44 $M_0 \cdot \varepsilon$ correspond au comportement élastique linéaire, alors que les termes aux ordres supérieurs ($M' \cdot \varepsilon^2$ et $M'' \cdot \varepsilon^3$) correspondent aux comportements non linéaires des deuxième et troisième ordres. Cependant, les coefficients correspondants, M_0, M' et M'', sont respectivement appelés les constantes élastiques des deuxième, troisième et quatrième ordres.

Le fait que l'ordre des constantes élastiques ne correspond pas à l'ordre des termes de l'équation 2.44 (i.e. le coefficient M_0 du terme linéaire est dit constante élastique du deuxième ordre) résulte du fait que les mécaniciens/acousticiens utilisent plus souvent la loi de comportement pour décrire l'énergie élastique que la contrainte. Avec la contrainte définie comme la dérivée de l'énergie élastique ζ, la loi de comportement peut s'écrire sous la forme d'une expression reliant l'énergie élastique à la déformation (Équation 2.45). L'ordre des termes de

cette expression est utilisé pour définir l'ordre des constantes élastiques. Le terme du premier ordre a été omis car il n'y pas de terme correspondant dans l'expression 2.44

$$\zeta = \frac{1}{2}M_0 \cdot \varepsilon^2 + \frac{1}{3}M' \cdot \varepsilon^3 + \frac{1}{4}M'' \cdot \varepsilon^4 + ... \quad . \tag{2.45}$$

Même si l'approximation de la loi de comportement est plus proche de la réalité si elle contient des termes d'ordres plus élevés, le développement est limité au terme du deuxième ordre (M' de l'équation 2.44), pour des raisons de simplicité, dans la suite. En fait, Rasolofosaon et Johnson [75] montrent qu'une telle approximation est déjà suffisamment proche de la réalité. L'expression 2.45 devient :

$$\zeta = \frac{1}{2}M_0 \cdot \varepsilon^2 + \frac{1}{3}M' \cdot \varepsilon^3. \tag{2.46}$$

Dans le cas du solide, ζ est l'énergie élastique par unité de volume. Son expression est donnée en fonction des tenseurs de déformation $\varepsilon_{ij,kl,mn}$ d'après les travaux de Murnaghan [76] :

$$\zeta = \frac{1}{2!}M_{ijkl}\varepsilon_{ej}\varepsilon_{kl} + \frac{1}{3!}M_{ijklmn}\varepsilon_{ij}\varepsilon_{kl}\varepsilon_{mn}, \tag{2.47}$$

où M_{ijkl} et M_{ijklmn} sont les tenseurs d'élasticité qui contiennent en général respectivement, 21 et 56 coefficients distincts. Ces nombres diminuent en présence de symétries dans le matériau. Dans le cas extrême d'un milieu isotrope, M_{ijkl} est caractérisé par deux coefficients distincts qui sont appelés les constantes élastiques du deuxième ordre, connues sous le nom de coefficients de Lamé (μ et λ). M_{ijklmn} est alors caractérisé par uniquement cinq constantes élastiques, les coefficients Lamé plus trois constantes d'élasticité du troisième ordre. Il existe plusieurs interprétations pour les constantes élastiques de troisième ordre : par exemple les coefficients l, m et n de Murnaghan [76], les coefficients A, B et C de Landau [77], les coefficients v_1, v_2 et v_3 de Turbin et Bernstein [78] ou les coefficients l_E, m_E et n_E de Eringen et Suhubi [79]. Ces constantes élastiques du troisième ordre sont interchangeables [75, 80], et nous choisissons ici celles de Murnaghan.

En reprenant l'hypothèse du fluide, nous écrivons le module élastique en fonction de la déformation comme :

$$\begin{aligned} M(\varepsilon) &= M_0 + M' \\ &= M_0 \cdot (1 + \beta_{NL} \cdot \varepsilon), \end{aligned} \tag{2.48}$$

où β_{NL} est un coefficient qui décrit la non-linéarité élastique quadratique, dont la valeur est caractérisée par les constantes élastiques du deuxième et du troisième ordre,

$$\beta_{NL} = \frac{3}{2} + \frac{l + 2m}{\lambda + 2\mu}. \tag{2.49}$$

Dans le cas du solide β_{NL} est remplacé par un tenseur et est toujours caractérisé par des constantes d'élasticité du deuxième et troisième ordre.

Plusieurs méthodes d'ECND sont développées sur la base de la théorie classique de la non-linéarité élastique.

1) L'acoustique non linéaire décrit la propagation d'une onde élastique d'amplitude importante dans un milieu élastique non linéaire. Une des manifestation est que l'onde se propage avec une vitesse locale qui dépend de son amplitude, la forme d'onde se déforme lors de sa propagation. Cette déformation de la forme d'onde est souvent observée dans le domaine fréquentiel par la création d'harmoniques.

2) La présence des différents termes non linéaires ($M'\varepsilon^2$ ou $M''\varepsilon^3$ dans l'équation 2.44) peut créer différentes harmoniques avec des dynamiques différentes. Soit une onde d'amplitude importante à la fréquence f1 et une autre onde monochromatique à la fréquence f2 se propageant simultanément dans le milieu : la non-linéarité élastique quadratique [81] conduit à l'interaction entre les propagations de ces ondes qui peut être observée par la création de la fréquence différence (f1-f2) ou de la fréquence somme (f1+f2), par exemple.

3) Un autre effet non linéaire est l'effet acousto-élastique qui traduit la dépendance du module élastique à une sollicitation quasi-statique via l'observation de la variation de la vitesse de propagation (Section 2.2.3).

2.2.2 Théorie non classique

La théorie de la non-linéarité élastique présentée dans la section précédente est dite classique car elle est étudiée depuis longtemps [75, 77]. Cette théorie est utilisée pour décrire le comportement élastique non linéaire de l'air, de l'eau et des matériaux monocristallins. Elle décrit bien le comportement des matériaux simples, i.e. de matériaux constitués de composants ou de structures simples. Les comportements non linéaires élastiques sont bien expliqués par cette théorie car ce sont des observations macroscopiques d'interactions au niveau de la microstructure à une échelle atomique. Ils ne fonctionnent pas aussi bien pour les matériaux complexes.

Les matériaux complexes sont souvent constitués par des composants dont les propriétés élastiques sont très différentes : par exemple des composants rigides distribués de façon spatialement homogène (grain/brique) entourés par des composants plus souples (interstice/mortier). Les matériaux de ce type sont dits matériaux mesoscopiques non linéaires ou des matériaux NME (NME pour Nonlinear Mesoscopic elasticity). Il s'agit par exemple des bétons, des poudres d'aluminium, des sols et des roches. Le mot mesoscopique signifie que le matériau est constitué par des inhomogénéités de dimensions d'un ordre de grandeur plus important que l'échelle microscopique mais plus faible que les dimensions de la structure.

À cause du contraste des propriétés élastiques entre les « briques » et le « mortier », les interactions à l'échelle mesoscopique provenant des liaisons « briques-mortier » sont plus importantes que celles à l'échelle atomique. En conséquence, les propriétés élastiques des matériaux NME sont très différentes de celles du matériau « brique » ou « mortier » mais sont caractérisées par leur assemblage. Un modèle élastique de matériau NME de Johnson et Sutin [73] décrit l'assemblage comme des éléments élastiques linéaires (« grain ») liés par un grand nombre d'éléments élastiques hystérétiques (« interstice ») qui réagissent de manière soit élastique soit rigide selon la contrainte locale. L'expression de la loi de comportement pour la théorie d'élasticité non classique est donnée par McCall et Guyer [82] :

$$\sigma = M_0(\varepsilon + \beta_{NL}\varepsilon^2) + \eta[\varepsilon, \mathrm{sign}(\frac{\partial \varepsilon}{\partial t})]. \tag{2.50}$$

Le terme $\eta[\varepsilon, \mathrm{sign}(\frac{\partial \varepsilon}{\partial t})]$ est ajouté à l'équation de la théorie classique pour décrire l'hystérésis dans la relation contrainte-déformation. $\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}$ est la vitesse de variation de la déformation (taux de déformation) et sign($\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}$)=1 si la déformation augmente et sign($\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}$)=-1 dans le cas contraire.

La théorie de l'élasticité non linéaire mesoscopique est utilisée pour étudier un grand nombre de comportements élastiques des matériaux NME et, également, concevoir de nouvelles méthodes d'ECND opérationnelles [4, 15, 74, 82–85]. Nous faisons ci-après une présentation qualitative de certains effets d'élasticité dynamique qui nous serviront pour la détection d'endommagements (Chapitre 5).

2.2.2.1 Élasticité non linéaire dynamique

Le comportement élastique des matériaux NME sous une excitation dynamique peut être différent selon le niveau de l'amplitude : sous une excitation d'amplitude faible (déformation imposée inférieure à 10^{-6}) certains matériaux NME se comportent d'une manière classique, autrement dit les comportements sont en accord avec ceux décrits par la théorie classique. Cependant la théorie classique n'est plus valable quand le matériau est sous une excitation dynamique de forte amplitude (déformation imposée supérieure à 10^{-6}). Dans ce cas là, le module élastique et la dissipation du matériau dépendent de l'amplitude d'excitation et du temps.

L'effet de **dynamique rapide** (ANFD pour Anomalous Nonlinear Fast Dynamics) se caractérise par la diminution du module élastique et l'augmentation de la dissipation du matériau lors de l'application d'une excitation élastique (i.e. onde élastique d'amplitude forte). Cet effet est souvent observé par la méthode de résonance via le décalage de la fréquence de résonance vers le bas $\Delta f < 0$ et la diminution du facteur de qualité Q [73]. Les diminutions de la fréquence de résonance et du facteur de qualité Q sont linéaires en fonction de l'amplitude d'excitation.

Cette diminution du module et de la dissipation ne revient pas immédiatement au niveau de départ lorsque l'excitation est arrêtée. Par contre, elle revient en 10^3-10^4 secondes à son niveau de départ en suivant une loi logarithmique en fonction du temps, cet effet de récupération est appelé **dynamique lente** (SD pour slow dynamique). Ces deux effets de non-linéarité dynamique sont observés sur une grande variété de matériaux NME comme le grès, le calcaire [86], le béton [84, 87], le marbre, les céramiques [73]. Ces effets sont observés sur le verre Pyrex endommagé avec des fissures localisées, alors qu'ils ne le sont pas sur le verre Pyrex sain [73, 88]. Ainsi, à l'opposé de la théorie classique qui traite de l'élasticité atomique qui provient des interactions entre les atomes ou les molécules, la théorie élastique non linéaire mesoscopique peut être utilisée pour traiter une non-linéarité locale, introduite par exemple par des fissures ou des contacts imparfaits, comme la présence d'éléments de liaison non linéaires.

De plus, il y a encore un effet dit de conditionnement (conditioning) qui se manifeste, comme celui de l'effet de dynamique lente, par une dépendance temporelle du module élas-

tique. Mais, à l'opposé de l'effet de dynamique lente qui apparaît après la fin de l'excitation, le conditionnement se manifeste par une diminution du module élastique et du facteur de qualité Q en fonction du temps au début d'une excitation dynamique à amplitude constante. Cet effet est un état de déséquilibre qui perdure pendant l'excitation dynamique. Concrètement, le module élastique et le facteur Q diminuent immédiatement en réponse à une excitation dynamique qui interrompt l'équilibre du matériau. Si l'excitation continue, le module et Q restent diminués pour un certain temps jusqu'à ce que le matériau se trouve dans un autre équilibre.

2.2.3 Acousto-élasticité

Dans la présentation de la théorie classique de la non-linéarité élastique, nous commençons en prenant le cas du fluide, dans lequel il n'y a qu'un seul type d'onde dont la vitesse de propagation v s'écrit en fonction du module d'élasticité volumique M et de la masse volumique ρ :

$$v = \sqrt{\frac{M}{\rho}}. \tag{2.51}$$

Mais dans cette section, comme nous voulons aussi présenter l'effet acousto-élastique dans le cas d'un solide, les différents types d'ondes de volume qui se propagent sont identifiés par la direction de propagation i et la direction de polarisation j. En coordonnées cartésiennes i et j sont repérés par les 3 vecteurs orthogonaux de la base $(1, 2, 3)$. Dans le cas d'un solide isotrope, il existe trois types d'onde qui se propagent dans la direction 1 dont les vitesses de propagation sont respectivement v_{11}, v_{12} et v_{13}. Sous l'hypothèse d'une élasticité linéaire du milieu, les vitesses de propagation des ondes de volume peuvent s'écrire sous la forme :

$$v_{ij} = \begin{cases} \sqrt{\frac{\lambda+2\mu}{\rho}} & \text{si}(i = j) \\ \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} & \text{si}(i \neq j), \end{cases} \tag{2.52}$$

où λ et μ sont les coefficients de Lamé et ρ la masse volumique.

Les vitesses de propagation dans un milieu non linéaire peuvent être trouvées en exprimant le module élastique par l'expression 2.48. En utilisant les constantes d'élasticité du troisième ordre de Murnaghan, les vitesses de propagation de l'onde dans un milieu élastique non linéaire en fonction de la déformation (équation 2.53) sont d'abord données par Hughes et Kelly [89] puis utilisées plus tard [90] :

$$\begin{aligned} \rho_0 v_{11}^2 &= \lambda + 2\mu + (2l + \lambda)\theta + (4m + 4\lambda + 10\mu)a_1 \\ \rho_0 v_{12}^2 &= \mu + (m + \lambda)\theta + 4\mu a_1 + 2\mu a_2 - \frac{1}{2} n a_3 \\ \rho_0 v_{13}^2 &= \mu + (m + \lambda)\theta + 4\mu a_1 + 2\mu a_3 - \frac{1}{2} n a_2 \\ \theta &= a_1 + a_2 + a_3 \end{aligned} \tag{2.53}$$

$a1, a2, a3$	*composantes principales de déformation homogène suivant les 3 directions 1, 2 et 3 de la base cartésienne ;*
λ, μ	*les coefficients de Lamé (constantes élastiques du 2nd ordre) ;*
l, m, n	*les coefficients de Murnaghan (constantes élastiques du 3ème ordre) ;*
ρ_0	*la masse volumique initiale du matériau ;*

2.2.3.1 Chargement hydrostatique

Le cas le plus simple correspond à des ondes se propageant dans un solide soumis à une pression hydrostatique. La distribution des déformations est supposée isotrope et homogène dans le milieu, les composantes principales de déformation sont donc $a_1 = a_2 = a_3 = \varepsilon$. Grâce à la symétrie et l'isotropie, il n'existe que 2 types d'onde différents dans un tel milieu de propagation selon la direction de propagation i et la direction de polarisation j, l'onde S pour $i \neq j$ et l'onde P pour $i = j$. D'après la théorie d'acousto-élasticité, les vitesses de propagation peuvent être obtenues en substituant la déformation $a_1 = a_2 = a_3 = \varepsilon$ dans l'équation 2.53 :

$$\begin{aligned} v_P^2(\varepsilon) &= \frac{\lambda + 2\mu + \varepsilon(7\lambda + 10\mu + 6l + 4m)}{\rho_0} \\ v_S^2(\varepsilon) &= \frac{\mu + \varepsilon(3m + 3\lambda + 6\mu - n/2)}{\rho_0} \end{aligned} \tag{2.54}$$

Sous l'hypothèse que la variation de la vitesse δ_v de = à v_1 est faible et négligeable devant la vitesse initiale v_0, nous faisons l'approximation :

$$v_0 = v_1. \tag{2.55}$$

La variation de la vitesse peut alors s'écrire sous une forme relative :

$$\frac{\delta v}{v_0} = \frac{(v_1^2 - v_0^2)}{2v_0^2}. \tag{2.56}$$

En substituant dans l'équation 2.56, respectivement à v_1 et v_0 les vitesses sous chargement hydrostatique (Équation 2.54) et les vitesses initiales (Équation 2.52), nous arrivons aux expressions suivantes :

$$\begin{aligned} \alpha_P &= \varepsilon \cdot (\frac{5}{2} + \frac{3l + 2m + \lambda}{\lambda + 2\mu}) \\ \alpha_S &= \varepsilon \cdot (3 + \frac{6\lambda + 6m - n}{4\mu}), \end{aligned} \tag{2.57}$$

où α_S et α_P sont les variations relatives de la vitesse de l'onde S et l'onde P. L'expression 2.57 montre que la variation de la vitesse est proportionnelle au niveau de déformation imposée avec des facteurs constants. Ces facteurs caractérisés par les constantes d'élasticité sont appelés les coefficients acousto-élastiques et notés comme β_{ij}^{ε}. La relation entre la variation de vitesse et la déformation peut s'écrire sous une forme générale :

$$\alpha_{ij} = \beta_{ij}^{\varepsilon} \cdot \varepsilon. \tag{2.58}$$

Les coefficients acousto-élastiques sont indicés par $_{ij}$ et associés à chaque type d'onde. Ils peuvent être considérés physiquement comme la sensibilité de la variation de la vitesse du milieu à une sollicitation en déformation imposée. En tant que coefficient non linéaire intrinsèque du matériau, β_{ij}^{ε} ne dépend que des constantes élastiques de deuxième et de troisième ordres et caractérise le niveau de la non-linéarité élastique du matériau. Les coefficients associés aux deux types d'onde dans ce cas spécifique s'écrivent :

$$\beta_P = (5/2 + \frac{3l + 2m + \lambda}{\lambda + 2\mu}) \tag{2.59}$$

$$\beta_S = (3 + \frac{1}{2\mu}(3\lambda + 3m - n/2)). \tag{2.60}$$

Dans le cas où la sollicitation est une contrainte σ, l'effet acousto-élastique peut s'écrire sous la forme :

$$\alpha_{ij} = \beta_{ij}^{\sigma} \cdot \sigma, \tag{2.61}$$

où β_{ij}^{σ} est le coefficient acousto-élastique décrivant la sensibilité de la vitesse à la contrainte. Les deux coefficients β_{ij}^{ε} et β_{ij}^{σ} sont reliés pas la loi de comportement :

$$\beta_{ij}^{\varepsilon} = \beta_{ij}^{\sigma} \cdot M_0 \cdot (1 + \beta_{NL} \cdot \varepsilon). \tag{2.62}$$

Dans le cas du béton, la déformation souvent rencontrée dans un essai d'acousto-élasticité est voisine de 10^{-5} à 10^{-4}. Cependant, la valeur absolue de β_{NL} du béton est de l'ordre de 10^2 (-157±1,9% dans l'étude de Payan [68] et -240 dans l'étude de Johnson [86]). Le terme non linéaire peut être négligé :

$$\beta_{ij}^{\varepsilon} = \beta_{ij}^{\sigma} \cdot M_0. \tag{2.63}$$

2.2.3.2 Chargement uni-axial

Un cas de sollicitation fréquent est le chargement uni-axial. Dans le cas d'un chargement uni-axial selon la direction 1, les composantes principales de déformation, supposées homogènes, sont $a_1 = \varepsilon$ et $a_2 = a_3 = -\nu\varepsilon$, où ν est le coefficient de Poisson. Sous cette condition, avec la prise en compte de la symétrie et l'isotropie du milieu de propagation, il ne reste que cinq types d'onde se propageant dans la direction de chargement et celle orthogonale. Les

coefficients acousto-élastiques correspondants peuvent être obtenus de façon similaire :

$$
\begin{aligned}
&\text{Onde P :}\\
&\beta_{11}^{\varepsilon} = \frac{5}{2} + \frac{1}{\lambda+2\mu}(-\lambda\nu + l(1-2\nu) + 2m)\\
&\beta_{22}^{\varepsilon} = -2\nu + \frac{-2\nu}{\lambda+2\mu}(m - l\frac{\mu}{\lambda})\\
&\text{Onde S :}\\
&\beta_{12}^{\varepsilon} = \frac{\nu n}{4\mu} + \frac{m}{2(\lambda+\mu)} + 2\\
&\beta_{21}^{\varepsilon} = \frac{\nu n}{4\mu} + \frac{m}{2(\lambda+\mu)} + \frac{\lambda+2\mu}{2(\lambda+\mu)}\\
&\beta_{23}^{\varepsilon} = \frac{-n}{4\mu} + \frac{m}{2(\lambda+\mu)} + \frac{-2\lambda}{2(\lambda+\mu)}
\end{aligned}
\tag{2.64}
$$

Dans un essai acousto-élastique sous chargement uni-axial, en utilisant des ondes P et S il est envisageable de retrouver ces coefficients acousto-élastiques expérimentalement et de déterminer les coefficients élastiques du troisième ordre [68], enfin d'indiquer le niveau de non-linéarité du matériau.

2.3 Exemple d'utilisation de la CWI dans une application d'ECND : l'essai NBT

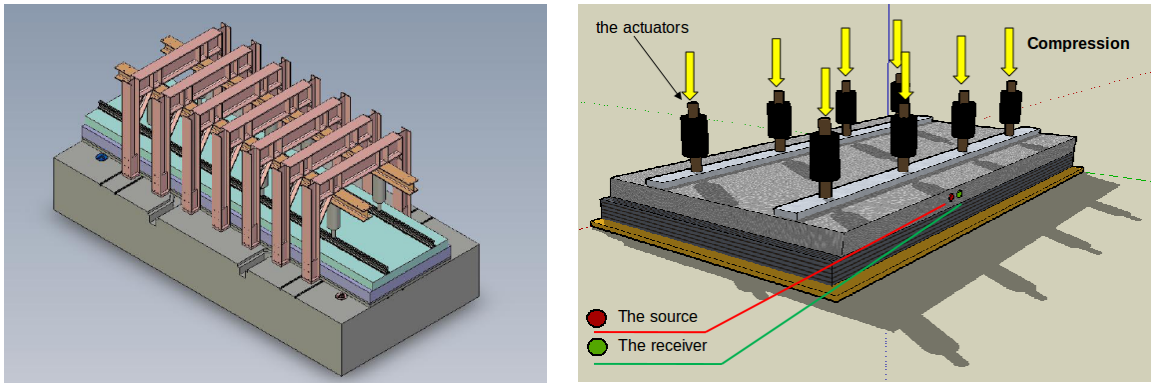
Nous présentons dans un premier temps l'essai NBT (New Ballastless Track) dont l'objectif est le suivi d'une modification de l'état de contrainte dans une dalle de béton à partir d'une analyse CWI des mesures ultrasonores. L'essai NBT a été réalisé en amont des travaux de la thèse. Ses résultats ont montré :

- la pertinence du suivi de la coda ultrasonore pour évaluer l'état de contrainte dans un béton au cours d'un chargement ;
- le potentiel de l'interférométrie de la coda pour le suivi de l'état d'endommagement ;
- l'importance du biais thermique sur l'interférométrie de la coda.

L'intérêt de présenter cet essai est de montrer les potentialités mais aussi de mettre en relief les difficultés d'utiliser la CWI dans le domaine de l'ECND. Cet essai révèle les verrous à lever pour une utilisation opérationnelle de la CWI dans les structures du génie civil et conditionne le cheminement de la direction des travaux de recherche menés. En outre, en détaillant l'essai NBT nous explicitons la procédure expérimentale de mesure et les étapes du traitement du signal de la méthode Stretching.

2.3.1 Procédure de mesure

Les mesures sont effectuées sur le banc d'essai NBT qui est un modèle vraie grandeur d'une plateforme en béton pour le TGV. Deux dalles de béton à l'échelle 1 (de dimensions



(a) (b)

Figure 2.7 – Illustration du banc d'essai NBT

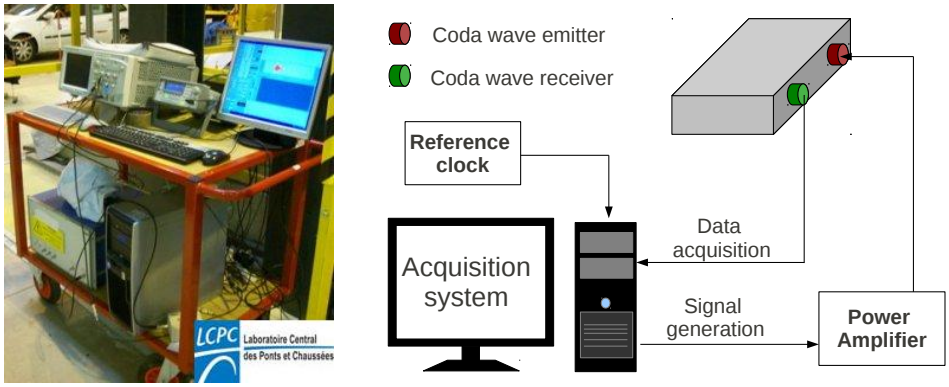
plurimétriques) reposent au dessus d'une couche élastique simulant le sol. Deux rails sont installés sur la dalle du dessus sur lesquelles huit vérins appliquent perpendiculairement un chargement en compression (Figure 2.7(a)) représentant le passage des essieux d'un TGV.

Deux transducteurs ultrasonores sont collés sur la surface de la dalle en utilisant une colle rapide de marque HBM : une source et un récepteur. Ils sont placés horizontalement à mi-hauteur de la dalle et distants de 20 cm (Figure.2.7(b)). En prenant les valeurs de la constante de diffusion du béton trouvées dans la littérature (à 500 kHz) $D \approx 10$ [m^2s^{-1}] [25, 26], le libre parcours moyen de transport l^* du béton est de l'ordre de $\sim$1 cm (Équation 2.25). Cette distance de 20 cm est supposée suffisamment longue pour que le champ acoustique reçu au récepteur soit dominé par l'énergie incohérente.

Comme présenté dans la section 2.1.1.1, suite à la diffusion multiple, la coda a une apparence similaire à celle du bruit. Le champ acoustique diffusé présente des changements aléatoires de phase et d'amplitude en fonction du temps et de l'espace. En conséquence, la moyenne spatiale de la coda converge vers zéro avec l'augmentation de la surface de réception. Pour éviter ce phénomène d'annulation de la phase, la surface active du récepteur est petite par rapport à la longueur d'onde utilisée.

Pour l'acquisition, nous utilisons un ordinateur, équipé d'une carte de génération de signaux et d'une carte d'acquisition, pour créer le signal d'excitation et enregistrer les signaux reçus par le récepteur (Figure 2.8). Pour qu'il reste assez d'énergie acoustique dans la coda après la diffusion multiple, le signal d'excitation est amplifié à $\pm$200 V (crête à crête) avant d'être envoyé dans la dalle de béton. L'atténuation des ondes dans le béton fait diminuer rapidement l'amplitude du signal. La coda (le signal dans la fenêtre temporelle [t-T ;t+T] (Section 2.1.1.2)) a donc une amplitude faible comparée à la valeur maximale du signal.

Pour assurer une bonne résolution de la discrétisation de l'amplitude du signal enregistré, l'acquisition est réalisée avec une dynamique de 16-bits. Une autre solution est de configurer la gamme d'acquisition en l'optimisant pour l'amplitude de la coda quitte à saturer la partie du signal avant t-T. Sachant que la grandeur que nous allons évaluer est un décalage temporel très petit (de l'ordre de 10^{-8} s), l'excitation de la source et la réception sont synchronisées de façon externe pour avoir une meilleure précision. La fréquence de synchronisation choisie



(a) (b)

FIGURE 2.8 – Représentation du système d'acquisition : (a) une photographie des dispositifs qui forment le système d'acquisition ; (b) représentation schématique du système d'acquisition.

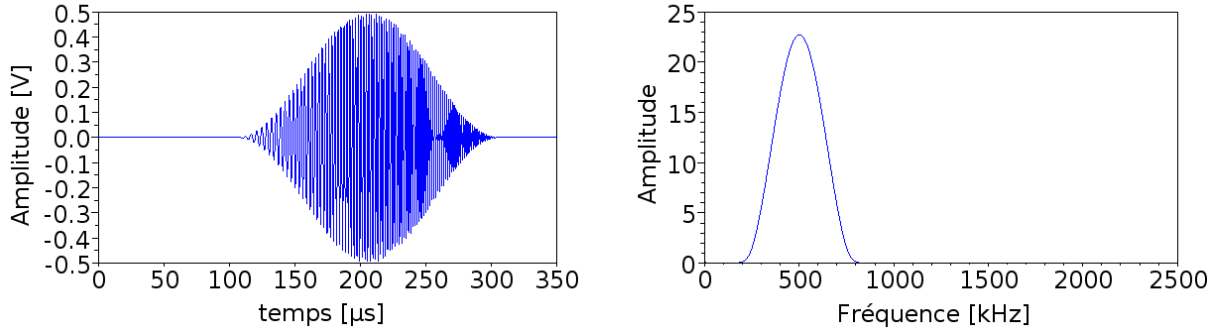
Auteur	Matériau	D $[m^2.s^{-1}]$	ξ $[s^{-1}]$
Anugonda et al.[26]	Béton	10	20000
Becker et al.[25]	Mortier+Billes de verre	5	25000
Ramamoorthy et al.[62]	Béton	12	15000

TABLE 2.1 – Les constantes de diffusion D et d'absorption ξ du béton à la fréquence de 500 kHz trouvées dans la littérature.

est de 10 MHz.

Le signal source est un chirp de fréquence centrale égale à 500 kHz. Cette fréquence centrale permet d'avoir des longueurs d'onde comparables aux dimensions des diffuseurs, les granulats dans le cas du béton. Avec une largeur de bande de fréquence de 600 kHz, le chirp a une fréquence qui varie de 200 kHz à 800 kHz pendant 200 µs. Dans cet essai, notre système d'acquisition échantillonne 14000 points, avec un pré-trigger de 500-points d'enregistrement. La période d'échantillonnage est égale à 0,2 µs (soit une fréquence d'échantillonage de 5 MHz). En prenant en compte une vitesse de la coda d'environ 3000 m/s dans le béton (Section 2.1.2.1), la durée d'acquisition de 2,8 ms est suffisamment longue comparée au temps de propagation sur une distance de libre parcours moyen (3,4 µs).

Pour réduire le bruit aléatoire et améliorer le rapport signal sur bruit, chaque signal de coda enregistré est la moyenne de 256 acquisitions consécutives. Avec une fréquence de répétition du système de mesure de 30 kHz, chaque enregistrement prend environ 16 secondes pendant lesquelles la vitesse de propagation est supposée constante. Un exemple de signal source et de forme unilatérale du module de la FFT (transformée de Fourier rapide) correspondante est présenté dans la figure 2.9.



(a) (b)

Figure 2.9 – Illustration du signal de source, un chirp dont la fréquence augmente de 200 kHz à 800 kHz en 200 µs (a) le signal temporel de la source obtenu avec une fréquence d'échantillonage de 5 MHz ; (b) la forme unilatérale du module de la FFT du chirp en fonction de la fréquence.

2.3.2 Mise en œuvre du traitement du signal

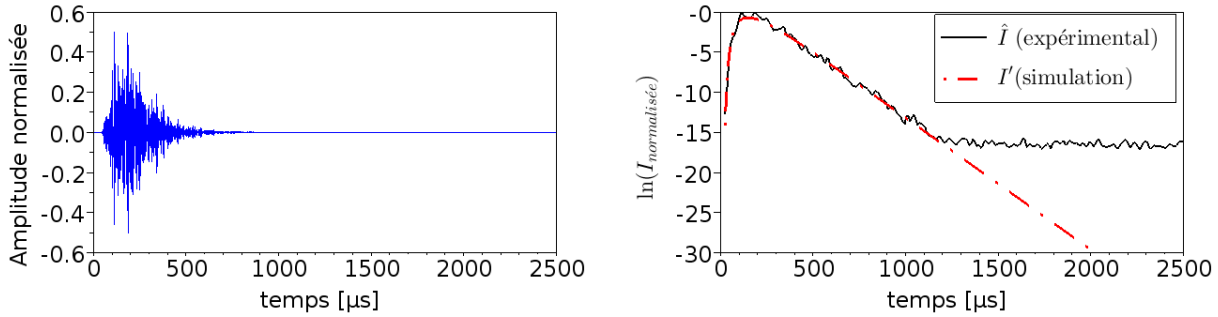
La première étape du traitement du signal est l'application d'un filtrage passe-bande de fréquence [200 kHz, 800 kHz], pour améliorer le rapport signal sur bruit. Pour réduire l'incertitude provenant de l'instabilité de la source, l'intercorrélation de chaque signal de coda avec le signal de source associé $u(t')$ est effectuée et utilisée dans le calcul du Stretching comme (Expression 2.32).

2.3.2.1 Détermination de D et ξ

Par la suite, pour déterminer la fenêtre temporelle [t-T ;t+T], les constantes de diffusion D et d'absorption ξ sont estimées en utilisant le résultat de l'intercorrélation $u(t')$. Un exemple de signal $u(t')$ obtenu par intercorrélation est présenté dans la figure 2.10(a) avec une échelle normalisée en amplitude.

Comme présenté dans la section 2.1.2.2, l'intensité du champ incohérent dans une dalle de béton peut être modélisée par l'équation 2.28. En tenant compte de la dépendance fréquentielle des paramètres (D, ξ et P_0), l'intensité du champ incohérent $I(t, f)$ (pour les positions de la source et du récepteur données) peut s'exprimer en fonction du temps de propagation t et de la fréquence f. Expérimentalement, un indicateur de l'intensité incohérente $\hat{\mathrm{I}}(t_c, f_c)$ peut être obtenu à partir de l'analyse temps-fréquence du signal temporel $u(t')$. Cet indicateur est proportionnel à la densité spectrale d'énergie du $u(t')$ à un facteur près supposé constant qui est lié aux caractéristiques de la mesure et de l'analyse temps-fréquence [91]. La valeur exacte de ce facteur est inconnue et n'est pas nécessaire pour l'évaluation de D et ξ.

Pour l'analyse temps-fréquence, $u(t')$ est analysé suivant plusieurs fenêtres temporelles caractérisées par une largeur Δt et leur temps central t_c. La transformée de Fourier discrète est appliquée sur le signal de chaque fenêtre temporelle après pondération par une fenêtre



(a) (b)

FIGURE 2.10 – Illustration de l'intercorrélation $u(t')$ obtenue expérimentalement dans l'essai NBT à partir de l'intensité du champ incohérent estimé via son indicateur $\hat{\mathrm{I}}$: (a) le résultat d'intercorrélation entre la source figure 2.9 et le signal coda en fonction du temps $u(t')$; (b) l'indicateur de l'intensité incohérente en fonction du temps $\hat{\mathrm{I}}(t_c)$ pour une bande de fréquence [200 kHz ; 800 kHz] (en trait plein noir). La courbe théorique ajustée (en pointillé) est calculée (Équation 2.28) en utilisant D=18 m^2s^{-1} et ξ=16000 s^{-1}.

de Hanning afin de diminuer les effets de bord. L'intégration de la transformée de Fourier autour la bande de fréquence Δf centrée en f_c est retenue comme valeur de $\hat{\mathrm{I}}$ à l'instant t_c et à la fréquence f_c [25, 26, 28, 91]. L'écart type de $\hat{\mathrm{I}}$ estimée est $1/\sqrt{\Delta t \cdot \Delta f}$.

L'intensité du champ incohérent est estimée via l'indicateur $\hat{\mathrm{I}}$ à partir du résultat de l'intercorrélation $u(t')$ (Figure 2.10(a)) pour la bande de fréquence [200 kHz, 800 kHz]. La largeur de la fenêtre temporelle est choisie égale à 50 µs afin de comporter 10 périodes du signal à la fréquence la plus faible, 200 kHz dans notre cas. $\hat{\mathrm{I}}(t_c)$ normalisée est illustrée en échelle logarithmique dans la figure 2.10 (b) (courbe en trait plein). Avec Δt=50 µs et Δf=600 kHz, l'écart type est de 18,5%. Il n'est pas illustré dans les figures 2.10 et 2.11 car il est invisible en échelle logarithmique.

Pour un temps de propagation $t \leqslant$ 1,2 ms, la variation de l'intensité expérimentale (évaluée via son indicateur) est en accord avec celle prévue théoriquement pour le champ incohérent. Le niveau de l'intensité augmente au début du signal en raison de l'extension du halo d'énergie acoustique et puis diminue exponentiellement en fonction du temps à cause de l'amortissement. Pour la partie du signal correspondant à t >1,2 ms où la courbe est horizontale, l'intensité est quasi-constante car l'énergie acoustique est si faible qu'elle est masquée par du bruit. En conséquence, la détermination des valeurs de D et ξ n'exploite que la partie du signal correspondant à t∈[25 ;1000] µs.

Pour trouver les valeurs de D et ξ correspondant à cette bande de fréquence, une comparaison entre l'estimation théorique obtenue (Équation 2.28) $\ln(I')$ (I' est également normalisée) et la mesure expérimentale $\ln(\hat{\mathrm{I}})$ est effectuée. La courbe théorique est ajustée à celle expérimentale en variant les valeurs de D et de ξ afin de minimiser l'erreur quadratique moyenne. Les valeurs trouvées pour cette bande de fréquence (200-800 kHz) sont D=18 $\mathrm{m^2s^{-1}}$ et ξ=16000 $\mathrm{s^{-1}}$ (Tableau 2.2). Dans la figure 2.10(b), dans la partie du signal étudiée (t∈[25 ;1000] µs) l'estimation théorique est très bien ajustée et les courbes se

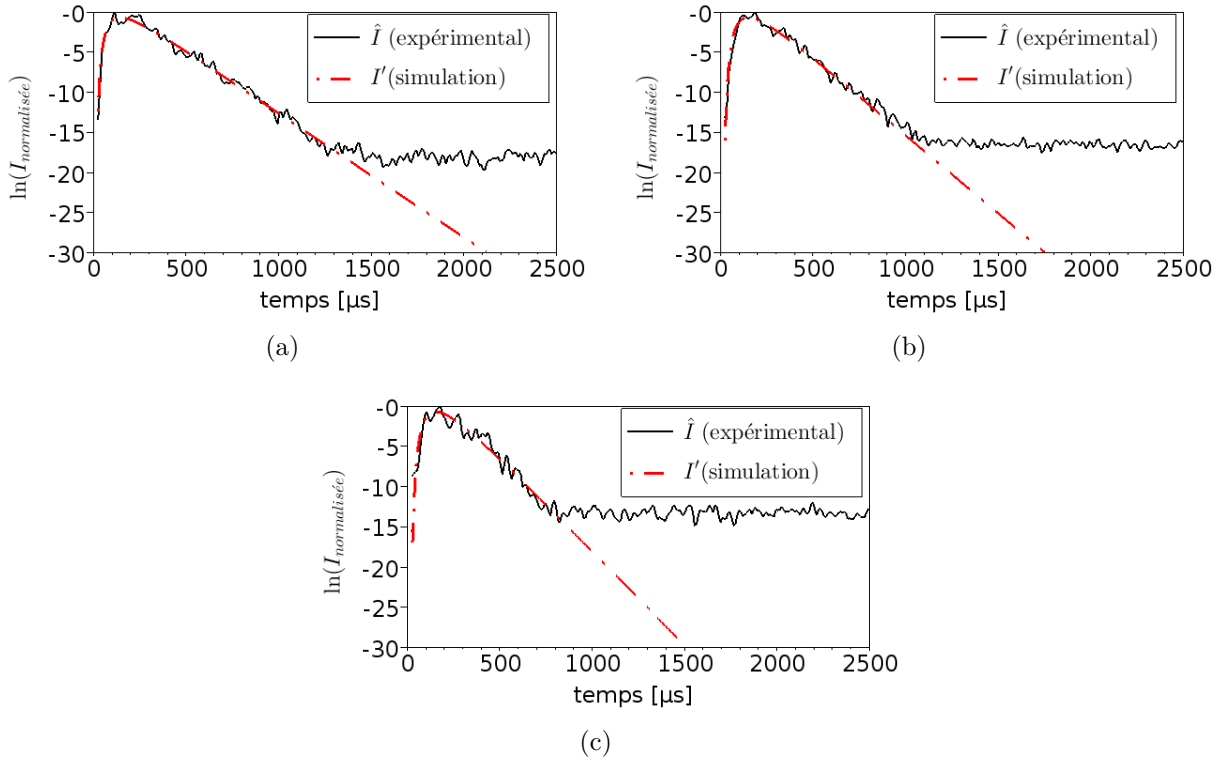


Figure 2.11 – Illustration des estimations de l'intensité du champ incohérent $\hat{\mathrm{I}}(t_c)$ évaluées pour le signal $u(t')$ (courbes en trait plein) pour les trois bandes de fréquence différentes (a) 200-400 kHz ; (b) 400-600 kHz ; (c) 600-800 kHz. Les courbes en pointillé sont les courbes théoriques ajustées calculées à partir de l'équation de diffusion (Équation 2.28). Les valeurs des paramètres (D et ξ) utilisées sont données dans le Tableau 2.2.

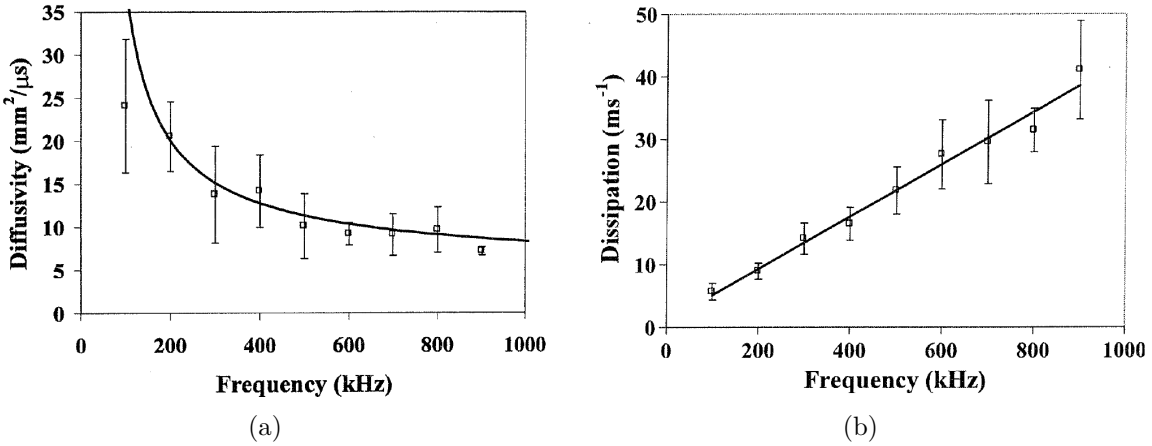
confondent.

De la même manière, D et ξ sont évaluées pour trois bandes de fréquence plus étroites (Δf=200 kHz) centrées sur 300 kHz, 500 kHz et 700 kHz (Tableau 2.2) pour vérifier leur dépendance fréquentielle. Les résultats sont présentés dans la tableau 2.2 alors que les courbes théorique et expérimentale sont présentées dans la figure 2.11. L'écart type d'estimation augmente à 33% lorsque Δf diminue, mais il est toujours très faible en échelle logarithmique.

Les valeurs de D et ξ à 500 kHz (fréquence centrale) trouvées expérimentalement sont du même ordre de grandeur que celles trouvées dans la littérature (Tableau 2.1). De plus, les variations de D et de ξ en fonction de la fréquence sont en accord avec les résultats rapportées par Anugonda et al. [26] (Figure 2.12) et par Becker et al. [25] (Figure 2.13) : D diminue alors que ξ augmente en fonction de la fréquence. L'estimation grossière du libre parcours moyen de transport correspondant à la bande de fréquence utilisée (200-800 kHz) est de $l^* \approx 1{,}8$ cm. Ceci signifie que le champ incohérent peut être observé à partir d'une distance de propagation de $l^* \approx 9$ cm. Ces résultats vérifient l'hypothèse que le béton est très diffusant à ces fréquences et que le champ acoustique enregistré est dominé par l'énergie incohérente.

Bande de fréquence	D [m^2s^{-1}]	ξ [s^{-1}]
200-400 kHz	20	15000
400-600 kHz	16	19000
600-800 kHz	13	23000
200-800 kHz	18	17000

TABLE 2.2 – La constante de diffusion D et la constante d'absorption ξ trouvées pour les différentes bandes de fréquence.

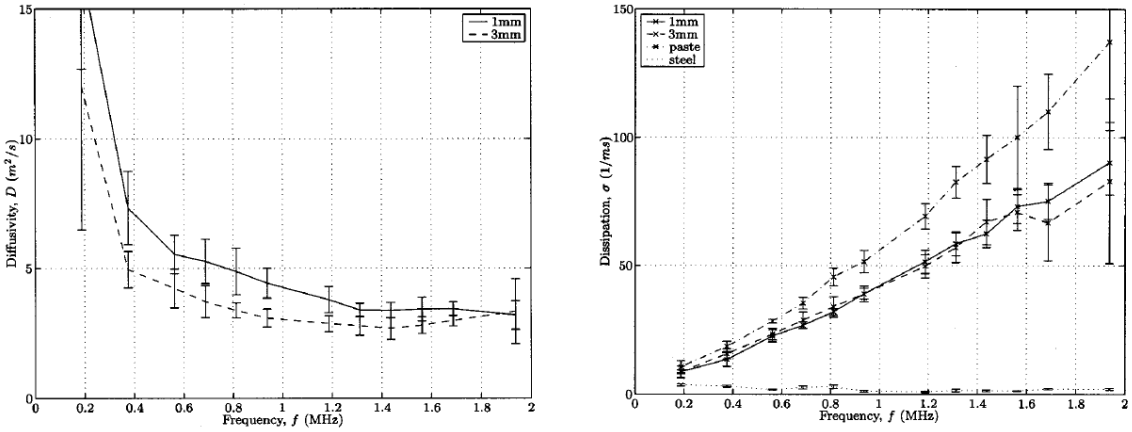


(a) (b)

FIGURE 2.12 – Estimations de la constante de diffusion D (a) et de la constante d'absorption ξ (b) en fonction de la fréquence obtenues sur un mortier avec des billes de verre par Anugonda et al.[26].

2.3.2.2 Détermination de la fenêtre temporelle

Théoriquement, comme le début du champ incohérent se situe à environ 10 µs, le début de la fenêtre temporelle doit vérifier t-T≧ 10 µs. En même temps, avec une largeur de la bande de fréquence de 600 kHz, il faut une largeur de fenêtre 2T≧16,7 µs pour vérifier la condition $\Delta f \cdot 2T \gg 1$ (Section 2.1.1.2). En pratique, pour améliorer la sensibilité de l'interférométrie de la coda à une variation de la vitesse, nous préférons utiliser une fenêtre plus tardive (t-T plus élevé) tout en assurant un rapport signal sur bruit acceptable. Les rapports signal sur bruit des signaux enregistrés avant et après la perturbation (Figure 2.14) sont calculés en fonction du temps de propagation à partir de l'analyse temps-fréquence. La fenêtre temporelle retenue est de 300 µs à 500 µs pour le calcul du Stretching. Cette fenêtre contient suffisamment de signal (40 périodes à la fréquence la plus basse) avec un rapport signal sur bruit supérieur à 50 dB. Avec un tel niveau de rapport signal sur bruit, supposé identique pour tous les signaux enregistrés, la correction du coefficient de corrélation (Équation 2.36) n'est pas nécessaire. eq2.23



(a) (b)

Figure 2.13 – Estimations de la constante de diffusion D (a) et de la constante d'absorption ξ (b) en fonction de la fréquence obtenues sur un mortier avec des billes de verre par Becker et al. [25]. Les courbes en trait plein sont les résultats avec des billes de verre de 1 mm de diamètre alors que les courbes en pointillé correspondent aux résultats avec des billes de verre de 3 mm de diamètre.

2.3.2.3 Évaluation de la variation de la vitesse par calcul Stretching

Deux signaux enregistrés sans chargement et sous un chargement en compression de 160 kN sont utilisés pour présenter le résultat d'un calcul de Stretching. Les intercorrélations de ces signaux avec les signaux des sources correspondantes, $u_0(t')$ et $u_{160}(t')$ respectivement, sont présentées dans la figure 2.15(a) aussi qu'un zoom entre 500 µs et 510 µs dans la figure 2.15(b). Les observations suivantes peuvent être faites : 1) $u_0(t')$ et $u_{160}(t')$ présentent des formes d'onde très proches d'un point de vue global (Figure 2.15(a)) et local (Figure 2.15(b)) ; et 2) $u_{160}(t')$, obtenus sous un chargement de 160 kN, présente un retard en temps comparé à celui obtenu sans chargement $u_0(t')$ (Figure 2.15(b)).

Le calcul du coefficient de corrélation de $u_0(t')$ et $u_{160}(t')$ est effectué en utilisant l'équation 2.32 et en prenant $u_0(t')$ comme référence. Le coefficient de corrélation $CC(\alpha_i)$ est obtenu en fonction du taux de dilatation dans un intervalle [-3%,3%] (Figure 2.16(a)). Le calcul sur un intervalle aussi large [-3%,3%] n'est souvent pas nécessaire, il est effectué ici pour illustrer la recherche de α_{MAX}. La figure 2.16(b) montre un zoom de la valeur maximale du coefficient corrélation $CC(\alpha_{MAX})$=0,9851 (Kd est égal à 1,49%), un point rouge indique α_{MAX}=-0,01752%. Le résultat de Stretching obtenue est en bon accord avec les observations faites sur des signaux temporels (Figure 2.15) : 1) un Kd égal à 1,49%, correspond à un niveau de corrélation supérieur à 98% ; les formes d'onde de $u_0(t')$ et $u_{160}(t')$ sont quasiment identiques ; et 2) α_{MAX}=-0,01752% en prenant $u_0(t')$ comme la référence signifie que la vitesse des ondes de coda diminue d'environ 0,02% à cause de l'application du chargement, ce qui explique le retard en temps de $u_{160}(t')$ dans la figure 2.15(b).

Le seuil de fiabilité de α correspondant à ce niveau de Kd est égal à RMS_α=0,00137% (Équation 2.37). Comme $\mid \alpha_{MAX} \mid$ est dix fois plus important que le seuil, nous concluons

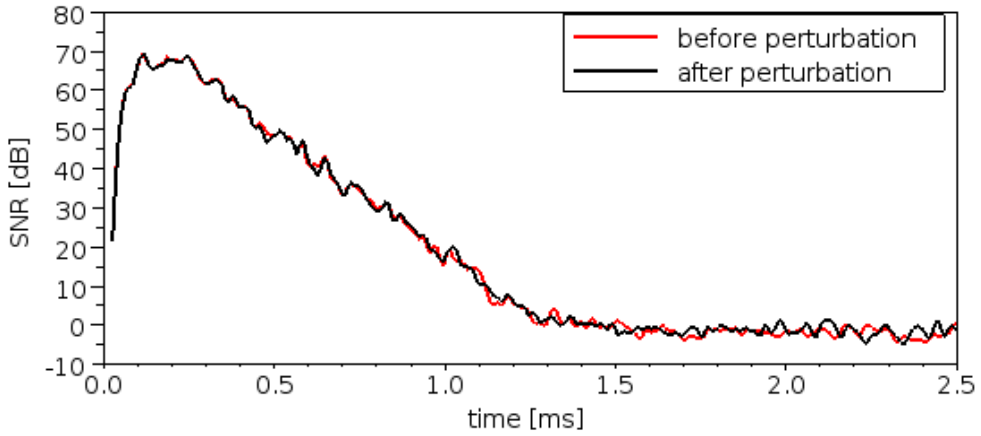


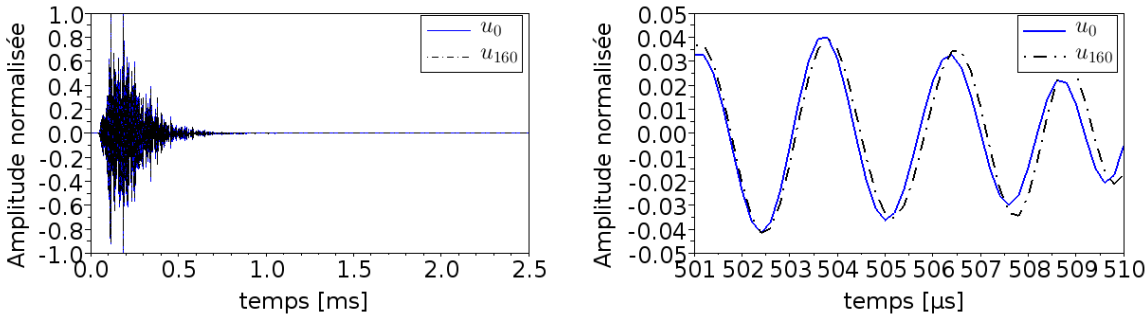
FIGURE 2.14 – Illustration du rapport signal sur bruit en fonction du temps pour la bande de fréquence 200-800 kHz des signaux enregistrés avant et après l'apparition de la perturbation, ici l'application d'un chargement en compression sur le béton.

que la perturbation du milieu est majoritairement une variation de la vitesse de propagation. Tous les résultats de l'essai NBT présentés ci-après vérifient les mêmes critères et sont donc fiables.

2.3.3 Résultats expérimentaux sur un corps d'épreuve à échelle 1

Dans l'essai NBT, nous évaluons les variations de la vitesse de propagation pour suivre les changements des contraintes dus aux chargements de compression sur les rails. En ajoutant un effort de compression de 0 kN jusqu'à 200 kN par palier de 20 kN, chaque essai de chargement est effectué en environ une heure dans un halle d'essai sans contrôle de la température. Six signaux sont enregistrés pour chaque palier de chargement pendant lequel l'effort appliqué a été maintenu constant. Les 66 signaux (11 paliers de chargement) enregistrés dans un même essai sont traités par la méthode de Stretching en utilisant les paramètres présentés dans la section 2.3.2 (page 36). La variation de la vitesse de propagation pendant chaque essai de chargement est estimée par comparaison avec le premier signal enregistré dans le même essai. Les moyennes de six résultats pour chaque palier de chargement sont calculées et notées α_v et Kd_v. Les résultats α_v dans la figure 2.17(a) montrent que la vitesse de propagation diminue de -0,02 % avec l'augmentation du niveau de chargement. Kd_v (Figure 2.17(b)) augmente en fonction du niveau de chargement et arrive à un niveau maximum d'environ 3%.

α_v varie linéairement en fonction du niveau de chargement en accord avec les études d'acousto-élastiques trouvées dans la littérature [20, 92, 93]. Cependant, le fait que la vitesse diminue sous l'application d'une compression semble en contradiction avec l'acousto-élasticité (Section 2.2.3). Comme les transducteurs ultrasonores sont collés sur l'épaisseur de la dalle alors que l'effort de compression est appliqué localement sur les rails, ce résultat peut s'expliquer par la présence de contraintes en traction à l'endroit où les transducteurs sont collés en réponse à l'application de compression. Plusieurs essais de chargements sont réalisés en



(a) (b)

Figure 2.15 – Illustration des résultats d'intercorrélation u_0 et u_{160} correspondant aux signaux enregistrés sans et avec un chargement de 160 kN dans l'essai NBT : (a) représentation de tout le signal ; (b) zoom sur la fenêtre temporelle de 500 µs à 510 µs dans laquelle le déphasage entre les signaux peut être observé.

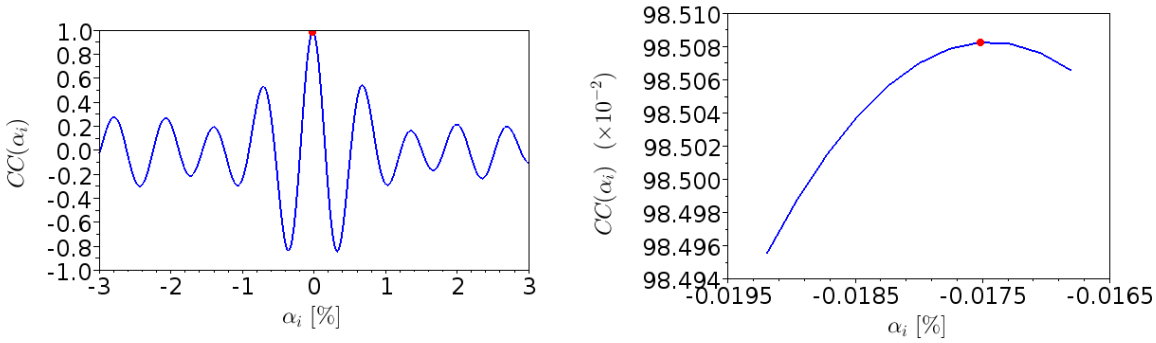
État d'endommagement	Numéro d'essai	Sensibilité $\Delta\alpha_v/\Delta$effort [%/MN]
Level 1		95,9±6,7
Level 2	1	144,5±12,9
	2	167,2±15,3
	3	131,4±13,0
Level 3		171,2±18,3

Table 2.3 – Sensibilité de la vitesse de propagation au niveau de chargement ($\Delta\alpha_v/\Delta$effort) correspondant aux différents états d'endommagement.

suivant le même protocole après des essais de fatigue (millions cycles de chargement sinusoïdal en compression appliqués sur la dalle béton pour simuler les passages de trains). La figure 2.18 montre les résultats α_v de trois essais de chargement correspondant à trois niveaux d'endommagement du béton (level 1, level 2 et level 3) séparés par deux essais de fatigue. Les résultats α_v sont linéaires en fonction du niveau de chargement pour les trois essais (dans la gamme de chargement de 0 kN à 160 kN). La pente des régressions linéaires ($\Delta\alpha_v/\Delta$effort) indique la sensibilité de la vitesse de propagation au changement du niveau de chargement (Tableau 2.3). Une telle sensibilité du béton correspond au niveau de non-linéarité élastique du matériau et peut être liée au niveau d'endommagement [18, 35]. Suite aux essais de fatigue, le béton est de plus en plus endommagé (level 3 > level 2 > level 1), la vitesse de propagation devient de plus en plus sensible à l'application du chargement.

Cette observation qui lie l'état d'endommagement à la pente $\Delta\alpha_v/\Delta$effort est intéressante et encourageante, mais il est nécessaire de résoudre des problèmes de répétabilité [2] d'essais avant d'envisager cette méthode pour l'ECND. La figure 2.19 présente les résultats de trois essais de chargement effectués sur la dalle de béton dans le deuxième niveau d'endomma-

2. Définition du ISO3534-1



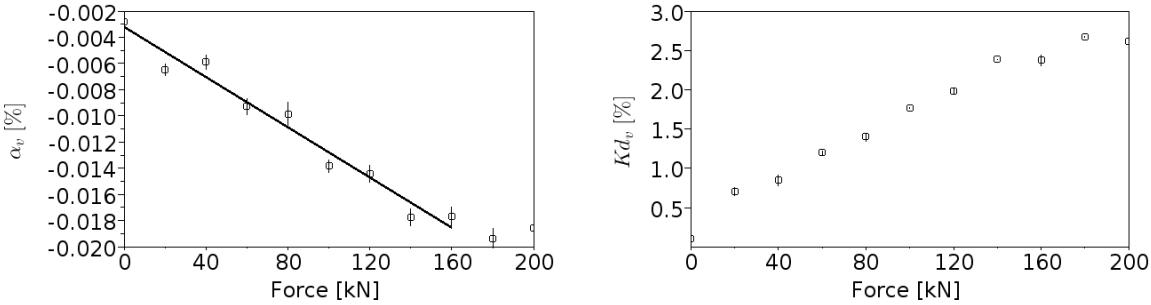
(a) (b)

FIGURE 2.16 – Illustration du résultat du calcul Stretching sur les signaux (u_0 et u_{160}) dans la figure 2.15 : le coefficient de corrélation $CC(\alpha_i)$ en fonction du taux de dilatation α_i (a) sur un large intervalle $\alpha_i \in$ [-3%,3%] et (b) zoom sur un intervalle plus étroit du taux de dilatation autour de la valeur $\alpha_i = \alpha_{MAX}$ qui maximise $CC(\alpha_i)$.

gement (level 2). Les pentes $\Delta\alpha_v/\Delta$effort correspondantes (Tableau 2.3) montrent que : 1) la linéarité de α_v en fonction du niveau de chargement est bien assurée dans tous les essais (les incertitudes d'estimation sont d'un ordre de grandeur plus faible que la pente estimée) ; et 2) les valeurs des pentes se situent entre celles correspondant aux deux autres niveaux d'endommagement. Cependant, la répétabilité n'est pas satisfaisante, et nous pensons que cela est dû à la fluctuation de la température de l'air qui peut également modifier les vitesses de propagation [32].

La figure 2.20 présente le résultat CWI sur les signaux de coda obtenus expérimentalement pendant plusieurs jours. La mesure commence par un essai de chargement (courbe rouge) après lequel, le niveau d'effort diminue par palier jusqu'à 0 kN. La dalle de béton est ensuite laissée libre pendant quatre jours (courbe bleu) pendant lesquels les mesures de coda et de la température de l'air à proximité des transducteurs (courbe verte) sont effectuées en continu. Étant donné que la variation de la vitesse liée à la fluctuation de la température est inversement proportionnelle à la température, la variation de la vitesse est illustrée par $-\alpha_v$ en fonction du temps pour que la dépendance entre la température et la vitesse de propagation soit clairement visualisée.

Comme l'expérimentation a lieu dans un hall d'essai fermé et sans contrôle de la température, la température de l'air présente des variations d'amplitude faible (20±2 °C) dominées par la fluctuation périodique jour-nuit. La vitesse de propagation dans le béton sans chargement suit la variation de la température de l'air. Les deux courbes ont des apparences très proches (Figure 2.20). Néanmoins, elles diffèrent légèrement : le décalage temporel d'environ deux heures entre les deux courbes est dû au gradient de température à l'intérieur du béton ; les différences entre les deux signaux peuvent s'expliquer par la variation d'autres paramètres comme l'humidité par exemple. En consultant la figure 2.20 nous trouvons que la variation de la vitesse due à un chargement de 200 kN (courbe rouge) est aussi importante que celle due à une variation de la température de l'air de 2 °C. Une variation de la température d'un tel niveau peut être occasionnée par une simple ouverture de porte (e.g. diminution brutale



(a) (b)

Figure 2.17 – Illustration des résultats de l'analyse CWI obtenus sur la dalle de béton de l'essai NBT : la variation de la vitesse de propagation α_v (a) et le coefficient de décorrélation Kd_v en fonction du niveau de chargement (force appliquée). Les carrées correspondent aux valeurs moyennes des six résultats trouvées dans chaque palier de chargement alors que les barres d'erreur indiquent les écarts type correspondants. La courbe dans (a) est la droite ajustée par une régression linéaire sur la variation de la vitesse induite par le chargement de 0 à 160 kN.

au début de la mesure de la température de l'air). Nous identifions donc que la répétabilité de l'essai est principalement dégradée par la présence du biais thermique.

2.3.4 Conclusion et perspective

Les résultats de l'essai NBT sont encourageants, ils montrent dans un premier temps que grâce à la haute sensibilité de la coda, une analyse CWI nous permet d'évaluer des variations très faibles (de l'ordre de 0,001% en relatif) de la vitesse de propagation. La relation linéaire observée entre la variation de la vitesse et le niveau d'effort appliqué est en accord avec l'effet acousto-élastique : la sensibilité de la vitesse au chargement décrite par la pente $\Delta\alpha_v/\Delta$effort ([%/MN]) est une mesure du niveau de la non-linéarité élastique du béton. Par ailleurs, la dépendance entre le niveau la non-linéarité élastique du béton et son état d'endommagement peut servir potentiellement à suivre l'état d'endommagement du béton. Pour mettre au point une méthode d'ECND ou de SHM basée sur ce principe, il faut toutefois résoudre le problème de la répétabilité de l'essai.

En poursuivant cet objectif, nous proposons dans la chapitre 3 une solution pour compenser la variation de la vitesse de propagation due à la fluctuation de la température afin d'améliorer la répétabilité de l'essai lors d'une étude d'acousto-élasticité. Cette solution a été validée expérimentalement sur le béton en condition de laboratoire : la méthode de compensation thermique proposée permet de suivre la variation de la vitesse uniquement due à l'application d'un chargement. Ensuite, dans le chapitre 4, en suivant la variation de la vitesse résultant de l'application d'un chargement en traction directe, nous détectons la création d'un endommagement précoce. Ces études d'acousto-élasticité permettent d'étudier le comportement élastique du béton sous effort uni-axial en traction directe, ce qui est difficile à réaliser et relativement peu abordé dans la littérature.

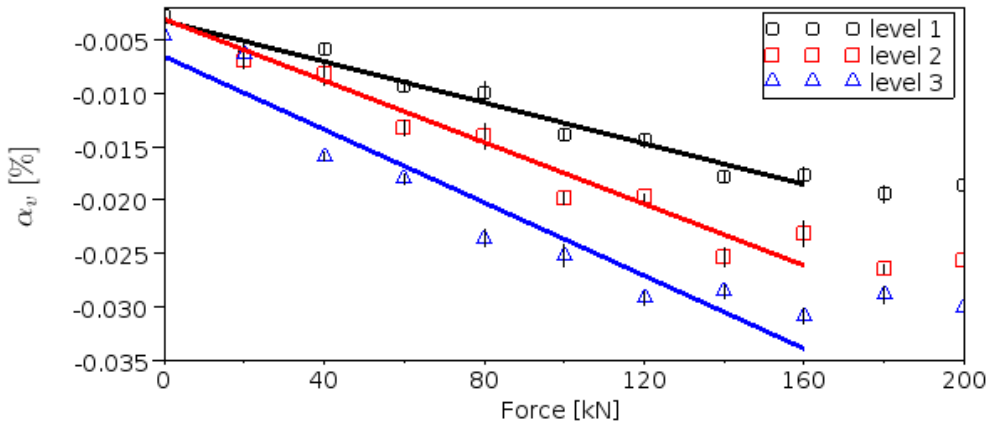


FIGURE 2.18 – Représentation shématique de la dépendance entre la sensibilité de l'effet acousto-élastique du béton et son niveau d'endommagement : les variations de la vitesse de propagation α_v en fonction du niveau de chargement (force appliquée) obtenues sur la dalle de béton de l'essai NBT aux différent niveaux d'endommagement (level 1 $<$ level 2 $<$ and level 3). Les icônes correspondent aux valeurs moyennes des six résultats trouvées dans chaque palier de chargement alors que les barres d'erreur indiquent les écarts types correspondants. Les courbes ajustées sont trouvées par régression linéaire sur les variations de la vitesse induites par le chargement de 0 à 160 kN.

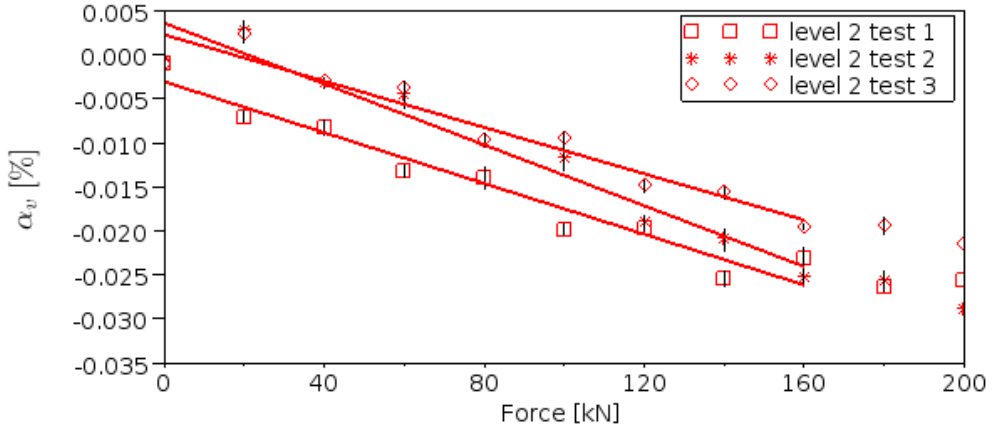


FIGURE 2.19 – Représentation schématique de la répétabilité d'essai insatisfaisante : les variations de la vitesse de propagation α_v en fonction du niveau de chargement (force appliquée) obtenues sur la dalle de béton de l'essai NBT au même niveau d'endommagement (level 2). Les icônes correspondent aux valeurs moyennes des six résultats trouvées dans chaque palier de chargement alors que les barres d'erreur indiquent les écarts types correspondants. Les courbes ajustées sont trouvées par régression linéaire sur les variations de la vitesse induites par le chargement de 0 à 160 kN.

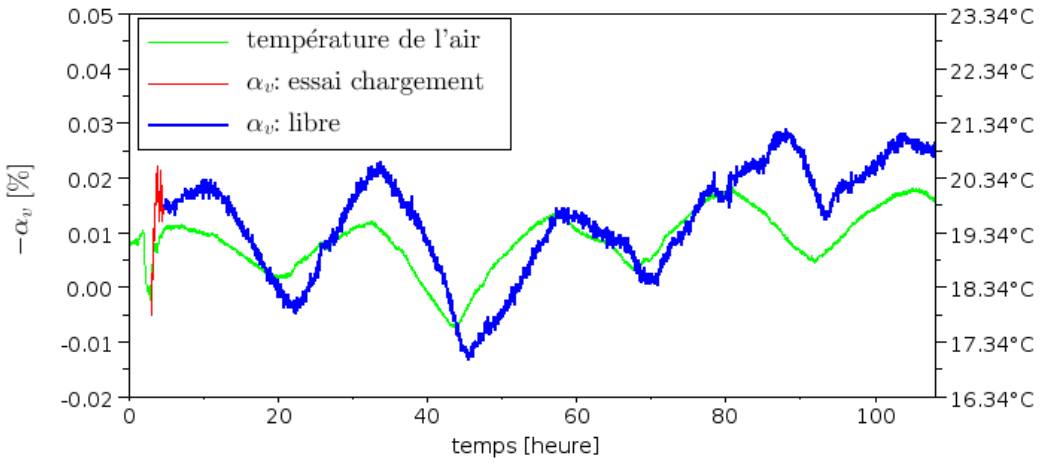


Figure 2.20 – Représentation schématique de la dépendance entre la température de l'air et la vitesse de propagation de la coda. La variation de la vitesse obtenue par l'analyse CWI α_v et la température de l'air mesurée à proximité des transducteurs ultrasonores sont illustrées en fonction du temps. La variation de la vitesse illustrée en rouge correspond à un essai de chargement pendant lequel l'effort en compression appliqué sur la dalle de béton augmente de 0 à 200 kN puis diminue jusqu'au 0 kN. La variation de la vitesse en bleu correspond à la dalle du béton laissée libre.

Chapitre 3

Compensation des biais thermiques dans l'analyse CWI

Le béton est le matériau de construction le plus utilisé (après l'eau) dans le monde entier. Comme les structures en béton sont soumises en permanence à des contraintes, le niveau de ces dernières et leur endommagement doivent être quantifiés. Une méthode d'ECND pour l'évaluation du niveau des contraintes et la détection de l'endommagement est donc nécessaire.

En utilisant l'analyse CWI (une méthode acoustique qui permet d'évaluer des variations de la vitesse de propagation des ondes élastiques dans un milieu avec une excellente précision) via l'étude de l'acousto-élasticité (un effet qui lie le niveau de contrainte à l'intérieur d'un milieu non linéaire à la vitesse des ondes élastiques qui se propagent dedans), il est possible d'évaluer le niveau des contraintes internes d'une structure de béton de façon non destructive. Pour ce faire, il faut que les variations de la vitesse de propagation obtenues expérimentalement résultent totalement de l'effet acousto-élastique. Cependant, en plus de l'effet acousto-élastique, la vitesse de propagation dans un milieu peut varier en fonction d'autres phénomènes physiques comme une variation de la température [19, 21, 31, 55, 94, 95]. L'essai NBT (Section 2.3) a montré qu'un biais thermique provenant des fluctuations de la température ambiante peut affecter le résultat CWI d'une étude d'acousto-élasticité et peut largement dégrader la répétabilité de l'essai.

En conséquence, pour étudier expérimentalement le comportement acoustoélastique du béton, il nous faut, dans un premier temps, réduire le biais thermique et améliorer la répétabilité de l'essai. Nous présentons dans ce chapitre, un protocole expérimental conçu pour compenser le biais thermique en utilisant un échantillon de référence. Sous l'hypothèse que l'influence de l'effet acousto-élastique et de la température sur la vitesse de propagation du milieu interagissent de façon très faible, les variations de la vitesse qui proviennent des deux effets sont considérées additionnelles. En faisant des mesures identiques simultanément sur l'échantillon étudié et un échantillon identique, soumis à une même température mais sans chargement mécanique, l'influence de la température sur la vitesse peut être isolée et évaluée. En supposant que le biais apparaît de façon identique dans les résultats CWI sur les deux échantillons, nous pouvons le compenser et retrouver la variation de la vitesse uniquement

liée à l'effet acousto-élastique.

Ce protocole est validé expérimentalement en condition de laboratoire lors d'une étude d'acousto-élasticité du béton, les résultats montrent qu'il est possible de réduire les biais qui proviennent à la fois de la fluctuation de la température mais aussi de la procédure expérimentale ce qui permet d'améliorer considérablement la répétabilité de l'essai.

Validation of a thermal bias control technique for Coda Wave Interferometry (CWI)

Yuxiang Zhang[1,2], *Odile Abraham*[1], *Vincent Tournat*[2], *Alain Le Duff*[3], *Bertrand Lascoup*[4], *Ahmed Loukili*[5], *Frédéric Grondin*[5], *Olivier Durand*[1]

[1] LUNAM Université, IFSTTAR, MACS, CS4, F-44344 Bouguenais Cedex, France
[2] LAUM, CNRS 6613, Université du Maine, Avenue O. Messiaen, 72085 Le Mans, France
[3] Groupe ESEO, 4 rue Merlet de la Boulaye, 49009 Angers, France
[4] ESTACA, Parc Universitaire Laval-Changé, Rue Georges Charpak, 53061 Laval, France
[5] GeM, CNRS 6183, Ecole Centrale de Nantes, 1 rue de la Noë, 44321 Nantes, France

Ultrasonics, 2013, Vol. 53, issue 3, pp. 658-664
doi:10.1016/j.ultras.2012.08.003

Abstract

The Coda Wave Interferometry (CWI) analysis serves to monitor the variation of propagation velocity in a heterogeneous medium with high precision (10^{-3}% in relative terms). In combination with acoustoelastic theory, this type of analysis offers an NDT method for stress evaluation and/or damage detection. Since the CWI method is intended to evaluate extreme levels of accuracy, the presence of bias under certain circumstances can undermine evaluation results and/or test repeatability. In this paper, we offer a bias control technique involving the use of a second (reference) specimen for CWI analysis that is designed to compensate : 1) the thermally-induced velocity variation due to environmental temperature fluctuations ; and 2) bias originating from experimental procedures. The presentation of this technique contains both a theoretical analysis and experimental protocol for the purpose of implementation. Furthermore, comparisons of experimental results have been included in order to demonstrate the utility of this bias control technique under laboratory conditions.

3.1 Introduction

The Coda Wave Interferometry (CWI) technique was originally developed by seismologists [40, 67] and later introduced into the NDT domain [19, 21, 24]. The use of multiple, scattered ultrasonic waves (i.e. acoustic coda waves) makes CWI analyses highly sensitive to the detection of a time-lapse perturbation in the propagation of elastic waves within materials. As a consolidated granular material, concrete exhibits strong heterogeneity ; this characteristic serves to easily ensure the generation of acoustic coda waves, which then makes it feasible to conduct CWI analyses. The wave propagation velocity in concrete is correlated with its mechanical properties, thus yielding an indicator of the state of health of the concrete specimen [19]. In combining acoustoelastic theory, which links the structure's stress level to

wave propagation velocity, CWI analysis is able to provide an accurate assessment of internal stress variations [20, 68].

The high sensitivity of CWI analysis makes it possible to accurately study the mechanical response of concrete within a limited loading range, as well as to detect damage during the early stage. Since the CWI is intended for extremely accurate evaluations, any type of bias could undermine the result under certain circumstances. A major bias of the CWI analysis stems from thermally-induced velocity changes. A temperature variation can cause changes in both geometry and elastic properties of the study material, thereby causing variations to the velocity evaluation result [32]. In studies on the mechanical properties of concrete, the thermally-induced velocity variation constitutes a bias that must not be neglected.

We are proposing herein an alternative bias control technique designed to lessen the impact of ambient temperature fluctuations on the CWI analysis result. This technique involves specific experimental protocols that introduce a reference specimen, combined with a differential analysis for the bias compensation ; its performance has been evaluated by application to the study of concrete behaviour under uniaxial tensile load within a laboratory setting. Experimental results demonstrate that this technique can efficiently reduce bias from both ambient temperature fluctuations and experimental procedures, thereby enhancing the precision of CWI analyses, allowing for the reproducibility of results and avoiding thermal interference.

Section 2 of this paper will provide the theoretical background ; this material will include the general CWI analysis principle for evaluating constant velocity perturbations plus a detailed presentation of the Stretching method, i.e. a signal processing method used in CWI analysis. Acoustoelasticity theory will also be briefly discussed in this section. Section 3 will describe the bias control technique through a three-part format featuring : 1) our understanding of bias in the velocity evaluation, along with the theoretical model for compensation ; 2) the measurement configuration of our experimental set-up, as an example of the implementation protocol ; and 3) experimental results and several comparisons, to demonstrate the performance of this bias control technique.

3.2 Theoretical background

3.2.1 CWI analysis for a constant velocity perturbation

The coda wave interferometry analysis has been designed to detect the time-scale perturbation of the propagation medium by using a multiple scattering medium as an interferometer [19]. A particular type of perturbation, i.e. a constant variation of propagation velocity, will be discussed in this study. The corresponding model was proposed for scalar wave propagation in 2002 [19] and then extended to elastic wave propagation [57]. This model is shown to nearly replicate physical perturbations under real conditions, such as temperature fluctuations [5, 19, 55, 94], external mechanical loading [20, 30, 68, 92] and changes in the state of health [19, 96, 97] of the material. The use of CWI for monitoring these physical perturbations has proven feasible not only in the laboratory but also for in situ conditions [24, 32].

The estimation of velocity variation requires two coda signals ($h_0[t]$, $h_1[t]$) recorded, respectively before and after the velocity perturbation. By calculating the time lag Δt at time t_0, the relative variation between propagation velocities when $\Delta v/v_0 = -\Delta t/t_0$ can be obtained. Compared to traditional methods, which typically only use coherent waves, the introduction of acoustic coda waves (i.e. multiple scattered waves) increases sensitivity [19–21, 69], given that the time delay caused by constant velocity variation increases with the time of propagation. As this time lag widens, the estimated result becomes more accurate and reliable.

Figure 3.1 presents $h_0[t]$ and $h_1[t]$ as two experimental signals recorded from concrete, respectively before and after a uniaxial tensile load has been applied. The difference in stress state causes a variation in propagation velocity (see the discussion on acoustoelastic theory presented in the following paragraphs). As can be observed, two signals overlap during the early propagation times (Fig.3.1(b)) when the time lag is hardly visible ; after 300 μs of propagation however, the time lag due to this same velocity variation becomes larger and clearly visible (Fig.3.1(c)).

In elastic wave propagation, acoustic energy is converted over different types of waves due to scattering effects. Multiple scattered waves therefore contain both shear (S) and compressive (P) waves. In a superposition of all multiple scattered waves arriving at the receiver, the coda signal contains contributions from both S and P waves. By counting the number of P and S modes, a model has been developed in 1982 to describe the acoustic energy partition between S and P waves on diffuse field [52, 98], and further used to interpret the CWI analysis result of velocity variation. According to [57], under the assumption of constant velocity variation and an equilibrium of acoustic energy, the CWI analysis result $\alpha = \Delta v/v$ can be considered as an effective velocity variation, which offers a weighted average value (see Eqn. 3.1) of the P-wave and S-wave contributions. The weighting coefficients depend on the propagation velocities of both types of waves (v_P and v_S).

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{2v_S^3}{2v_P^3 + v_S^3}\frac{\Delta v_P}{v_P} + \frac{2v_P^3}{2v_P^3 + v_S^3}\frac{\Delta v_S}{v_S} \tag{3.1}$$

For concrete fully saturated with water, $v_S \approx 2600m/s$ and $v_P \approx 4500m/s$ [99]. The CWI analysis result is primarily associated with the velocity variation of S-waves (Eqn.3.2).

$$\frac{\Delta v}{v} = 0.09\frac{\Delta v_P}{v_P} + 0.91\frac{\Delta v_S}{v_S} \tag{3.2}$$

3.2.2 Stretching

Two signal processing approaches are available for the velocity variation estimation produced by the CWI analysis ; these are known as *Doublet* [40] and *Stretching* [100]. According to a previous study [69] and under the assumption of a constant velocity variation, Stretching provides more stable and accurate results. For this reason, the Stretching approach has been chosen to carry out the CWI analysis as part of our study.

The *Stretching* approach starts by choosing a reference signal $h_0[t]$, which is to be recorded

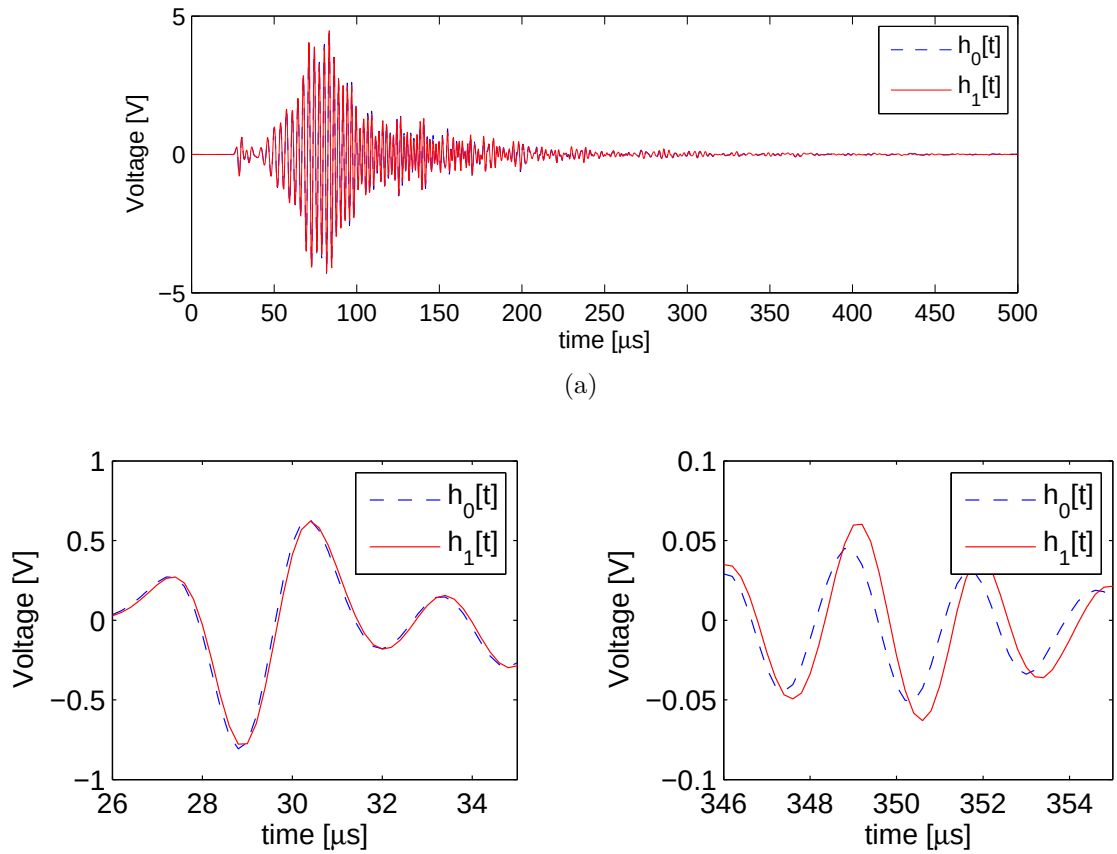


Figure 3.1 – Illustration of the increased sensitivity of coda waves to a velocity variation : a) two coda signals $h_0[t]$ and $h_1[t]$ experimentally recorded before and after a velocity perturbation ; the lower images present the same signals within a narrow time window (10 μs wide) centered at b) an early propagation time of 30 μs ; and c) a later propagation time of 350 μs.

before the velocity perturbation. A decrease/increase in propagation velocity must then be simulated by means of stretching/compressing the time axis t with a given dilatation rate τ_i. By using the cross-correlation function within time-window $[t_1, t_2]$, the similarity between the stretched signal $h_0[t(1+\tau_i)]$ and the testing signal $h_1[t]$ (recorded after the velocity perturbation) can be quantified with a normalized coefficient CC [46].

$$CC^{(t_1,t_2)}_{(h_0,h_1)}(\tau_i) = \frac{\int_{t_1}^{t_2} h_0[t(1+\tau_i)] \cdot h_1[t]dt}{\sqrt{\int_{t_1}^{t_2} h_0^2[t(1+\tau_i)]dt \cdot \int_{t_1}^{t_2} h_1^2[t]dt}} \tag{3.3}$$

The closer $CC(\tau_i)$ is to 1, the greater the similarity in the two signals' waveforms. Following a grid search, α can be found among all values of τ_i that maximize the correlation coefficient $CC(\alpha) = Max(CC(\tau_i))$. Given that we have $\alpha = (v_1 - v_0)/v_0 = \Delta v/v_0$, the relative velocity variation can be derived. As an indicator of the decorrelation level between waveforms, the value of $CC(\alpha)$ depends on the record's signal-to-noise ratio, therefore

consequently depends on the time-window $[t_1, t_2]$.

The choice of time-window $[t_1, t_2]$ is a key parameter in the CWI analysis. The start time of the window t_1 needs to be late enough to ensure the waves have been propagating for a long enough time to be sufficiently scattered and incoherent. The end of the time-window t_2 is limited by the signal quality (i.e. the signal-to-noise ratio) since the acoustic energy becomes increasingly dissipated for longer propagation times. In our study, t_1 equals 300 μs, where time $t = 0$ indicates the beginning of the excitation signal (Fig. 3.1(a)). The value of t_1 chosen to be more important than the minimum duration for ultrasonic waves in order to propagate a distance L longer than 4 times the transport-mean free path l^* ($L > 4l^*$) [64, 65]. The time-window is then selected from between 300 μs and 500 μs, in which a signal-to-noise ratio exceeds 40 dB.

3.2.3 Acoustoelastic theory

The acoustoelastic effect refers to the phenomenon of wave propagation velocity variation due to the exposure to elastic strain. With respect to the linear approximation, Hooke's law describes the strain-stress relationship as $\varepsilon \cdot E = \sigma$, where σ denotes the stress, ε the strain and E Young's elastic modulus. E is constant according to this approximation, meaning it does not contribute to any velocity variation caused by a quasi-static stress. To understand the acoustoelastic effect and describe the stress-velocity relation, the material's nonlinear elasticity must be taken account. Among the different developed models [101], Murnaghan's classical nonlinear elastic theory [76] is shown applicable and widely used when stress level is relatively low.

Following the study of nonlinear elasticity by Murnaghan, the expression of acoustoelastic theory was extended by Hughes and Kelly [89] to describe the variation in propagation velocity due to applied elastic stress. This stress-velocity relationship has been further generalized in [34, 90] as :

$$v_{ij}^{\sigma} = v_{ij}^{0}(1 + \beta_{ij} \cdot \Delta\sigma) \tag{3.4}$$

v_{ij}^{σ} is the propagation velocity under stress, where i and j stand respectively for the propagation direction and polarization direction. β_{ij} is the acoustoelastic coefficient, a nonlinear parameter that depends on both second-order elastic constants (Lamé's coefficients λ and μ) and third-order constants (Murnaghan's coefficients m, n and l) [34, 76, 90]. v_{ij}^{0} is the propagation velocity associated with the initial stress state ; in the case of isotropic stress, it assumes the following form (where ρ_0 is the material density) :

$$\begin{aligned} v_{i\neq j}^{0} &= \sqrt{\frac{\mu}{\rho_0}} \\ v_{i=j}^{0} &= \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho_0}} \end{aligned} \tag{3.5}$$

Several studies on acoustoelastic effects have been carried out on concrete with a uniaxial compressive load ; moreover, experimental results show a relatively strong agreement with acoustoelastic theory [20, 30, 34, 68, 92]. The linear relationship between the changes in applied stress and the velocity variation of coda waves has been confirmed in [20, 93], while the concrete specimen remains in its elastic regime. As the dominant phenomenon, acoustoelastic theory will be introduced hereafter to understand the behaviour of concrete under a low level tensile load (<1 MPa).

The CWI analysis with a *Stretching* approach can obviously yield a variation in effective propagation velocity through acoustoelasticity α (see Eqn. 3.2). However, due to the nature of coda waves, CWI analysis is incapable of identifying the velocity variation of each specific type of wave as $\alpha_{ij} = \Delta v_{ij}/v_{ij}^0$. Consequently, acoustoelastic coefficient can not be acquired individually for each type of wave (as β_{ij} in Eqn. 3.2). Instead, an effective coefficient β can be obtained (Eqn. 3.6) as the weighted average value of all acoustoelastic coefficients $\beta = \sum e_{ij} \cdot \beta_{ij}$, where weight coefficients e_{ij} depend on the energy distribution ratio of each type of wave.

$$\alpha = \frac{\Delta v}{v_0} = \frac{v^\sigma - v^0}{v^0} = \beta \cdot \Delta\sigma \tag{3.6}$$

3.3 Bias control for CWI analysis

The phenomenon of thermally-induced velocity variation has been observed on concrete [32, 33] as well as on homogeneous materials [5, 94], which makes environmental temperature fluctuation a physical bias in the propagation velocity analysis targeting the stress-induced velocity variation. In addition, the CWI analysis is beneficial because of its high sensitivity and capability of evaluating small velocity variations [20]. The experimental bias in this kind of estimation can undermine the precision and reliability required in order to analyze the CWI result. Along these lines, we are proposing herein a new alternative bias control protocol for CWI analyses. In a previous study [102], temperature effects have been discussed as a disturbance in acousto-ultrasonic monitoring techniques, and a number of proposals have been forwarded in a general way to minimize these effects. By studying these ideas along with the distinctive feature of CWI analyses, we are in a position to propose a highly feasible alternative bias control technique for CWI analyses.

3.3.1 Theoretical model for bias compensation

Let's assume that all variations in propagation velocity stem from three contributions : 1) the physical phenomenon under study, which in our case is associated with the impacts of applied stresses ; 2) the thermal bias due to environmental temperature fluctuations ; and 3) the experimental bias, which refers to all additional fluctuations of the CWI result originating from the entire measurement and signal processing procedure.

As presented in the section describing the CWI technique, velocity variation is evaluated

from a time shift. Due to a perturbation in propagation velocity of the material, the wave arrival time shifts from t_0 to t_p. Under the assumption that propagation distance l_0 remains unchanged, we can easily derive the perturbed velocity v_p as $\frac{v_p}{v_0} = \frac{t_0}{t_p}$, where v_0 is the unperturbed initial propagation velocity.

In reality, the applied stress on a structure definitely causes changes to the geometric dimensions, and this variation rate can be evaluated by its linear deformation ε_F. By assuming ε_F to be uniform over the entire propagation medium, the propagation distance will change from l_0 to $l_F = l_0(1+\varepsilon_F)$. According to acoustoelastic theory, the wave propagation velocity also varies from v_0 to $v_F = v_0(1+\alpha_F)$. When combining changes in both distance and propagation velocity, the final arrival time t_F is given as :

$$t_F = \frac{l_F}{v_F} = \frac{l_0(1+\varepsilon_F)}{v_0(1+\alpha_F)} = t_0\frac{1+\varepsilon_F}{1+\alpha_F}$$

Considering that both ε_F and α_F are much smaller than 1 (in this study $\alpha_F < 0.01$ and ε_F is one order of magnitude smaller than α_F), the measurement of propagation velocity under stress $\hat{v}_F$ takes the following form.

$$\hat{v}_F = v_0(\frac{1+\alpha_F}{1+\varepsilon_F}) \simeq v_0(1+\alpha_F-\varepsilon_F). \tag{3.7}$$

A temperature fluctuation exerts a similar influence on a propagation medium ; as is the case in the presence of stress, it modifies the geometric dimensions and propagation velocity of the medium, eventually causing the propagation velocity measurement to shift from v_0 to $\hat{v}_T$, where ε_T is the strain associated with temperature variation. A second-order term is also neglected, while a typical ε_F for concrete lies on the order of 10^{-5}, and in our study α_T is less than 10^{-3}.

$$\hat{v}_T = v_0(\frac{1+\alpha_T}{1+\varepsilon_T}) \simeq v_0(1+\alpha_T-\varepsilon_T) \tag{3.8}$$

In combining the influences from both applied stresses and temperature fluctuations, the propagation velocity measurement with temperature bias can be expressed with the second-order and third-order terms being neglected.

$$\begin{aligned}\hat{v}_{(F+T)} &= v_0\frac{(1+\alpha_T)(1+\alpha_F)}{(1+\varepsilon_T)(1+\varepsilon_F)} \\ &\simeq v_0(1+\alpha_F-\varepsilon_F+\alpha_T-\varepsilon_T)\end{aligned} \tag{3.9}$$

Let's consider two identical specimens experiencing the same thermal and experimental biases, with only one of them being subjected to an external stress. The specimen receiving all three velocity variation contributions is referred to as the test sample, while the other

specimen exposed only to bias is the reference sample. By including the additional experimental bias term α_N, we can express the CWI analysis results for both the test sample α_{test} and reference sample α_{ref} as follows :

$$\begin{aligned}
\alpha_{test} &= \frac{\hat{v}_{(F+T)} - v_0}{v_0} + \alpha_N \\
&= \alpha_F - \varepsilon_F + \alpha_T - \varepsilon_T + \alpha_N \\
\alpha_{ref} &= \frac{\hat{v}_T - v_0}{v_0} + \alpha_N \\
&= \alpha_T - \varepsilon_T + \alpha_N
\end{aligned} \tag{3.10}$$

In considering that ε_F is one order of magnitude smaller than the velocity variation α_F, which is solely due to the impact of an applied stress on the propagation medium, can then be expressed as follows :

$$\alpha_F(t) = \alpha_{test}(t) - \alpha_{ref}(t) \tag{3.11}$$

3.3.2 Implementation protocol

In the experimental campaign, we performed this bias control technique by using two concrete specimens with the same geometry, same age, same initial moisture level and same mix composition. Both specimens were cylindrical with a 0.11 m diameter and 0.45 m high. At the time of our experiment, the specimens were cast for over 3 months and their mechanical properties were stable. Both specimens are kept in a humid room at 100% relative humidity after casting to ensure their full saturation in water.

The entire experimental system was placed in a laboratory under controlled temperature (20 ±2 °C) and relative humidity level (50 ±5%). Nevertheless, in order to eliminate the influence of air humidity fluctuations on the propagation velocity, the two specimens were wrapped with a double layer of self-adhesive aluminum paper to maintain their moisture level constant. As shown on the photographs in Figure 3.2(b), the test sample was placed in the mechanical press to be exposed to an applied stress, while the reference sample remained stress-free throughout the experiment (Fig. 3.2(c)). The specimens were placed adjacent to one another, as shown in Figure 3.2(a), so they could experience the same temperature fluctuations. Air temperature was measured with a Rotronic® thermometer placed between the two specimens.

For the ultrasonic acquisition system, two ultrasonic transducers were glued on opposite sides at mid-height of each specimen to serve as source and receiver. All transducers used in this experiment were of the same model, which covers a relatively small active zone (compared to wavelength at the central frequency), in order to reduce the risk of phase cancellation phenomenon [27]. The excitation signal for the source was a 200-μs chirp with frequency varying linearly from 200 kHz to 800 kHz. In this frequency range, ultrasound wavelengths are comparable to the aggregate size, thus ensuring a strong multiple scattering regime.

Constituents	Dosage (kg/m^3)
Gravel : G5/12.5mm	936.0
Sand : 0/5 mm	780.0
Cement : CEMII 42.5	350.0
Water	219.5
Superplasticizer	1.9

TABLE 3.1 – Concrete mix composition

(a) (b) (c)

FIGURE 3.2 – Photographs of the experimental system : a) View of the experimental system ; b) Detailed view of the test sample ; and c) Detailed view of the reference sample.

To generate the identical experimental bias in records obtained from both the test and reference samples, the excitation signal was amplified to 200 V (peak-to-peak) then split and sent into both concrete specimens via ultrasonic transducers. The signals captured by ultrasonic receivers were then amplified (individually using two pre-amplifiers of the same model with the gains set to 20 dB) and recorded with the same acquisition system at a sampling frequency of 5 MHz. The synchronization between excitation and acquisition was performed by a 10-MHz reference clock signal (Fig. 3.3). To improve the signal-to-noise ratio, each record was averaged over 16 consecutive acquisitions with a repeat frequency of 30 Hz. Since each record spanned such a short time (i.e. less than 1 second), the propagation velocity in each record processed was considered constant. The CWI analysis results were extracted from these records by following the exact same signal processing procedures while keeping the same parameters.

3.3.3 Experimental Results

The experimental performance of this bias control method is shown in Figure 3.4. During this 90-minute measurement, one loading-unloading test cycle was performed on the

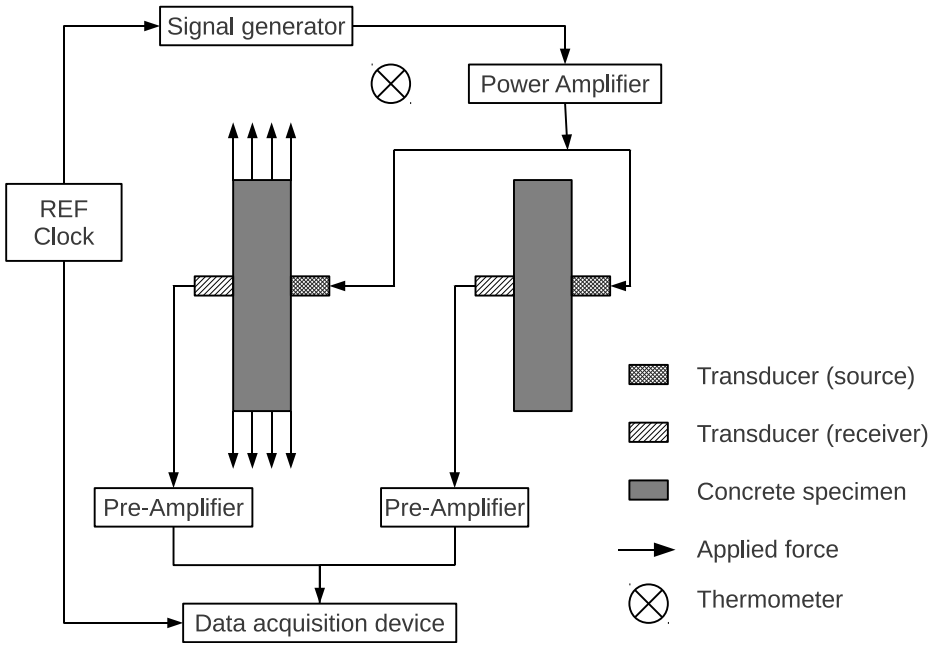
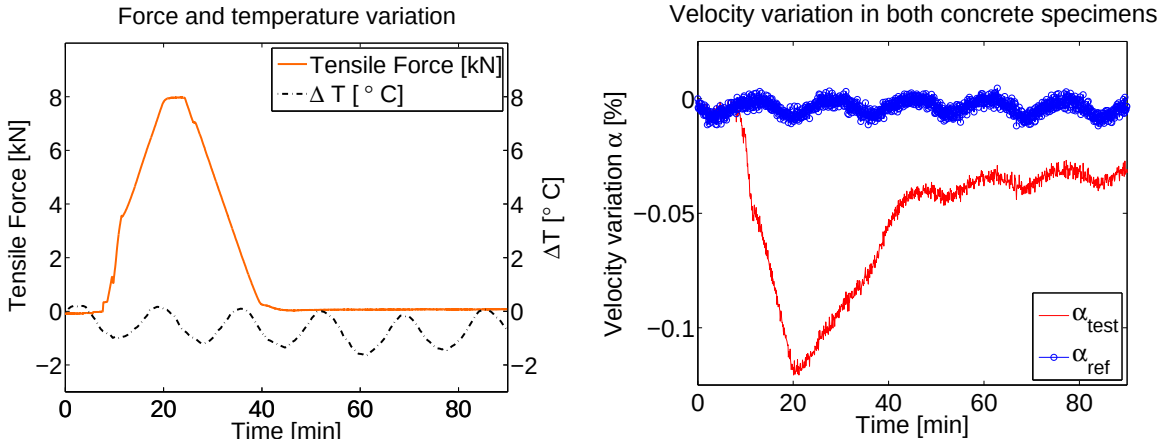


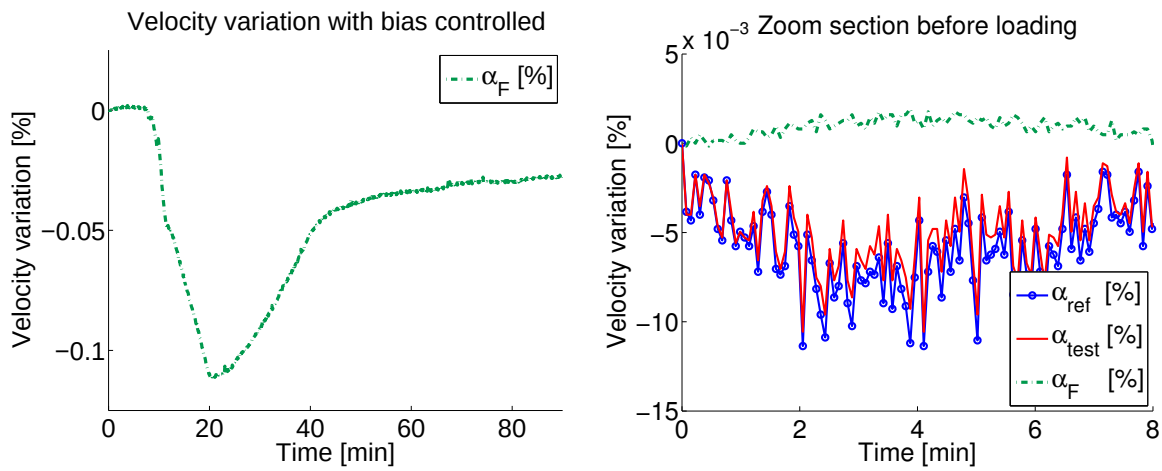
Figure 3.3 – Ultrasonic measurement system

test sample. The magnitude of applied tensile force and air temperature fluctuations were plotted vs. time in Figure 3.4(a). The velocity variations in both specimens α_{test} and α_{ref} (i.e. without controlled bias) were plotted in Figure 3.4(b), in which α_{ref} indicates a periodic



(a) (b)

Figure 3.4 – Experimental procedures for validating the bias control technique and CWI results without any bias control : a) applied tensile force magnitude and air temperature measurements vs. time over a 90-minute interval ; and b) CWI results of relative velocity variations in both concrete specimens (α_{test} and α_{ref}) vs. time during the same period.



(a) (b)

FIGURE 3.5 – Experimental illustration of the performance of our bias control technique : a) bias-controlled velocity variation α_F, which indicates just the stress-induced velocity variation ; and b) illustration of CWI results within a narrow section of the first 8 minutes with bias control (α_F) and without bias control (for both the test sample α_{test} and the reference sample α_{ref}) ; during this time window, all concrete specimens are stress-free.

fluctuation with an amplitude of approx. 0.01%. By referring to air temperature variation on the lower image (Fig. 3.4(a)), this fluctuation can be identified as a thermally-induced velocity variation. On the other hand, since the test sample has been subjected to a tensile load between 0 and 8 kN (corresponding applied tension of 0.84 MPa), α_{test} follows the variation in loading magnitude and reveals a maximum decrease of -0.12%. During this test, with selected CWI analysis time-window, minimum $CC(\alpha)$ of 0.928 appears on the test sample under the maximum tensile load. This value indicates that signals are only slightly distorted, and all CWI analysis results of α are reliable. Because of this higher velocity variation (around 0.1%) due to the stress effect, the influence of temperature fluctuation on α_{test} can be clearly observed only after the loading test (time > 45 min). α_{test} after the loading test shows the same periodic fluctuation as α_{ref}, which is consistent with our assumption that the two specimens share the same thermal bias.

The CWI results with controlled bias α_F is illustrated in Figure 3.5(a), which theoretically indicates the velocity variation due only to the tensile force loading. The periodic velocity fluctuation due to thermal interference after the loading test has been eliminated, which means that the thermally-induced velocity variation has been compensated. In Figure 3.5(b), three curves versus time show respectively α_{ref}, α_{test} and α_F on a magnified time scale (time < 8 min). Both α_{ref} and α_{test} display a high-frequency, random-like fluctuation, which according to our theory reflects the experimental bias due to measurement and signal processing procedures. With our bias control technique (see the section on Implementation protocol), we would expect an identical experimental bias for the results of both specimens. This expectation is consistent with the observation that α_{ref} and α_{test} during this period are highly correlated, which yields a less noisy α_F curve. Since no force has been applied

over this period (0-8 min), all velocity variations stem from thermal fluctuations and experimental bias, which according to our theory means that the stress-induced velocity variation should constantly remain zero. Knowing that the air temperature during this period equals 22.0 ±0.5 ℃, the average values were calculated using the standard error format from CWI results both with and without bias control (i.e. α_F and α_{test}) for this 8-minute period (results shown in Table 3.2). The reduction in both average value and standard error demonstrates that with this bias control technique, CWI analysis is subject to less interference by ambient temperature fluctuations, hence improving the accuracy of results.

[%]	Average velocity variation $\overline{\alpha}$
Without bias control	0.00511 ±0.00217
With bias control	0.00095 ±0.00022

Table 3.2 – Average values with standard error of velocity variation during the first 8 minutes of measurement for CWI results both with and without bias control as α_F and α_{test}

The results posted in Figure 3.6 further demonstrate the role of our bias control technique in the study of acoustoelastic phenomena. When studying the acoustoelastic effect with a uniaxial tensile load, all three tests were performed with identical loading procedures, during which the tensile force had been increased by 6 kN (with a constant rate of 32 kN/hr) (Fig. 3.6(a)). Though the air temperature fluctuation in Figure 3.6(b) is quite different for every test. The curves in Figures 3.6(c) and 3.6(d) associate the velocity variation evaluated respectively without (α_{test}) and with bias control (α_F) during three loading tests.

The α_{test} in Figure 3.6(c) decreases during every test ; this observation agrees with acoustoelastic theory as the tensile force increases. Their paths differ however due to differences in air temperature fluctuation. By referring to Figures 3.6(b) and 3.6(c), the impact of temperature fluctuation on propagation velocity can be readily observed. In comparison with the results of α_{test}, three α_F curves in Figure 3.6(d) nearly overlap, which offers greater consistency with acoustoelastic theory and shows satisfactory test repeatability.

In accordance with acoustoelastic theory (Eqn. 3.6), a linear regression was performed in order to calculate the slopes of CWI results both without and with bias control, as respectively $\Delta\alpha_{test}/\Delta F$ and $\Delta\alpha_F/\Delta F$. Two average slopes were then calculated (average value ±standard error) from CWI results with and without bias control as $\Delta\alpha_F/\Delta F$ and $\Delta\alpha_{test}/\Delta F$, their values are detailed in Table 3.3. Without the bias control technique, the average value of $\Delta\alpha_{test}/\Delta F$ is slightly higher (5%) than the $\Delta\alpha_F/\Delta F$ value. Nonetheless, a standard error of ±15.5% (in relative terms) is still present, and this is much higher than the standard error with bias control (±2.7%), thus lowering the level of accuracy and reliability. The $\Delta\alpha/\Delta F$ slope represents the propagation velocity sensitivity to the applied load in concrete ; this measure is used in acoustoelasticity to determine the effective acoustoelastic coefficient β (Eqn. 3.6). Since the bias control technique effectively eliminated the thermally-induced velocity variation (Fig. 3.6), $\Delta\alpha_F/\Delta F$ provides a more reliable estimation of the effective acoustoelastic coefficient β. As an intrinsic nonlinear parameter, β indicates the material's nonlinear elastic properties, which are sensitive to microscopic damage. A reliable and accurate assessment of β serves as the foundation of an early-stage damage detection of concrete (see [18]

[%/kN]	Average	test 1	test 2	test 3
$\Delta\alpha_F/\Delta F$	-0.01159 $\pm$0.00032	-0.01190	-0.01165	-0.01124
$\Delta\alpha_{test}/\Delta F$	-0.01223 $\pm$0.00190	-0.01411	-0.01030	-0.01227

TABLE 3.3 – Slopes of $\Delta\alpha/\Delta F$ and the average values computed from CWI analysis results both with and without bias control, as respectively $\Delta\alpha_F/\Delta F$ and $\Delta\alpha_{test}/\Delta F$

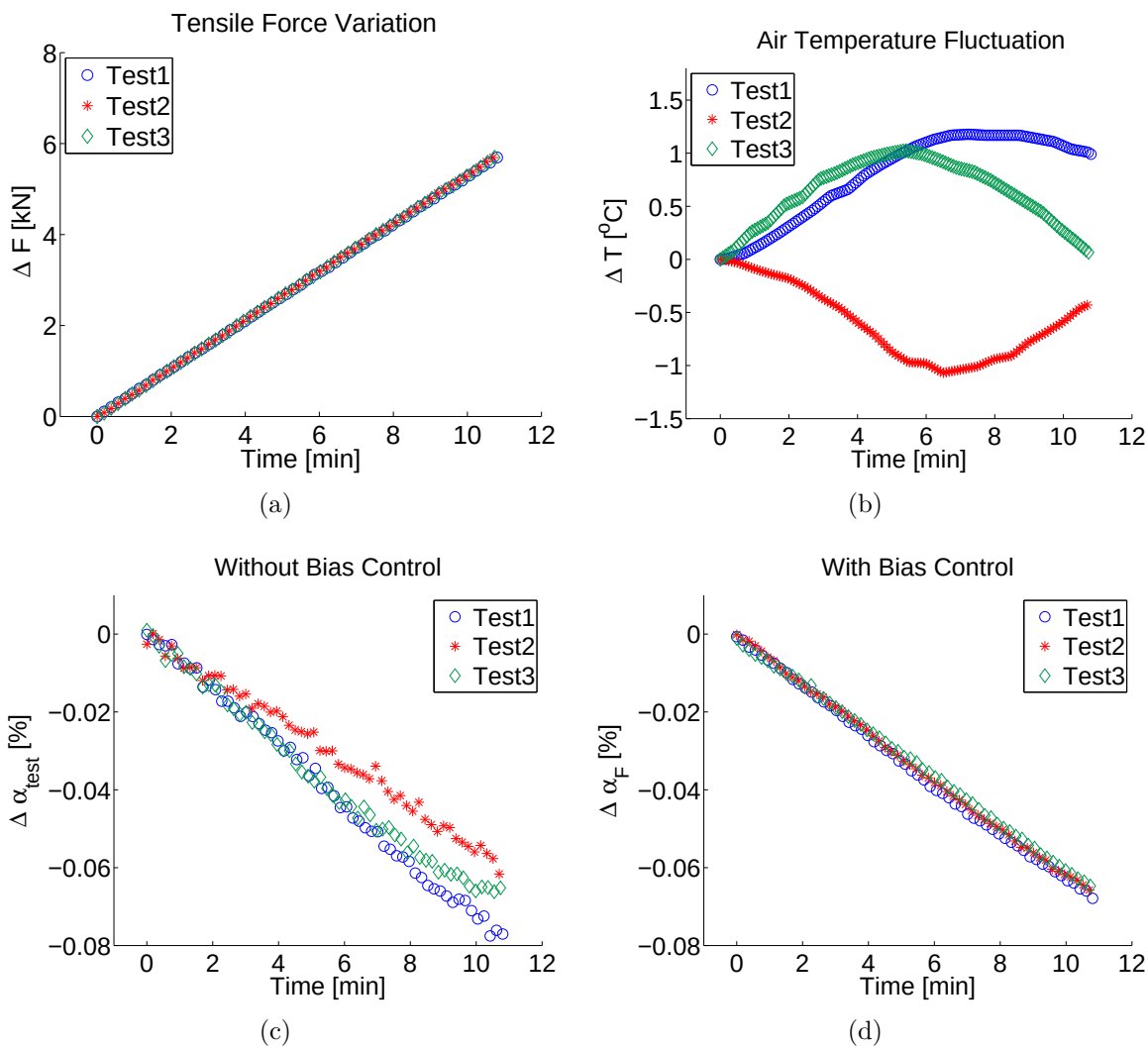


FIGURE 3.6 – Illustration of the use of thermal bias control for CWI analysis in the study of acoustoelasticity : a) variation in applied tensile force ΔF vs. time in three loading tests ; b) air temperature variation ΔT during each test ; c) velocity variations obtained during three tests without bias control as $\Delta\alpha_{test}$ in terms of time ; and d) velocity variations obtained from three tests with bias control as $\Delta\alpha_F$ in terms of time.

for its application to the study of stress-induced velocity variation and damage detection in concrete).

3.4 Conclusion

This research has presented an alternative bias control technique for CWI analysis. With a specific experimental protocol utilizing a reference specimen, this technique can be easily implemented under laboratory conditions. Experimental results indicate its high efficiency as regards reducing the bias from both experimental procedures and environmental temperature fluctuations. In the illustration provided in Figure 3.6, the bias might not necessarily undermine the analysis since the difference in averaged slope ($\Delta\alpha/\Delta F$) only amounts to 5%. However, the reduction in standard error from $\pm 15.5\%$ to $\pm 2.7\%$ (in relative terms) shows that CWI results are far more accurate when using our bias control technique. It must also be noted that these experiments were performed with controlled air temperature whose variations were limited to ± 2°C. For the CWI analysis involving measurements with specimens exposed to an uncontrolled ambient temperature, generating potentially large temperature fluctuations [32], this bias control technique was able to provide more reliable and accurate results. This technique obviously is not currently applicable for in situ measurements, since in most instances a reference specimen is lacking. Nevertheless, we think this technique might still be found useful in certain cases where structures present 1) temporal-variation of localized stress and 2) quasi-uniformly distributed spatial gradient of temperature, for example a oil reservoir.

3.5 Acknowledgements

This research has been supported by the ECND-PdL (Loire Valley cluster for Non-Destructive Evaluation and Control), which is financed by the Loire Valley Regional government (France). Our thanks are extended to Robert Sachs, a native English speaker commissioned to proofread the final version of this paper.

Chapitre 4

Détection de l'endommagement du béton par analyse CWI

Nous rappelons ici que nous avons obtenu, dans l'essai NBT (Section 2.3), une observation prometteuse et un problème à résoudre :

- Observation : le comportement acousto-élastique du béton dépend de l'état d'endommagement ;
- Problème : la répétabilité de l'essais expérimentaux est dégradée en raison des variations de la température.

Avec la technique de contrôle de biais présentée dans le chapitre précédent (Chapitre 3), le problème est résolu. Nous pouvons évaluer la variation de la vitesse de propagation provenant uniquement de l'effet du chargement avec une répétabilité satisfaisante. Ci-après, l'analyse CWI est mise à profit pour la détection de l'endommagement du béton dans une étude d'acousto-élasticité sous un chargement uni-axial en traction.

Deux groupes d'essais de chargement identiques sont réalisés avant et après la création d'un endommagement léger du béton. Ce niveau d'endommagement n'est pas observable en émission acoustique. Dans chaque groupe d'essais, nous suivons la variation de la vitesse de propagation et l'estimateur du niveau d'endommagement est le coefficient acousto-élastique correspondant.

Le comportement mécanique du béton est complexe car il peut se comporter de façon élastique ou anélastique selon le niveau et l'histoire du chargement. L'effet acousto-élastique, n'est pas le seul à modifier la vitesse de propagation dans le béton. Il est donc important d'identifier la variation de la vitesse due à l'acousto-élasticité et celle due à autres effets, comme l'effet de Kaiser [96], existant lors d'un chargement mécanique. L'évaluation de la variation de la vitesse donnée par l'analyse CWI et sa répétabilité satisfaisante grâce à la technique de contrôle des biais, permet l'identification de ces différents effets et l'évaluation du coefficient acousto-élastique effectif β.

Les résultats montrent que le comportement élastique du béton sous un chargement uni-axial en traction est en accord avec la théorie de l'acousto-élasticité : la vitesse de propagation diminue linéairement en fonction du niveau de chargement. Par ailleurs, le comportement

anélastique du béton est également observé par l'analyse CWI : une diminution permanente de la vitesse de propagation qui a lieu dès lors que le niveau de chargement dépasse le niveau maximum historique en accord avec l'effet Kaiser. La détection de l'endommagement du béton est obtenue en observant l'augmentation du coefficient β après l'endommagement, qui s'avère plus sensible que α.

Study of stress-induced velocity variation in concrete under direct tensile force and monitoring of the damage level by using thermally-compensated Coda Wave Interferometry

Yuxiang Zhang[1,2], *Odile Abraham*[1], *Frédéric Grondin*[3], *Ahmed Loukili*[3], *Vincent Tournat*[2], *Alain Le Duff*[4], *Bertrand Lascoup*[5], *Olivier Durand*[1]

[1] LUNAM Université, IFSTTAR, MACS, CS4, F-44344 Bouguenais Cedex, France
[2] LAUM, CNRS 6613, Université du Maine, Avenue O. Messiaen, 72085 Le Mans, France
[3] GeM, CNRS 6183, Ecole Centrale de Nantes, 1 rue de la Noë, 44321 Nantes, France
[4] Groupe ESEO, 4 rue Merlet de la Boulaye, 49009 Angers, France
[5] ESTACA, Parc Universitaire Laval-Changé, Rue Georges Charpak, 53061 Laval, France

Ultrasonics, 2012, Vol. 52, issue 8, pp. 1038-1045
doi:10.1016/j.ultras.2012.08.011

Abstract

In this paper, we describe an experimental study of concrete behavior under a uniaxial tensile load by use of the thermally-compensated Coda Wave Interferometry (CWI) analysis. Under laboratory conditions, uniaxial tensile load cycles are imposed on a cylindrical concrete specimen, with continuous ultrasonic measurements being recorded within the scope of bias control protocols. A thermally-compensated CWI analysis of multiple scattering waves is performed in order to evaluate the stress-induced velocity variation. Concrete behavior under a tensile load can then be studied, along with CWI results from both its elastic performance (acoustoelasticity) and plastic performance (microcracking corresponding to the Kaiser effect). This work program includes a creep test with a sustained, high tensile load ; the acoustoelastic coefficients are estimated before and after conducting the creep test and then used to demonstrate the effect of creep load.

4.1 Introduction

Concrete is the most widely used man-made construction material in the world [103]. It has been extensively used for several decades in the field of civil engineering. For safety reasons and to ensure optimal asset management, the demand for monitoring concrete performance and inspecting concrete deterioration has been strong. In order to meet such demand, considerable progress has been achieved in the development of Non-Destructive Testing (NDT) methods [99, 104]. As one of these NDT methods and because it uses the ultrasonic multiple scattered waves caused by high concrete heterogeneity, Coda Wave Interferometry (CWI) shows great sensitivity to perturbations in concrete structures [32, 105], which makes this method suitable for structural evaluation and monitoring.

As a viscoelastic material, concrete exhibits a nonlinear elasticity that can be observed from the stress-dependent propagation velocity of elastic waves propagating within the material [92]. Experiments under compressive load [20, 34] demonstrate that acoustoelastic theory may provide an explanation of the stress-induced velocity variation in the elastic wave propagation of concrete. Moreover, previous studies [30, 93] have also shown that the nature of concrete, i.e. as a quasi-fragile material, makes it easily damaged by the applied stress, which could also cause changes in propagation velocity. This stress-induced damage is a common reason behind concrete deterioration, and the detection of stress-induced damage is a major problem encountered in the non-destructive testing of concrete.

The objective of this paper is to experimentally study the behavior of concrete under direct tensile load, with two sequential objectives : 1) first, separating the acoustoelastic effect and micro-cracking from all stress-induced velocity variations in concrete, and then estimating the effective acoustoelastic coefficient ; and 2) based on these results, detecting and analyzing the damage caused by a sustained high-level tensile load (creep in tension). After introducing the theoretical background in the following section, the measurement system, experimental set-up and loading procedures will be described in Section 3. All of Section 4 will be devoted to an analysis of the CWI experimental results.

4.2 Theoretical background

4.2.1 Coda wave interferometry

The Coda Wave Interferometry (CWI) technique introduces the heterogeneous propagation medium, e.g. concrete, as an interferometer in order to detect the time-scale perturbation [19]. Due to the multiple scattering effect caused by heterogeneities, the propagation paths of acoustic coda waves (i.e. multiple scattered waves) are long and complex. The use of multiple scattered waves makes the CWI analysis highly sensitive to a small perturbation of the propagation medium [21, 106]. The high heterogeneity of concrete favors the generation of acoustic coda waves. An experimental study [20] has shown that a CWI analysis carried out on concrete can provide a precise evaluation of the propagation velocity variation (0.001%). This result confirms the potential of CWI analysis as a promising non-destructive method.

The signal processing approach of CWI analysis, performed as part of this study, is called *Stretching* [100] ; this approach relies on the idea of stretching/compressing the time axis of an ultrasonic record to simulate a constant decrease/increase of propagation velocity. Two coda signals h_0 and h_1, recorded respectively before and after a propagation velocity perturbation, are required to evaluate the velocity variation. By compressing/stretching the coda record h_0 from $h_0[t]$ to $h_0[t(1+\tau)]$, a velocity variation from v_0 to $v_0(1+\tau)$ can be simulated. This stretched signal $h_0[t(1+\tau)]$ is then compared to $h_1[t]$, which has been recorded with a perturbed propagation velocity v_1 ; next, their similarity is evaluated using the normalized cross-correlation $CC(\tau)$:

$$CC^{(t_1,t_2)}_{(h_0,h_1)}(\tau) = \frac{\int_{t_1}^{t_2} h_0(t(1+\tau)) \cdot h_1(t)dt}{\sqrt{\int_{t_1}^{t_2} h_0^2(t(1+\tau))dt \int_{t_1}^{t_2} h_1^2(t)dt}} \tag{4.1}$$

$[t1, t2]$ indicates the studied time window, which for the present research has been set at [300 μs, 500 μs]. The value of τ that maximizes $CC(\tau)$ is denoted α, in indicating the velocity variation between two records in relative terms as : $\alpha = (v_1 - v_0)/v_0$.

Due to the scattering effect, acoustic energy is converted between different types of waves during the propagation. As a superposition of all multiple scattered waves, coda signals contain energy contributions from all types of waves. Consequently, the value of α extracted via CWI, represents the relative variation of an average propagation velocity of the coda signal. This variation results from all the changes in propagation velocities of the different modes contributing to the coda signal.

4.2.2 Acoustoelastic theory

Given an infinitesimal deformation, the classical linear theory of elasticity is limited to a perfectly elastic material, in which the elastic modulus remains constant with the static stress level. When the material is nonlinearly elastic, the stress-strain relationship derived from the classical nonlinear elasticity becomes nonlinear, with quadratic terms in strain. In this case, instead of being constant, the elastic modulus varies with the static stress level, as well as the wave propagation velocity. To describe this nonlinear elasticity, the third-order elastic constants are introduced into the expression of elastic modulus, which extends the expression of stress-strain relationships from a linear approximation to a quadratic one [75]. One version of these third-order elastic constants has been developed by Murnaghan and are denoted (m, n, l) [76].

In combination with the motion equation, Murnaghan's constants were used by Hughes and Kelly [89] to express the stress-dependent propagation velocity in an acoustoelastic effect for Lagrangian coordinates. The propagation medium is here assumed to be isotropic, in which a triaxial stress field (whose axes are denoted 1, 2 and 3) is considered homogeneous. In the case of a uniaxial load along direction 1, the stress components can be described as : $\gamma_1 = \sigma$ and $\gamma_2 = \gamma_3 = -\nu\sigma$, where ν is Poisson's ratio. Under the stress field (γ_1,γ_2 and γ_3) created by the uniaxial load, velocity may be generalized as a function of stress level σ as : $v_{ij} = v^0_{ij}(1 + \beta_{ij} \cdot \sigma)$, where β_{ij} is the acoustoelastic coefficient, v^0_{ij} is the initial propagation velocity corresponding to the initial stress state, and i, j represent respectively the wave propagation direction and the particle polarization direction [34]. As an intrinsic nonlinear parameter, β_{ij} depends solely on the second- and third-order elastic constants [90] and indicates the level of nonlinearity in material elasticity. The stress-induced velocity variations $\alpha_{ij}(\sigma)$ described by acoustoelastic theory can be expressed as follows :

$$\alpha_{ij}(\sigma) = \frac{(v_{ij}(\sigma) - v^0_{ij})}{v^0_{ij}} = \beta_{ij} \cdot \sigma \tag{4.2}$$

Since CWI analysis provides the modifications of the average propagation velocity (α)

rather than velocity variation of each specific type of waves (α_{ij}), acoustoelastic coefficients β_{ij} cannot be acquired individually. As an alternative, an effective value of acoustoelastic coefficient β can be estimated from CWI's result (α) as $\beta = \frac{\alpha^F}{F}$, where the stress level is associated to the load magnitude F. This effective acoustoelastic coefficient can be considered as a weighted average value of all acoustoelastic coefficients $\beta = \sum e_{ij} \cdot \beta_{ij}$, where the weight coefficients e_{ij} depend on the energy distribution ratio of each type of waves. This linear relationship has been confirmed experimentally on concrete by Larose and Hall [20], and the dependency between its slope and concrete's damage level has been recently exhibited [35].

According to the results of previous studies in which concrete undergoes a uniaxial compressive stress, within its elastic regime, the propagation velocities increase for P-waves, S-waves [34, 68, 92], surface waves [93] and multiple scattered waves [20, 30]. For the research presented herein, instead of introducing a compressive load, the concrete specimen has been subjected to a direct uniaxial tensile force, leading to the expectation of a decrease in propagation velocity with tensile load magnitude.

4.2.3 Other causes of stress-induced velocity variation

Acoustoelastic theory explains the velocity variation due to elastic deformation of the material while undergoing an applied stress, yet this is not the only contribution of stress-induced velocity variation.

Concrete is a consolidated heterogeneous material made of water, cement and aggregates. Its behavior depends on the magnitude of the applied stress. For a low level stress (typically lower than 30% of the ultimate strength), concrete stays in its elastic regime, where concrete exhibits an elastic behavior in common mechanical (macro) tests (laser displacement sensors or extensometer gauges). However, from a microscopic point of view, micro-cracking exists in this regime even before any loading, but its influence on macroscopic elasticity remains unnoticed with conventional measurements. With increasing stress magnitude (>30% of the ultimate strength), concrete enters in its quasi-brittle regime, where bond cracks increase rapidly in length, width and numbers [107], and eventually become large defect that can alter elasticity of concrete. Comparing to the common mechanical measurement devices, which do not detect any damage until the maximum load is reached, some nondestructive methods are sensitive to the microcracking process and capable to measure an irreversible process [30, 93]. In addition, an intermediate regime is reported to exist between the elastic and brittle regimes as a time-based slow dynamic effect. This effect has been studied by implementing a CWI analysis [108].

Microcracks are believed to be a cause of propagation velocity reduction, and this can be observed as of the early phase of material deterioration or structural damage [96, 109], which makes this observation critical to structural health monitoring. By measuring the surface wave velocity variation, Shokouhi et al. [93] revealed that the initiation of microcracking, caused by a uniaxial compressive load, follows the Kaiser effect, which explains the capability of concrete to "remember" the previous maximum stress level ever experienced. Once the current stress level exceeds the previous maximum value, modification of the microstructure begins,

resulting in the initiation of new microcracks. The Kaiser effect on concrete has also been observed by use of the acoustic emission method [96].

4.3 Experimental configuration

The GeM Institute (Ecole Centrale de Nantes) has been studying the influence of basic creep in the residual capacity of concrete for many years [110, 111]. To assess damage evolution in concrete under a tensile load, a new experimental device has been developed. Details on this effort are provided in [112]. An experimental procedure calls for coupling with the CWI analysis in order to monitor damage evolution in concrete under a sustained load.

4.3.1 Materials

The concrete specimens were mixed with Portland cement CPA-CEMII 42.5 and crushed limestone aggregate distributed in fine sand, with a maximum size of 5 mm and density of 2570 kg/m^3, in addition to crushed gravel with a size of 5-12.5 mm and a density of 2620 kg/m^3. A superplasticizer agent (Glenium 21) has been added for workability. Table 4.1 lists the mix quantities of all constituent materials. This mixture is characterized by a water-to-cement (W/C) ratio of 0.56 and a slump of 70 mm.

Constituents	Dosage (kg/m^3)
Gravel : G5/12.5mm	936.0
Sand : 0/5 mm	780.0
Cement : CEMII 42.5	350.0
Water	219.5
Superplasticizer	1.9

Table 4.1 – Concrete mix composition

4.3.2 The direct tensile test device

This study involved the design and development of two frames of creep [112, 113]. The specimens were fitted with two rings attached to the concrete using three set screws. Three LVDT displacement sensors, with a precision of 3 μm, were positioned between the two crowns and then placed on three generators at 120°. The relative displacement of the two sections was thus measured by following specimen elongation over a length equal to approximately half the specimen length (in our case 28 cm) in the central area of the specimen to overcome edge effects.

The concrete loading step is accomplished by an electromechanical press. The force sensor has a capacity of 100 kN, which is sufficient for tensile testing on concrete and mortar specimens with lower tensile strength. The test can be controlled by either force or cylindrical motion, with speeds of between 10^{-6} and 10^{-1} mm/s. The specimen is fastened to the frame

through steel helmets attached to the frame on one side and glued to the specimen on the other. The development of specimen bonding through the helmets is critical to test success. To improve the cohesion between headset and specimen, the specimens were subjected to a slight compressive force (0.2 kN) through the cylinder before applying the glue. Bonding took place 24 hours before the tensile test, at which time the glue was fully dry.

4.3.3 Thermally-compensated CWI measurement system

Similarly to other ultrasonic techniques, the CWI analysis of velocity evolution is subjected to thermal bias due to ambient temperature fluctuations [33, 36, 102]. An alternative bias control technique for CWI analysis has been applied in this research in order to reduce bias originating from temperature, experimental conditions and signal processing. This technique involves the use of two identical concrete specimens : the first one called "test specimen" is subjected to tensile load, and the second one, called the "reference specimen", stays load-free and is placed nearby the test specimen to experience the same temperature fluctuations. The coda measurements are recorded simultaneously on both specimens sharing the same acquisition system (Fig. 4.1).

Two ultrasound transducers (containing source and receiver) were glued on opposite sides in the middle of each specimen. A 200-μs chirp signal with central frequency of 500 kHz was amplified to 200 V (peak-to-peak) and then sent into the concrete specimens. The wavelengths around this frequency were comparable to the aggregate sizes, thus ensuring the generation of multiple scattered waves. The received signal was recorded by a 16-bit data acquisition system with sampling frequency of 5 MHz ; the acquisitions were synchronized with the excitation signals by 10-MHz reference clock signals. To improve the signal-to-noise ratio,

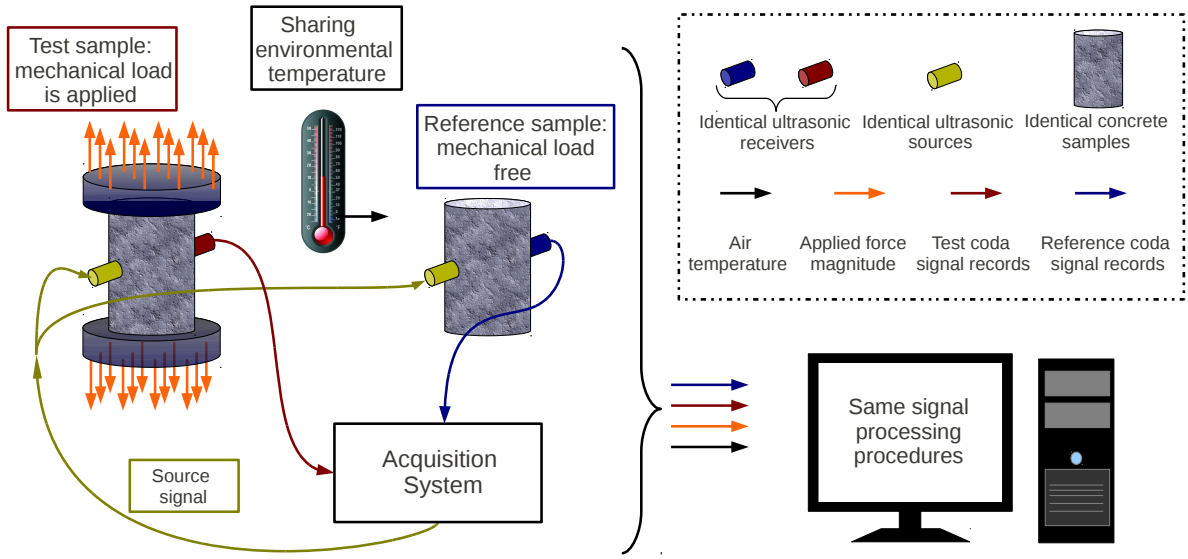


Figure 4.1 – Schematic representation of the CWI measurement system with bias control technique.

each record was the average of 16 consecutive acquisitions with a 30-Hz repeat frequency. Since each record required less than 1 second, the propagation velocity can be considered constant during the recording procedure.

The recorded coda signals from both specimens are analyzed by following the exact same signal processing procedures. The CWI results α_{test} and α_{ref} are then obtained as the velocity variation in both specimens. Since α_{test} contains contribution from both bias and stress-induced velocity variation, and α_{ref} originates from bias (thermal and experimental) only, the difference $\alpha_{test} - \alpha_{ref}$ corresponds to the pure stress-induced velocity variation α_F. As demonstrated in the experimental results [36], this easy-implemented technique can effectively compensates for the thermally-induced velocity variation and reduces experimental bias, thereby improving both the accuracy and reliability of CWI results. The notation α_F will be used in this paper to denote the velocity variation caused by the applied tensile load only (after bias control).

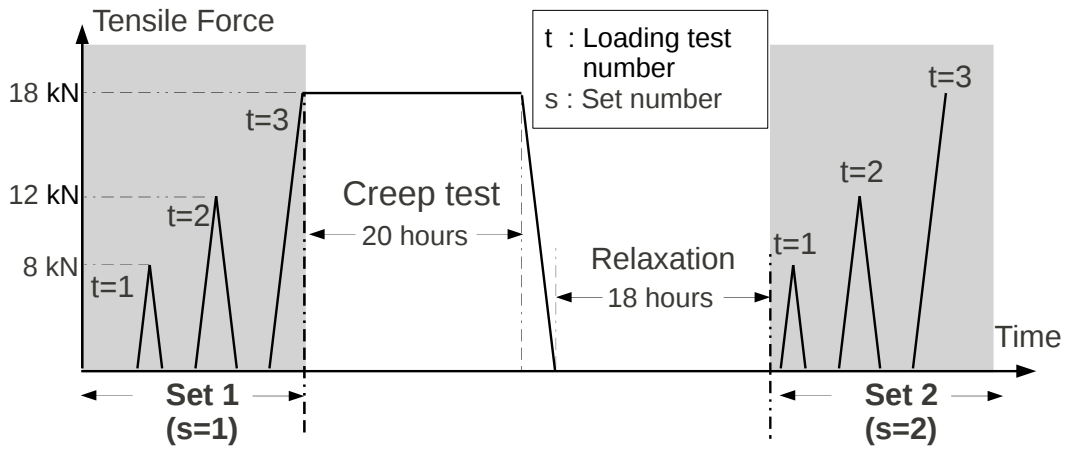
4.3.4 Experimental procedure

Cylindrical specimens ($11 \times 45\ cm^3$) were cast in molds and then vibrated into three layers. The specimens were maintained in a humid room at 20°C and 100% relative humidity. At the age of two months, they were removed from the molds and corrected in order to produce two very smooth and parallel surfaces. The specimens were then wrapped in a double layer of self-adhesive aluminum paper to prevent drying. The specimen to be submitted to creep is then placed into the two steel helmets attached to the frames. All tests were performed in a climate-controlled room at a temperature of 20°C (±2°C) and relative humidity of 50%(±5%).

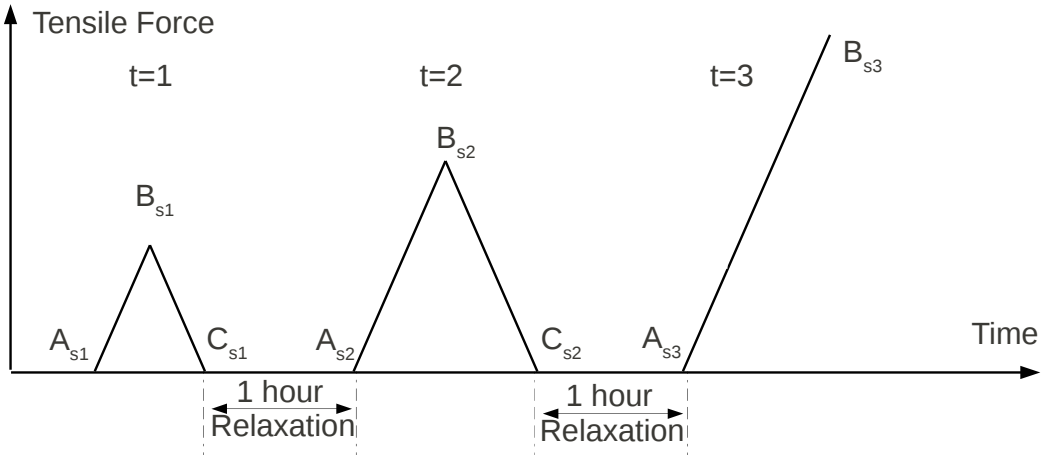
The entire experimental procedure comprised two sets of loading tests and a creep test of tensile load (Fig. 4.2(a)). The two sets of loading tests were identical and followed the same protocol, with each set including three loading tests (Fig. 4.2(b)) ; subscripts s and t represent respectively the set number and loading test number. The first two loading tests (i.e. $t = 1, 2$) in each set contained a loading phase $[A_{st} \rightarrow B_{st}]$, an unloading phase $[B_{st} \rightarrow C_{st}]$ and a 1-hour relaxation $[C_{st} \rightarrow A_{s(t+1)}]$ so as to suppress any residual influence from the loading test (slow dynamic effect), whereas the third loading test ($t = 3$) contained only a loading phase.

The three loading tests in each set had three increasing target loads, respectively 8 kN, 12 kN and 18 kN. With an ultimate tensile strength pre-measured at 22 ±1 kN, these three targets were associated with respectively 36%, 55% and 82% of the ultimate tensile strength of the concrete. All loading and unloading steps were performed at a speed of 32 kN/min.

After the loading procedure $[A_{13} \rightarrow B_{13}]$ (Fig. 4.2), the applied tensile force was held at a constant 18 kN for 20 hours as a creep test in tension. The specimen was then left stress-free for another 18 hours, which served as a long relaxation period. This creep test was designed to generate microcracks, and the experimental results from acoustic emission testing has confirmed the damage created by this type of creep test [114].



(a)



(b)

Figure 4.2 – Description and notations for the tensile load control : a) designed loading procedure for the entire experiment, which comprises two sets of loading tests and one creep test ; b) detailed load control for a single set of loading tests, where A, B and C designate the key points of each test (A is the start of the loading phase, B is the end of the loading phase / start of the unloading phase, and C is the end of the unloading phase)

4.4 Experimental results

4.4.1 General presentation of CWI results

The bias-controlled CWI result, α_F, presents the stress-induced velocity variation (solely) in relative percentage (%) terms as : $\alpha_F = \Delta v / v_0$, where v_0 is the propagation velocity in the initial state when the concrete is intact and stress-free, and Δv refers to velocity changes from v_0. This reference velocity v_0 remains unchanged for all CWI results α_F obtained throughout the experiment, which makes all results of α_F or $\Delta\alpha_F$ proportional to an absolute velocity variation (m/s). The α_F values obtained in both sets are illustrated as a function of time in

Fig. 4.3, along with the corresponding load levels. All α_F values at the key points (A_{st}, B_{st} and C_{st} in Figure 4.2(b)) from both sets of loading tests are detailed in Table 4.2.

s	t	Target load	Velocity variation [%]		
			$\alpha_F(A_{st})$	$\alpha_F(B_{st})$	$\alpha_F(C_{st})$
1	1	8 kN	0	-0.111	-0.052
	2	12 kN	-0.029	-0.165	-0.075
	3	18 kN	-0.045	-0.248	N/A
2	1	8 kN	-0.055	-0.144	-0.086
	2	12 kN	-0.060	-0.177	-0.086
	3	18 kN	-0.062	-0.224	N/A

TABLE 4.2 – Velocity variation α_F at key points (A, B and C) of each loading test, subscripts s and t are used to represent respectively the set number and loading test number (related to Fig. 4.2)

An initial observation from Figure 4.3 is that α_F follows the load level, i.e. it decreases as the tensile force is increasing. This general observation is consistent with acoustoelastic theory, though certain detailed observations cannot be fully explained by this theory alone. The applied force returns to zero after the unloading procedure and remains there throughout the relaxation period ; meanwhile, the propagation velocity slowly increases without any change in applied force. This observation may be correlated with the slow dynamic effect, which has previously been studied [108] and will not be discussed any further in this paper.

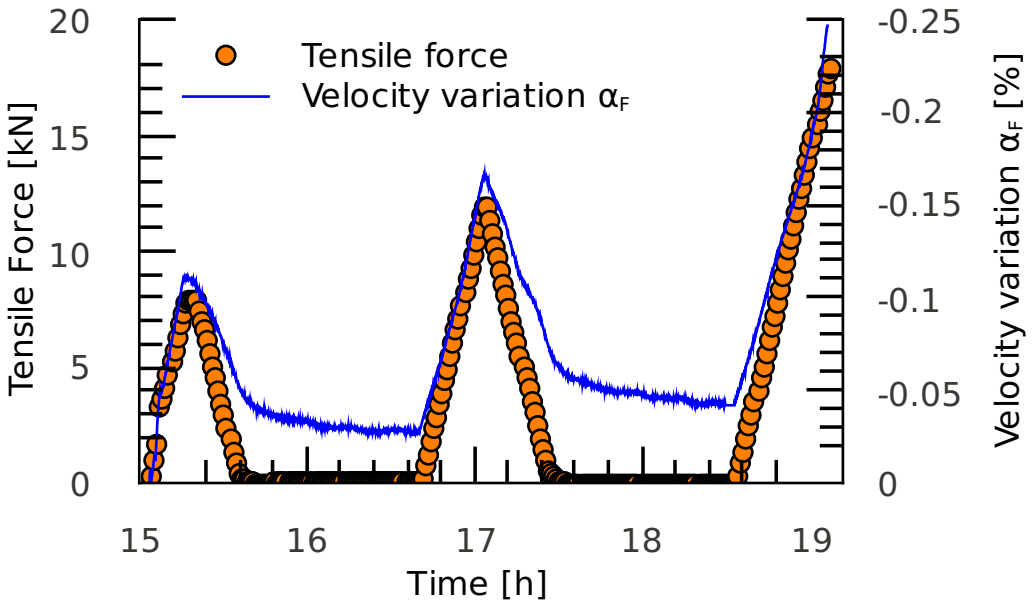
A number of differences have been observed between the two sets of loading tests. In referring to both Fig. 4.3 and Tab.4.2, it can be seen that a portion of the velocity reduction remains within the concrete body and accumulates after each loading test during the first set (s=1), which causes a lower initial velocity at the beginning of the subsequent loading test, as $\alpha_F(A_{11}) > \alpha_F(A_{12}) > \alpha_F(A_{13})$. On the other hand, all initial velocities in the second set of loading tests $\alpha_F(A_{2t})$ (s=2 ; t=1, 2 and 3) are similar. In addition, the maximum velocity decreases during the first set (s=1), reaching 0.248% (0% $\rightarrow$ -0.248%) ; by following the exact same protocol, the maximum velocity decrease is only 0.169% ($-0.055\% \rightarrow -0.224\%$) in the second set (s=2).

Acoustoelasticity cannot fully explain all stress-induced velocity variations since over the entire load range, irreversible strains take place in the concrete. These strains may be interpreted as the deterioration or damage to concrete structure, initiated through the form of distributed microscopic damage (i.e. microcracks). With an increase in load level, these microcracks might become connected and gradually develop into large defects [93, 96, 109].

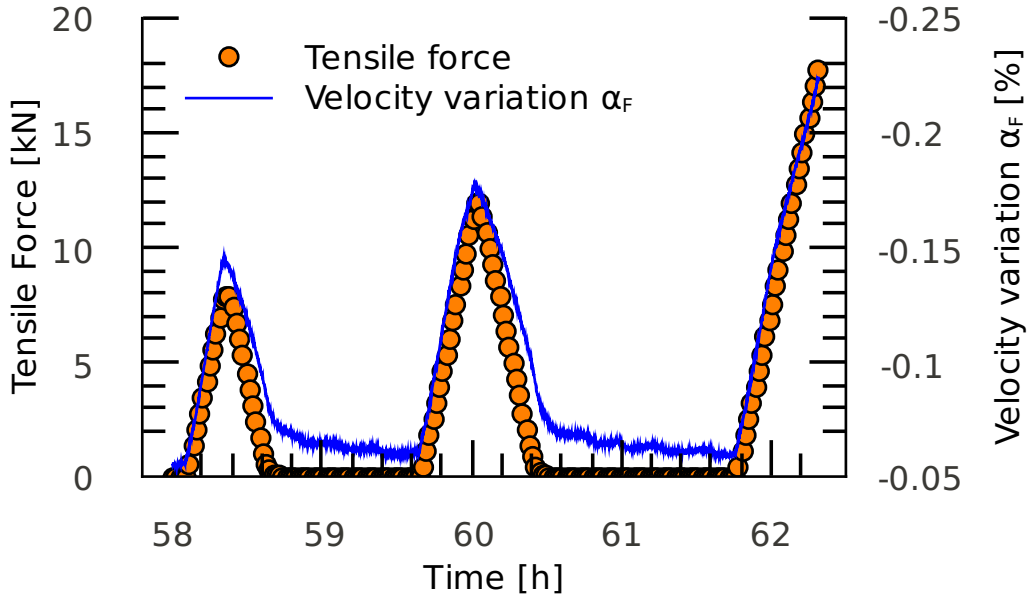
4.4.2 Kaiser effect

The Kaiser effect is a "stress memory" effect observed in many materials ; according to this effect, microcracking occurs in a material only if the load level exceeds its historical maximum ever experienced. Otherwise, no significant modification in microstructure will take place, hence no additional creation of microcracks. This effect was originally observed

with an acoustic emission test conducted on rock material as well as on concrete [115] ; it has also been noticed with the velocity variation of surface waves in concrete under compressive



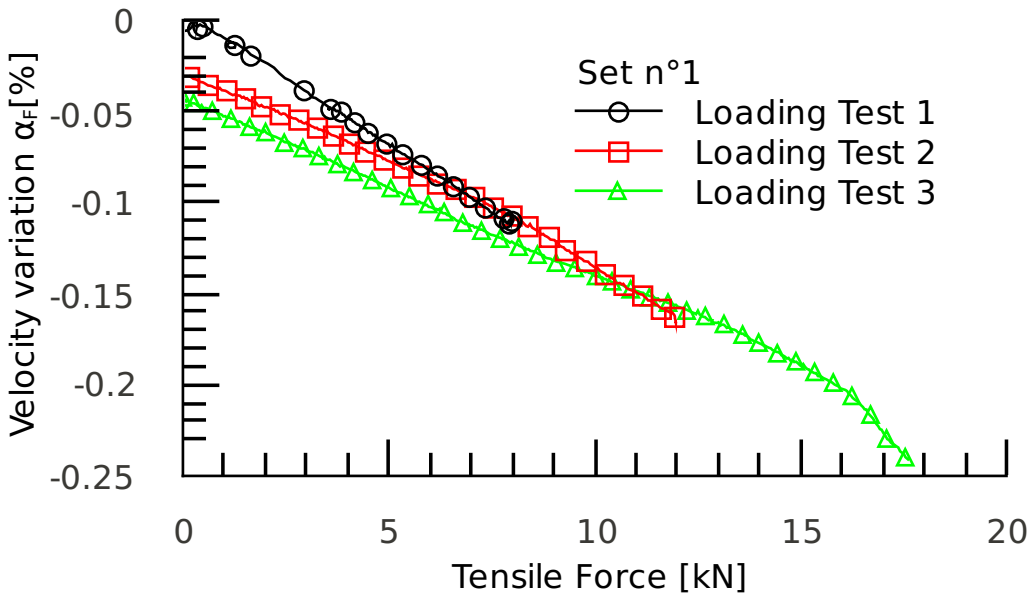
(a)



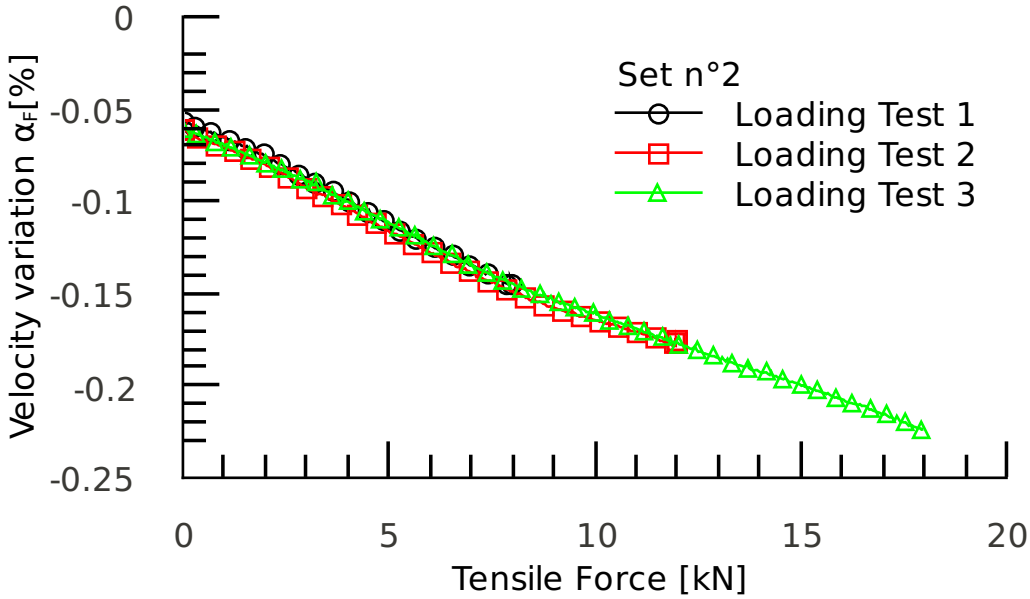
(b)

Figure 4.3 – Velocity variation and tensile load level vs. time during : a) the first set of loading tests (s=1), and b) the second set of loading tests (s=2) ; the solid circles indicate the applied tensile force, while the blue curve presents the stress-induced velocity variation α_F in relative terms.

load [93]. In this paper, through the use of bias-controlled CWI analysis [36], the Kaiser effect is clearly observed via the velocity variation of multiple scattered waves of concrete under direct uniaxial tensile load.



(a)



(b)

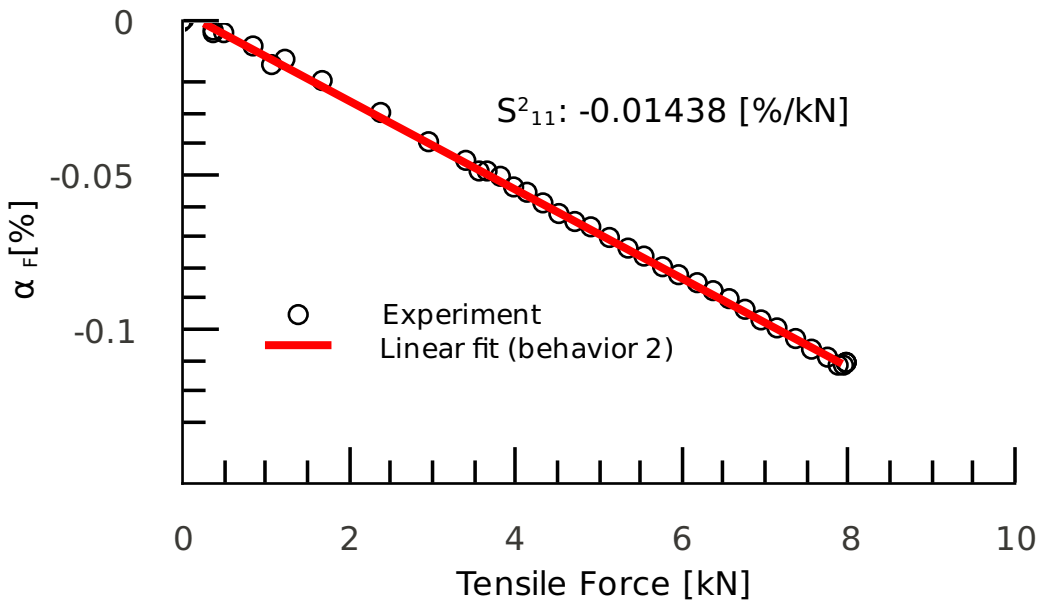
FIGURE 4.4 – Velocity variation α_F in terms of tensile force obtained during three loading phases of each set of tests.

The velocity variations obtained from the three loading phases in the first set (s=1) are illustrated as a function of applied tensile force in Figure 4.4(a). The first observation is that the starting point (at 0 kN) of each curve becomes increasingly lower. The concrete is initially intact, with its historical maximum load level initially being zero. With an increasing target load ($8kN \nearrow 12kN \nearrow 18kN$), the historical maximum has been exceeded in every loading test of the first set (s=1 ; t=1, 2 and 3) ; new microcracks are thus formed during every test of this first set. In considering that microcracking is irreversible and reduces propagation velocity, the creation and accumulation of microcracks may explain the decreasing initial velocity during the first set ($\alpha_F(A_{11}) > \alpha_F(A_{12}) > \alpha_F(A_{13})$). Another observation is that the curves of later loading tests intersect the previous test curves at their maximum load levels. For example, the curve of test 2 (s=1 ; t=2) crosses the test 1 curve (s=1 ; t=1 with a target load of 8 kN) when the applied force returns to the 8-kN level. The velocity variations for these two loading phases $[A_{11} \rightarrow B_{11}]$ and $[A_{12} \rightarrow B_{12}]$ are illustrated individually in Figure 4.5 in order to further explain this phenomenon.

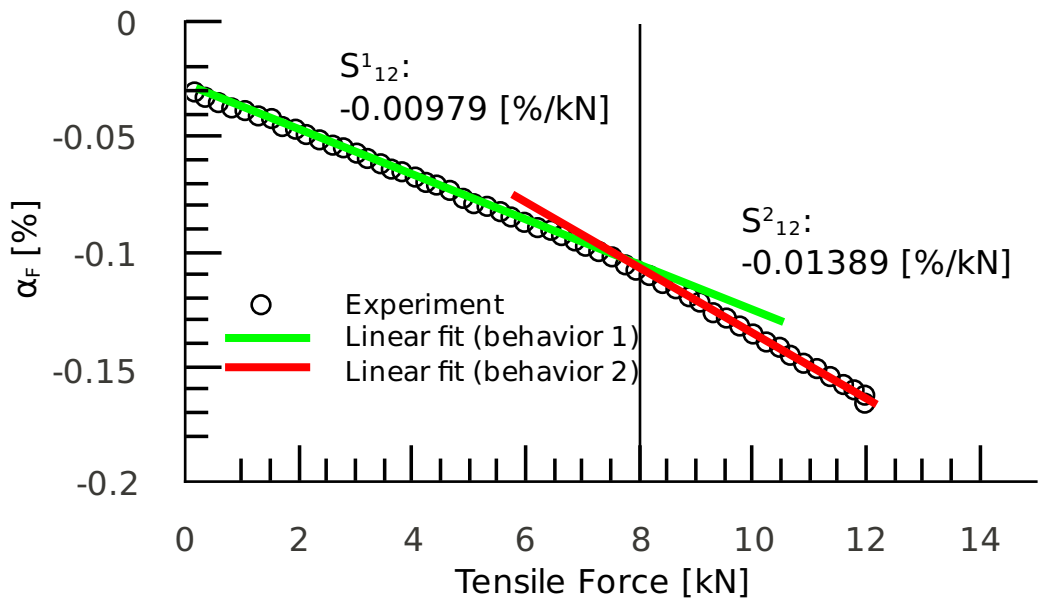
During the first loading phase of the first set (s=1 ; t=1) $[A_{11} \rightarrow B_{11}]$ (Fig. 4.5(a)), the historical maximum load (0 kN) is exceeded from the very beginning and microcracking takes place throughout the load range. The velocity decrease is thus caused by the combined influence of the acoustoelastic effect and microcracking. At the end of this loading test (s=1 ; t=1), since the applied force has returned to 0 kN and the slow dynamic effect is considered suppressed after the 1-hour relaxation, the remaining velocity reduction ($\alpha_F(A_{12}) = -0.029\%$) is believed to be caused by the creation of irreversible microcracks. By applying linear regression, a slope of $-0.01438\%/kN$ is obtained for this loading phase, which indicates the rate of velocity decrease in response to the applied tensile force.

During the second loading phase of the first set (s=1 ; t=2) $[A_{12} \rightarrow B_{12}]$ (Fig. 4.5(b)), the concrete exhibits two distinct behaviors. **The first behavior** appears within the 0 to 8-kN load range ; given that the previous maximum load has not been exceeded, no new microcrack is formed and the velocity decrease is solely due to the acoustoelastic effect. **The second behavior** appears within the 8 to 12-kN load range, over which the load level exceeds the previous maximum (8 kN) and microcracking occurs. Similar to loading phase $[A_{11} \rightarrow B_{11}]$ (s=1 ; t=1), the velocity decrease within this load range is due to the combined influence of acoustoelastic and microcracking effects. Instead of processing a single slope for entire load range, two slopes are individually calculated for the two distinct load ranges associated with the two concrete behaviors. The loading phase slope of $\Delta\alpha_F/\Delta F$ will be denoted hereafter S^b_{st}, with subscript st used to identify the loading phase (s stands for the set number and t the loading test number, as in Figure 4.2), while superscript b refers to the concrete behavior (b=1,2). The two loading phases slopes $[A_{12} \rightarrow B_{12}]$ are thus equal to : $S^1_{12} = -0.00979\%/kN$ (behavior 1) and $S^2_{12} = -0.01389\%/kN$ (behavior 2).

Since the velocity variation in loading phase $[A_{11} \rightarrow B_{11}]$ (s=1 ; t=1) is correlated with the second concrete behavior (see the previous section), the calculated slope can be expressed as : $S^2_{11} = -0.01438\%/kN$. Due to the difference in concrete behavior, the slopes obtained over the load range $[0kN \rightarrow 8kN]$ from both loading tests (s=1 ; t=1,2) also differ, i.e. $S^1_{12} = -0.00979\%/kN$ is greater than $S^2_{11} = -0.01438\%/kN$, which means that in the load range from 0 to 8 kN, the velocity decrease is less in the second loading phase (s=1 ; t=2)



(a)



(b)

FIGURE 4.5 – Velocity variation α_F vs. tensile force for loading phases : a) $[A_{11} \rightarrow B_{11}]$ with a target load of 8 kN, and b) $[A_{12} \rightarrow B_{12}]$ with a target load of 12 kN ; the circles are experimental CWI results of α_F and the straight lines are linear regressions (The vertical line in image b) is the previous maximum load level of 8 kN and has been used to separate the two load ranges corresponding to the two concrete behaviors.)

than in the first (s=1 ; t=1). As shown in Figure 4.4(a), however, the two curves (for tests 1 and 2) intersect when the load level reaches 8 kN, meaning that at this load level (8 kN), the propagation velocity is nearly the same in both loading tests (s=1 ; t=1,2).

The reason for this finding is that since microcracking occurs during the first loading test (s=1 ; t=1), it causes a continuous decrease in propagation velocity throughout the loading phase. During the second loading test (s=1 ; t=2) however, no velocity reduction is caused by microcracking within this range $[0kN \rightarrow 8kN]$, which explains why the velocity decreases more slowly in this second loading test than in the first. Yet the microcracks previously created (during the first loading test) remain in the body of the concrete and cause a lower initial velocity at the beginning of the second test, as $\alpha_F(A_{12}) = -0.029\%$ (Tab.4.1). When the load level reaches 8 kN in the second loading phase (s=1 ; t=1,2), it can be concluded that : 1) the acoustoelastic effect is causing the same velocity variation in both loading tests ; and 2) since no new microcracking is occurring during the second loading test, these same microcracks are causing the same velocity reduction. Eventually, the propagation velocity will be reduced to the same level in both loading tests, and the two curves will intersect.

A similar observation can be made when examining the third loading test (s=1 ; t=3), as the curve crosses the test 2 curve when the load level reaches 12 kN (Fig. 4.4(a)). This same process has been adopted to calculate S^1_{13} and S^2_{13} ; all slopes are listed in Table 4.3. The slopes corresponding to the second concrete behavior (combined influence of acoustoelastic effect and microcracking) S^2_{11}, S^2_{12} and S^2_{13} indicate a very similar value, i.e. around $-0.0144\%/kN$. The slopes corresponding to the first concrete behavior (influence from the acoustoelastic effect alone), as S^1_{12} and S^1_{13}, show values around $-0.0097\%/kN$. This result is consistent with the fact that microcracks slow propagation velocity.

Loading test number (t)	Loading phase slope [% /kN]	
	S^1_{1t} (behavior 1)	S^2_{1t} (behavior 2)
1		-0.01438 ± 0.00003
2	-0.00978 ± 0.00002	-0.01389 ± 0.00005
3	-0.00971 ± 0.00002	-0.01485 ± 0.00024

Table 4.3 – Linear slopes of $\Delta\alpha_F/\Delta F$ for two behaviors of concrete obtained in the first set of loading tests

The identical loading tests were then conducted in the second set of loading tests. According to the Kaiser effect, since the historical maximum load level (18 kN at B_{13}) had never been exceeded, the concrete performance during the entire second set of tests (s=2) can be identified as the influence of the acoustoelastic effect only (i.e. the second behavior). Since no new microcracks had formed, velocity variations are due solely to the acoustoelastic effect ; therefore, all processes should be elastic and reversible. The experimental results presented in Figure 4.4(b) display a fair level of agreement, as velocity variations in all three loading phases $[A_{2t} \rightarrow B_{2t}]$ (t=1,2 or 3) follow the same path. Despite the difference in load ranges, the three curves nearly overlap (Fig. 4.4(b)). Moreover, the reproducibility of our experiment and reliability of thermally-compensated CWI analysis have been confirmed.

4.4.3 Effective acoustoelastic coefficient under direct tensile load

The classical theory of acoustoelasticity is suitable for homogeneous materials with a classical nonlinear elastic behavior. The first nonlinear terms in the stress-strain relationship are quadratic in strain, which provides a linear velocity-stress relation at the first order. In concrete, a linear velocity-stress relation has been experimentally observed under uniaxial compressive load [20, 30, 68, 92, 93], when the load level is typically limited within 30% of its ultimate strength (6.6 kN in our case). We observe also, for tensile load, a linear velocity-stress relation (Fig. 4.3). In the applied load range, concrete's behavior is in agreement with the classical theory of acoustoelasticity.

However, due to the observed Kaiser effect, velocity variations are interpreted to originate not only from the acoustoelastic effect, but also from processes such as micro-cracking, which manifest in the Kaiser effect. In order to extract the velocity variations originating only from the acoustoelastic effect, data from the first behavior of concrete are used (Fig. 4.6(a)). In this case, the previous maximum applied load has not been reached again and no new micro-cracking (or other processes leading to the Kaiser effect) is activated. The extracted velocity variation provides an effective acoustoelastic coefficient.

In order to evaluate velocity changes during each loading phase, $\Delta\alpha_F$ (in %) serves as the velocity variation indicator for the variation in α_F during the loading procedure from 0 kN to 6.6 kN. In each 0.1-kN force increment, the average values $\overline{\Delta\alpha_s}$ are derived from all $\Delta\alpha_{st}$ obtained from a given set of loading tests. For example, the first value of $\overline{\Delta\alpha_1}$ (Fig. 4.6(b)) is the average value of $\Delta\alpha_{1t}$ obtained from the two usable loading procedures (Fig. 4.6(a)) of the first set (s=1 ; t=2,3) with tensile force F increasing from 0 to 0.1 kN. The average load level $\overline{F}$ is then calculated according to the same procedure as the stress level indicator.

Ultimately, the average velocity variation $\overline{\Delta\alpha_i}$ is illustrated in terms of average load level $\overline{F}$ in Figure 4.6 (b and c) as empty circles (with error bars for the standard deviation). A strong linear dependence between velocity variation and applied force level is evident in both images. The straight lines represent the fitting approximations estimated by linear regression, with the slopes of the two fitting lines being assigned as the effective acoustoelastic coefficients β_s, whose values are $\beta_1 = -0.00979 \pm 0.00006\%/kN$ and $\beta_2 = -0.01116 \pm 0.00011\%/kN$. As is readily observed, the linearity between velocity variation and tensile load level is clear for both sets, a finding that is consistent with acoustoelastic theory. The absolute values of the acoustoelastic coefficients found in the research are similar to values obtained in a similar study under compressive load [20, 30].

4.4.4 Damage of creep in tension

After a creep test and 18-hour relaxation (Fig. 4.2), the propagation velocity slightly decreased, by 0.01% ($\alpha(A_{21}) = -0.055\%$), compared to $\alpha(A_{13}) = -0.045\%$ obtained before the creep test (Tab.4.1). Microcracking occurred during the third loading procedure in set 1 [$A_{13} \rightarrow B_{13}$]. The microcracks formed before the creep test remained as is, causing a permanent decrease in propagation velocity ; this decrease of -0.01% is of the same order of magnitude as the velocity decrease caused by microcracking during the first two loading

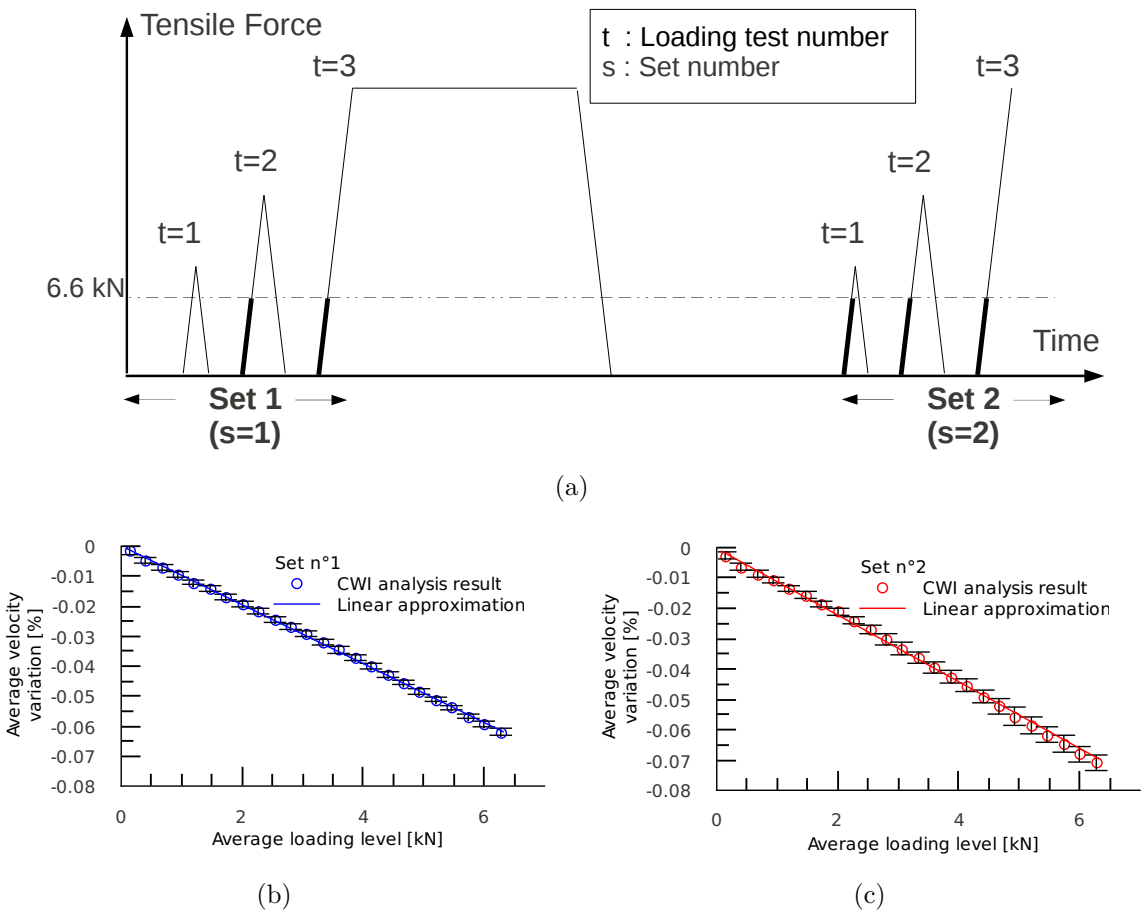


Figure 4.6 – Evaluation of the effective acoustoelastic coefficient : a) presentation of loading procedures, in which CWI results are used for evaluation purposes, and b) and c) Velocity variation in terms of tensile force ; the circles represent the average values of CWI results $\overline{\Delta\alpha_F}$ (%), while the straight lines are the linear approximations whose slopes are assigned as the acoustoelastic coefficient.

procedures in the first set of loading tests (s=1 ; t=1,2). The conclusion can thus be drawn that the creep test has not caused any significant velocity decrease.

From another perspective, by comparing the effective acoustoelastic coefficients obtained from the two sets of loading tests (s=1, 2), it is found that β has dropped by 0.00137%/kN, from β_1 =-0.00979%/kN (before the creep test) to β_2 =-0.01116%/kN (after the creep test). Since the estimated uncertainty of acoustoelastic coefficients equal one order of magnitude less than this reduction, we are of the opinion that this reduction in effective acoustoelastic coefficient offers a convincing observation of the damage created by creep testing. With the concrete being constantly subjected to a high-level tensile load (82% of ultimate strength) for more than 20 hours, microcracks are continuously formed and possibly joined between themselves, such that the diffused microcracks may become localized macro-faults and eventually cause changes in the mechanical properties of concrete.

Two different conclusions have been derived thus far, namely : 1) the creep test causes no significant velocity decrease, which usually further implies no significant microcracking ; and 2) the concrete is clearly damaged by the creep test, with modifications to its mechanical properties being observed via a 14% decrease in the effective acoustoelastic coefficient. In order to understand and combine these two conclusions, the "self-healing" effect of concrete must be taken into account. Recent studies have shown a slight increase in the mechanical properties of concrete under a sustained tensile load [114]. This phenomenon is explained by the hydration of residual clinker of the cement in contact with water flowing through the formed microcracks [116]. Under these conditions therefore, a competition is playing out between this strength increase and the formation of microcracks, which tend to fragilize the material. As a result of this competition, the propagation velocity does not exhibit any significant variation. In considering that the effective acoustoelastic coefficient is a nonlinear parameter, we feel that its reduction (from -0.00979%/kN to -0.01116%/kN) indicates that the creep test is more likely to exert an impact on the concrete material's nonlinear elastic properties.

4.5 Conclusion

In our study, we have evaluated the stress-induced velocity change in a concrete structure due to the application of a direct uniaxial tensile load. In being limited by the tensile strength of concrete, which is 10 times less than its compressive strength, the maximum tensile load in this study has only equaled 18 kN (or 82% of ultimate strength). This value corresponds to an applied stress level of 1.9 MPa. Under this level of tensile stress, propagation velocity has decreased by 0.248% (due to the combined influence of acoustoelasticity and microcracking). These results provide satisfactory agreement with previous studies using a compressive load [20, 30, 34], though with a much smaller variation scale. We must point out the high sensitivity of CWI analyses, as thanks to this sensitivity alone we can now precisely perform an evaluation of velocity changes within this small range (Fig. 4.3(a)).

Moreover, by relying on loading test cycles that follow incremental target loads, we have experimentally illustrated the Kaiser effect on concrete. By distinguishing reversible velocity variations due to elastic deformation from irreversible ones caused by microcracking, we could then illustrate the acoustoelastic effect with a linear relationship between velocity variation and tensile load level (within concrete's elastic regime), before subsequently estimating an effective acoustoelastic coefficients by means of linear regression. In this part, we must not overlook the contribution of the thermal compensation technique : without its efficient performance, a 1°C air temperature fluctuation might be sufficient to alter the estimation result [36]. Only a test repeatability this acceptable (see Fig. 4.4(b)) can lead to a reliable and accurate estimation of the effective acoustoelastic coefficient. Due to the sustained tensile load in the creep test, this effective acoustoelastic coefficient has decreased by 14%, whereas no significant reduction in propagation velocity has been observed. By taking into account the self-healing effect of concrete, we are able to deduce that the creep test is more likely to exert an impact on the nonlinear mechanical properties of concrete. By estimating an effective acoustoelastic coefficient, the monitoring of concrete's damage level can be achieved.

4.6 Acknowledgements

This research has been supported by the ECND-PdL (Loire Valley cluster for Non-Destructive Evaluation and Control), which is financed by the Loire Valley Regional government (France). Our thanks are extended to Robert Sachs, a native English speaker commissioned to proofread the final version of this paper.

Chapitre 5

Modulation non linéaire de la coda

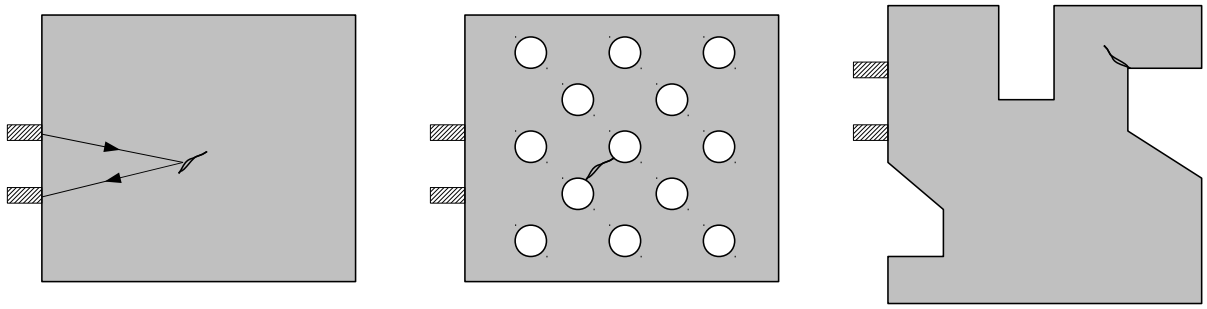
5.1 Introduction

Dans les chapitres précédents, nous avons appliqué l'analyse de l'interférométrie de la coda pour l'étude de l'effet d'acousto-élasticité. Manifestation de la non-linéarité élastique classique, l'effet acousto-élastique est observé via la dépendance du module élastique du matériau sur l'état de contrainte statique du matériau. Dans l'application d'une telle méthode les problèmes suivants sont souvent rencontrés : 1) le besoin d'un chargement quasi-statique conduit à une procédure expérimentale longue pendant laquelle l'influence de la variation de la température peut devenir complexe et gênante. Pour résoudre ce problème nous pouvons accélérer la procédure en diminuant le temps d'acquisition, ce qui fait apparaître un nouveau problème ; 2) un chargement rapide risque de provoquer d'autres phénomènes non linéaires associés par exemple aux effets de dynamique lente (cf. Section 2.2) qui vont se mélanger à l'effet étudié. Il est aussi possible d'augmenter la gamme de chargement pour amplifier l'effet acousto-élastique et diminuer celui du biais de la température, mais ceci conduit au risque 3) d'endommager le matériau et donc à l'impossibilité de réaliser l'essai sur une structure en état de fonctionnement. Considérant ces difficultés, nous cherchons donc à remplacer l'utilisation du chargement quasi-statique par un chargement dynamique acoustique. Un tel essai permet de réaliser un contrôle/évaluation rapide sans besoin d'un dispositif lourd pour le chargement. Cette méthode peut être appliquée sur des structures en état de fonctionnement et est relativement robuste aux variations de la température ambiante de par la durée courte de l'essai.

5.1.1 Méthode non linéaire pour la détection de défauts

Parmi l'ensemble des méthodes d'ECND, la famille des méthodes ultrasonores non linéaires offre l'avantage d'être préférentiellement sensible aux diffuseurs non linéaires d'un milieu complexe. Les diffuseurs non linéaires apparaissent le plus souvent sous la forme de fissures/micro-fissures, des contacts solides imparfaits et/ou de délaminations (Figure 5.1.1(a)). Contrairement aux diffuseurs linéaires, comme par exemple des trous cylindriques/sphériques

(Figure 5.1.1(b)) ou les surfaces/bords extérieurs du milieu de propagation (Figure 5.1.1(c)), les diffuseurs non linéaires induisent des effets dépendant de l'amplitude ultrasonore sur la propagation des ultrasons [15, 74, 117, 118]. Dans des milieux compliqués composés par un grand nombre d'inclusions (Figure 5.1.1(b)) ou ayant des géométries complexes (Figure 5.1.1(c), pour effectuer la détection des fissures/micro-fissures en utilisant des méthodes ultrasonores classiques, il faut associer des connaissances approfondies des propriétés et géométries du milieu avec des outils puissants de modélisation et de post-traitement. En conséquence, ces méthodes classiques rencontrent des difficultés d'application opérationnelle ou ne permettent pas un contrôle rapide et globale d'un échantillon, situation qui est dommageable dans le domaine industriel. Grâce à une sensibilité préférentielle aux diffuseurs non linéaires, les méthodes non linéaires peuvent se concentrer uniquement sur les réponses des défauts malgré la complexité géométrique du milieu. Elles peuvent être aussi avantageusement utilisées pour détecter l'endommagement d'un état initial [85, 119].



(a) (b) (c)

Figure 5.1 – Illustration de différentes situations de détection et d'imagerie de défauts de type fissure (diffuseur non linéaire). (a) Un milieu de propagation homogène avec une géométrie simple ; (b) Un milieu de propagation hétérogène avec des diffuseurs linéaires (trous géométriques par exemple) ; (c) Un milieu homogène avec une géométrie complexe.

De nombreuses interactions acoustiques non linéaires ont été mises en œuvre pour caractériser et détecter l'endommagement des matériaux [2, 8, 11, 73, 120]. Parmi toutes les méthodes acoustiques non linéaires, la famille la plus largement étudiée est la méthode de modulation non linéaire (ou "nonlinear vibro-acoustic modulation technique" [121], "dynamic acousto-elastic testing" [88] ou "nonlinear wave modulation spectroscopy" [4]). Cette famille de méthode nécessite généralement d'étudier le milieu avec des ondes ultrasonores de faible amplitude (connue sous le nom d'onde de sonde ou "probe wave" et en même temps d'exciter le milieu avec des ondes de grande amplitude à une fréquence inférieure (l'onde de pompe ou "pump wave"). Étant donné que l'échantillon est suffisamment non linéaire à cause par exemple de la présence de défauts, ces non-linéarités peuvent être mises en jeu par l'onde de grande amplitude et de basse fréquence (l'onde de pompe) et se manifester avec l'onde de sonde qui est *in fine* également modulée. L'onde de sonde peut être monochromatique à une fréquence de résonance de l'échantillon [7, 122, 123] ou un paquet d'onde de courte durée [119]. Parallèlement l'onde de pompe peut être une vibration de l'échantillon à basse

fréquence ou une onde ultrasonore monochromatique à une fréquence de résonance de l'échantillon [119], ou bien une excitation/impulsion large bande créée par exemple par un marteau en sollicitant l'échantillon sur quelques unes de ses premières fréquences de résonance [4].

5.1.2 Modulation non linéaire classique

La mise en oeuvre de la technique de modulation non linéaire est largement rapportée dans la littérature, et certaines configurations expérimentales sont présentées ci-dessous. Dans l'étude réalisée par Ulrich et al. [124], une impulsion large bande de basse fréquence est utilisée pour solliciter l'échantillon en acier à un mode de résonance de fréquence f_p= 4 kHz. Ceci conduit à la modulation de l'onde de sonde ultrasonore (f_e= 204 kHz) car les propriétés élastiques, vues par l'onde de sonde, du diffuseur non linéaire (une fissure par exemple) sont modifiées périodiquement par l'onde de pompe. Ceci n'est pas le cas pour un diffuseur linéaire. Une fois le signal reçu renversé en temps, filtré aux fréquences des lobes secondaires ($f_p + f_e$ et $f_p - f_e$) générés non linéairement, et renvoyé dans le milieu, une image du défaut, origine de ces nouvelles fréquences, est obtenue. Dans une étude plus récente [125], des impulsions ultrasonores à une fréquence centrale de 1 MHz et une onde monochromatique à 2,9 kHz, respectivement l'onde de sonde et l'onde de pompe, sont émises dans un échantillon en pyrex. Pendant l'essai, cet échantillon pré-fissuré est mis dans l'eau pour être sollicité, simultanément, dynamiquement (par l'onde de pompe) et hydrostatiquement. En conséquence, le module d'élasticité volumique du milieu rencontré par l'onde de sonde et la dissipation acoustique de l'onde de sonde sont modulés par l'onde de pompe. Ceci se traduit respectivement par un décalage de temps d'arrivée et une modulation d'amplitude de l'impulsion ultrasonore. La vitesse de propagation de l'onde de sonde en fonction de la pression acoustique générée par l'onde de pompe permet de déterminer un paramètre de non-linéarité du milieu.

Les méthodes proposées par V. Yu. Zaitsev, qui impliquent l'utilisation de lobes de modulation d'ordres élevés [126] ou d'une onde de pompe d'amplitude modulée (dans ce cas là, cet effet est connu comme l'effet de transfert de modulation ou l'effet « Luxembourg-Gorky » [122]), ont montré une sensibilité à la présence de défaut encore plus grande que celle des méthodes non linéaires présentées précédemment (et naturellement plus grande que les méthodes linéaires classiques). Plus récemment, des études [8, 13, 127], qui mettent en œuvre l'effet de modulation non linéaire en utilisant la technique photo-acoustique non linéaire, sont proposées pour détecter sans contact des fissures localisées en surface. La modulation de l'efficacité de la génération par effet photo-acoustique sur une fissure [8] et la modulation du coefficient de réflexion/transmission d'une onde de surface ou des ondes de volume se propageant le long de la surface sont obtenues en utilisant des contraintes thermo-élastiques périodiques (à $\sim$ 1 Hz) créées par un laser [13].

L'un des deux inconvénients principaux de ces méthodes non linéaires pour le contrôle global d'une structure est l'utilisation des résonances de la structure qui sont difficiles à déterminer dans le cas où la structure est un milieu complexe ; l'autre inconvénient principal est que, pour ces méthodes, les champs de l'onde de sonde, de l'onde de pompe ou bien des deux peuvent être stationnaires en raison des résonances, et comporter des zones de faible

amplitude (faible sensibilité non linéaire). Pour que la technique de modulation non linéaire puisse fonctionner correctement, il faut s'assurer de la présence de l'onde de sonde et d'une contrainte acoustique de pompe suffisante à la position du défaut qui, dans un cas réel, est souvent inconnue. Un contrôle global de structure ne peut donc pas être effectué avec une bonne probabilité de détection par une excitation à un mode de résonance. Une fois la pression acoustique de la pompe créée par la vibration de la structure à une résonance, il y a inévitablement un (des) nœud(s) où la contrainte est nulle. En conséquence, la/les partie(s) de la structure où le(s) nœud(s) se situe(nt) devient une/des zone(s) aveugle(s) pour la technique de modulation non linéaire. D'un coté, la présence d'une/des zone(s) aveugle(s) rend un contrôle global impossible, mais d'un autre coté elle pourrait être avantageuse pour la localisation d'un défaut [128]. D'un point de vue expérimental, la mise en œuvre d'une excitation de pompe en résonance nécessite l'identification et la sélection de la fréquence de résonance. Bien que cette procédure puisse être guidée dans la plage de travail du dispositif expérimental en suivant l'amplitude des résonances (maximisation de l'effet de modulation non linéaire), une telle procédure reste pourtant très ouverte (i.e. elle est très dépendante de la spécificité de l'échantillon et du niveau de calibration du dispositif).

5.1.3 Procédure de sonde

Dans la première phase de l'étude, nous détaillons le protocole expérimental pour générer l'effet de modulation non linéaire acoustique et simultanément effectuer les mesures nécessaires à l'analyse CWI. Ensuite, en comparant les résultats CWI obtenus sur un échantillon artificiellement endommagé avec ceux de référence obtenus sur un échantillon sain, nous effectuons la détection de l'endommagement. Enfin, nous montrons expérimentalement que l'utilisation d'une onde de pompe monochromatique à une fréquence de résonance peut conduire à une dépendance du résultat de la détection d'endommagement à la fréquence de résonance choisie. En cherchant à éliminer cette dépendance, nous refaisons l'essai en utilisant une onde de pompe large bande à la place d'une onde de pompe monochromatique, ce qui permet de détecter l'endommagement d'une manière plus globale. Les résultats correspondants sont présentés et une discussion est faite en fin de la première phase.

Une étude expérimentale approfondie pour l'évaluation globale du niveau d'endommagement est menée dans la deuxième phase. En créant des endommagements localisés de niveaux différents sur des échantillons de verre initialement identiques, nous simulons un développement de l'état d'endommagement dans une structure. Ces différents états d'endommagement sont ensuite identifiés expérimentalement en évaluant le niveau de la non-linéarité induite par l'endommagement avec les résultats CWI obtenus dans des essais de modulation non linéaire. Après avoir vérifié expérimentalement que les résultats CWI sont quasiment indépendants des localisations des transducteurs de pompe et de la coda (onde de sonde), nous constatons que l'évaluation du niveau de la non-linéarité du matériau est globale. Enfin, les résultats des essais conçus pour étudier l'influence de la température nous mènent aux conclusions suivantes : 1) notre technique a une bonne répétabilité sans avoir besoin de contrôle en température et que 2) même si le niveau de la non-linéarité induite par l'endommagement peut être affecté par la température, une telle influence reste relativement faible comparée avec celle d'un changement d'état d'endommagement.

5.2 Phase 1 : Détection globale d'endommagement

5.2.1 Configuration expérimentale

Préparation des échantillons

Les échantillons étudiés sont deux plaques de verre identiques (2 cm×20 cm×20 cm). Les avantages du verre comme matériau d'étude sont que :

- suite à la création de fissures (les diffuseurs non linéaires) dans le verre sain (matériau initialement linéaire), la propagation des ondes élastiques passe de linéaire à non linéaire ;
- la fissuration et l'observation de l'état de fissuration, i.e. la localisation, la quantité et les dimensions des fissures sont visibles ;
- le verre est peu sensible aux conditions environnementales, e.g. la température et l'humidité, en comparaison de matériaux hétérogènes comme le béton.

Les vitesses de propagation des ondes élastiques dans le verre non endommagé sont de $\sim$ 4,500 m/s pour l'onde longitudinale et de $\sim$ 2,750 m/s pour l'onde transversale.

Pendant l'essai, une des plaques reste parfaitement saine pour servir d'échantillon de référence dans lequel la propagation acoustique de l'onde de sonde est observée comme étant linéaire. L'autre plaque de verre a été légèrement endommagée par l'application d'un choc thermique, i.e. chauffage local de la plaque de verre en utilisant un chalumeau, puis refroidissement rapide avec de l'eau. Cette procédure simple nous permet d'endommager la plaque de verre en provoquant des fissures visibles dans le volume et en surface.

Génération de modulation non linéaire

Trois transducteurs piézoélectriques sont solidement collés sur les bords de chaque échantillon dans une même configuration (Figure 5.2). Parmi les trois transducteurs sur chaque échantillon, deux sont identiques et travaillent dans une bande de fréquence haute de 200 à 800 kHz, ils servent pour l'excitation et la réception de l'onde de sonde (la coda). Le troisième transducteur est une pastille piézo-électrique ayant une bande de fréquence de travail plus basse (15-50 kHz) qui génère une onde de pompe d'une grande amplitude. Les positions exactes de ces transducteurs n'ont pas une influence significative sur les résultats.

Pour l'acquisition de la coda, un chirp, qui est utilisé comme signal de la source d'excitation, dont la fréquence varie de 200 à 800 kHz pendant 200-µs est généré, amplifié puis envoyé dans l'échantillon. Simultanément, les signaux reçus d'une durée de 4 ms sont enregistrés par le récepteur de coda de manière synchronisée avec le chirp. Pour avoir un rapport signal sur bruit amélioré ($\geq$ 60 dB pour tout le signal), une moyenne de 64 acquisitions successives rdy calculée et enregistrée. Avec une fréquence de répétition de 80 Hz, la procédure de mesure prend moins de 1 seconde pour chaque enregistrement de coda, pendant laquelle nous considérons que l'état de propagation (e.g. les vitesses de propagation, les chemins parcourus par l'onde de sonde, etc.) est constant.

L'autre élément fondamental pour créer une modulation non linéaire est l'onde de pompe.

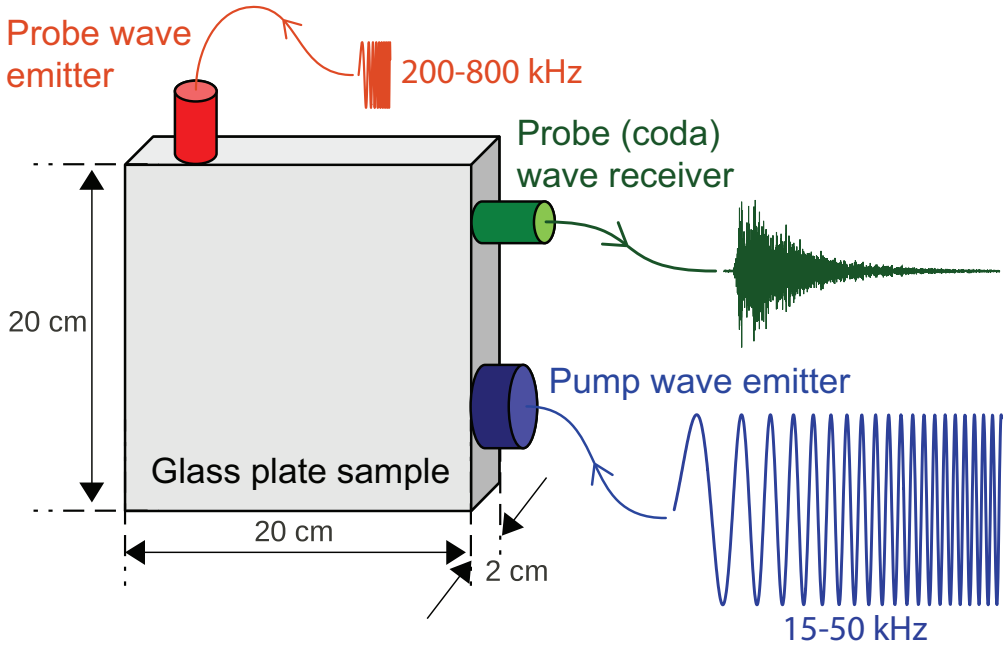


Figure 5.2 – Diagramme schématique du montage expérimental - Deux transducteurs de fréquence centrale $\sim$ 500 kHz sont utilisés pour la mesure par l'onde de coda de sonde (chirp : 200-800 kHz), pendant qu'un troisième transducteur génère l'excitation acoustique de pompe à basses fréquences (monochromatique ou de type chirp entre 15 kHz et 50 kHz).

Les signaux utilisés pour la génération de l'onde de pompe sont soit monochromatiques soit des signaux large bande créés par un générateur de basse fréquence dans une bande de 15 à 50 kHz. Grâce à un amplificateur ®Brüel&Kjær de Type-2713, ces signaux peuvent être ensuite amplifiés jusqu'à une amplitude crête-à-crête de 200-V (au gain d'amplification maximal de 60 dB) qui correspond à une puissance de 200 W. Pendant l'essai, l'amplitude du signal de pompe est modifiée manuellement en changeant le gain de l'amplification de 0 à 60 dB avec un pas de 10 dB. Nous avons vérifié que le gain de sortie réel est proportionnel à la consigne.

Paramètres d'analyse CWI

L'analyse de la coda est réalisée en utilisant la méthode de Stretching présentée précédemment (cf. Section 2.1.1.2). Dans le cas de la propagation dans une plaque de verre saine, l'onde de coda résulte principalement des réflexions multiples sur les bords de l'échantillon. Pour déterminer le temps de propagation t_1, à partir duquel l'onde émise est suffisamment propagée et réfléchie de sorte que l'énergie acoustique arrive à équipartition (entre l'onde S et l'onde P), nous utilisons la méthode proposée dans [50]. Le temps caractéristique de diffusion t^* de la plaque de verre saine est estimé égal à 0,2 ms, t_1 est en conséquence, égal à $10 \times t^*$. Le choix de t_1 comme début de la fenêtre temporelle de sonde pour l'analyse de la coda nous permet d'assurer 1) l'utilisation du champ diffusé et 2) que l'onde de coda utilisée a bien parcouru entièrement l'échantillon. La fin de la fenêtre temporelle est choisie égale à 2,5 ms pour qu'il y ait suffisamment de signal (100 périodes à la fréquence le plus basse) dans la

fenêtre de sonde et assurer la robustesse de la méthode.

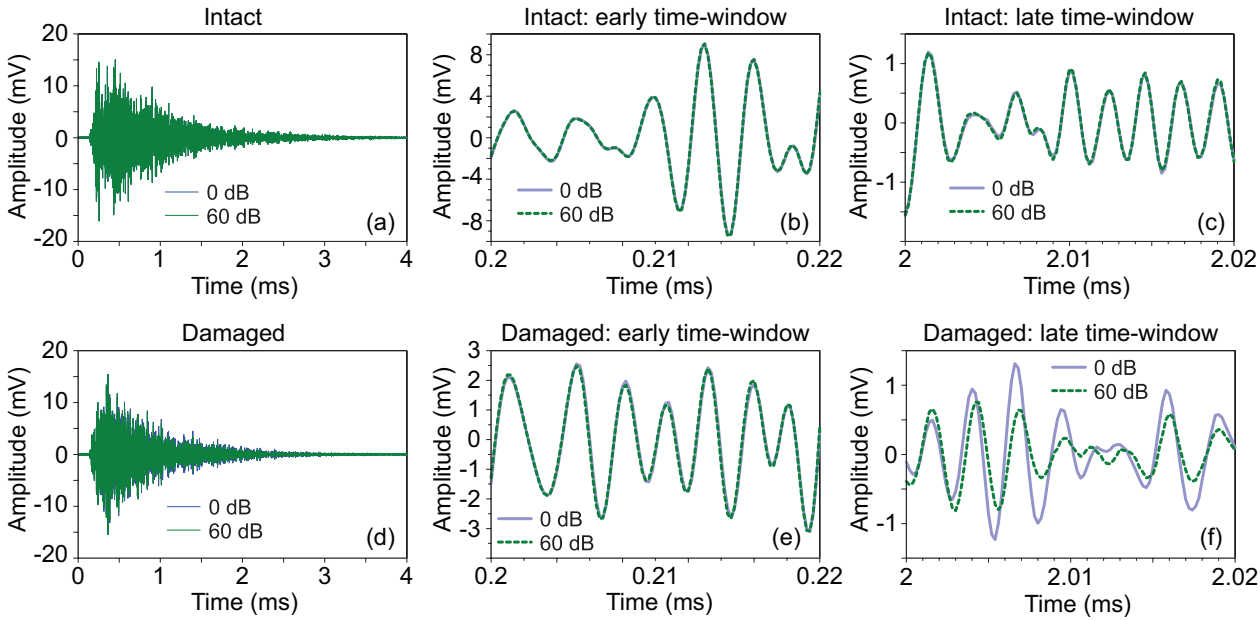


FIGURE 5.3 – Signaux temporels expérimentaux de coda pour les deux échantillons : (a, b, c) pour l'échantillon intact et (d, e, f) pour l'échantillon endommagé, pour deux amplitudes de pompe différentes A_{pump} (0 dB et 60 dB). Les ondes de pompe sont des signaux monochromatiques à une fréquence de résonance de chaque échantillon. (a) et (d) sont les signaux de coda (de sonde) reçus. ; (b) et (e) sont des zooms des signaux de coda pour un intervalle de temps au début de la coda (durée 20-µs à partir du temps 0.2 ms) ; et (c) et (f) sont des zooms des signaux de coda pour un intervalle de temps de 20-µs de durée à partir du temps 2 ms.

Procédure de mesure

Comme montré dans la Figure 5.4c, chaque essai comporte 16 étapes. Pendant les six premières, l'amplitude de l'onde de pompe A_{pompe} est augmentée pas-à-pas de 0 dB à 50 dB avec un incrément de 10 dB. Ensuite, l'amplitude A_{pompe} est élevée à son niveau maximal de 60 dB à la septième étape et maintenue jusqu'à la fin de l'étape N°11. Enfin, A_{pompe} est réduite directement de 60 dB à 0 dB et maintenue à cette valeur pour les cinq dernières étapes. Chaque étape prend environ 20 secondes pendant lesquelles 10 signaux de coda (moyennés temporellement) sont enregistrés.

L'analyse de l'interférométrie de la coda est appliquée individuellement sur chaque essai, tous les enregistrements d'un même essai sont traités en prenant le premier signal enregistré dans l'essai (gain de 0 dB), comme signal de référence. Les 10 résultats obtenus (variation de la vitesse et du coefficient de décorrélation) à chaque étape sont moyennés, les écarts-types correspondants sont également calculés à chaque étape mais trop faibles pour être visualisées dans la Figure 5.4, i.e. les barres d'erreur correspondantes sont beaucoup plus petites que les symboles utilisés.

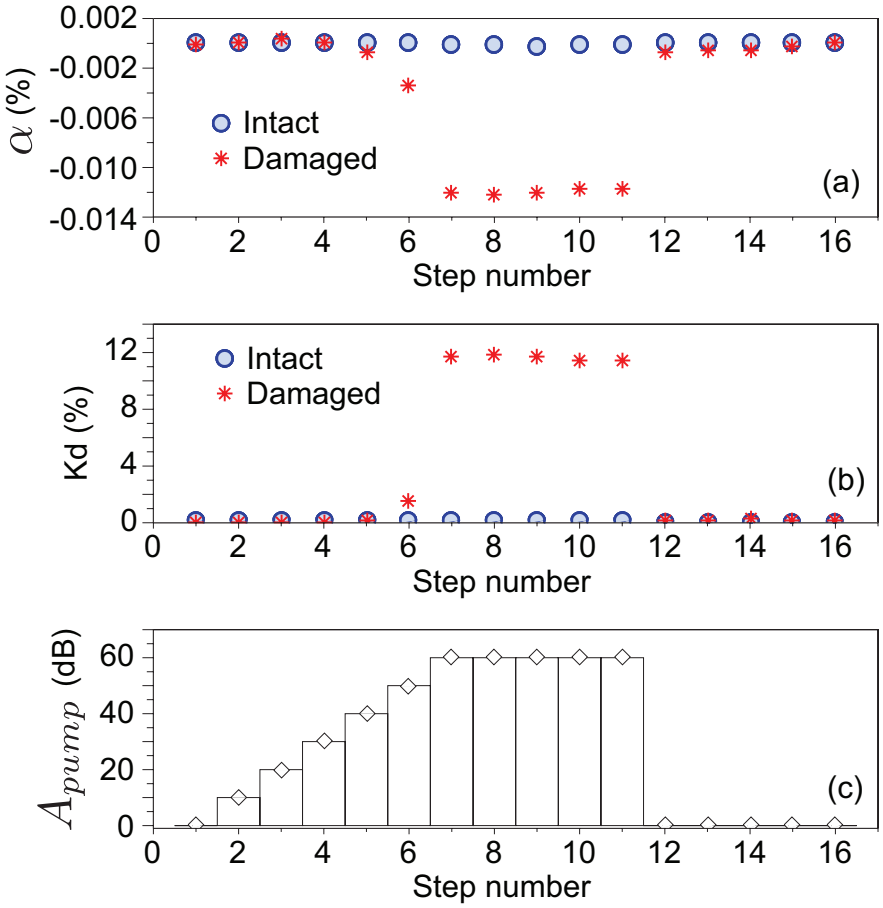


Figure 5.4 – Résultats de CWI des essais de modulation non linéaire de la coda réalisés sur les échantillons sain et endommagé en utilisant les ondes de pompe monochromatique : (a) variation de la vitesse α vs. numéro de l'étape ; (b) coefficient de décorrélation Kd vs. numéro de l'étape ; (c) l'amplitude des ondes de pompes vs. numéro de l'étape. Les cercle bleus présentent les résultats de CWI de l'échantillon sain et les astérisques rouges présentent les résultats de CWI de l'échantillon endommagé.

Comme l'ensemble du dispositif expérimental est placé dans un laboratoire sans contrôle particulier de la température, les observables d'analyse de la coda peuvent être affectées par un changement de la température ambiante [31]. Sachant que la durée de chaque essai est très courte (5±1 min), la variation de la température ambiante est faible. Un modèle à base d'une approximation linéaire en temps a été appliqué pour compenser l'influence de la variation faible de température, et tous les résultats présentés dans le chapitre sont corrigés de l'effet de la température.

5.2.2 Modulation non linéaire à cause de la présence de défauts

Dans un premier temps, les ondes de pompe envoyées dans les deux échantillons sont monochromatiques aux fréquences de résonance des échantillons. Ces deux fréquences sont localisées manuellement pour que les résonances dans les deux échantillons soient de fréquences et amplitudes comparables. Les fréquences de pompe utilisées sont donc : 32,856 kHz pour l'échantillon sain, et 39,166 kHz pour l'échantillon endommagé. Les signaux de coda expérimentaux enregistrés sont présentés sur la figure 5.3.

Les signaux des figures 5.3(a-c) sont obtenus sur un l'échantillon sain alors que ceux qui sont représentés sur les figures 5.3(d-f) proviennent de l'échantillon endommagé. Pour chaque échantillon, les deux signaux présentés correspondent à des amplitudes de l'onde de pompe A_{pump} différentes (0 dB pour la courbe continue verte et 60 dB pour la courbe bleu en pointillé). L'amplitude A_{pump}=60 dB est le niveau maximal de cet essai. À une fréquence de ∼30 kHz elle correspond à un déplacement acoustique imposé de ∼1 nm. La déformation à l'intérieur de l'échantillon est estimée à $\sim 10^{-5}$ à la résonance avec un facteur de qualité de 500. Les signaux enregistrés dans les échantillons sain /endommagé (Figure 5.3(a et d)) ont des amplitudes et des allures très similaires, qui sont typiques des ondes multiplement diffusées. Un zoom de ces signaux est donné pour deux fenêtres temporelles étroites (largeur de 20 µs) qui commencent à 0,2 ms (Figure 5.3(b et e)) et à 2 ms (Figure 5.3(c et f)).

Pour l'échantillon sain, quelle que soit la distance de propagation, l'application de l'onde de pompe n'a pas d'influence sur la propagation de l'onde de sonde. Les signaux sont identiques dans les figures. 5.3 b et e. Cette observation nous indique que, quelle que soit l'amplitude de l'onde de pompe, l'effet de modulation non linéaire n'a pas été observé, ce qui coïncide avec l'hypothèse d'une bonne linéarité élastique du verre sain et une bonne linéarité de la chaîne de mesure. Pour l'échantillon endommagé, l'augmentation de l'amplitude de l'onde de pompe de 0 dB à 60 dB entraîne un effet de modulation non linéaire. Avec une distance de propagation suffisamment longue, cet effet peut être clairement observé avec un déphasage et également une distorsion de la forme d'onde de coda (Figure 5.3(f)). Le fait que ni déphasage ni distorsion du signal soient clairement observés dans la figure 5.3 e est dû à la distance de propagation courte. La différence entre les observations dans ces deux fenêtres montre l'avantage de combiner l'analyse CWI avec la méthode de modulation non linéaire. Les chemins parcourus longs et complexes des ondes de coda permettent 1) d'amplifier le déphasage dû à un changement de vitesse de propagation et 2) d'examiner à plusieurs reprises les diffuseurs non linéaires (des fissures dans notre cas) qui sont à l'origine de l'effet de modulation non linéaire. Les résultats CWI illustrés dans la figure 5.4 coïncident avec les observations des

signaux temporels (figure 5.3). D'un coté, dans l'échantillon sain (Figure 5.4), les deux observables de l'analyse CWI ne répondent pas à la variation de l'amplitude de l'onde de pompe et ne présentent aucune modification tout au long de l'essai. De l'autre coté pour l'échantillon endommagé, lorsque A_{pompe} augmente de 0 à 60 dB, la vitesse de propagation des ondes de coda diminue de 0,012 % (Figure 5.4(a)) et la forme de l'onde est légèrement modifiée (Kd présente un niveau maximal de 12% dans la figure 5.4(b)). Lorsque A_{pompe} est réduite à 0 dB durant les cinq dernières étapes, α et Kd reviennent également à des valeurs très proches des valeurs initiales obtenues au début de l'essai (à 0 dB).

Un effet de relaxation dynamique très faible et lent a été observé après le conditionnement à 60 dB (étapes 7-11). Ces effets de relaxation dynamique se produisent à des échelles de temps beaucoup plus grandes que la période de l'onde de pompe et font partie des effets de dynamique lente non linéaire. Il est montré dans plusieurs études que ces effets non linéaires sont sensibles à l'endommagement [15, 73, 74, 108, 117]. Ces effets de dynamique lente observés dans cet essai sont toutefois beaucoup plus faibles que ceux de dynamique rapide qui proviennent de la variation de l'amplitude de la pompe. Ces variations de α et Kd qui dépendent de l'amplitude d'onde de pompe sont des observations robustes de l'effet de modulation non linéaire de l'échantillon endommagé.

5.2.3 Dépendance de l'effet de modulation non linéaire en fonction de la fréquence de résonance de l'onde de pompe

Selon les résultats expérimentaux présentés dans la section 5.2.2, même si elle est provoquée par la variation de l'amplitude A_{pompe}, la cause fondamentale de la modulation non linéaire est la présence des fissures dans le verre qui agissent comme des diffuseurs non linéaires dans un milieu hôte linéaire. En excitant l'onde de pompe à une résonance, l'intensité d'un tel phénomène pourrait toutefois dépendre de la localisation exacte des diffuseurs [119, 128]. Dans le cas extrême où un seul diffuseur non linéaire se trouverait à un nœud de vibration modale (de la contrainte ou la déformation induite par la pompe), il est supposé ne presque pas induire d'effet non linéaire, conduisant à une sensibilité nulle pour la détection de défaut. Ce même diffuseur pourrait donner une sensibilité maximale dans le cas contraire où il se trouverait sur un ventre de la vibration modale.

Dans le premier essai, les ondes de pompe sont monochromatiques à différentes fréquences de résonance de chaque échantillon. Bien que les deux plaques aient des dimensions identiques et soient fabriquées dans le même matériau, leurs fréquences de résonance sont toutefois différentes à cause de la présence d'endommagement et leurs amplitudes détectées peuvent dépendre d'une légère différence de positionnement des transducteurs collés. Pour vérifier l'influence de la fréquence de l'onde de pompe sur les effets de modulation non linéaire quantifiés par l'analyse de CWI, un essai a été effectué sur l'échantillon endommagé avec une fréquence de résonance différente trouvée dans une plage de fréquence légèrement plus élevée. Il a été vérifié que l'efficacité du transducteur reste pratiquement inchangée à cette nouvelle fréquence de résonance.

Les résultats de l'analyse CWI obtenus avec l'onde de pompe à cette nouvelle fréquence sont illustrés dans la figure 5.5 avec ceux du premier essai pour comparaison. Bien que

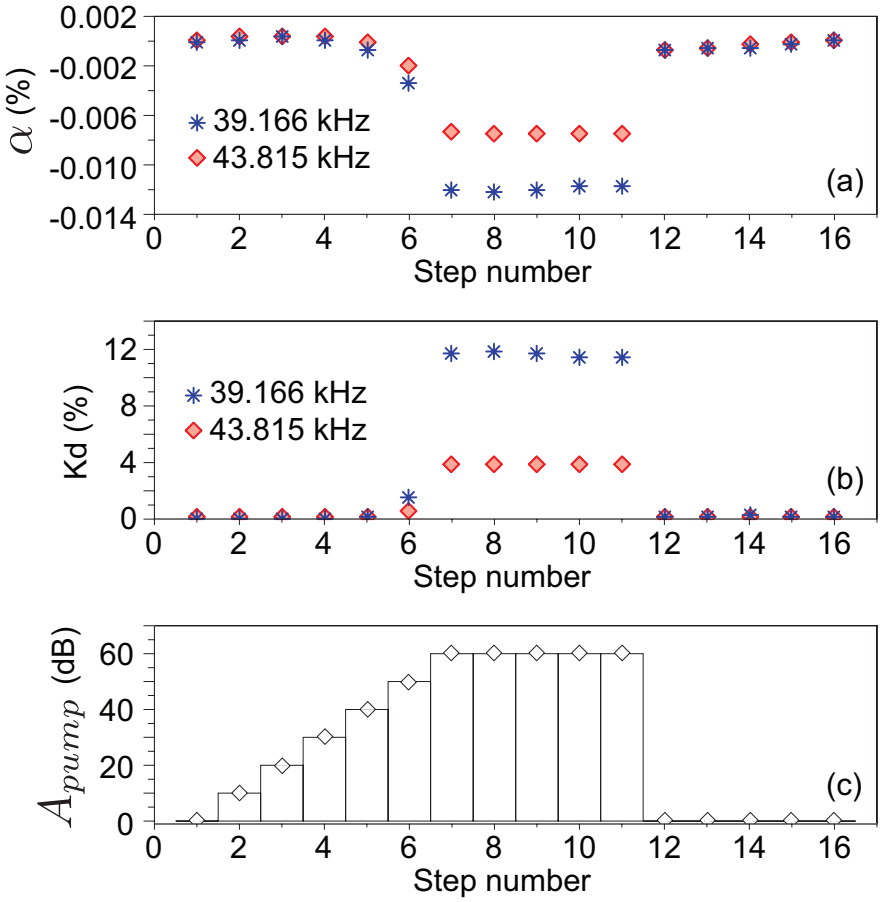


FIGURE 5.5 – Dépendance de la modulation non linéaire de la coda à la fréquence des ondes de pompe monochromatiques - Résultats de CWI des essais de modulation non linéaire de la coda réalisés sur l'échantillon endommagé en utilisant des ondes de pompe monochromatiques à deux fréquences différentes : (a) variation de la vitesse α vs. numéro de l'étape ; (b) coefficient de décorrélation Kd vs. numéro de l'étape ; (c) l'amplitude des ondes de pompes vs. numéro de l'étape.

les résultats de ces deux essais sont qualitativement similaires (α et Kd montrent toujours des variations claires, induites par la variation de l'amplitude de la pompe), les niveaux de variation de α et Kd sont toutefois très différents. Comme l'endommagement créé n'est pas parfaitement localisé, il y a toujours certaines fissures qui sont excitées par l'application de l'onde de pompe malgré la présence de zones aveugles. Sous cette excitation dynamique, la non-linéarité élastique de ces fissures se manifeste (effet dynamique rapide cf. Section 2.2 page 24) via l'onde de coda. Cependant, le changement de la fréquence de résonance peut modifier 1) l'amplitude de déformation modale et/ou 2) le forme modale. Dans le premier cas, l'efficacité de l'excitation modale et le facteur de qualité associé ne sont plus les mêmes, et la déformation modale à la/aux ventre(s) sera différente. Dans le deuxième cas, le (les) ventres et le (les) nœud(s) ne se trouvent plus aux même endroits à cause d'un changement de la fréquence. Autrement dit, une même fissure qui était localisée à un ventre de contrainte et bien excitée peut se trouver à un nœud où l'excitation est absente ou vice-versa. Le changement de la fréquence de pompe peut donc modifier considérablement les déformations imposées au niveau des fissures. En conséquence, l'observation de la non-linéarité par l'analyse CWI et son niveau effectif peuvent être largement modifiés par un changement de la fréquence de pompe.

Pour minimiser cette dépendance de l'effet de modulation non linéaire sur le choix des fréquences de résonance, nous proposons l'utilisation d'ondes de pompe de type chirp. Cette procédure évite de chercher des fréquences de résonance proches dans les deux échantillons pour lesquelles nous aurions idéalement un même mode de résonance et une même amplitude d'excitation de pompage, ce qui est incommode, difficile à réaliser et certainement moins robuste. Avec des ondes de pompe à balayage de fréquence, l'excitation peut se faire sur une bande de fréquence relativement large (ici de 15-50 kHz en 11 ms), et les échantillons sont excités de manière spatialement homogène sur plusieurs modes de résonance. Les fréquences balayées couvrent une plage dans laquelle plus de 10 résonances peuvent être identifiées dans chaque échantillon. Avec un tel signal de pompage, l'amplitude des ondes de pompe A_{pump} dans le milieu est le résultat d'un mélange des vibrations modales à de nombreuses résonances. D'un point de vue global, les déformations acoustiques imposées par des ondes de pompe de type chirp peuvent atteindre une distribution spatiale homogène. Une telle distribution de la déformation de pompage, par rapport à celle d'une onde de pompe monochromatique, a une dépendance fréquentielle beaucoup plus faible. En conséquence, la probabilité d'avoir un défaut localisé à un endroit de déformation imposée nulle (un nœud) est presque nulle et la possibilité d'effectuer un contrôle global est donc améliorée.

5.2.4 Modulation non linéaire avec une onde de pompe large bande

Pour valider expérimentalement la solution proposée dans la section 5.2.3, nous reproduisons l'essai décrit dans la section 5.2.2, mais en utilisant un signal à balayage de fréquence (de 15 à 50 kHz linéairement) au lieu d'un signal monochromatique sinusoïdal pour la génération de l'onde de pompe. Le temps de balayage du signal de pompage est de 11 ms et les signaux sont générés en continu. Le signal de l'onde de pompe et celui d'excitation de la coda (chirp 200-800 kHz d'une durée de 200 µs) sont envoyés de façon asynchrone afin de distribuer les contenus fréquentiels de l'onde de pompe dans les signaux de coda reçus. L'absence de syn-

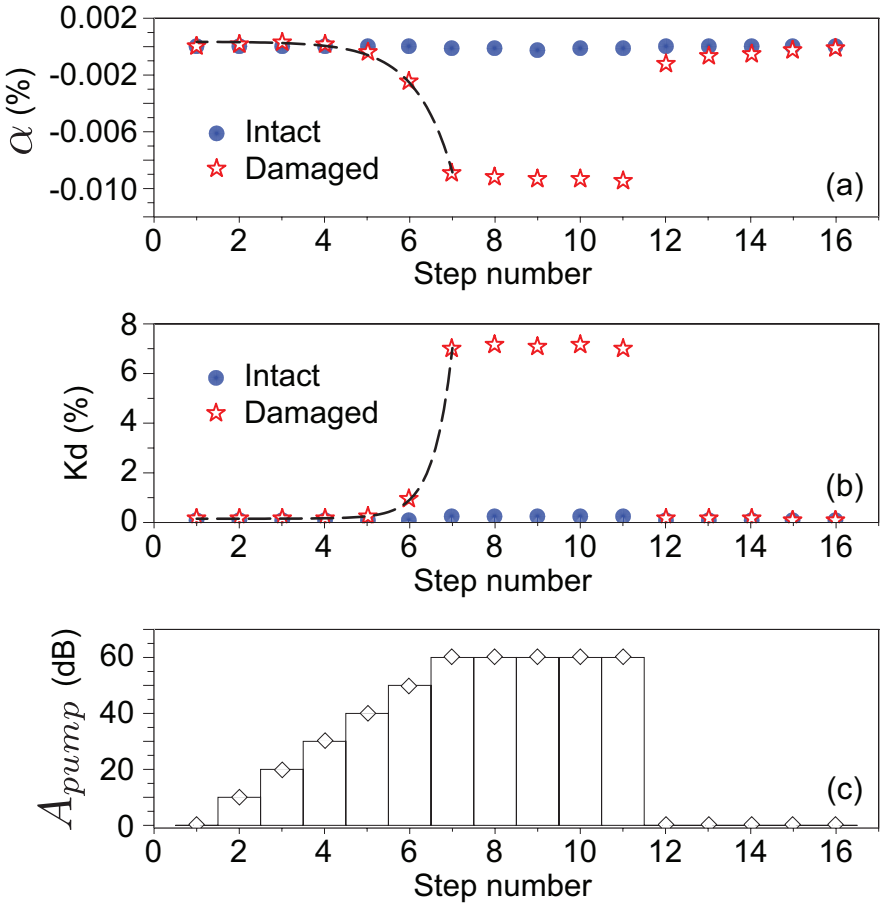


FIGURE 5.6 – Résultats de CWI des essais de modulation non linéaire de la coda réalisés sur les échantillons sain et endommagé en utilisant une onde de pompe à balayage de fréquence : (a) variation de la vitesse α vs. numéro de l'étape ; (b) coefficient de décorrélation Kd vs. numéro de l'étape ; (c) amplitude de l'onde de pompes vs. numéro de l'étape. Les cercles bleus présentent les résultats de CWI de l'échantillon sain et les pentacles rouges présentent les résultats de CWI de l'échantillon endommagé. Les courbes noires en pointillé sont les courbes des modèles linéaire et quadratique qui décrivent respectivement les dépendances de α et de Kd à l'amplitude de la pompe ; ces courbes sont ré-illustrées dans la figure 5.7).

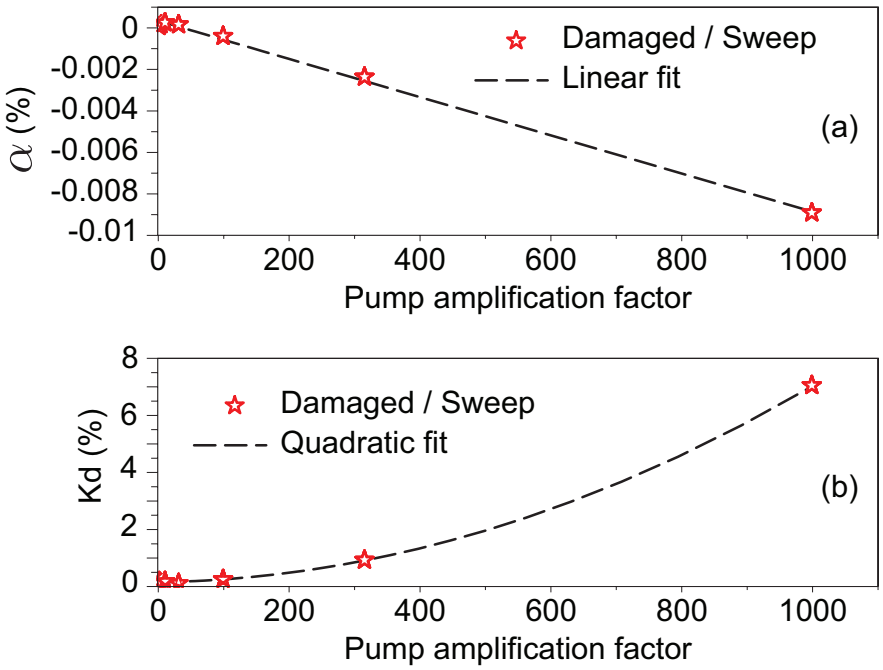


Figure 5.7 – Dépendances des résultats de CWI à l'amplitude de la pompe - illustration des mêmes résultats de CWI de l'échantillon endommagé présentés dans la figure 5.6 en fonction de l'amplitude de la pompe en échelle linéaire : (a) variation de la vitesse α vs. l'amplitude normalisée de pompe ; (b) coefficient de décorrélation Kd vs. l'amplitude normalisée de pompe. Les courbes des modèles linéaire et quadratique sont illustrées en pointillé.

chronisation assure que l'effet non linéaire est bien réparti sur les signaux de coda reçus. De plus, comme chaque signal de coda enregistré est la moyenne des 64 acquisitions consécutives qui prennent plus de 800 ms avec une fréquence de répétition de 80 Hz, l'effet non linéaire est bien moyenné sur chaque signal de coda enregistré. Comme illustré dans la figure 5.6, les résultats de l'analyse CWI de ce dernier essai coïncident qualitativement avec ceux qui ont été obtenus antérieurement (Figure 5.4). L'effet de mélange de fréquence non linéaire dû à la présence des diffuseurs non linéaires dans l'échantillon endommagé a été confirmé par la dépendance des deux observables de l'analyse CWI à l'amplitude de pompage A_{pump}. Une telle dépendance, est par ailleurs absente dans l'échantillon sain.

5.2.5 Discussion et interprétation des résultats

Ces résultats CWI obtenus dans l'échantillon endommagé sous l'effet de la modulation non linéaire peuvent être considérés comme une manifestation de la non-linéarité du milieu de propagation qui se caractérise par : 1) la diminution du module d'élasticité (ramollissement ou "softening") en réponse à une augmentation de l'amplitude de la pompe qui conduit à une diminution de α (vitesse de propagation) et 2) la dissipation de l'énergie acoustique non linéaire qui modifie la forme d'onde de signal de coda et éventuellement augmente le Kd vs. A_{pump}.

Les deux variations, α vs. A_{pump} et Kd vs. A_{pump}, dans la figure 5.6 présentent une dépendance à l'amplitude de la pompe qui est difficile à extraire lorsque A_{pump} est représenté en échelle logarithmique en dB. Ces résultats sont représentes en fonction de l'amplitude de l'onde de pompe à l'échelle linéaire sur la figure 5.7. Un facteur A^*_{pump} est utilisé pour présenter l'amplitude de l'onde de pompe, il correspond à une amplitude normalisée par l'amplitude de la pompe la plus faible (A^*_{pump}=A_{pump}/A_{pump}(0 dB)). L'évolution de la vitesse de propagation en fonction de l'amplitude de la pompe α vs. A^*_{pump} est quasi linéaire (Figure 5.7 (a)). Le coefficient de décorrélation Kd augmente lui quadratiquement en fonction de l'amplitude la pompe (Figure 5.7(b)).

D'après la littérature [73], à cause de la présence des fissures (diffuseur non linéaire), un matériau initialement linéaire peut présenter des non-linéarités élastiques non classiques (cf. Section 2.2). Un type de non-linéarité élastique non classique est la non-linéarité hystérétique quadratique. Sous une excitation dynamique (une onde élastique d'amplitude forte par exemple), le module élastique (ou des paramètres équivalents comme la fréquence de résonance ou la vitesse de propagation des ondes) d'un tel matériau décroît linéairement en fonction du niveau d'excitation [11, 15, 73, 74]. Dans notre essai, la variation du module élastique peut être observée via la diminution de la vitesse de propagation de l'onde de coda $\alpha = \Delta v/v$ qui est identifié comme étant dominée par la vitesse de l'onde S dans le solide (cf. Section 2.1.1.2). Cette diminution linéaire de α en fonction de l'amplitude d'excitation dynamique $\alpha \propto A^*_{pump}$ peut être expliquée par l'effet de dynamique rapide dit de "softening" ou ramollissement associé à la non-linéarité hystérétique quadratique.

De plus, de manière concomitante, la non-linéarité hystérétique quadratique peut induire également une augmentation de la dissipation de l'énergie acoustique. Ceci est souvent observé et caractérisé via la variation de l'inverse du facteur de qualité Q ($\Delta(1/Q) = (1/Q_1 - 1/Q_0)$)

d'une résonance, proportionnel à l'amplitude dynamique de la résonance. Cette manifestation de la non-linéarité élastique est observée ici via le coefficient Kd, qui augmente de manière quadratique en fonction de l'amplitude de l'onde de pompe. Un signal de coda est constitué par les arrivées des ondes multiplement diffusées. Son amplitude aux temps long est dominée par l'atténuation de l'énergie acoustique et peut être approchée par une décroissance exponentielle en fonction du temps. Ce phénomène d'atténuation est ci-après caractérisé par le coefficient γ [62, 129]. Sous l'hypothèse d'une onde quasi-monochromatique, le signal reçu $h_1(t)$ s'écrit sous une forme simple :

$$h_1(t) = B\cos(\omega_0 t)e^{-\gamma(\omega_0, A_{dyn})t}, \tag{5.1}$$

où ω_0 est la fréquence angulaire, B est l'amplitude initiale et $\gamma(\omega_0, A_{dyn})$ est un coefficient d'atténuation qui dépend à la fois de la fréquence et de l'amplitude d'excitation dynamique. L'amplitude de l'excitation dynamique est l'amplitude de la contrainte/la déformation locale. Nous prenons ici l'hypothèse que $A_{dyn} \propto A_{pump}$. Le changement de la vitesse de propagation dû à l'effet non linéaire est considéré comme suffisamment petit pour être négligé ici. Un changement de l'inverse du facteur de qualité de la forme $\Delta(1/Q) = (1/Q_1 - 1/Q_0) \propto A$ est en accord avec la non-linéarité hystérétique quadratique, ce qui permet d'obtenir une expression du coefficient d'atténuation γ sous la forme :

$$\gamma(\omega_0, A_{dyn}) = \gamma_0(1 + \xi_{nl}A_{dyn}), \tag{5.2}$$

où ξ_{nl} est un paramètre d'atténuation non linéaire et $\gamma_0 = \gamma(\omega_0, A_{dyn} \to 0)$ est le coefficient d'atténuation pour une amplitude A_{dyn} infiniment faible. Contrairement à la plupart des observations [11, 73] rapportées dans lesquelles les variations non linéaires de vitesse de propagation et d'atténuation apparaissent comme une partie d'un processus d'auto-action (c'est-à-dire de l'onde de pompe sur elle-même, par exemple dans un essai de résonance non linéaire), ce qui est modifié par l'application de l'onde de pompe ici, ce sont les propriétés d'élasticités et d'atténuation acoustique du milieu de propagation qui sont examinées par l'onde de sonde de faible amplitude dans une bande de fréquence plus élevée. Même si les fréquences centrales de ces deux types d'onde sont décalées d'un ordre de grandeur, une telle différence d'amplitude entre l'onde de pompe et l'onde de sonde peut assurer que le régime d'interaction entre ces ondes est « simplex » (i.e. un seul maximum et un seul minimum dans chaque période de l'onde de pompe). En outre, pendant la réalisation de nos mesures, l'excitation de l'onde de pompe n'est pas synchronisée avec celle de l'onde de sonde et une étape de moyenne temporelle est appliquée sur les signaux de coda enregistrés. Ces deux faits assurent que les modifications des propriétés d'élasticité et d'atténuation induites par l'onde de pompe sont examinées par les ondes multi-diffusées et sont mesurées de manière 'effective' par les résultats de l'analyse CWI (i.e. le milieu endommagé sous excitation de l'onde de pompe est considéré par l'onde coda comme un milieu homogène avec des propriétés d'élasticité et d'atténuation modifiées). Le signal de référence de l'analyse CWI, qui est obtenu avec une amplitude de l'onde de pompe A_{pump}= 0 dB, peut s'écrire :

$$h_0(t) = B\cos(\omega_0 t)e^{-\gamma_0 t}. \tag{5.3}$$

En substituant les Équations 5.1-5.3 dans l'expression du coefficient de corrélation (Équa-

tion 2.32) pour $\alpha = 0$ (puisque le changement de vitesse est négligé ici) et en supposant que les atténuations linéaire et non linéaire sont faibles au cours de la période de t_1 à t_2 dans laquelle l'analyse CWI est appliquée, ce coefficient peut être réécrit en fonction de l'amplitude A sous la forme suivante :

$$CC(0) \simeq 1 - (\gamma_0 \ \xi_{nl} \ A_{dyn})^2, \tag{5.4}$$

conduisant à l'expression de Kd en fonction de l'amplitude A_{dyn} suivante :

$$\mathrm{Kd} \simeq (\gamma_0 \ \xi_{nl} \ A_{dyn})^2. \tag{5.5}$$

Ces développements théoriques montrent que le changement proportionnel de l'inverse du facteur de qualité en réponse à une augmentation de l'amplitude de l'onde de pompe (comme observé et prédit pour l'hystérésis quadratique dans un régime simplex) conduit à une augmentation quadratique du coefficient Kd. Une telle augmentation quadratique du Kd vs. A_{pump} a été observée expérimentalement et illustrée dans la figure 5.7 (b). En conséquence, avec α (Figure 5.7(a)) qui diminue proportionnellement à l'amplitude de l'onde de pompe, les deux observables de l'analyse CWI mesurées dans cet essai de modulation non linéaire en utilisant une onde de pompe de type chirp sont en accord avec les résultats trouvés dans les essais de résonance classiques sur un milieu similaire (milieu non linéaire avec hystérésis quadratique). Enfin, nous voulons mentionner que le coefficient Kd, obtenu à partir d'une comparaison de deux signaux de coda enregistrés pendant les excitations avec l'onde de pompe à deux amplitudes différentes, est très sensible au choix du début de la fenêtre temporelle utilisée (t_1). Plus t_1 est important, plus la valeur du Kd est élevée. Ce fait est dû à la nature cumulative du processus de modulation non linéaire. Autrement dit, un temps d'arrivée tardive correspond à des ondes qui se propagent sur une plus longue distance, et correspond donc à des ondes qui ont interagit plus de fois avec les diffuseurs non linéaires. Cette dépendance du choix de t_1 n'est pas partagée par l'autre observable de l'analyse CWI, la variation de la vitesse α, car ce qui est accumulé du fait de l'interaction d'onde avec les diffuseur non linéaire est le retard en temps/le déphasage, et cela est représenté par une variation effective de la vitesse de propagation Δv.

5.3 Phase 2 : Évaluation globale du niveau d'endommagement

Nous avons confirmé dans la première phase qu'en combinant la méthode de modulation non linéaire avec l'analyse CWI nous avons trouvé une méthode acoustique non linéaire sensible à la présence des diffuseurs non linéaires dans un milieu initialement linéaire. En raison de la non-linéarité hystérétique quadratique résultant de la présence de diffuseurs non linéaires, l'effet de modulation non linéaire acoustique de l'onde de coda peut être provoqué par l'application d'une onde de pompe d'amplitude élevée. Les effets se manifestent par les dépendances (proportionnelle pour α et quadratique pour Kd) des résultats d'analyse coda

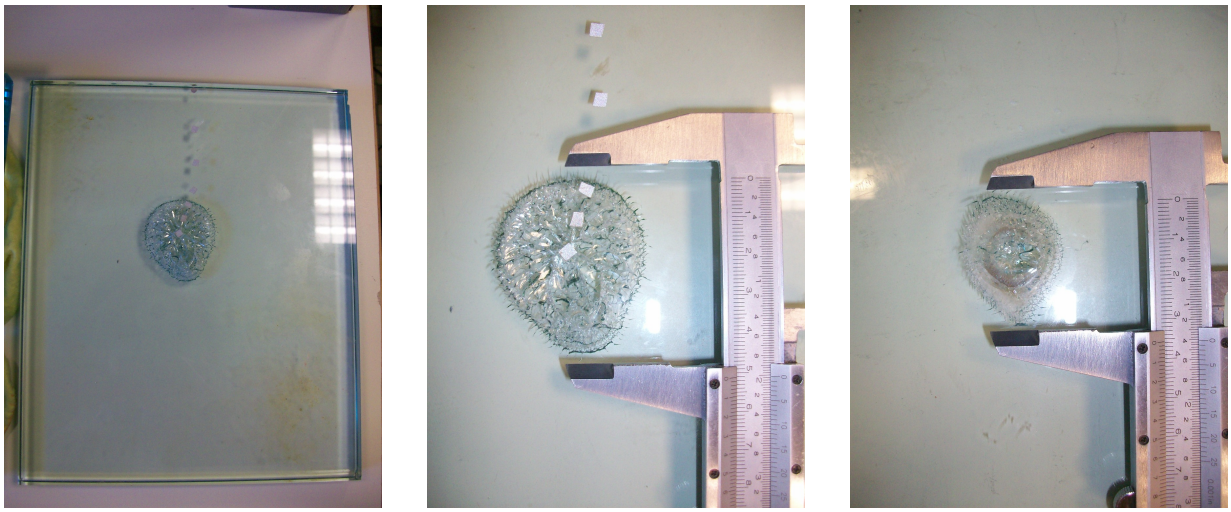
à l'amplitude de pompage. De plus, pour résoudre le problème de la dépendance fréquentielle de l'effet de modulation non linéaire, i.e. une intensité de l'effet de modulation non linéaire qui dépend du choix de la fréquence de résonance utilisée pour une onde de pompe monochromatique, nous proposons d'utiliser une onde de pompe de type chirp qui excite l'échantillon à de multiples fréquences de résonance. De cette manière, la zone aveugle créée par la présence des nœuds dans la vibration modale peut être largement diminuée, rendant possible une détection globale d'endommagement.

Dans cette deuxième phase, nous étudions d'autres aspects en vue d'une application potentielle à l'évaluation quantitative non destructive. En effet comme notre méthode a montré, dans la première phase, sa capacité à détecter une création d'endommagement, nous allons maintenant tester expérimentalement la faisabilité d'une évaluation du niveau d'endommagement. Pour cela, nous procédons en suivant trois étapes : 1) évaluation expérimentale de niveaux d'endommagement différents ; 2) validation d'une évaluation globale en montrant que le résultat d'évaluation est insensible à la localisation des endommagements ; 3) étude de la répétabilité de l'essai.

5.3.1 Configuration expérimentale

Trois échantillons identiques et initialement sains sont utilisés dans cette phase, ils sont fabriqués dans le même matériau que la Phase 1 avec des dimensions légèrement modifiées (1,6 cm×23 cm×19 cm). Un de ces trois échantillons reste sain, les deux autres sont endommagés de manière identique mais à des niveaux différents. Ils sont appelés respectivement les échantillons sain, moins endommagé et plus endommagé. Comme dans la première phase (Section 5.2), l'endommagement du verre est effectué par un choc thermique mais cette fois d'une manière beaucoup plus locale. Comme présenté sur les photographies de la figure 5.8(a), l'endommagement de chaque échantillon est localisé au milieu de la plaque et limité à une zone quasi-circulaire. Comme l'endommagement a été effectué d'une même manière, les défauts créés dans les deux échantillons sont du même type : un grand nombre de petites fissures jointes et localisés dans une volume hémisphérique. Le niveau d'endommagement d'un échantillon est donc caractérisé par le volume endommagé, plus concrètement ici par la diamètre de la zone d'endommagement sur la surface et sa profondeur de pénétration. L'échantillon le plus endommagé a une zone d'endommagement d'un diamètre d'environ 5 cm (Figure 5.8(b)) qui concerne toute l'épaisseur de la plaque, alors que celle de l'échantillon moins endommagé a un diamètre d'environ 3,5 cm (Figure 5.8(c)) et pénètre sur la moitié de l'épaisseur de la plaque.

L'excitation de l'onde de pompe est le signal de type chirp utilisé dans la phase 1 (i.e. avec une fréquence qui varie de 15 à 50 kHz linéairement pendant 11 ms). Il est confirmé expérimentalement que plus de dix résonances se trouvent dans cette bande de fréquence pour tous les échantillons, car les échantillons sont de même matériau et de dimensions très proches du cas précédent. Le système de mesure reste inchangé sauf que la durée d'acquisition de la coda est réduite de 4 ms à 2 ms. Le doublement du nombre de voie d'acquisition, qui est nécessaire pour certains essais de cette phase (Figure 5.16a), nous oblige en effet à réduire la durée d'acquisition d'un facteur deux. Vu que la durée d'acquisition a été diminuée, le choix



(a) (b) (c)

FIGURE 5.8 – Photographies des échantillons endommagés : (a) échantillon le plus endommagé ; (b) zoom sur la zone fissurée de l'échantillon le plus endommagé de diamètre de ∼5 cm ; (b) présentation détaillée sur la zone fissurée de l'échantillon moins endommagé de diamètre de ∼53,5 cm ;

de la fenêtre temporelle de sonde de l'analyse CWI est donc modifié. Le début de la fenêtre est déplacé à 1 ms, temps qui satisfait toujours la relation $t_1 \gg t^*$, et t_2 est égal à 1,25 ms la largeur de la fenêtre restant inchangée.

5.3.2 Évaluation du niveau d'endommagement

Chacun des trois échantillons a deux transducteurs de coda (source et récepteur) et un transducteur de pompage collés dans une même configuration (Figure 5.9). L'endommagement ne se trouve pas sur le trajet direct de propagation de la coda. Les mesures sont effectuées sur chaque échantillon en suivant la même procédure que celle de la phase 1. Les résultats expérimentaux de CWI pour cet essai sont illustrés dans la figure 5.10. Les trois courbes dans chaque image de cette figure correspondent aux résultats de l'analyse de CWI, α pour l'image (a) et Kd pour l'image (b), obtenus sur les trois échantillons (sain, moins endommagés et plus endommagé).

Comme ceux qui sont présentés dans la phase 1 (Figure 5.6), les résultats de CWI sur l'échantillon sain ne sont pas affectés par l'onde de pompe. Ce résultat vérifie que le matériau étudié est initialement linéaire. Ceux correspondant aux échantillons endommagés montrent des évolutions fortes en fonction de l'amplitude de la pompe A_{pump} indiquant l'efficacité de la modulation non linéaire. Pour chaque observable de l'analyse CWI, α ou Kd, les courbes correspondant aux deux échantillons endommagés sont qualitativement similaires mais quantitativement décalées. Ensuite, les résultats pour les sept premières étapes de l'essai (pendant lesquelles le gain d'amplification de pompe augmente de 0 dB à 60 dB) sont illustrés à nou-

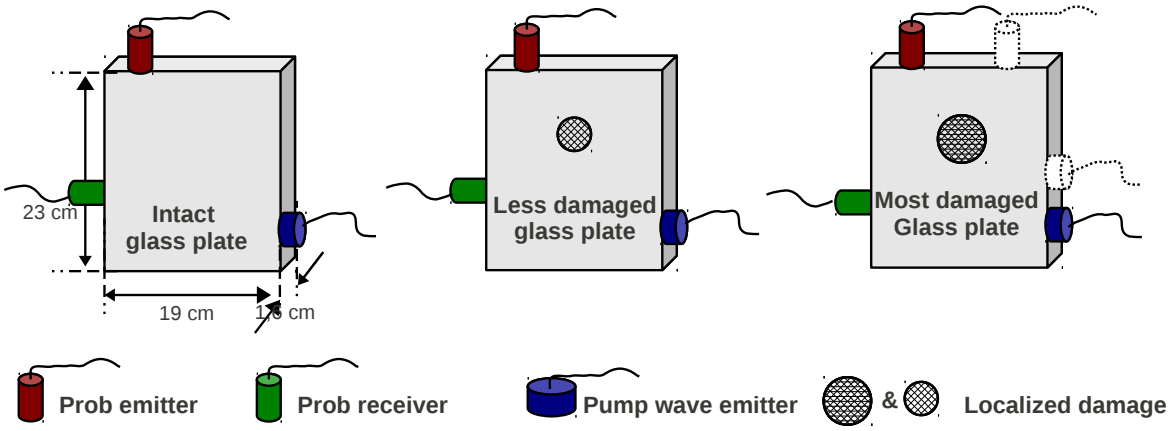


Figure 5.9 – Diagramme schématique du montage expérimental - Trois transducteurs ultrasonores sont collés sur chacun des trois échantillons en verre (sain, moins endommagé, plus endommagé) suivant une même configuration : deux transducteurs de fréquence centrale $\sim$ 500 kHz sont utilisés pour la mesure par CWI (onde de sonde de type chirp entre 200 kHz et 800 kHz), pendant qu'un troisième transducteur génère l'excitation acoustique de pompe à basses fréquences (de type chirp entre 15 kHz et 50 kHz). Deux transducteurs supplémentaires (ceux qui sont illustrés en pointillé) sont aussi collés sur l'échantillon le plus endommagé, leur utilisation est présentée dans la section 5.3.3.

veau sur la figure 5.11 en mettant l'amplitude de la pompe à l'échelle linéaire (le facteur arbitraire A^*_{pump}=A_{pump}/A_{pump}(0 dB) est utilisé pour présenter l'amplitude de l'onde de pompe). Les résultats obtenus sont comparables à ceux trouvés dans la phase 1 (Figure 5.7) : une variation linéaire de α vs. A^*_{pump} et une variation quadratique de Kd vs. A^*_{pump}. Les courbes en pointillé sont les courbes ajustées trouvées à partir des régressions linéaire et quadratique.

Sur la figure 5.11, les échantillons à des niveaux d'endommagement différents sont clairement distingués : plus l'échantillon est endommagé plus les variations des résultats de l'analyse CWI sont importantes à une même amplitude d'excitation de pompe. **Trois remarques** sont à prendre en compte pour comprendre ce résultat :

1. la variation des observables de l'analyse CWI est la manifestation de la non-linéarité induite par les fissures dans un milieu initialement linéaire et excité par l'onde de pompe, l'importance d'une telle variation dépend à la fois la non-linéarité de chacune des fissures et le niveaux d'excitation dynamique qui leur est imposé ;
2. grâce à l'utilisation d'une onde de pompe large bande, l'énergie de l'onde de pompe est distribuée d'une manière quasi-homogène (spatialement) dans l'échantillon ;
3. le signal coda utilisé dans l'analyse CWI correspond à un champ acoustique multiplement diffusé dont l'énergie est distribuée dans tout le milieu de propagation. L'analyse CWI a une sensibilité quasi-homogène (spatialement) à la présence des perturbations.

En combinant ces observations, nous interprétons les résultats de l'analyse CWI obtenus à une amplitude de pompage donnée comme un niveau effectif de la non-linéarité pour l'ensemble du milieu étudié. La valeur d'un tel niveau effectif peut être due à la présence d'un

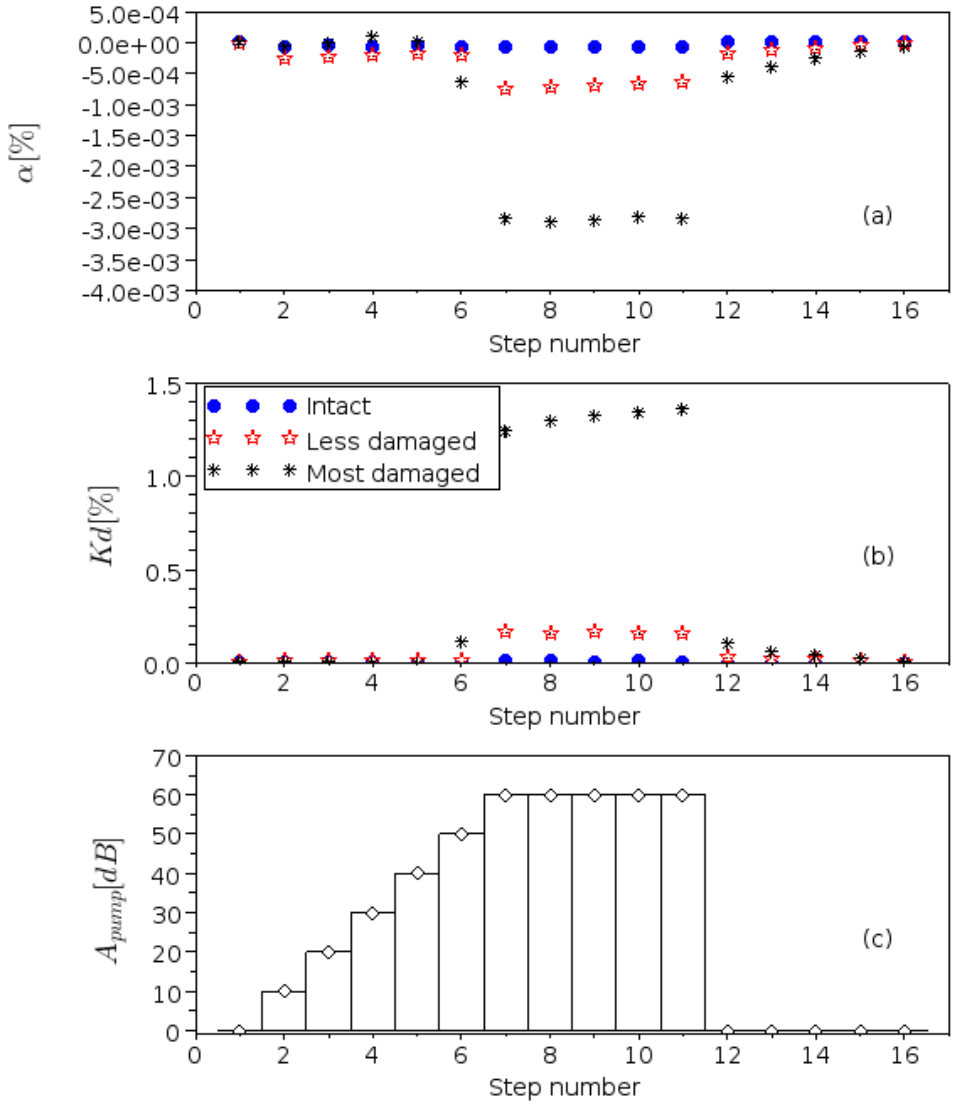


FIGURE 5.10 – Résultats de CWI des essais de modulation non linéaire de la coda réalisés sur les échantillons sain (cercles bleus), moins endommagé (pentacles rouges) et plus endommagé (astérisques noirs) : (a) variation de la vitesse α vs. numéro de l'étape ; (b) coefficient de décorrélation Kd vs. numéro de l'étape ; (c) l'amplitude des ondes de pompe vs. numéro de l'étape. Les cercle bleus présentent les résultats de CWI de l'échantillon sain et les astérisques rouges présentent les résultats de CWI de l'échantillon endommagé.

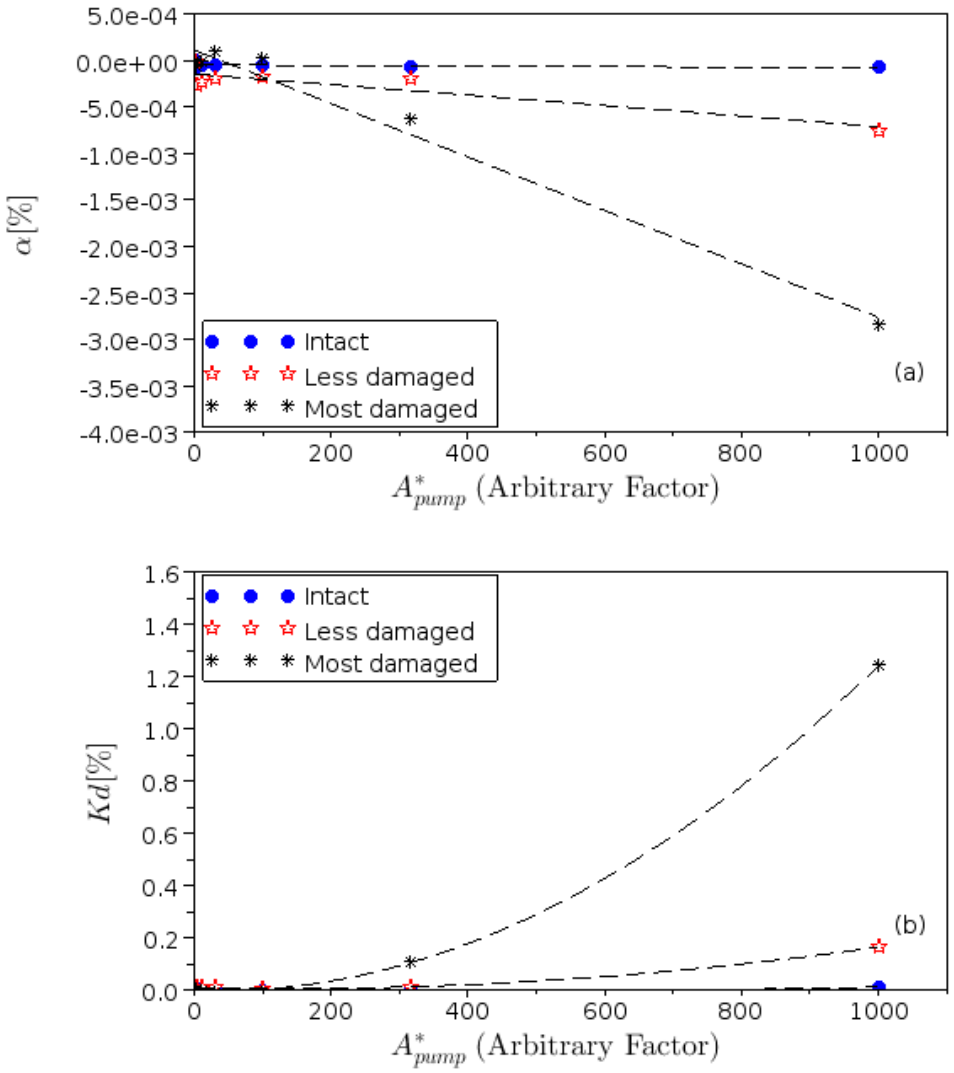


Figure 5.11 – Comparaison des dépendances des résultats de CWI à l'amplitude de la pompe pour trois niveaux d'endommagement - illustration des mêmes résultats de CWI présentés dans la figure 5.10 en fonction de l'amplitude de la pompe en échelle linéaire : (a) variation de la vitesse α vs. l'amplitude normalisée de pompe ; (b) coefficient de décorrélation Kd vs. l'amplitude normalisée de pompe. Les courbes des modèles linéaire et quadratique sont illustrées en pointillé.

Nonlinear Coefficient	Intact Sample	Less-damaged Sample	Most-damaged Sample
C_α	5.3 E-10	5.7 E-9	3.5 E-8
C_{Kd}	3.5 E-10	1.3 E-9	2.3 E-8

TABLE 5.1 – Dépendances linéaire et quadratique des résultats des coefficient C_α et C_{Kd} en fonction de l'amplitude de la pompe A_{pump} pour les trois échantillons (sain, moins endommagé, plus endommagé)

endommagement fortement non linéaire mais très localisé qui ne peut affecter qu'une partie des ondes de sonde où également à des endommagements faiblement non linéaires mais globalement diffusés qui peuvent donc affecter la plupart des ondes de sonde.

Dans le cas spécifique de notre essai, en comparaison avec l'échantillon moins endommagé (cf. les photos de la figure 5.8), l'échantillon plus endommagé a une zone endommagée plus grande qui comporte plus de fissures que l'autre échantillon endommagé. Vu que le verre sain est un matériau linéaire et que la non-linéarité élastique est induite par la création de fissures, ce niveau d'endommagement plus important (observé à l'œil) coïncide avec un niveau effectif de la non-linéarité plus élevé (observé par l'analyse CWI). Nous constatons donc que l'analyse CWI nous permet d'évaluer grossièrement le niveau d'endommagement d'une structure d'une manière efficace via le niveau de non-linéarité. Pour la quantification du niveau effectif de la non-linéarité, deux paramètres sans unité sont dérivés des deux observables de l'analyse CWI : C_α provient d'une régression linéaire de α vs.A^*_{pump} et C_{Kd} provient d'une régression quadratique de Kd vs. A^*_{pump}

$$\begin{aligned} \alpha &= C_\alpha \cdot {A^*}_{pump} + R^0 \\ \mathrm{Kd} &= C_{\mathrm{Kd}} \cdot {A^*}^2_{pump} + R^1 \cdot A^*_{pump} + R^0 \end{aligned} \tag{5.6}$$

Les valeurs expérimentales de C_α et C_{Kd} obtenues dans cet essai sont listées dans le tableau 5.1 : les niveaux d'endommagement sont clairement distingués par des changements de l'ordre de grandeur des valeurs de C_α et de C_{Kd}.

Dans le troisième paragraphe de cette section (page 102), trois remarques sont faites pour expliquer les résultats CWI. Les deux dernières sont plutôt de l'ordre d'hypothèses et doivent être vérifiées pour prouver que l'évaluation du niveau d'endommagement est globale (i.e. le niveau effectif de la non-linéarité évaluée par l'analyse CWI ne dépend que du niveau d'endommagement). Nous allons donc dans la section suivante vérifier expérimentalement ces deux hypothèses.

5.3.3 Validation d'une évaluation globale d'un niveau d'endommagement

Nous avons montré, dans la phase 1, que l'utilisation d'une onde de pompe de type chirp nous permet d'exciter l'échantillon sur plus de dix fréquences de résonance. Comme un tel

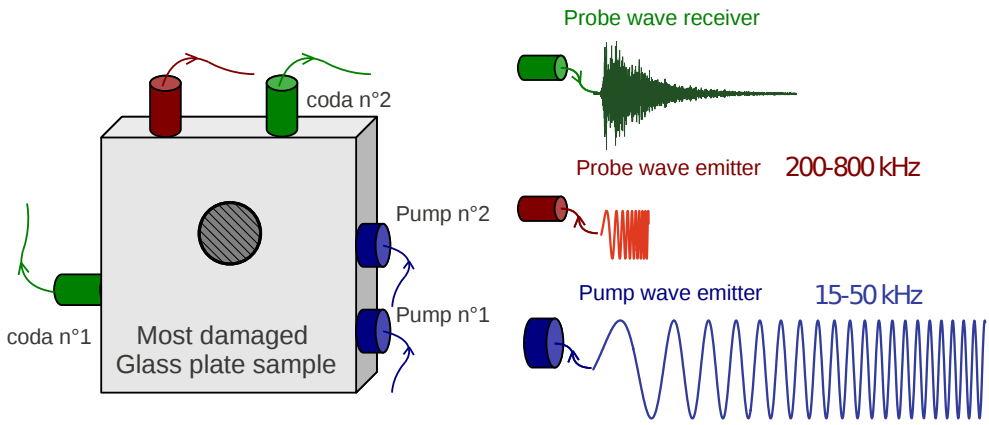


Figure 5.12 – Diagramme schématique du montage expérimental - Trois transducteurs (une source et deux récepteurs) de fréquence centrale $\sim$ 500 kHz sont collés sur l'échantillon le plus endommagé pour la mesure par CWI, deux émetteurs de pompe sont collés pour la génération de l'excitation acoustique de pompe à basses fréquences (de type chirp entre 15 kHz et 50 kHz).

pompage acoustique peut distribuer l'énergie partout dans la structure et assure l'excitation d'un défaut quelle que soit sa localisation, notre méthode de détection est globale sans zone aveugle. Dans l'étude présentée dans la section précédente, deux paramètres sont calculés et utilisés pour évaluer le niveau d'endommagement en déterminant le niveau effectif de la non-linéarité du milieu. Une telle évaluation est fiable sous l'hypothèse que le niveau effectif de la non-linéarité et sa variation ne sont dus qu'à une création ou et/un développement d'endommagement. Autrement dit, il nous faut une distribution spatialement homogène de l'énergie de pompage et de la sensibilité de la CWI pour que l'observation effective de la non-linéarité due à un même endommagement ne dépende que des caractéristiques non linéaires indépendamment de sa localisation.

Pour vérifier que ces hypothèses sont vérifiées, nous effectuons deux essais expérimentaux sur l'échantillon le plus endommagé en utilisant la configuration présentée figure 5.12 (cf. Figure 5.16(a) pour la photo). Deux transducteurs de pompe et trois transducteurs de coda (une source et deux récepteurs) sont collés à la surface de l'échantillon. Ces transducteurs, de coda et de pompe, ne sont jamais tous utilisés simultanément, mais ils sont tous collés dès le début de ces deux essais pour ne pas changer la structure (i.e. l'ensemble du système constitué de l'échantillon et des transducteurs collés dessus) et ses fréquences de résonance pendant ces deux essais. Les configurations d'excitation et d'acquisition restent les mêmes que précédemment (Section 5.3.1).

Deux essais sont effectués en changeant le transducteur de pompe. Dans le premier essai, le récepteur de la coda n°1 a été utilisé pour l'enregistrement de la coda et l'onde de pompe est émise depuis l'émetteur de pompe n°1. Les deux récepteurs sont utilisés dans le deuxième essai pour les enregistrements simultané des codas, et l'onde de pompe est émise par le transducteur de pompe n°2. Les configurations de mesures correspondant aux trois groupes de résultats (R_{c1p1}, R_{c1p2} et R_{c2p2}) obtenus dans ces deux essais sont rappelées dans le tableau 5.2. Les

Result groupe	Test Number	Coda reception transducer	Pump wave emitter
R_{c1p1}	1	1	1
R_{c1p2}	2	1	2
R_{c2p2}	2	2	2

TABLE 5.2 – Configurations de mesure des trois essais réalisés sur l'échantillon le plus endommagé en changeant le récepteur de la coda ou l'émetteur de pompe pour vérifier l'hypothèse d'une évaluation globale.

résultats du groupe R_{c1p1} sont ceux relatifs à l'échantillon « plus endommagé » présentés dans la section 5.3.2.

Changement de la localisation de l'émetteur de pompe

Les mesures correspondant aux résultats R_{c1p1} et R_{c1p2} (illustrés dans la figure 5.13) sont faites par les mêmes transducteurs de coda mais avec l'onde de pompe émise par deux transducteurs différents. Avec ce changement de la localisation de la source d'excitation, l'efficacité d'excitation à des fréquences spécifiques n'est plus la même (la source d'excitation peut être déplacée d'un ventre à un nœud d'une résonance). En effet le niveau de vibration imposé sur l'endommagement par la résonance à une fréquence spécifique peut être très différent. Néanmoins, le niveau final, qui est la superposition des vibrations de toutes les résonances dont la fréquence est comprise dans la bande d'excitation (ici l'onde de pompe de type chirp), peut conserver un niveau très comparable. Cela est vérifié expérimentalement : les résultats CWI R_{c1p1} et R_{c1p2} sont quantitativement similaires, particulièrement pour les résultats de α qui sont quasiment confondus. Les résultats de Kd ne présentent qu'un décalage de 0,2% à l'amplitude maximale de pompage A_{pump}=60 dB. Dans ce cas là, nous considérons que le niveau d'excitation créée par un tel pompage est spatialement quasi-homogène.

Changement de la localisation du récepteur de coda

Dans les mesures des résultats R_{c1p2} et R_{c2p2}, l'onde de pompe est émise par le transducteur de pompage numéro 2, les signaux de coda sont simultanément enregistrés par les deux transducteurs de coda. Grâce à la réciprocité de trajectoire de propagation de l'onde de coda en régime linéaire, l'influence du changement de la localisation de réception est équivalente à celle de l'émission (i.e. deux signaux émis par une source et reçus par deux récepteurs sont identiques à ceux qui sont obtenus en inversant les fonctionnalités des trois transducteurs). Sur la figure 5.14, les résultats d'analyse de CWI de ces deux mesures sont présentés pour visualiser l'influence d'un changement de la localisation du récepteur de coda. Les résultats sont extrêmement proches pour les deux observables d'analyse de CWI (Figure 5.14(a et b)) : les résultats de Kd sont quasiment identiques, et ceux de α ne présentent qu'un décalage maximal de 0,0002%.

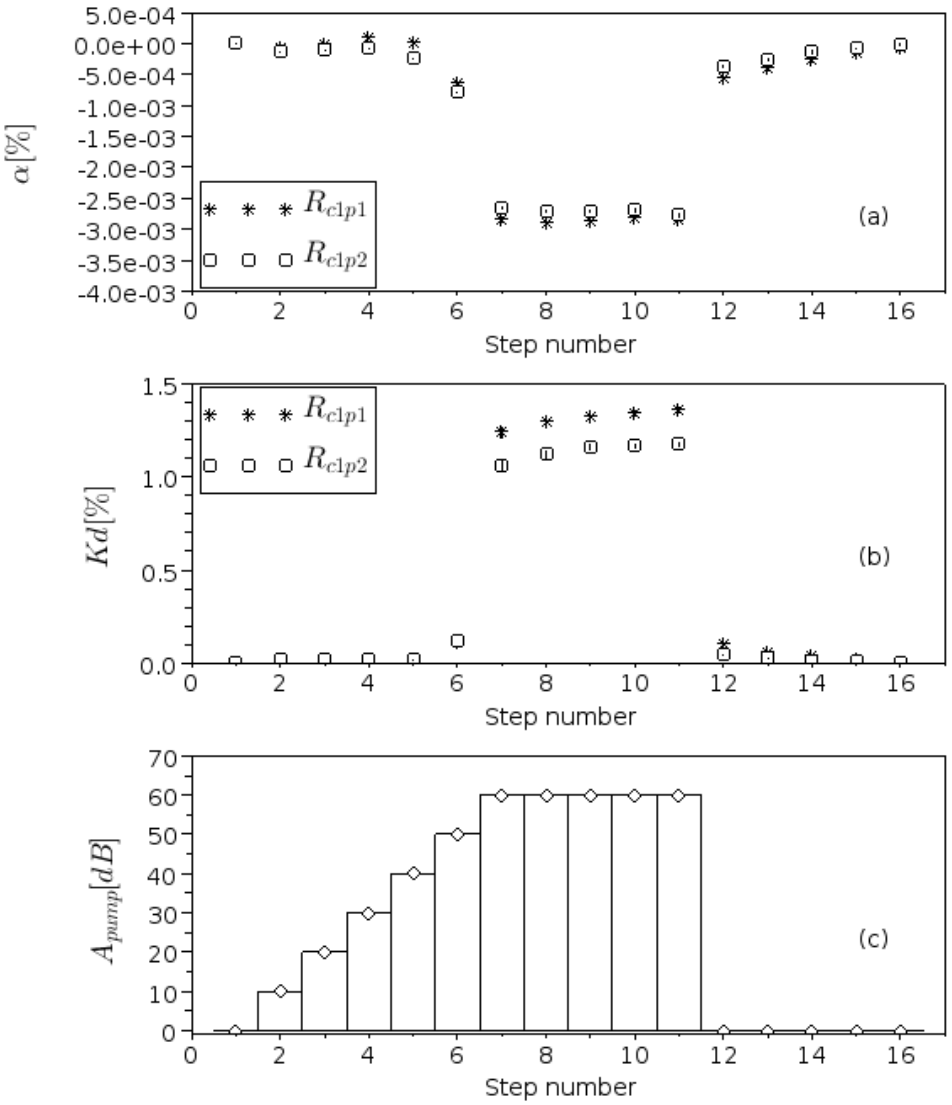


Figure 5.13 – Résultats de CWI des essais de modulation non linéaire de la coda réalisés sur l'échantillon le plus endommagé avec un changement de la localisation de l'émetteur de pompe : (a) variation de la vitesse α vs. numéro de l'étape ; (b) coefficient de décorrélation Kd vs. numéro de l'étape ; (c) l'amplitude des ondes de pompe vs. numéro de l'étape. Les cercle bleus présentent les résultats de CWI de l'échantillon sain et les astérisques rouges présentent les résultats de CWI de l'échantillon endommagé. Les astérisques et les carrés présentent respectivement les résultats de CWI obtenus en utilisant l'émetteur de pompe n° 1 et n° 2 (Figure 5.12).

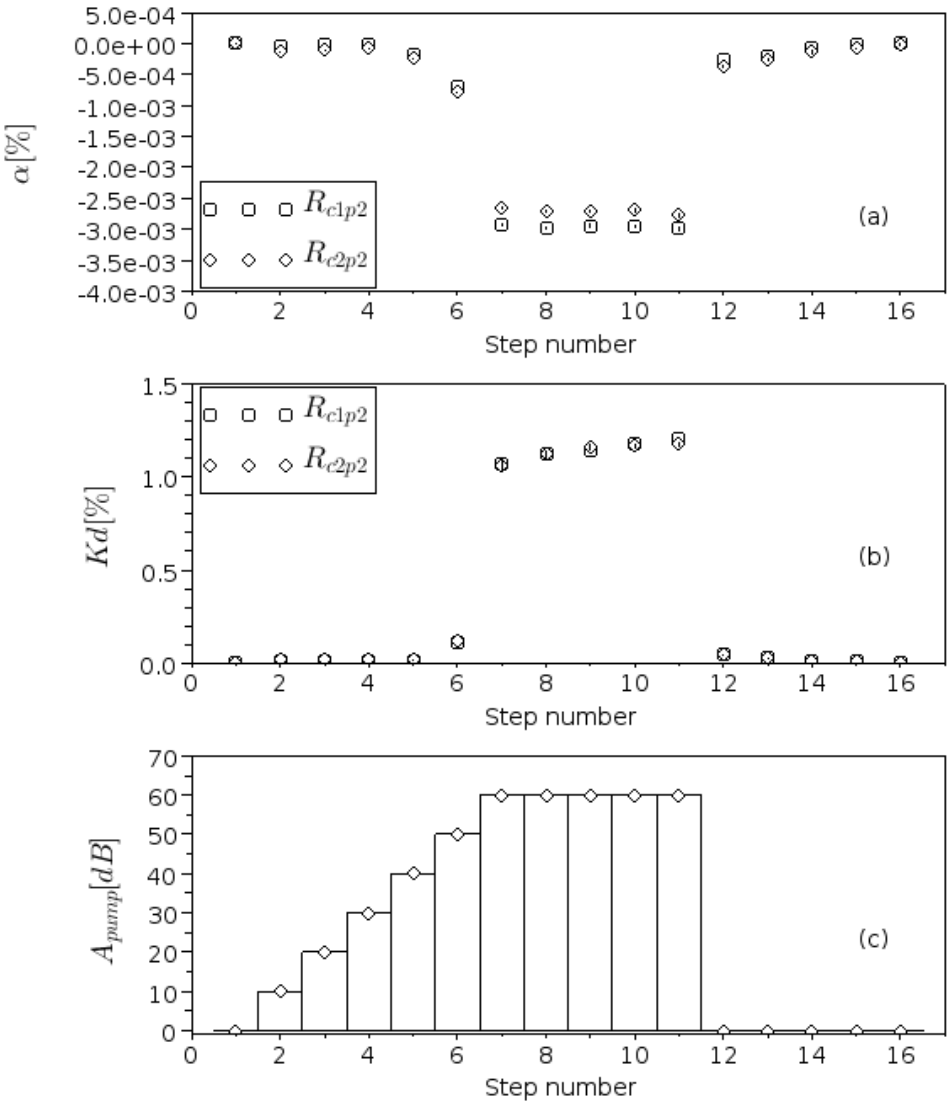


FIGURE 5.14 – Résultats de CWI des essais de modulation non linéaire de la coda réalisés sur l'échantillon le plus endommagé avec un changement de la localisation du récepteur de coda : (a) variation de la vitesse α vs. numéro de l'étape ; (b) coefficient de décorrélation Kd vs. numéro de l'étape ; (c) l'amplitude des ondes de pompe vs. numéro de l'étape. Les cercle bleus présentent les résultats de CWI de l'échantillon sain et les astérisques rouges présentent les résultats de CWI de l'échantillon endommagé. Les carrés et les losanges noirs présentent respectivement les résultats de CWI obtenus en utilisant le récepteur de la coda n° 1 et n° 2 (Figure 5.12).

Nous traçons les résultats des sept premières étapes en fonction de l'amplitude de la pompe en échelle linéaire, et les superposons sur ceux qui sont obtenus sur les échantillons sain et moins endommagé (dans la section 5.3.2) pour évaluer l'influence d'un changement de la localisation du transducteur (de coda où de pompe) sur les résultats CWI par rapport à un changement du niveau d'endommagement. Les résultats expérimentaux (figure 5.15) montrent que la variation des résultats CWI venant d'un changement de transducteur (de coda ou de pompe) est faible devant celle venant de la présence d'un endommagement.

Nous pouvons constater que l'utilisation d'une onde de pompe large bande dans un essai de modulation non linéaire permet d'exciter globalement la structure à plusieurs fréquences de résonances. Même la distribution d'énergie de cette excitation n'est pas parfaitement homogène, mais sa dépendance spatiale reste faible. L'utilisation d'onde de coda et de l'interférométrie de la coda permettent d'examiner finement toute la structure pour évaluer le niveau effectif de la non-linéarité. Une fois le signal de sonde émis, les ondes de coda sont multiplement diffusées et se sont propagées suffisamment longtemps, rendant la sensibilité de la méthode élevée et spatialement quasi-homogène. La modulation non linéaire acoustique présentée ici est capable de suivre le niveau d'endommagement d'une structure en évaluant le niveau effectif de la non-linéarité. Une telle évaluation est dite quasi-globale car tout changement du positionnement des transducteurs (de coda ou de pompe, de source ou de réception) n'a qu'une faible influence sur les résultats.

5.3.4 Influence de la température sur le résultat de l'évaluation

Une variation de la température peut influencer le résultat d'une évaluation de l'état d'endommagement obtenu avec notre méthode de deux manières différentes :

Type 1 Le premier type d'influence vient des variations de température au cours de l'essai. Elle peut affecter les résultats de l'analyse CWI (α et/ou Kd) [32, 33, 36], dégrader la répétabilité de l'essai (cf. Section 2.1.1.2 et Chapitre 3) et la fiabilité du résultat de l'évaluation. Certaines solutions ont été proposées dans le chapitre 3 pour éliminer ou réduire ce biais thermique. Dans le cas spécifique des essais menés dans ce chapitre, comme l'échantillon est placé dans une salle sans contrôle de la température et que chaque essai ne prend qu'un temps très court ($\approx$5 mins) pendant lequel la température ne varie que faiblement, une telle variation de la température est considérée linéaire, et les résultats de l'analyse CWI sont corrigés de façon conforme.

Type 2 Le deuxième type d'influence vient des variations du matériau avec la température, y compris ses propriétés élastiques non linéaires. Les variations peuvent être importantes si les évaluations sont très décalées dans le temps et donc potentiellement en température. Comme notre méthode évalue l'état d'endommagement via le niveau de la non-linéarité du milieu, sans connaitre l'influence de la température sur la non-linéarité, l'interprétation des résultats peut être biaisée, même si l'essai est parfaitement réalisé.

*Un autre type d'influence thermique qui provient de l'effet thermo-élastique n'est pas pris en compte dans cette étude, l'échantillon a des conditions limites libres (figure 5.16) et la dilatation thermique du verre est relativement faible (le coefficient de dilatation thermique pour le verre borosilicate ou Pyrex est 4×10^{-6}, celui de l'acier est 12×10^{-6}).

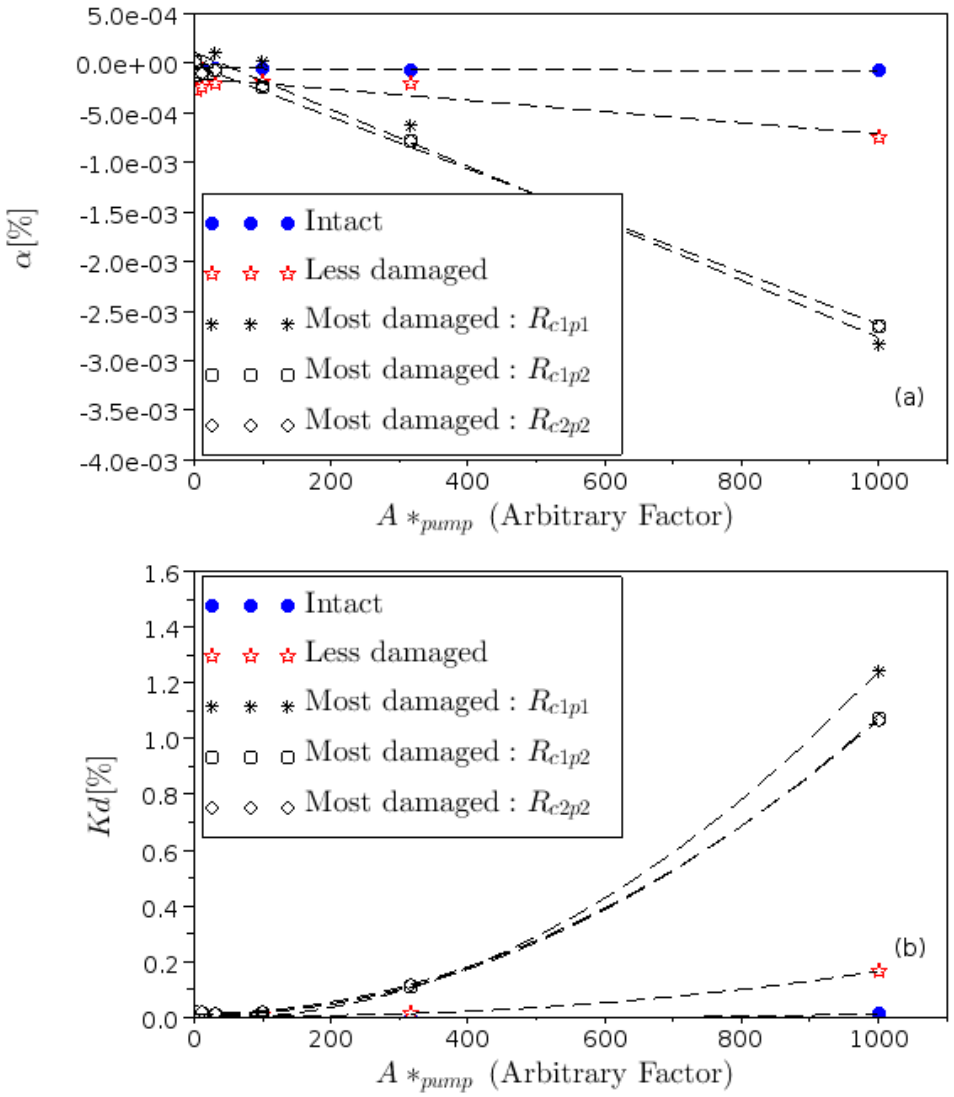
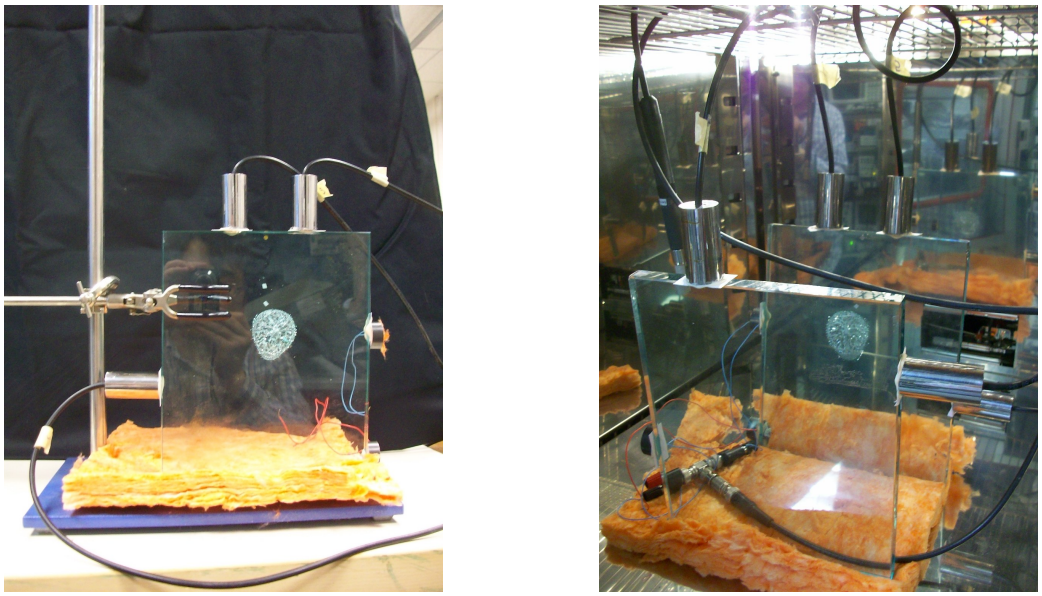


FIGURE 5.15 – Influences sur l'effet de modulation non linéaire de la coda d'un changement du niveau d'endommagement et d'un changement de la localisation d'un capteur : (a) variation de la vitesse α vs. l'amplitude normalisée de pompe ; (b) coefficient de décorrélation Kd vs. l'amplitude normalisée de pompe. Les courbes des modèles linéaire et quadratique sont illustrées en pointillé. Les cercles bleus et les pentacles rouges sont les résultats de CWI des échantillons sain et moins endommagé, les astérisques noirs, les carrés noirs et les losanges noirs sont les résultats des trois essais réalisés sur l'échantillon le plus endommagé en suivant les configurations listées dans le tableau 5.2.



(a) (b)

Figure 5.16 – Photographies de montages expérimentaux : (a) montage expérimental correspondant à la configuration utilisé dans la section 5.3.3 (c.f. Figure 5.12) pour vérifier l'hypothèse d'une évaluation globale ; (b) montage expérimental utilisé dans la section 5.3.4 pour étudier l'influence de la température, dans lequel les échantillons sain et plus endommagé sont mis dans une étuve. Les échantillons reposent sur un materiau d'isolation thermique pour les isoler acoustiquement de leur support.

Nous avons réalisés deux essais pour étudier 1) la répétabilité de l'essai dans un environnement réel et 2) la dépendance de la non-linéarité du milieu à la température. **Le premier essai** simule une évaluation de l'état d'endommagement dans une situation réelle et est constitué de trois mesures. L'essai est effectué sur l'échantillon moins endommagé dans une salle d'essai sans contrôle de la température. Les trois mesures sont réalisées avec 3-heures de décalage entre elles pour se trouver dans un cas exigeant où l'échantillon subit une variation de la température ambiante dans la journée (25± 3°C). Dans **le deuxième essai** les échantillons sain et plus endommagé sont mis dans une étuve en gardant la même configuration de mesure (Figure 5.16(b)). Les mesures sont réalisées simultanément sur les deux échantillons à des températures fixées à 20°C, 30°C et 40°C. Nous avons attendu plus de 150 minutes à chaque fois après un changement de la température pour que la température à l'intérieur des échantillons soit stabilisée. Avec ces températures contrôlées et assez différentes entre elles, nous pouvons simuler le changement de la température entre les saisons et étudier la dépendance à la température pour les milieux linéaires et non linéaires. Les résultats de l'analyse CWI obtenus dans ces deux essais sont présentés dans la figure 5.17.

Les résultats d'analyse CWI du premier essai effectué sur l'échantillon le moins endommagé (les pentacles rouges sur la figure 5.17(a et b)) montrent une répétabilité de l'essai très satisfaisante. Ces trois mesures sont réalisées dans un environnement quasi-libre où la température peut varier librement à cause, par exemple, d'une ouverture de porte, du chauffage dû au fonctionnement des appareils. Comme les mesures sont faites avec trois heures de décalage, la température extérieure présente des variations, et des tendances différentes pour les mesures faites le matin et celles faites l'après-midi. Cependant, les résultats de l'analyse CWI obtenus dans ces mesures, particulièrement ceux de α, sont quasiment identiques. Ceci signifie que les résultats de l'analyse CWI ne sont pas affectés par le premier type d'influence de la température.

Pour le deuxième essai réalisé dans l'étuve, les résultats sur l'échantillon sain (les cercles bleus sur la figure 5.17(a et b)) ne montrent aucune fluctuation en fonction de l'amplitude de la pompe, quelle que soit la température. Ceci montre que l'échantillon sain est linéaire et que cette linéarité est indépendante de la température. Les résultats des trois mesures sur l'échantillon plus endommagé (les astérisques vertes dans la figure 5.17(a et b)) présentent des fluctuations qualitativement similaires, qui sont très dépendantes de l'amplitude de la pompe. Cependant, les niveaux de ces fluctuations sont très décalés à cause des changements de la température. Cette influence de la température est relativement faible pour les résultats de α (Figure 5.17(a)) mais très claire pour les résultats du Kd (Figure 5.17(b)).

Ces résultats sont reproduits dans la figure 5.18 en mettant l'amplitude de la pompe en échelle linéaire. Les coefficients linéaire et quadratique, C_α et C_{Kd}, correspondant à ces deux essais sont déduits et présentés dans le tableau 5.3. Nous constatons que : 1) parmi les deux types d'influence thermique, notre méthode n'est pas sensible au premier type et présente une répétabilité satisfaisante ; 2) pour le deuxième type d'influence, la non-linéarité induite par la présence des défauts est affectée par la température. Même si nous n'avons pas pu déduire la dépendance température–non-linéarité, ce type d'influence ne peut pas compromettre l'identification de l'état d'endommagement car elle reste faible devant le changement de la non-linéarité induite par un changement du niveau d'endommagement ; et 3) α est une

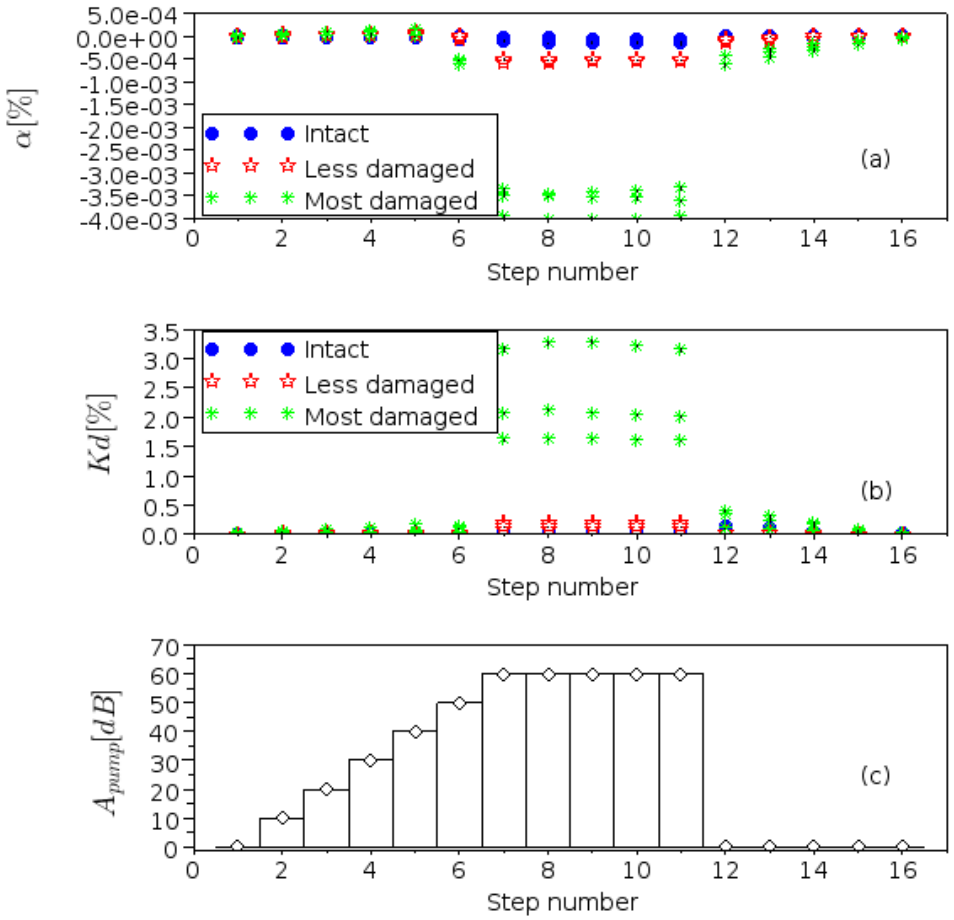


Figure 5.17 – Résultats de CWI des essais de modulation non linéaire de la coda réalisés sur les échantillons sain (cercles bleus), moins endommagé (pentacles rouges) et plus endommagé (astérisques verts) : (a) variation de la vitesse α vs. numéro de l'étape ; (b) coefficient de décorrélation Kd vs. numéro de l'étape ; (c) l'amplitude des ondes de pompes vs. numéro de l'étape. Trois essais sont réalisés sur l'échantillon le moins endommagé qui a subi une fluctuation de la température ambiante de laboratoire dans la journée et sur les échantillons sain et plus endommagé aux températures contrôlées de 20°C, 30°Cet 40°C.

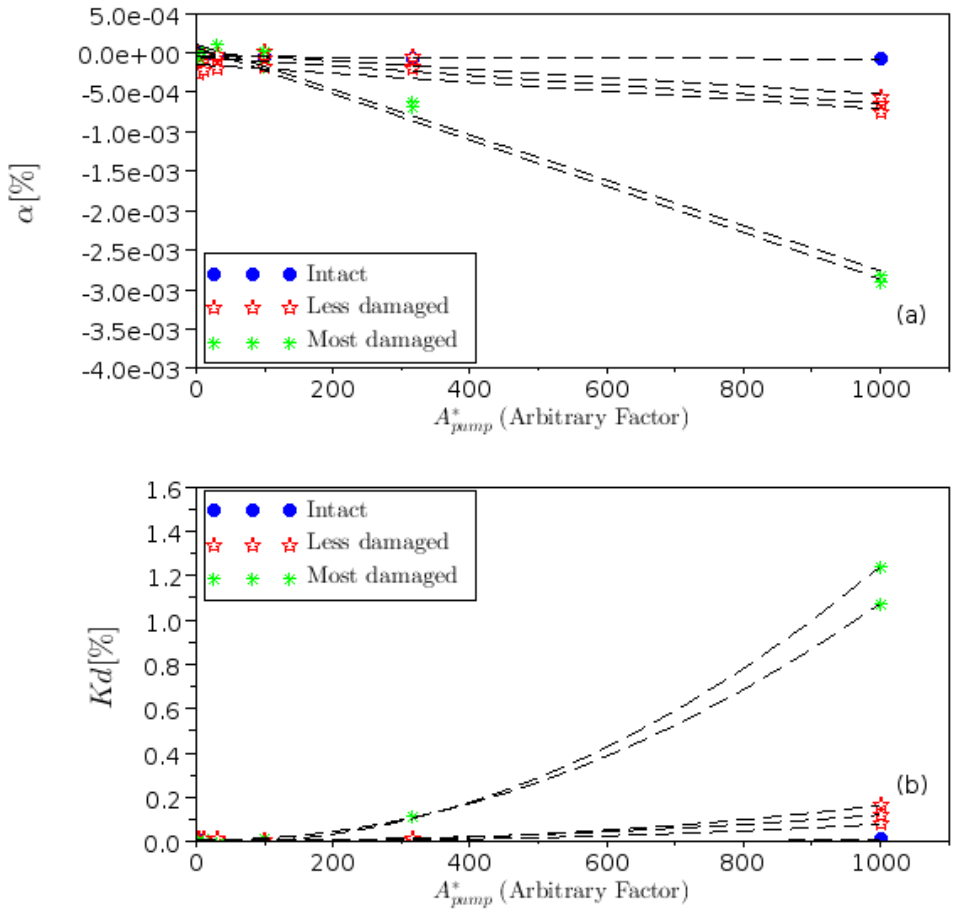


FIGURE 5.18 – Résultats pour les trois échantillons (sain, moins endommagé, plus endommagé) des coefficient C_α et C_{Kd} à différentes températures.

	Temperature in thermostat	Intact Sample	Less damaged Sample	Most damaged Sample
Linear coefficient of α :C_α				
Test 1	20°C	2.3 E-10	5.9 E-9	3.6 E-8
Test 2	30°C	6.4 E-10	5.7 E-9	3.4 E-8
Test 3	40°C	9.9 E-10	5.3 E-9	4.0 E-8
Quadratic coefficient of Kd :C_{Kd}				
Test 1	20°C	4.9 E-10	1.1 E-9	2.2 E-8
Test 2	30°C	2.9 E-10	1.5 E-9	2.4 E-8
Test 3	40°C	5.0 E-10	2.5 E-9	4.2 E-8

Table 5.3 – Résultats des coefficient C_α et C_{Kd} pour les échantillons aux trois différentes niveaux d'endommagement obtenus aux différente température.

meilleure observable que Kd car elle présente une meilleure répétabilité et est moins affectée par l'influence thermique de type 2.

5.4 Conclusion

La théorie classique de la non-linéarité élastique explique bien les comportements non linéaires des matériaux simples (e.g. l'eau, l'air ou matériau crystallin). Ce type de non-linéarité élastique provient des interactions entre les atomes/molécules pour un matériau homogène. Cependant, la théorie de la non-linéarité hystérétique, une non-linéarité non classique, est plus adaptée dans certains cas pour décrire les comportements non linéaires des matériaux avec des microstructures complexes (i.e. le béton, les roches et les milieux avec fissures). Nous avons montré ici, que dans le cas de la méthode mise en oeuvre (modulation non linéaire) et pour les échantillons de verre fissurés, la non-linéarité quadratique hystérétique explique bien les effets non linéaires observés et leurs dépendances en amplitude.

Dans ce chapitre nous avons introduit une méthode acoustique non linéaire pour détecter un endommagement via la non-linéarité induite par la présence des défauts, et pour évaluer le niveau d'endommagement en quantifiant le niveau effectif de la non-linéarité du milieu. Comparée avec les méthodes non linéaires classiques, les caractéristiques particulières de notre méthode sont 1) de combiner la modulation non linéaire et l'interférométrie de la coda et 2) d'utiliser une excitation dynamique large bande (une onde de pompe de type chirp). Sous une telle excitation dynamique, qui permet de créer un champ de déformation d'amplitude spatialement quasi-homogène dans le milieu, les effets non linéaires ont lieu à cause des inhomogénéités non linéaires qui deviennent donc des diffuseurs non linéaires. Sous l'effet dynamique de l'onde de pompe, les modules élastiques et la dissipation acoustique dans les zones de ces diffuseurs varient. Les niveaux de ces variations sont fonction de l'amplitude de l'excitation dynamique de pompe. L'onde de coda examine ensuite globalement le milieu en se propageant très longtemps via des trajectoires complexes qui lui permettent de rencontrer les diffuseurs non linéaires à plusieurs reprise. Les variations des propriétés du milieu sont

donc observées par la coda et représentées d'une manière effective par la valeur de α et de Kd. Le niveau de la non-linéarité peut enfin être évalué via les évolutions des observables de l'analyse CWI (α et Kd) en fonction du niveau d'excitation dynamique (l'amplitude d'onde de pompe A^*_{pump}).

Ces étapes permettent la détection de la présence des diffuseurs non linéaires, d'une manière globale et permettent une forme de quantification, sans avoir besoin d'informations poussées sur l'échantillon, propriétés spécifiques du milieu (e.g. géométrie, matériau, conditions aux limites), diffuseurs (e.g. nombre, localisation et positionnement). Les résultats expérimentaux confirment que la méthode est capable de quantifier le niveau effectif de non-linéarité du milieu et de le relier à l'état d'endommagement. Cette méthode a une répétabilité d'essai en laboratoire satisfaisante et ses résultats ne sont que faiblement influencés par la température où par la localisation des capteurs.

Chapitre 6

Conclusion et perspectives

6.1 Conclusion générale

Ce travail de thèse aborde le développement de nouvelles méthodes d'ECND fondées sur le principe de l'interférométrie de la coda ultrasonore. Pour mettre au point une méthode d'auscultation non destructive, il nous faut établir des liaisons entre des mesures ultrasonores et l'état d'endommagement du matériau. En analysant les signaux ultrasonores, particulièrement ceux du champ incohérent, la CWI nous permet de détecter une modification des propriétés élastiques du milieu de propagation suite à une perturbation (e.g. un chargement mécanique, acoustique ou thermique) via la variation de la vitesse de propagation correspondante. Ensuite, en liant les modifications des propriétés du milieu de propagation aux phénomènes non linéaires élastiques (e.g. l'effet acousto-élastique, l'effet de dynamique rapide et de dynamique lente, etc.), une évaluation du niveau de la non-linéarité élastique du milieu peut être possible. En tenant compte du fait que le niveau de la non-linéarité élastique du milieu est sensible à la présence/au développement de l'endommagement [2, 14, 15], une direction de recherche s'ouvre.

Pour asseoir les travaux sur la CWI, une étude méthodologique est réalisée qui recouvre des aspects théorique, expérimental et de traitement du signal. Enfin, en suivant un protocole expérimental qui compense les biais, en optimisant la configuration des paramètres de calcul associée à un processus de calcul numérique amélioré et en suivant une procédure de validation des résultats, nous pouvons évaluer la variation de la vitesse systématiquement avec une précision de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-6} [18].

La configuration des paramètres de calcul implique la détermination du libre parcours moyen de transport du milieu de propagation. Pour cela, deux modèles sont disponibles selon le phénomène dominant (réflexion multiple ou diffraction multiple) la création des ondes de coda. L'utilisation du modèle correspondant à la diffraction multiple requière une évaluation des paramètres de transport (D et ξ) à partir de l'analyse de l'intensité du champ incohérent.

Il s'est avéré que le protocole de la compensation des biais proposé peut réduire efficacement les biais qui proviennent de la mise en œuvre expérimentale et de la fluctuation de la température. En outre, dans un des nos essais sur le béton, il est observé que ce protocole

permet aussi de réduire la variation des propriétés due à l'évolution du matériau au cours du temps. Cela est particulièrement intéressant pour l'étude du béton car ses propriétés élastiques évoluent rapidement dans les trois premiers mois de sa vie. Bien que ce protocole expérimental ne soit pas une solution complète pour le contrôle des biais, son utilisation reste intéressante grâce à la simplicité de sa mise en œuvre et son niveau de performance. Autrement dit, sans avoir besoin d'intégrer les connaissances d'autres domaines tels que la thermique, l'électronique ou la science des matériaux, les résultats de CWI peuvent devenir plus précis et robustes.

L'application de la CWI dans le but de l'ECND est par la suite recherchée et testée sur deux types de matériaux : le béton et le verre. Le béton est connu comme un matériau hétérogène [26], non linéaire [74] et dissipatif [130], les premières microfissures apparaissent lors de sa prise [131]. Une difficulté de l'ECND du béton est la détection d'endommagement précoce, qui peut se présenter sous la forme de microfissures diffuses. Il convient de mettre au point un indicateur d'endommagement avec une haute sensibilité et d'un niveau quantifiable précisément. Grâce à la CWI (avec la compensation de biais) qui permet d'évaluer les variations de la vitesse dues à l'effet acousto-élastique d'une manière précise et fiable, nous avons suivi l'endommagement léger créé par le fluage en traction directe uni-axiale pendant vingt heures d'une éprouvette en béton en évaluant le coefficient acousto-élastique effectif.

Le verre, est quant à lui un matériau homogène, linéaire et faiblement dissipatif. La création de défauts dans ce matériau introduit une non-linéarité élastique. Des études de la littérature suivent la non-linéarité en observant des phénomènes fréquentiels tel que le décalage d'une fréquence de résonance et la création d'harmoniques [11, 13, 88, 124]. L'utilisation d'ondes monochromatiques implique la possibilité d'avoir des zones de détection aveugles. Pour compléter les méthodes existantes, nous proposons une méthode d'ECND pour la détection d'endommagement et l'évaluation de son niveau globalement. Cette méthode repose sur la modulation non linéaire acoustique, elle implique l'utilisation simultanée d'une onde de pompe pour exciter l'effet non linéaire et d'une onde de sonde pour l'observer.

L'utilisation d'une onde de pompe large bande et d'une onde multiplement diffusée (l'onde de coda) comme onde de sonde permet d'exciter l'effet non linéaire et d'examiner la structure entièrement. En conséquence, la méthode peut détecter, sans zone aveugle, la création de défaut localisé par la présence de la non-linéarité. L'évaluation du niveau de la non-linéarité est aussi global car le résultat a peu de dépendance spatiale. En combinant cette nouvelle méthode avec les méthodes de résonance, une procédure complète d'ECND de détection-localisation efficace est ainsi envisageable.

6.2 Perspectives

Au cours de l'avancement de la thèse, de nombreuses perspectives se sont ouvertes pour l'utilisation de la coda et/ou de la CWI, certaines d'entre elles présentent un fort potentiel pour le domaine de l'ECND. Ces perspectives sont détaillées ci-après pour l'utilisation de la coda ultrasonore et l'ECND du béton avec la CWI.

6.2.1 Utilisation de la coda

Dans les travaux de cette thèse les enregistrements de la coda sont utilisés dans la CWI pour analyser la variation de la vitesse, car cette dernière est reliée aux modifications des propriétés élastiques du matériau. D'autres analyses sont possibles grâce à différents aspects exploitables des signaux. Dans notre étude les paramètres de transport (D et ξ) sont évalués pour configurer le calcul de la CWI, mais ces paramètres eux-mêmes peuvent servir comme indicateurs de l'endommagement. Prenons le béton comme exemple, des études [27, 28] ont montré la sensibilité de ces paramètres à la profondeur d'une fissure débouchant en surface, suite à un endommagement thermique et chimique (alkali-silica réaction). Il est aussi envisageable de détecter le développement des fissures en profitant de la dépendance fréquentielle de ces paramètres. En outre, la forme d'onde de la coda peut être également utilisée pour détecter un endommagement structurel [6, 29]. Autrement dit, sur les mêmes enregistrements, plusieurs analyses peuvent être effectuées pour suivre différents aspects tels que de la phase, l'énergie et la forme d'onde de l'onde de coda ; leurs résultats peuvent se compléter mutuellement.

En raison des trajectoires aléatoires et longues des ondes multiplement diffusées, les informations du milieu de propagation sondées par la coda correspondent à un volume investigué donné. Le volume investigué par la coda est plus important que celui d'une onde cohérente. Dans un milieu non dissipatif ou faiblement dissipatif (e.g. verre ou métal), le volume investigué de la coda peut concerner la structure entière à condition que le temps de propagation soit suffisamment long. Mais, dans un milieu dissipatif comme béton, les ondes ne peuvent que se propager dans un volume plus limité. Cela nous empêche d'avoir des informations globales sur le milieu, mais amène la possibilité de faire de l'imagerie. En outre des études sur la localisation 2D et sur la sensibilité en profondeur de la coda [105, 132], ouvrent la perspective de pouvoir contrôler le volume investigué en variant les fréquences et l'énergie de la source de coda.

6.2.2 ECND du béton avec la CWI

Comme présenté au début du chapitre, nous cherchons l'indication d'endommagement via les propriétés élastiques non linéaires du matériau en utilisant des liaisons directes entre la vitesse de propagation et les propriétés élastiques. Pour cela, l'effet acousto-élastique et l'effet de dynamique rapide sont utilisés pour l'évaluation du niveau de la non-linéarité du matériau et donc du niveau d'endommagement. Quant aux méthodes d'ECND du béton opérationnelles, la mise en œuvre de ces effets sur une structure de béton in-situ est difficile car elles demandent l'application de chargements (quasi-statique/dynamique) contrôlés. L'effet de dynamique rapide illustre la NME (Nonlinear Mesoscopic Elasticity) via la dépendance entre la variation des propriétés élastiques et l'amplitude d'excitation. Il faut donc disposer d'une excitation dynamique bien contrôlée du niveau de la fréquence et de l'amplitude. Cela demande une bonne linéarité des dispositifs expérimentaux. Cependant, l'effet de dynamique lente illustre la NME via la dépendance entre la variation des propriétés élastiques et le temps, et il est montré que la mise en place de cet effet sur le béton est relativement simple [108]. Étant donnée que l'effet de dynamique lente peut illustrer l'élasticité non linéaire

mesoscopique comme l'effet dynamique rapide, son utilisation pour l'ECND du béton est envisageable.

Dans la recherche d'une méthode d'ECND ultrasonore opérationnelle, les biais provenant de l'environnement sont fréquents, comme par exemple ceux causés par la température par exemple. Le champ de température interne des structures peut être compliqué car la variation jour-nuit de la température est importante. Nous pensons qu'il est également possible d'utiliser un chargement thermique contrôlé pour sonder le matériau.

La dépendance entre la température et la vitesse de propagation est observée dans le béton et d'autres matériaux [31–33, 36, 133] : la vitesse de propagation varie linéairement en fonction de la température. Dans le cas du béton, à cause de la présence d'un champ de température, la variation de la vitesse présente un décalage temporel. Le rapport de la variation de la vitesse sur le changement de la température et le décalage temporel dépendent des propriétés thermiques de la structure. Ces propriétés, comme celles élastiques, peuvent être modifiées par la présence de défauts. Dans le cas d'une structure en béton encastrée, la variation de la température peut créer des contraintes internes dues à l'effet thermo-élastique. Dans ce cas là l'effet acousto-élastique dû à la présence de ces contraintes doit être pris en compte.

Annexe A

Liste des publications

Articles de revue

Y. Zhang, O. Abraham, V. Tournat, A. Le Duff, B. Lascoup, F. Grondin, A. Loukili, and O. Durand **Validation of a thermal bias control technique for a Coda Wave Interferometry (CWI)**, *Ultrasonics*, (2013), Vol.53(3), pp.658-664.

Y. Zhang, O. Abraham, F. Grondin, A. Loukili, V. Tournat, A. Le Duff, B. Lascoup, and O. Durand **Study of stress-induced velocity variation and damage detection in concrete under direct tensile force by using thermally-compensated Coda Wave Interferometry**, *Ultrasonics*, (2012), Vol.52(8), pp.1038-1045.

Y. Zhang, V. Tournat, O. Abraham, O. Durand, S. Letourneur, A. Le Duff, and B. Lascoup **Nonlinear mixing of ultrasonic coda waves with lower frequency-swept pump waves for a global detection of defects in multiple scattering media**, *J. Appl. Phys.*, (2013), Vol.113, 064905.

Conférences avec proceedings

Y. Zhang, O. Abraham, E. Larose, T. Planes, A. Le Duff, B. Lascoup, V. Tournat, R. El Guerjouma, L.-M. Cottineau, and O. Durand **Following stress level modification of real size concrete structures with Coda Wave Interferometry (CWI)**, *In : Proc. 2010 QNDE Conf.*. (San Diego-USA), *AIP Conference Proceedings*, (2011), Vol.1335, pp1291-1298.

Y. Zhang, O. Abraham, A. Le Duff, B. Lascoup, V. Tournat, E. Larose, T. Planes, R. El Guerjouma, and O. Durand **Monitoring the stress level of concrete structures with Coda wave interferometry : experimental illustration of an investigated zone**, *In : Proc. 2011 NDTMS Conf.*, (Istanbul-Turkey), *Nondestructive Testing of Materials and Structures*, (2012), RILEM Bookseries,Vol.6.

Y. Zhang, O. Abraham, F. Grondin, V. Tournat, J. Saliba, A. Loukili, A. Le Duff, B. Lascoup, and O. Durand **Suivi du fluage par interférométrie de la CODA : illustration expérimentale lors d'un essai de flexion trois points**, *In : Proc.2011 COFREND Conf.*, (Dunkerque-France), 2011.

Y. Zhang, O. Abraham, X. Chapeleau, L.-M. Cottineau, V. Tournat, A. Le Duff, B. Lascoup, and O. Durand **Study of concrete's behavior under 4-points bending load using Coda Wave Interferometry (CWI) analysis**, *In : Proc. 2012 QNDE Conf.*, (Denver - USA), *AIP Conference Proceedings*, (2013), Vol.1511, pp398-404.

Annexe B

Nonlinear mixing of ultrasonic coda waves with lower frequency-swept pump waves for a global detection of defects in multiple scattering media

Nonlinear mixing of ultrasonic coda waves with lower frequency-swept pump waves for a global detection of defects in multiple scattering media

Yuxiang Zhang[1,2], *Vincent Tournat*[1], *Odile Abraham*[2], *Olivier Durand*[2], *Stéphane Letourneur*[1], *Alain Le Duff*[3], *Bertrand Lascoup*[4]

[1] LUNAM Université, LAUM, CNRS 6613, Université du Maine, Avenue O. Messiaen, 72085 Le Mans, France
[2] LUNAM Université, IFSTTAR, MACS, CS4, F-44344 Bouguenais Cedex, France
[3] Groupe ESEO, 4 rue Merlet de la Boulaye, 49009 Angers, France
[4] ESTACA, Parc Universitaire Laval-Changé, Rue Georges Charpak, 53061 Laval, France

Journal of Applied Physics, 2013, Vol. 113, 064905
doi:10.1063/1.4791585

Abstract

An ultrasonic method providing for an efficient global detection of defects in complex media (multiple scattering or reverberating media) is reported herein ; this method is based on the nonlinear acoustic mixing of coda waves (stemming from multiple scattering) with lower frequency-swept pump waves. Such a nonlinear mixing step is made possible by the presence of nonlinear scatterers, such as cracks and delamination, yet remains absent when the waves are scattered only by linear scatterers, as is the case in a complex but defect-free medium. A global inspection is achieved thanks to the use of wide-band coda and pump signals, which ensure the excitation of many resonances along with a homogeneous acoustic energy distribution in the medium. We introduce the existing sensitivity tools developed for Coda Wave Interferometry (CWI) in extracting the pump amplitude-dependent parameters of the coda waves associated with effective nonlinear parameters of the medium. By comparing results at two damage levels, these effective nonlinear parameters are shown to be correlated with crack presence in glass samples. The mechanisms potentially responsible for the observed amplitude dependence on the tested elastic parameters and waveform modification are discussed.

B.1 INTRODUCTION

Among the array of non-destructive testing (NDT) and evaluation techniques, nonlinear ultrasonic methods offer the common advantage of being preferentially sensitive to nonlinear scatterers in a medium. Cracks, imperfect contacts and delamination are among these nonlinear scatterers, as opposed to low aspect ratio scatterers such as cylindrical and spherical holes or outer medium boundaries, which typically exhibit linear behavior [15, 74, 117, 118].

In complex media composed of many inclusions or featuring complex geometries, crack detection using conventional ultrasonic methods requires extensive knowledge of both the medium properties and geometry associated with powerful modeling and treatment tools. For a fast global inspection of a sample, a situation that is often encountered in industry, these conventional and somewhat cumbersome techniques reveal their limitations. The sensitivity of nonlinear acoustic methods to crack presence allows overlooking medium complexity in order to solely focus on defect responses and moreover may be advantageously used in order to detect early damage [85, 119].

A great variety of nonlinear acoustic interactions have been introduced for characterizing and detecting damage in materials [2, 8, 11, 73, 120]. Among the most widely studied family of nonlinear acoustic methods is nonlinear modulation (also referred to as the nonlinear vibro-acoustic modulation technique [121], dynamic acoustic-elastic test [88] or nonlinear wave modulation spectroscopy [4]). This family of methods typically entails probing the medium with a low-amplitude ultrasonic wave (known as the probe wave) and simultaneously exciting the medium with a large-amplitude wave at a lower frequency (the pump wave). Should the sample provide sufficient acoustic nonlinearity due for example to the presence of a defect, then the strong low-frequency pump wave modulates the medium properties encountered by the weak probe wave, which in turn is also modulated. This weak probe wave may be monochromatic, at a resonance frequency of the sample [7, 122, 123], or else a short wave packet [119]. The pump wave may be a low-frequency vibration of the sample, or an ultrasonic wave that is monochromatic at a resonance of the sample [119] or instead may be due to wide-band excitation by a hammer exciting several low-order resonances of the sample, for instance [4]. Several variants of these widely reported implementations of nonlinear modulation techniques have been proposed. In [124], a wide-band, low-frequency pulse excites a low-order resonance mode at 4 kHz in a sample, leading to the modulation at a defect of an ultrasonic burst at 204 kHz. Once the ultrasonic signal has been time-reversed, filtered at the modulation side lobe frequencies of 200 or 208 kHz and rebroadcasted, an image is obtained of the nonlinear scatterer acting as the source for these new frequencies within the system. In [125], short ultrasonic bursts centered at 1 MHz are modulated by a low-frequency pump wave at 2.9 kHz in water and cracked pyrex. The low-frequency pump wave modulates both the bulk elastic modulus encountered by the probe wave and the acoustic dissipation of the probe wave, thus leading to time shifts and amplitude modulation, respectively, of the ultrasonic bursts. The extracted probe wave velocities, as a function of the low-frequency quasi-static pressure, allow measuring the quadratic nonlinearity parameter β of the medium under study.

Other variants, which either make use of the higher-order modulation side lobes [126] or involve amplitude-modulated pump waves (in this case, the effect is referred to as a modulation transfer or "Luxembourg-Gorky" [122]), have demonstrated even greater sensitivity to crack presence than the classical nonlinear modulation technique (and, consequently, is more sensitive than the conventional linear techniques). More recently, nonlinear photo-acoustic techniques relying on use of the nonlinear modulation method to locally probe individual surface-breaking cracks without contact have been reported [8, 13, 127]. Modulation of the photo-acoustic generation process on a crack [8] and modulation of the transmission and reflection coefficient of a crack for surface waves and skimming waves have been achieved

through a low-frequency, laser-generated thermoelastic stress at $\sim$ 1 Hz [13].

For a global sample inspection, the main drawback of the developed nonlinear modulation methods is the use of resonances or localized excitation, for either the probe wave, pump wave or both of these waves. The nonlinear modulation process requires the presence of both the probe and the pump acoustic strain at a defect location in order to work properly. In resonant mode, the existence of nodes for the strain leads to the existence of "dark" regions for the sensitivity, which is not a satisfactory condition for a global inspection. The existence of dark regions has however been shown to be advantageous for localization purposes [128]. In addition, the resonance configuration requires experimentally identifying and selecting the operating frequencies. This choice can be guided by the working range of the device as well as the amplitudes at the resonances, e.g. so as to maximize nonlinear modulation effects. Such a procedure however depends on the specific sample : it necessitates a "calibration" step and remains quite an open procedure.

Lastly, most methods previously proposed have been designed for coherent waves, whether propagating or resonating, in homogeneous materials. For multiple scattered waves such as the so-called coda waves or for reverberated waves in complex media, to the best of our knowledge only a few attempts have been made to apply nonlinear modulation methods, and these were mainly designed for defect localization [119, 123, 124].

In the present work, our aim is to achieve a global inspection of a complex sample and maximize the detection probability of defects. Moreover, we propose to operate with wide-band coda waves (for the probe wave) and lower-frequency pump waves, swept in frequency. The wide-band nature of both these signals allows distributing the acoustic energy everywhere in the medium, over many possible resonant modes ; consequently, it becomes possible to remove the existence of low-sensitivity regions. We also make use of the sensitivity tools developed within the framework of Coda Wave Interferometry (CWI) in order to extract nonlinear modulation effects on the coda signals. It is demonstrated that the defined nonlinear modulation parameters exhibit high sensitivity to crack presence and that the use of a wide-band swept pump wave is more robust than a monochromatic pump wave. Interpretations of the observed amplitude dependence on global nonlinear modulation parameters are provided at the end of the article.

B.2 EXPERIMENTAL DESIGN

B.2.1 Specimen description

Two identical glass plates (2 cm $\times$ 20 cm $\times$ 20 cm) are considered as specimens for the purpose of our experiment. One plate remains intact and serves as a reference, in which acoustic propagation is observed to be linear ; the other specimen has been slightly damaged by application of a thermal shock. The sample has been locally heated by a hand-held blow-torch and then quickly cooled with water. This protocol causes visible cracking in the sample, with some cracks being buried, while others breaking the surface. Propagation velocity in the glass equals $\sim$ 4,500 m/s for longitudinal waves and $\sim$ 2,750 m/s for shear waves.

B.2.2 Experimental set-up

Three piezoelectric transducers serving different functions are firmly glued onto the edges of each specimen in the same configuration (see Fig. B.1). Two identical transducers with a working frequency range between 200 and 800 kHz are used for the probe wave excitation and detection. The third transducer is a piezoelectric plate and generates the larger-amplitude pump acoustic wave at lower frequencies typically in the range of 15-50 kHz. The exact positions of transducers do not have a significant influence on the results.

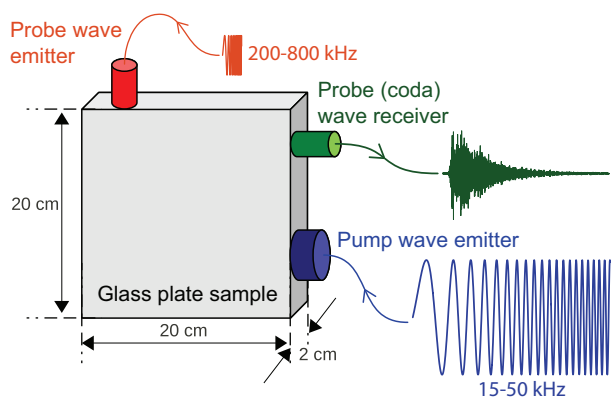


FIGURE B.1 – Schematic diagram of the experimental set-up - Two identical transducers of central frequency $\sim$ 500 kHz are used for the probing coda measurement (chirp : 200-800 kHz), while a third transducer generates the pump acoustic excitation at lower frequencies (monochromatic or frequency-swept signal between 15 kHz and 50 kHz).

For each coda measurement, the 200-μs chirp signal in the 200 - 800 kHz frequency range is generated, amplified and then emitted into the specimen as a probing signal. Synchronously, a 4-ms-long received signal is recorded by the coda probe receiver using a 5-MHz sampling frequency and 16-bit amplitude dynamics. In order to improve the signal-to-noise ratio, an average of 64 successive acquisitions is set as one coda record. With a repetition frequency of 80 Hz, each averaged coda measurement takes less than 1 second. Throughout the experiment, the amplification configuration of the probing signals remains identical.

To induce nonlinear acoustic modulation of the probing coda wave, a lower frequency (15-50 kHz) acoustic pump wave with a higher strain amplitude than the probe wave is launched into the specimen. The pump signals feeding the transducer are amplified by a ®Brüel & Kjær type-2713 power amplifier up to a 200-V peak (corresponding to a power of 200 W and to 60 dB in the following discussion). During the test, the pump signal amplitude is manually altered through the power amplifier gain. We have verified that the real output gain is proportional to the gain displayed on the amplifier.

B.2.3 Signal processing : CWI analysis conducted with the stretching method

The Coda Wave Interferometry (CWI) method assumes the multiple scattering medium to be an interferometer. With the source and receiver unchanged during the experiment, the CWI analysis can detect perturbations of the medium by comparing multiple scattered acoustic waves (coda waves) [19]. In heterogeneous materials like concrete for instance, in which CWI has been successfully applied as a NDT method with high sensitivity [18, 30, 36, 68, 105, 123], the scattered field is primarily formed by the multiple scattering from heterogeneities. In a homogeneous and isotropic solid medium with free boundaries, the scattered wave field is formed by multiple reflections from the boundaries [50, 52], though they exhibit similar properties.

Among the possible CWI analyses, the stretching method [100] is applied herein. This method assumes that the variation in propagation velocity δv_i in the medium results in a stretching/compression of a reference signal $h_0[t]$ (which propagates at an unperturbed velocity v_0), in the direction of the signal $h_0[t(1+\tau_i)]$ with dilatation parameter $\tau_i = \delta v_i / v_0$. The correlation coefficient CC [46] can then be calculated in order to quantify the similarity between the stretched reference signal $h_0[t(1+\tau_i)]$ and the test signal $h_1[t]$ within the time interval $[t_1, t_2]$; this coefficient expression reads :

$$CC^{(t_1,t_2)}_{(h_0,h_1)}(\tau_i) = \frac{\int_{t_1}^{t_2} h_0[t(1+\tau_i)] \cdot h_1[t]dt}{\sqrt{\int_{t_1}^{t_2} h_0^2[t(1+\tau_i)]dt \cdot \int_{t_1}^{t_2} h_1^2[t]dt}}. \tag{B.1}$$

Following a grid search to maximize the correlation coefficient as a function of τ_i, two observables are derived. First, the variation in propagation velocity $\alpha = (v_1 - v_0)/v_0 = \Delta v / v_0$, where v_1 is estimated as the perturbed propagation velocity. α is the value that maximizes $CC^{(t_1,t_2)}_{(h_0,h_1)}(\tau_i)$ among all values of τ_i. Similar to the frequency shift observed in nonlinear resonance experiments, which is often used as an indicator of material micro-damage [11, 73], a velocity variation dependent on the acoustic excitation amplitude can be correlated with the elastic nonlinearities of the sample. Second, the remnant coefficient of correlation Kd$= 1 - CC(\alpha)$, which is a normalized coefficient indicating the level of decorrelation (from 0% to 100%) between two signals, can be calculated. This waveform distortion measurement of coda waves (Kd or equivalently $CC(\alpha)$) has been shown to be amplitude-dependent in certain cases [106].

During the complex propagation of acoustic waves, the field is scattered from longitudinal waves to shear waves and vice versa many times, both at the medium boundaries and at the scatterers. With a sufficiently long propagation time compared to the characteristic scattering time t^*, ($t \gg t^*$), reflections on boundaries and scattering events can take place so many times that the acoustic energy partition reaches equilibrium. Using the model proposed in [50], t^* is estimated at 0.2 ms for our glass samples. The starting time of the interval t_1 used for the CWI analysis is therefore set as $t_1 = 10 \cdot t^*$ to ensure : 1) use of a diffused wave field, and 2) a global investigation of the entire specimen. The range of the studied time interval $t_2 - t_1$ is chosen as 500 μs, such that it includes enough signal periods (100 periods at the lowest frequency of 200 kHz) to calculate the correlation coefficient in a reliable manner.

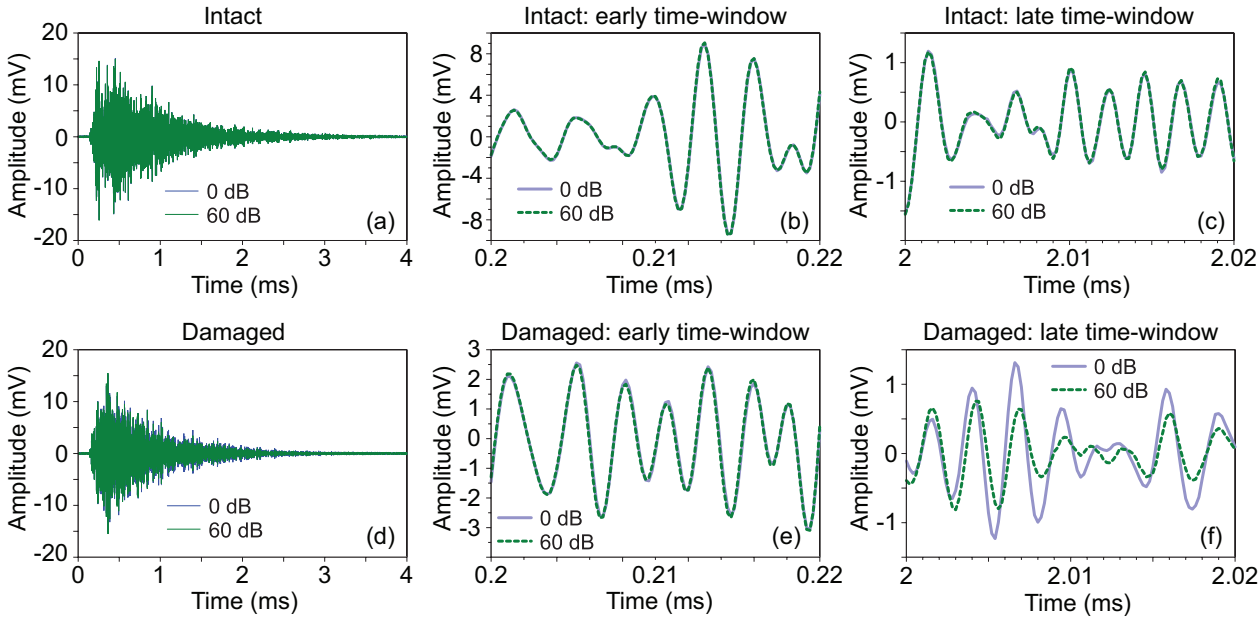


FIGURE B.2 – Experimental temporal coda signals recorded from both specimens : (a, b, c) for the intact specimen, and (d, e, f) for the damaged specimen, with two different pump wave amplitudes A_{pump} (0 dB and 60 dB). The pump waves are monochromatic sine signals at one resonance frequency of each specimen. (a) and (d) are the received (probe) coda signals ; (b) and (e) are close-ups of the coda signals during an early time interval (20-μs wide from time 0.2 ms) ; and (c) and (f) are close-ups of the coda signals during a late time interval (20-μs wide from time 2 ms).

B.2.4 Experimental procedure

As shown in Figure B.3c, each of our tests comprises 16 steps. During the first six steps, the pump wave amplitude A_{pump} is increased step-by-step from 0 dB to 50 dB, with a 10-dB increment at each step. Next, the amplitude is raised to its maximum level of 60 dB and held at that same level for the five subsequent steps. Afterwards, A_{pump} is decreased directly from 60 dB back to 0 dB and then remains at 0 dB for the five final steps. Each step lasts about 20 seconds, during which time 10 coda signals are continuously recorded. Setting the first coda recording in each test as a reference, the CWI analysis is then applied to all test coda signals. For the 10 signals recorded during a single step, the average of their CWI analysis results are calculated and used as a final result. For the sake of simplicity, the experimental values of α and Kd are from this point on taken as the average result for each step. The absence of error bars in Figure B.3, B.4 and B.5 is due to the fact that standard errors of averaged results are too small to be represented schematically (much smaller than the icon used in these figures).

Since the entire experimental system is placed in a laboratory without temperature control, both the observables of CWI analysis results can be affected by a temperature change [31]. Even though these observations are small, the CWI analysis results still contain bias originating from the variation in environmental temperature. Knowing that each test takes only a very short amount of time (5±1 min), a model based on a linear approximation has been adopted to compensate for the influence of temperature variations on CWI analyses (all results presented in this article are temperature corrected).

B.3 EXPERIMENTAL RESULTS

B.3.1 Nonlinear wave mixing caused by the presence of cracks

During the first test, pump waves in the form of monochromatic sine signals are used in both specimens (intact and damaged). The two pump signal frequencies are adjusted manually in order to coincide with resonances in each sample (similar detected pump signal amplitudes at these resonances are observed). The pump frequencies used are : 32.856 kHz for the intact specimen, and 39.166 kHz for the damaged specimen. The corresponding experimental coda signal recordings are shown in Figure B.2, both with and without pump wave excitation.

In Figures B.2a-c, the probe coda signals are obtained in the intact sample, while in Figures B.2d-f they stem from the damaged sample. The two curves in each graph have been recorded from the same specimen but with different pump wave amplitudes, A_{pump}=0 dB and A_{pump}=60 dB. The maximum pump amplitude found here, i.e. A_{pump}=60 dB at $\sim$ 30 kHz, corresponds to an imposed acoustic displacement of $\sim$1 nm, which is estimated to correspond inside the medium to an acoustic strain amplitude of $\sim 10^{-5}$ at a resonance with a quality factor of 500. The received coda signals from the intact and damaged specimens (Figs. B.2a and d) reveal similar amplitudes and shapes. Detailed presentations of these coda signals

are shown for the early (Figs. B.2b,e) and late (Figs. B.2c,f) time intervals. For the intact specimen, two signals recorded with different pump wave amplitudes are practically identical in both Figures. B.2b and B.2c for the early and late time intervals. This finding indicates that regardless of the propagation distance, no pump amplitude-dependent phenomenon has been observed, which is consistent with the supposition of good elastic linearity for the intact glass. For the damaged sample, the change in pump wave amplitude obviously causes phase shifting and waveform distortion of the probe coda recording for the late time interval (Fig. B.2f). This finding indicates that nonlinear acoustic modulation between pump waves and coda waves has taken place. Neither phase shifting nor waveform distortion however can be clearly observed in the signals for the early time interval (Fig. B.2e). The difference in observations between Figures B.2e and B.2f indeed demonstrates the benefit of combining CWI analysis with the nonlinear acoustic modulation method. The long and complex propagation paths of coda waves make it possible to : 1) amplify the influence of a pump-induced velocity change on signal phase shifting ; and 2) repeatedly investigate the nonlinear scatterers (such as cracks), which are localized defects at the origin of the nonlinear modulation effect.

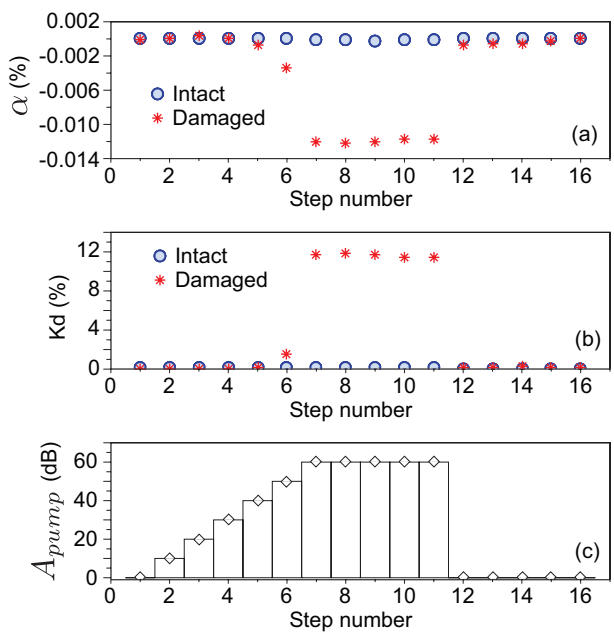


FIGURE B.3 – (color online) Results of CWI analysis of probe coda waves mixed with monochromatic pump waves : (a) Velocity variation α vs. step number ; (b) Remnant correlation coefficient Kd vs. step number (red asterisks stand for CWI results in the damaged specimen, while blue circles represent results for the intact specimen) ; and (c) Excitation amplitude of the pump waves at each step of the test.

As illustrated in Figure B.3, the CWI analysis results indicate consistency with the direct observations of coda signal recordings (Fig. B.2). For the damaged specimen, when A_{pump} is increased from 0 to 60 dB, the propagation velocity of the probing coda waves decreases by 0.012% (Fig. B.3a), and the waveform shape is modified (Kd exhibits a 12% increase in Fig. B.3b). When A_{pump} is decreased back to 0 dB after an excitation to 60 dB, both

α and Kd return to values very close to the initial values obtained at the beginning of the test (i.e. at 0 dB). A very small and slow dynamic relaxation effect after conditioning at 60 dB is observed. Such relaxation effects that occur at time scales much larger than the pump acoustic wave period are part of the nonlinear slow dynamic effects and have been proven to be sensitive to damage presence in several experiments [15, 73, 74, 108, 117]. Here they are however much smaller than the observed fast dynamic effects associated to the pump amplitude changes. These amplitude-dependent variations in α and Kd are robust observations of nonlinear acoustic mixing effects in the damaged specimen. In Figure B.3, neither α nor Kd for the intact specimen show any significant pump-amplitude dependence throughout the entire test.

B.3.2 Dependence of the nonlinear mixing process on the frequency of monochromatic pump waves

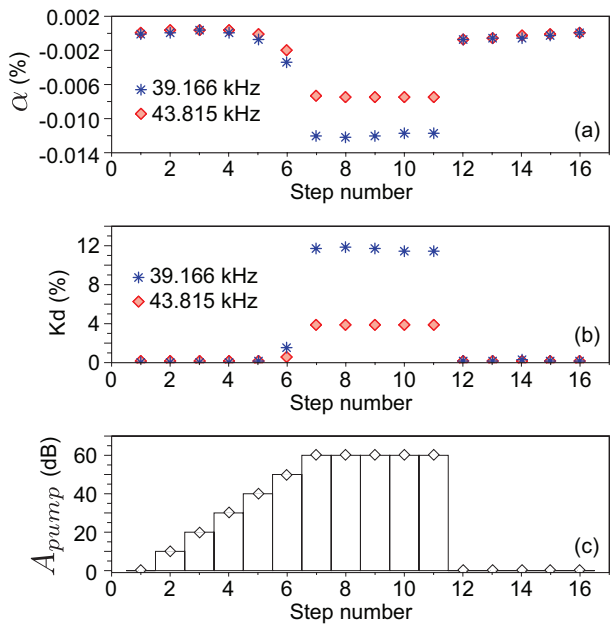


Figure B.4 – Pump frequency dependence on the nonlinear acoustic mixing test, for monochromatic pump waves ; (a) Velocity variation α vs. step number ; (b) Remnant correlation coefficient Kd vs. step number (data are obtained from the damaged specimen with pump waves at two different frequencies) ; and (c) Excitation amplitude of the pump waves at each step of the test.

Based on the results from Section B.3.1, the pump-induced change of α and Kd is caused by the presence of cracks in the glass sample, which are considered as the nonlinear scatterers in an otherwise linear host propagation medium. The importance of this phenomenon in a resonant configuration of pump waves might however depend on the exact position of the scatterers [119, 128]. A single nonlinear scatterer at a node of the pump wave resonance mode is assumed to induce almost non nonlinear effect, for instance, while intermediate situations could induce various sensitivities to crack detection. In the test presented in Section B.3.1,

monochromatic pump waves at different resonant frequencies are used for each specimen. Although the two plates have the same dimensions and are made of the same material, their resonance frequencies differ due to the presence of damage or a slight differences in the ultrasonic transducer positions. In order to verify the influence of pump wave frequency on the nonlinear mixing effects quantified by the CWI analysis, this same test has been conducted on the damaged specimen with a different pump resonance frequency found within a slightly higher-frequency range. It has been corroborated that transducer efficiency practically remains unchanged at these different pump frequencies.

The CWI analysis results for this test are shown in Figure B.4, along with results from Section B.3.1 for comparative purposes. The CWI analysis results of these two tests are qualitatively similar : α and Kd still show clear pump amplitude-dependent variations. Quantitative variations in the extracted parameters however are observed to be different. Two main effects can explain this quantitative difference. For two pump resonances in the sample, the modal shape changes and pump strain amplitudes in the sample are capable of differing (e.g. due to the efficiency of mode excitation and its quality factor). For both these effects, a different pump strain amplitude might be present at a particular crack depending on pump frequency. Consequently, the nonlinear mixing process efficiency, which is based on the modulation of crack properties as perceived by a weak probe wave, can differ significantly.

In order to minimize this pump frequency dependence on the extracted α and Kd, we propose the use of frequency-swept pump waves instead of searching for close resonance frequencies (under ideal conditions leading to the exact same pump amplitude and modal pattern in both specimens, which is impractical, difficult to achieve and less robust). With frequency-swept pump waves, excitation occurs over a relatively wide band (in our case, 15-50 kHz in 11 ms), hence the samples can be excited homogeneously in space over multiple modes. These swept pump frequencies correspond to a range in which more than 10 resonance modes of the samples can be observed. For the swept signal, the amplitude of pump waves A_{pump} within the medium is thus the mixed result of vibrations over many resonant modes. Compared to the amplitude of a monochromatic pump wave, the overall achieved pump amplitude obtained in the sample with frequency-swept pump waves almost loses its frequency dependence entirely and is assumed to be more homogeneously distributed in the sample. Consequently, the probability of unexcited cracks due to their location at a given pump resonance node almost equals zero, thereby making it possible to conduct a global inspection.

B.3.3 Nonlinear mixing effect induced by frequency-swept pump waves

According to the solution proposed in Section B.3.2 above, we now reproduce the test from Section B.3.1, but with a pump signal that is linearly swept in frequency between 15 and 50 kHz, instead of a monochromatic sine pump wave. The sweeping time of the pump signal is 11 ms and swept signals are continuously generated. In order to distribute the effect of the swept pump waves on the coda waves, pump and probe signals are generated in an asynchronous manner. Averaging the received coda signals over 64 shots, combined with the

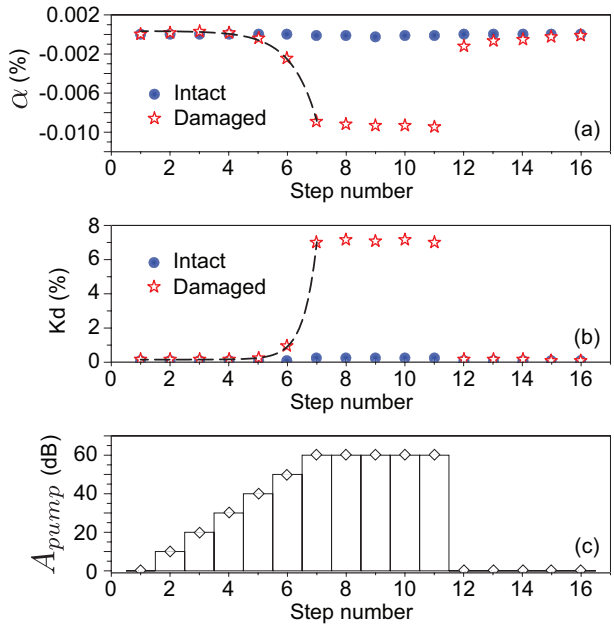


Figure B.5 – Pump frequency dependence of the nonlinear acoustic mixing test, for swept pump waves. Pump signals are swept linearly in frequency between 15 and 50 kHz ; (a) Velocity variation α vs. step number ; (b) Remnant correlation coefficient Kd vs. step number (red stars stand for CWI results in the damaged specimen, while blue discs represent results for the intact specimen ; dashed lines are the linear and quadratic fits of pump amplitude dependencies on the parameters α and Kd respectively, and are reproduced in Fig. B.6) ; and (c) Excitation amplitude of the pump waves at each step of the test.

absence of synchronization, ensures a well-distributed and average nonlinear effect on the coda signals. As illustrated in Figure B.5, CWI analysis results are qualitatively similar to results obtained with monochromatic pump waves (Fig. B.3). The nonlinear mixing effect has been confirmed by the A_{pump} dependence of both CWI observables, due to the presence of the nonlinear scatterers in the damaged specimen. Meanwhile, in the intact specimen without cracks, no pump amplitude-dependent phenomenon can be observed.

The CWI results obtained under the acoustic mixing effect can be considered as a manifestation of the specimen's nonlinearity ; these signs include : 1) the decrease in elastic modulus (elastic softening) with an increase in pump amplitude, thus leading to the decrease in α (propagation velocity) ; and 2) the nonlinear dissipation of acoustic energy, which alters the probe coda signal waveform, i.e. leads to an increase in Kd vs. pump amplitude.

Both variations, α vs. A_{pump} and Kd vs. A_{pump}, in Figure B.5 exhibit a pump amplitude dependence that is difficult to extract because A_{pump} is expressed in terms of dB. By using a linear scale for A_{pump}, normalized to the lowest amplitude at 0 dB, the CWI analysis results of the damaged specimen are plotted in Figure B.6 as a function of pump amplitude. A linear fit for the evolution of propagation velocity α as a function of pump amplitude agrees well with the CWI data (Fig. B.6a). For the remnant correlation coefficient Kd, a quadratic increase with pump amplitude is found (Fig. B.6b).

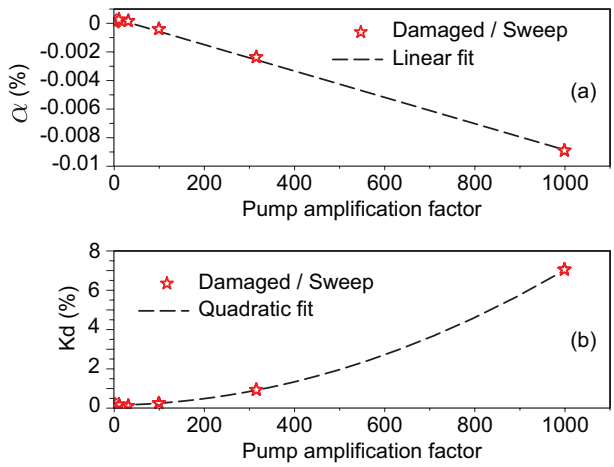


FIGURE B.6 – Pump amplitude dependence of CWI observables α and Kd ; (a) Velocity variation α vs. normalized pump amplitude ; and (b) Remnant correlation coefficient Kd vs. normalized pump amplitude. Both the linear and quadratic fits of the experimental results are proposed.

Quadratic hysteretic nonlinearity is known to be responsible in a damaged medium for the downward shift in resonance frequency (or equivalently in wave velocity or elastic modulus). This relative frequency shift is observed as being proportional to wave amplitude in the medium [11, 15, 73]. Quadratic hysteretic nonlinearity also leads to an increase in wave attenuation : the relative change in inverse quality factor is observed to shift proportionally with wave amplitude. For the downward shift of the relative wave velocity being proportional to wave amplitude $\Delta v/v \propto A_{pump}$, the effect is clear in the CWI result on the parameter α. Quadratic hysteresis nonlinear softening leads to $\alpha \propto A_{pump}$.

For the shift in inverse quality factor $\Delta(1/Q) = (1/Q_1 - 1/Q_0) \propto A_{pump}$ and its relation to the associated CWI parameter Kd, the derivation step is less straightforward. Let's consider that in the late times of the coda where the CWI analysis is performed, the amplitude decrease in the signal closely resembles an exponential decay over time, featuring a coefficient γ associated with losses in the medium [62, 129]. For a quasi-monochromatic wave, the received signal is assumed to be of the simple form, i.e. :

$$h_1(t) = B\cos(\omega_0 t)e^{-\gamma(\omega_0, A)t}, \tag{B.2}$$

with ω_0 the angular frequency of the signal, B its amplitude and $\gamma(\omega_0, A)$ an attenuation coefficient dependent on the frequency and pump wave amplitude in the medium, under the assumption $A \propto A_{pump}$. Here, the nonlinear shift in velocity is considered infinitely small and thus neglected. An inverse quality factor shift, of the form $\Delta(1/Q) = (1/Q_1 - 1/Q_0) \propto A$ consistent with the quadratic hysteresis, leads to an attenuation coefficient of the following form :

$$\gamma(\omega_0, A) = \gamma_0(1 + \varepsilon A), \tag{B.3}$$

where ε is a nonlinear attenuation parameter and $\gamma_0 = \gamma(\omega_0, A \to 0)$ the attenuation coefficient for infinitely low wave amplitude. In contrast with most observations, whereby nonlinear shifts in velocity and attenuation occur as part of a self-action process (for the pump wave itself, such as in a nonlinear resonance experiment) [11, 73], it is assumed that the pump wave modifies the elasticity and wave attenuation of the medium probed by the weak amplitude coda wave at a higher frequency. The very distinct amplitudes between the pump wave and the coda wave ensure that the interaction regime is simplex (i.e. a single maximum and a single minimum during each wave period), even though a difference of one order of magnitude exists across the central frequencies. Furthermore, the fact that the pump wave excitation is not synchronized with the probe wave and that a temporal averaging step is performed for the coda ensures that the nonlinear shifts in the elastic and dissipative parameters induced by the pump wave exert an "effective" influence on the coda, i.e. the coda probes a medium with constant and shifted elastic and dissipative parameters.

The reference probe signal in the absence of pump wave excitation can be written as :

$$h_0(t) = B\cos(\omega_0 t)e^{-\gamma_0 t}. \tag{B.4}$$

By substituting Equations B.2-B.4 into the expression of correlation coefficient (Eq. B.1) for $\alpha = 0$ (since the velocity shift has not been considered herein) and considering small nonlinear attenuation as well as small linear attenuation between times t_1 and t_2 in the time interval analysis, the following dependence is obtained to the first order in wave amplitude A :

$$CC(0) \simeq 1 - (\gamma_0 \varepsilon A)^2, \tag{B.5}$$

which yields,

$$\mathrm{Kd} \simeq (\gamma_0 \varepsilon A)^2. \tag{B.6}$$

This result demonstrates that a nonlinear shift of inverse quality factor, proportional to the pump wave amplitude (as observed and predicted for the quadratic hysteresis in a simplex regime) leads to a quadratic increase in coefficient Kd vs. pump wave amplitude. Such is the dependence observed in Figure B.6 for Kd. Consequently along with the shift in parameter α proportional to the pump wave amplitude A_{pump}, the results presented in Figure B.6 are equivalent to classical nonlinear resonance method results in a medium with quadratic hysteretic nonlinearity [73, 74]. They have been obtained here for probing coda waves influenced by a wide frequency-band (multi-resonant) pump wave.

Lastly, we would like to mention that the coefficient Kd obtained from a comparison of two probe coda signals generated with two different pump wave amplitudes, is highly sensitive to the central time of the analysis interval ($[t_1,t_2]$). The later the analysis interval in the coda signal, the greater the value of obtained parameter Kd. This finding is due to the cumulative nature of the nonlinear mixing process, which manifests itself in a larger signal decorrelation at late times than at early times of the coda. In other words, the late arrival times of the

coda correspond to waves that have interacted more extensively with nonlinear scatterers than the waves corresponding to early times. This observation differs for the parameter α, which already catches the cumulative effect of elastic modulus softening (or wave velocity change) due to signal stretching quantification (corresponding to a larger coda signal phase shift at late times rather than earlier).

B.4 DISCUSSION AND CONCLUSION

In this work, a NDT method combining the use of Coda Wave Interferometry (CWI) with a nonlinear acoustic modulation process has been developed. This method show the capabilities of global detection of defects using coda signals that potentially originate from multiple scattering or reverberating media. The main idea herein is to utilize wide-frequency band signals, for both the probing coda signals (200-800 kHz frequency sweeps) and pump wave (15-50 kHz frequency sweeps), which acts to modulate the medium properties encountered by the probe (coda) wave. Since the probe exciting signals are shorter than the pump signals, we relied on temporal averaging combined with asynchronous excitation of probe and pump signals in order to average the nonlinear mixing effect of the pump on the probe wave. The fact that both signals are wide-frequency band ensures the excitation of many ultrasonic modes of the samples and the scatterers, as well as a homogeneous distribution of acoustic energy within the inspected region. Consequently, it is anticipated that the existence of low-sensitivity regions in the sample (associated, for instance, with a node of a resonance mode for a monochromatic pump wave from similar existing methods) is strongly limited in this case and moreover that a global inspection with improved defect detection probability can be achieved.

In a complex linear medium, the scatterers are linear (holes, complex geometrical shapes), and the nonlinear wave mixing process giving rise to the method does not take place. On the other hand, if some cracks and delamination (nonlinear scatterers) are present in a host complex linear medium, then the pump wave influences the detected coda signal and the method observables show high sensitivity to the presence of defects. In addition, the CWI method is used to analyze small changes in the coda signal induced by the pump wave, which take the form of either a stretching effect (due to an average wave velocity variation in the medium) or a decorrelation effect associated with the attenuation or shape distortion of the coda signal (due, in turn, to a variation in the dissipation and scattering properties of the medium). We observe a pump amplitude dependence of these two effects, as quantified by the parameters α and Kd respectively. The values of these parameters are consequently indicators of the presence of damage and, possibly, the damage type and level. We have demonstrated in this paper that such parameters are sensitive to the level of damage induced in glass plate samples.

The method is found to be robust and the results reproducible. This outcome may be associated with the use of a well-defined and reproducible pump excitation compared to the reported use of a hammer in some cases as a low-frequency pump wave excitation. The amplitude dependencies of CWI parameters are found to be linear for α and quadratic for Kd, an observation consistent with the quadratic hysteretic nonlinearity, which is known to

induce linear shifts in pump amplitude of the relative velocity and the inverse quality factor, within a self-action process. Here however, these shifts are observed for coda waves that probe a complex medium modified by the action of a different pump wave. We have verified that a simplex regime of nonlinear interactions is applicable in this case (featuring a single minimum and single maximum of the signal over a wave period). As such, quadratic hysteresis leads to probe modulation effects by a strong pump wave that are similar to the sine wave self-action.

This method is being proposed as a technique for the global inspection of a multiple scattering medium, yet this global characteristic is invariably conditional. For reverberating waves in a small-sized sample such as the glass plates used in this study, we definitively achieve a global inspection. Regarding concrete for example, which is a typical multiple scattering medium with numerous applications, due to energy dissipation and wave scattering, the acoustic energy can only be transported within a limited volume [134]. In this case, the inspection is therefore limited to a region of the sample where the pump and probe waves are mixed. In multiple scattering media, the inspection remains localized in the region where acoustic wave energy can be transported.

As opposed to glass, concrete is initially a nonlinear medium regardless of its intact vs. damaged state. The additional nonlinearity caused by early-stage damage might not be as significant for concrete as it is for glass with small cracks compared to an intact glass specimen. For this reason, the observation reported above of a slow dynamic effect is of interest. Since both nonlinear phenomena, i.e. nonlinear acoustic mixing and slow dynamics, may be induced by acoustic excitation and detected by CWI analysis, a damage detection based on these two phenomena might be more robust and conclusive in concrete. Finally, we would like to mention that this method is compatible with laser-generated and laser-detected probe signals free of contact with the sample, while the pump signal is being generated by a piezo-transducer.

ACKNOWLEDGEMENTS

This research has been supported by the ECND-PdL (a cluster of laboratories dedicated to the issue of Non Destructive Evaluation and Control), founded by the Région Pays-de-la-Loire (France). Our thanks are extended to Robert Sachs, a native English speaker commissioned to proofread the final version of this paper.

Bibliographie

[1] W. Suaris and V. Fernando, "Detection of crack growth in concrete from ultrasonic intensity measurements," *Materials and Structures*, vol. 20, pp. 214–220, 1987. 1

[2] P. B. Nagy, "Fatigue damage assessment by nonlinear ultrasonic materials characterization," *Ultrasonics*, vol. 36, no. 1-5, pp. 375 – 381, 1998. 1, 25, 84, 119, 127

[3] K. Van Den Abeele and J. De Visscher, "Damage assessment in reinforced concrete using spectral and temporal nonlinear vibration techniques," *Cement and Concrete Research*, vol. 30, no. 9, pp. 1453 – 1464, 2000.

[4] K. Van Den Abeele, A. Sutin, J. Carmeliet, and P. Johnson, "Micro-damage diagnostics using nonlinear elastic wave spectroscopy (news)," *NDT & E International*, vol. 34, no. 4, pp. 239–248, 2001. 29, 84, 85, 127

[5] Y. Lu and J. E. Michaels, "A methodology for structural health monitoring with diffuse ultrasonic waves in the presence of temperature variations," *Ultrasonics*, vol. 43, no. 9, pp. 717 – 731, 2005. 50, 54

[6] J. E. Michaels and T. E. Michaels, "Detection of structural damage from the local temporal coherence of diffuse ultrasonic signals.," *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 52, no. 10, pp. 1769–1782, 2005. 8, 121

[7] V. Y. Zaitsev, V. Nazarov, V. Gusev, and B. Castagnede, "Novel nonlinear-modulation acoustic technique for crack detection," *NDT & E International*, vol. 39, no. 3, pp. 184–194, 2006. 84, 127

[8] N. Chigarev, J. Zakrzewski, V. Tournat, and V. Gusev, "Nonlinear frequency-mixing photoacoustic imaging of a crack," *Journal of Applied Physics*, vol. 106, p. 036101, Jan 2009. 84, 85, 127

[9] M. Caleap, C. Aristégui, and Y. C. Angel, "Effect of crack opening and orientation on dispersion and attenuation of antiplane coherent wave," *Geophysical Journal International*, vol. 177, no. 3, pp. 1151–1165, 2009.

[10] B. Chassignole, R. El Guerjouma, M. A. Ploix, and T. Fouquet, "Ultrasonic and structural characterization of anisotropic austenitic stainless steel welds : Towards a higher reliability in ultrasonic non-destructive testing," *NDT & E International*, vol. 43, pp. 273–282, JUN 2010.

[11] A. Novak, M. Bentahar, V. Tournat, and R. El Guerjouma, "Nonlinear acoustic characterization of micro-damaged materials through higher harmonic resonance analysis," *NDT & E International*, vol. 45, pp. 1–8, 2012. 84, 97, 98, 120, 127, 130, 137, 138

[12] O. Abraham, B. Piwakowski, G. Villain, and O. Durand, "Non-contact, automated surface wave measurements for the mechanical characterisation of concrete," *Construction and Building Materials*, vol. 37, no. 0, pp. 904 – 915, 2012.

[13] C.-Y. Ni, N. Chigarev, V. Tournat, N. Delorme, Z.-H. Shen, and V. E. Gusev, "Probing of laser-induced crack modulation by laser-monitored surface waves and surface skimming bulk waves," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 131, p. EL250, Jan 2012. 1, 85, 120, 127, 128

[14] I. Y. Solodov, "Ultrasonics of non-linear contacts : propagation, reflection and nde-applications," *Ultrasonics*, vol. 36, no. 1–5, pp. 383 – 390, 1998. 1, 119

[15] R. A. Guyer and P. A. Johnson, "Nonlinear mesoscopic elasticity : Evidence for a new class of materials," *Physics Today*, vol. 52, no. 4, pp. 30–36, 1999. 26, 29, 84, 92, 97, 119, 126, 134, 137

[16] R. El Guerjouma, M. Bentahar, T. Monnier, L. Deville, and J. Baboux, "Acoustique nonlinéaire pour le contrôle non-destructif et le contrôle santé des matériaux et de structures," *Acoustique & Technique*, vol. 36, pp. 20–25, 2004. 1

[17] C. Payan, *Caractérisation non-destructif du béton. Étude du potentiel de l'acoustique non linéaire*. PhD thesis, Université de la Mediterranée, 2007. 2

[18] Y. Zhang, O. Abraham, F. Grondin, A. Loukili, V. Tournat, A. Le Duff, B. Lascoup, and O. Durand, "Study of stress-induced velocity variation in concrete under direct tensile force and monitoring of the damage level by using thermally-compensated coda wave interferometry," *Ultrasonics*, vol. 52, no. 8, pp. 1038 – 1045, 2012. 2, 8, 13, 42, 60, 119, 130

[19] R. Snieder, A. Grêt, H. Douma, and J. Scales, "Coda wave interferometry for estimating nonlinear behavior in seismic velocity," *Science*, vol. 295, no. 5563, pp. 2253–2255, 2002. 2, 8, 9, 47, 49, 50, 51, 66, 130

[20] E. Larose and S. Hall, "Monitoring stress related velocity variation in concrete with a 2 x 10^{-5} relative resolution using diffuse ultrasound," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 125, no. 4, pp. 1853–1856, 2009. 2, 8, 24, 41, 50, 54, 66, 68, 79, 81

[21] A. Gret, R. Snieder, and J. Scales, "Time-lapse monitoring of rock properties with coda wave interferometry," *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, vol. 111, MAR 9 2006. 5, 6, 47, 49, 51, 66

[22] A. Maggi, "Du sismogramme complexe á l'information pertinente : exemples dans le domaine des sources et des structures," *Habilitation á Diriger les Recherches de l'Université de Strasbourg*, 2010. 6

[23] A. Gret, R. Snieder, R. C. Aster, and P. R. Kyle, "Monitoring rapid temporal changes in a volcano with coda wave interferometry," *Geophysical Research Letters*, vol. 32, pp. 10–1029, 2005. 6

[24] A. Gret, R. Snieder, and U. Ozbay, "Monitoring in situ stress changes in a mining environment with coda wave interferometry," *Geophysical Journal International*, vol. 167, no. 2, pp. 504–508, 2006. 6, 49, 50

[25] J. Becker, L. Jacobs, and J. Qu, "Characterization of cement-based materials using diffuse ultrasound," *Journal of Engineering Mechanics*, vol. 129, no. 12, pp. 1478–1484, 2003. 8, 18, 19, 34, 35, 37, 38, 40

[26] P. Anugonda, J. Wiehn, and J. Turner, "Diffusion of ultrasound in concrete," *Ultrasonics*, vol. 39, no. 6, pp. 429 – 435, 2001. 19, 34, 35, 37, 38, 39, 120

[27] F. Deroo, J.-Y. Kim, J. Qu, K. Sabra, and L. J. Jacobs, "Detection of damage in concrete using diffuse ultrasound," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 127, no. 6, pp. 3315–3318, 2010. 56, 121

[28] A. Quiviger, C. Payan, J.-F. Chaix, V. Garnier, and J. Salin, "Effect of the presence and size of a real macro-crack on diffuse ultrasound in concrete," *NDT & E International*, vol. 45, no. 1, pp. 128 – 132, 2012. 8, 19, 37, 121

[29] B. Mi, J. E. Michaels, and T. E. Michaels, "An ultrasonic method for dynamic monitoring of fatigue crack initiation and growth," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 119, no. 1, pp. 74–85, 2006. 8, 121

[30] S. Stähler, E. Niederleithinger, and C. Sens-Schönfelder, "Monitoring stress changes in a concrete bridge with coda wave interferometry," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 129, pp. 1945–1952, apr 2011. 8, 50, 54, 66, 68, 79, 81, 130

[31] R. L. Weaver and O. I. Lobkis, "Temperature dependence of diffuse field phase," *Ultrasonics*, vol. 38, no. 1-8, pp. 491 – 494, 2000. 8, 47, 91, 122, 132

[32] E. Larose, J. de Rosny, L. Margerin, D. Anache, P. Gouedard, M. Campillo, and B. van Tiggelen, "Observation of multiple scattering of khz vibrations in a concrete structure and application to monitoring weak changes," *Physical Review E*, vol. 73, p. 016609, Jan 2006. 43, 50, 54, 62, 65, 110

[33] Y. Zhang, O. Abraham, E. Larose, T. Planes, A. Le Duff, B. Lascoup, V. Tournat, R. El Guerjouma, L.-M. Cottineau, and O. Durand, "Following stress level modification of real size concrete structure with coda wave interferometry (cwi)," *AIP Conference Proceedings*, vol. 1335, no. 1, pp. 1291–1298, 2011. 8, 54, 70, 110, 122

[34] I. Lillamand, J.-F. Chaix, M.-A. Ploix, and V. Garnier, "Acoustoelastic effect in concrete material under uni-axial compressive loading," *NDT & E International*, vol. 43, no. 8, pp. 655 – 660, 2010. 8, 53, 54, 66, 67, 68, 81

[35] D. P. Schurr, J.-Y. Kim, K. G. Sabra, and L. J. Jacobs, "Damage detection in concrete using coda wave interferometry," *NDT & E International*, vol. 44, no. 8, pp. 728 – 735, 2011. 8, 42, 68

[36] Y. Zhang, O. Abraham, V. Tournat, A. Le Duff, B. Lascoup, A. Loukili, F. Grondin, and O. Durand, "Validation of a thermal bias control technique for coda wave interferometry (cwi)," *Ultrasonics*, vol. 53, no. 3, pp. 658 – 664, 2013. 70, 71, 75, 81, 110, 122, 130

[37] Y. Zhang, V. Tournat, O. Abraham, O. Durand, S. Letourneur, A. Le Duff, and B. Lascoup, "Nonlinear mixing of ultrasonic coda waves with lower frequency-swept pump waves for a global detection of defects in multiple scattering media," *Journal of Applied Physics*, vol. 113, no. 6, p. 064905, 2013. 8

[38] K. Aki, "Analysis of the seismic coda of local earthquakes as scattered waves," *Journal of Geophysical Research*, vol. 74, pp. 615–631, 1969. 9

[39] K. Aki and B. Chouet, "Origin of coda waves : Source, attenuation, and scattering effects," *Journal of Geophysical Research*, vol. 80, no. 23, pp. 3322–3342, 1975. 9

[40] G. Poupinet, W. L. Ellsworth, and J. Fréchet, "Monitoring velocity variations in the crust using earthquake doublets : an application to the Calaveras fault, California," *Journal of Geophysical Research*, vol. 89, pp. 5719–5731, 1984. 9, 19, 49, 51

[41] A. Tourin, A. Derode, and M. Fink, "Transport parameters for an ultrasonic pulsed wave propagating in a multiple scattering medium," in *IEEE ULTRASONICS SYMPOSIUM*, 1999. 9, 15, 16

[42] H. P. Schriemer, M. L. Cowan, J. H. Page, P. Sheng, Z. Liu, and D. A. Weitz, "Energy velocity of diffusing waves in strongly scattering media," *Physical Review Letters*, vol. 79, pp. 3166–3169, Oct 1997.

[43] J. H. Page, H. P. Schriemer, I. P. Jones, P. Sheng, and D. A. Weitz, "Classical wave propagation in strongly scattering media," *Physica A : Statistical and Theoretical Physics*, vol. 241, no. 1-2, pp. 64 – 71, 1997. 16

[44] J. H. Page, I. P. Jones, H. P. Schriemer, M. L. Cowan, P. Sheng, and D. A. Weitz, "Diffusive transport of acoustic waves in strongly scattering media," *Physica B : Condensed Matter*, vol. 263-264, pp. 37 – 39, 1999. 9, 16

[45] R. Snieder, "The theory of coda wave interferometry," *Pure and Applied Geophysics*, vol. 163, pp. 455–473, 2006. 9, 11, 23

[46] J. L. Rodgers and W. A. Nicewander, "Thirteen ways to look at the correlation coefficient," *The American Statistician*, vol. 42, pp. 59–66, 1988. 10, 52, 130

[47] M. C. W. Van Rossum and T. M. Nieuwenhuizen, "Multiple scattering of classical waves : microscopy, mesoscopy, and diffusion," *Reviews of Modern Physics*, vol. 71, pp. 313–371, Jan 1999. 10

[48] R. Snieder, "Extracting the green's function from the correlation of coda waves : A derivation based on stationary phase," *Physical Review E*, vol. 69, p. 046610, Apr 2004. 10

[49] T. Planès and E. Larose, "A review of ultrasonic coda wave interferometry in concrete," *Cement and Concrete Research*, vol. Submitted, 2013. 12

[50] D. M. Egle, "Diffuse wave fields in solid media," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 70, no. 2, pp. 476–480, 1981. 14, 19, 88, 130

[51] W. T. Chu, "Comments on the coherent and incoherent nature of a reverberant sound field," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 69, no. 6, pp. 1710–1715, 1981.

[52] R. L. Weaver, "On diffuse waves in solid media," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 71, no. 6, pp. 1608–1609, 1982. 51, 130

[53] R. L. Weaver, "Diffusivity of ultrasound in polycrystals," *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, vol. 38, no. 1, pp. 55 – 86, 1990.

[54] N. Shapiro, M. Campillo, L. Margerin, S. Singh, V. Kostoglodov, and J. Pacheco, "The energy partitioning and the diffusive character of the seismic coda," *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 90, pp. 655–665, JUN 2000.

[55] O. I. Lobkis and R. L. Weaver, "Coda-wave interferometry in finite solids : Recovery of p-to-s conversion rates in an elastodynamic billiard," *Physical Review Letters*, vol. 90, p. 254302, Jun 2003. 24, 47, 50

[56] N. Trégourès, R. Hennino, C. Lacombe, N. M. Shapiro, L. Margerin, M. Campillo, and B. A. van Tiggelen, "Multiple scattering of seismic waves," *Ultrasonics*, vol. 40, no. 1-8, pp. 269 – 274, 2002. 14

[57] R. Snieder, "Coda wave interferometry and the equilibration of energy in elastic media," *Physical Review E*, vol. 66, p. 046615, Oct 2002. 14, 50, 51

[58] G. Barton, *Elements of Green's Functions and Propagation : Potentials, Diffusion, and Waves.* Oxford University Press, 1989. 16, 17

[59] A. Tourin, M. Fink, and A. derode, "Multiple scattering of sound," *Waves in Random Media*, vol. 10, no. 4, pp. R31–R60, 2000. 16

[60] C. M. Soukoulis, K. Busch, M. Kafesaki, and E. N. Economou, "Comment on "energy velocity of diffusing waves in strongly scattering media"," *Physical Review Letters*, vol. 82, p. 2000, Mar 1999. 16

[61] M. V. Albada, B. V. Tiggelen, A. Lagendijk, and A. Tip, "Speed of propagation of classical waves in strongly scattering media," *Physical Review Letters*, vol. 66, pp. 3132–3135, Jun 1991. 16

[62] S. K. Ramamoorthy, Y. Kane, and J. A. Turner, "Ultrasound diffusion for crack depth determination in concrete," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 115, no. 2, pp. 523–529, 2004. 17, 35, 98, 137

[63] M. Chekroun, *Caractérisation mécanique des premiers centimètres du béton avec des ondes de surface*. PhD thesis, École Centrale de Nantes, 2008. 17

[64] A. Tourin, A. Derode, A. Peyre, and M. Fink, "Transport parameters for an ultrasonic pulsed wave propagating in a multiple scattering medium," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 108, no. 2, pp. 503–512, 2000. 18, 53

[65] A. Derode, A. Tourin, and M. Fink, "Random multiple scattering of ultrasound. i. coherent and ballistic waves," *Physical Review E*, vol. 64, p. 036605, Aug 2001. 53

[66] A. Derode, V. Mamou, and A. Tourin, "Influence of correlations between scatterers on the attenuation of the coherent wave in a random medium," *Physical Review E*, vol. 74, p. 036606, Sep 2006. 18

[67] P. M. Roberts, W. S. Phillips, and M. C. Fehler, "Development of the active doublet method for measuring small velocity and attenuation changes in solids," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 91, no. 6, pp. 3291–3302, 1992. 19, 49

[68] C. Payan, V. Garnier, J. Moysan, and P. A. Johnson, "Determination of third order elastic constants in a complex solid applying coda wave interferometry," *Applied Physics Letters*, vol. 94, no. 1, p. 011904, 2009. 20, 32, 33, 50, 54, 68, 79, 130

[69] C. Hadziioannou, E. Larose, O. Coutant, P. Roux, and M. Campillo, "Stability of monitoring weak changes in multiply scattering media with ambient noise correlation : Laboratory experiments," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 125, no. 6, pp. 3688–3695, 2009. 22, 24, 51

[70] H. Douma and R. Snieder, "Correcting for bias due to noise in coda wave interferometry," *Geophysical Journal International*, vol. 164, no. 1, pp. 99–108, 2006. 23

[71] R. L. Weaver, C. Hadziioannou, E. Larose, and M. Campillo, "On the precision of noise correlation interferometry," *Geophysical Journal International*, vol. 185, no. 3, pp. 1384–1392, 2011. 23

[72] J. TenCate, "Slow dynamics of earth materials : An experimental overview," *Pure and Applied Geophysics*, vol. 168, no. 12, pp. 2211–2219, 2011. 25

[73] P. A. Johnson and A. Sutin, "Slow dynamics and anomalous nonlinear fast dynamics in diverse solids," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 117, p. 124, 2005. 26, 28, 29, 84, 92, 97, 98, 127, 130, 134, 137, 138

[74] R. A. Guyer and P. A. Johnson, "Nonlinear mesoscopic elasticity," *WILEY-VCH*, Jan 2009. 26, 29, 84, 92, 97, 120, 126, 134, 138

[75] P. Rasolofosaon, B. Zinszner, and P. Johnson, "Propagation of elastic waves in nonlinear materials - survey of laboratory results on rock and geophysical applications," *REVUE DE LINSTITUT FRANCAIS DU PETROLE*, vol. 52, pp. 585–608, NOV-DEC 1997. 27, 28, 67

[76] F. D. Murnaghan, "Finite deformations of an elastic solid," *American Journal of Mathematics*, vol. 59, no. 2, p. 235, 1937. 27, 53, 67

[77] L. Landau and E. Lifshitz, *Theory of Elasticity.* Pergamon Oxford, 3 ed., 1986. 27, 28

[78] R. A. Toupin and B. Bernstein, "Sound waves in deformed perfectly elastic materials. acoustoelastic effect," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 33, no. 2, pp. 216–225, 1961. 27

[79] A. C. Eringen and E. S. Suhubi, *Elastodynamics*, vol. 1. New York-London, Academic Press, 1974. 27

[80] S. Kostek, B. K. Sinha, and A. N. Norris, "Third-order elastic constants for an inviscid fluid," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 94, no. 5, pp. 3014–3017, 1993. 27

[81] O. Bou Matar, S. Dos Santos, M. Vila, and F. Vander Meulen, "Acoustic nonlinear parameter measurement in solid with a contact phase modulation method," in *Ultrasonics Symposium, 2002. Proceedings. 2002 IEEE*, vol. 1, pp. 881–884 vol.1, 2002. 28

[82] K. R. McCall and R. A. Guyer, "Equation of state and wave propagation in hysteretic nonlinear elastic materials," *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, vol. 99, no. B12, pp. 23887–23897, 1994. 28, 29

[83] R. A. Guyer, J. TenCate, and P. Johnson, "Hysteresis and the dynamic elasticity of consolidated granular materials," *Physical Review Letters*, vol. 82, pp. 3280–3283, Apr 1999.

[84] J. A. TenCate, E. Smith, and R. A. Guyer, "Universal slow dynamics in granular solids," *Physical Review Letters*, vol. 85, pp. 1020–1023, Jul 2000. 29

[85] K. Van Den Abeele, P. Johnson, and A. Sutin, "Nonlinear elastic wave spectroscopy (news) techniques to discern material damage, part i : nonlinear wave modulation spectroscopy (nwms)," *Research in Nondestructive Evaluation*, vol. 12, no. 1, pp. 17–30, 2000. 29, 84, 127

[86] P. A. Johnson, B. Zinszner, and P. N. J. Rasolofosaon, "Resonance and elastic nonlinear phenomena in rock," *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, vol. 101, no. B5, pp. 11553–11564, 1996. 29, 32

[87] J.-C. Lacouture, P. A. Johnson, and F. Cohen-Tenoudji, "Study of critical behavior in concrete during curing by application of dynamic linear and nonlinear means," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 113, no. 3, pp. 1325–1332, 2003. 29

[88] V. Zaitsev, V. Gusev, and B. Castagnede, "Thermoelastic mechanism for logarithmic slow dynamics and memory in elastic wave interactions with individual cracks," *Physical Review Letters*, vol. 90, p. 075501, Feb 2003. 29, 84, 120, 127

[89] D. S. Hughes and J. L. Kelly, "Second-order elastic deformation of solids," *Physical Review*, vol. 92, pp. 1145–1149, Dec 1953. 30, 53, 67

[90] D. M. Egle and D. E. Bray, "Measurement of acoustoelastic and third-order elastic constants for rail steel," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 60, no. 3, pp. 741–744, 1976. 30, 53, 67

[91] R. L. Weaver and W. Sachse, "Diffusion of ultrasound in a glass bead slurry," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 97, no. 4, pp. 2094–2102, 1995. 36, 37

[92] T. Wu and T. Lin, "The stress effect on the ultrasonic velocity variations of concrete under repeated loading," *ACI Materials Jounal*, vol. V.95 N.5, pp. 519–524, 1998. 41, 50, 54, 66, 68, 79

[93] P. Shokouhi, A. Zoëga, and H. Wiggenhauser, "Nondestructive investigation of stress-induced damage in concrete," *Advances in Civil Engineering*, vol. 2010, pp. Article ID 740189, 9 pages, 2010. 41, 54, 66, 68, 73, 75, 79

[94] R. L. Weaver and O. I. Lobkis, "Temperature dependence of diffuse field phase," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 106, no. 4, pp. 2203–2203, 1999. 47, 50, 54

[95] V. Leroy and A. Derode, "Temperature-dependent diffusing acoustic wave spectroscopy with resonant scatterers," *Physical Review E*, vol. 77, p. 036602, Mar 2008. 47

[96] A. A. Shah and S. Hirose, "Nonlinear ultrasonic investigation of concrete damaged under uniaxial compression step loading," *Journal of Materials in Civil Engineering*, vol. 22, no. 5, pp. 476–484, 2010. 50, 63, 68, 69, 73

[97] P. Antonaci, C. Bruno, A. Gliozzi, and M. Scalerandi, "Monitoring evolution of compressive damage in concrete with linear and nonlinear ultrasonic methods," *Cement and Concrete Research*, vol. 40, no. 7, pp. 1106 – 1113, 2010. 50

[98] R. L. Weaver, "Diffuse elastic waves at a free surface," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 78, no. 1, pp. 131–136, 1985. 51

[99] V. Garnier, B. Piwakowski, O. Abraham, G. Villain, C. Payan, and J. Chaix, "Acoustical techniques for concrete evaluation : Improvements, comparisons and consistencies," *SUBMITTED :Construction & Building Materials*, 2011. 51, 65

[100] C. Sens-Schönfelder and E. Larose, "Temporal changes in the lunar soil from correlation of diffuse vibrations," *Physical Review E*, vol. 78, p. 045601, Oct 2008. 51, 66, 130

[101] Y. Hamiel, V. Lyakhovsky, and Y. Ben-Zion, "The elastic strain energy of damaged solids with applications to non-linear deformation of crystalline rocks," *Pure and Applied Geophysics*, vol. 168, no. 12, pp. 2199–2210, 2011. 53

[102] A. Mazzeranghi and D. Vangi, "Methodology for minimizing effects of temperature in monitoring with the acousto-ultrasonic technique," *Experimental Mechanics*, vol. 39, pp. 86–91, 1999. 54, 70

[103] B. Lomborg, *The Skeptical Environmentalist : Measuring the Real State of the World*. 2001. 65

[104] H. Wiggenhauser, "Advanced ndt methods for the assessment of concrete structures," in *2nd International Conference on Concrete Repair, Rehabilitation and Retrofitting* (H. D. F. M. P. Alexander, MG ; Beushausen, ed.), pp. 19–30, 2009. 65

[105] E. Larose, T. Planes, V. Rossetto, and L. Margerin, "Locating a small change in a multiple scattering environment," *Applied Physics Letters*, vol. 96, no. 20, p. 204101, 2010. 65, 121, 130

[106] V. Tournat and V. E. Gusev, "Nonlinear effects for coda-type elastic waves in stressed granular media," *Physical Review E*, vol. 80, p. 011306, Jul 2009. 66, 130

[107] I. Shkolnik, "Effect of nonlinear response of concrete on its elastic modulus and strength," *Cement and Concrete Composites*, vol. 27, no. 7–8, pp. 747 – 757, 2005. 68

[108] N. Tremblay, E. Larose, and V. Rossetto, "Probing slow dynamics of consolidated granular multicomposite materials by diffuse acoustic wave spectroscopy," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 127, no. 3, pp. 1239–1243, 2010. 68, 73, 92, 121, 134

[109] S. Selleck, E. Landis, M. Peterson, S. Shah, and J. Achenbach, "Ultrasonic investigation of concrete with distributed damage," *ACI Materials Jounal*, vol. 95, pp. 27–36, JAN-FEB 1998. 68, 73

[110] J. Saliba, A. Loukili, F. Grondin, and J.-P. Regoin, "Experimental study of creep-damage coupling in concrete by acoustic emission technique," *Materials and Structures*, pp. 1–13, 2012. 69

[111] M. Omar, A. Loukili, G. Pijaudier-Cabot, and Y. L. Pape, "Creep-damage coupled effects : Experimental investigation on bending beams with various sizes," *Journal of Materials in Civil Engineering*, vol. 21, no. 2, pp. 65–72, 2009. 69

[112] J. Saliba, A. Loukili, F. Grondin, and J. Regoin, "An experimental investigation on the direct tensile creep behaviour of concrete," *SUBMITTED : Cement and Concrete Composites*, 2011. 69

[113] J. Saliba, F. Grondin, M. Matallah, A. Loukili, and H.Boussa, "Relevance of a mesoscopic modelling for the coupling between creep and damage in concrete," *SUBMITTED : Mechanics of Time-Dependent Materials*. 69

[114] P. Rossi, J.-L. Tailhan, F. L. Maou, L. Gaillet, and E. Martin, "Basic creep behavior of concretes investigation of the physical mechanisms by using acoustic emission," *Cement and Concrete Research*, vol. 42, no. 1, pp. 61 – 73, 2012. 71, 81

[115] A. Shah and Y. Ribakov, "Effectiveness of nonlinear ultrasonic and acoustic emission evaluation of concrete with distributed damages," *Materials & Design*, vol. 31, no. 8, pp. 3777 – 3784, 2010. 74

[116] S. Granger, A. Loukili, G. Pijaudier-Cabot, and G. Chanvillard, "Experimental characterization of the self-healing of cracks in an ultra high performance cementitious material : Mechanical tests and acoustic emission analysis," *Cement and Concrete Research*, vol. 37, no. 4, pp. 519 – 527, 2007. 81

[117] P. A. Johnson, "New wave in acoustic testing," *Materials World*, vol. 7, no. 9, pp. 544–546, 1999. 84, 92, 126, 134

[118] Y. Zheng, R. G. Maev, and I. Y. Solodov, "Nonlinear acoustic applications for material characterization : A review," *Canadian Journal of Physics*, vol. 77, no. 12, pp. 927–967, 2000. 84, 126

[119] V. Kazakov, A. Sutin, and P. A. Johnson, "Sensitive imaging of an elastic nonlinear wave-scattering source in a solid," *Applied Physics Letters*, vol. 81, no. 4, pp. 646–648, 2002. 84, 85, 92, 127, 128, 134

[120] O. Buck, W. Morris, and J. Richardson, "Acoustic harmonic generation at unbonded interfaces and fatigue cracks," *Applied Physics Letters*, vol. 33, no. 5, pp. 371–373, 1978. 84, 127

[121] D. Donskoy, A. Sutin, and A. Ekimov, "Nonlinear acoustic interaction on contact interfaces and its use for nondestructive testing," *NDT & E International*, vol. 34, no. 4, pp. 231–238, 2001. 84, 127

[122] V. Zaitsev, V. Gusev, and B. Castagnede, "Observation of the "luxemburg–gorky effect" for elastic waves," *Ultrasonics*, vol. 40, no. 1, pp. 627–631, 2002. 84, 85, 127

[123] S. Toumi, M. Bentahar, C. Mechri, F. Boubenider, and R. El Guerjouma, "Simultaneous application of coda waves interferometry (cwi) and nonlinear resonance (nr) to detect damage in polymer concrete," *Advanced Materials Research*, vol. 314-316, pp. 883–889, 2011. 84, 127, 128, 130

[124] T. Ulrich, P. Johnson, and R. Guyer, "Interaction dynamics of elastic waves with a complex nonlinear scatterer through the use of a time reversal mirror," *Physical Review Letters*, vol. 98, p. 104301, Mar 2007. 85, 120, 127, 128

[125] G. Renaud, S. Callé, and M. Defontaine, "Remote dynamic acoustoelastic testing : Elastic and dissipative acoustic nonlinearities measured under hydrostatic tension and compression," *Applied Physics Letters*, vol. 94, no. 1, pp. 011905–011905–3, 2009. 85, 127

[126] V. Y. Zaitsev, L. A. Matveev, and A. L. Matveyev, "Elastic-wave modulation approach to crack detection comparison of conventional modulation and higher-order interactions," *NDT & E International*, vol. 44, pp. 21–31, Jan 2011. 85, 127

[127] S. Mezil, N. Chigarev, V. Tournat, and V. Gusev, "All-optical probing of the nonlinear acoustics of a crack," *Optics Letters*, vol. 36, pp. 3449–3451, Sep 2011. 85, 127

[128] K. Van Den Abeele, "Multi-mode nonlinear resonance ultrasound spectroscopy for defect imaging : An analytical approach for the one-dimensional case," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 122, p. 73, 2007. 86, 92, 128, 134

[129] E. Larose, A. Derode, D. Clorennec, L. Margerin, and M. Campillo, "Passive retrieval of rayleigh waves in disordered elastic media," *Physical Review E*, vol. 72, p. 046607, Oct 2005. 98, 137

[130] T. Philippidis and D. Aggelis, "Experimental study of wave dispersion and attenuation in concrete," *Ultrasonics*, vol. 43, no. 7, pp. 584 – 595, 2005. 120

[131] J. Jeong, P. Mounanga, H. Ramézani, and M. Bouasker, "A new multi-scale modeling approach based on hygro-cosserat theory for self-induced stress in hydrating cementitious mortars," *Computational Materials Science*, vol. 50, no. 7, pp. 2063 – 2074, 2011. 120

[132] A. Obermann, T. Planès, E. Larose, C. Sens-Schönfelder, and M. Campillo, "Depth sensitivity of seismic coda waves to velocity perturbations in an elastic heterogeneous medium," *Geophysical Journal International*, 2013. 121

[133] E. Baala, A. Le Duff, G. Plantier, and R. El Guerjouma, "Interférométrie par onde de coda : effet de la température sur la propagation d'ondes acoustiques dans une plaque d'aluminium," in *22ème colloque Gretsi sur le Traitement du Signal et des Images*, (Dijon, France), September 2009. 122

[134] Y. Zhang, O. Abraham, F. Grondin, A. Loukili, V. Tournat, A. Le Duff, B. Lascoup, and O. Durand, "Monitoring the stress level of concrete structures with coda wave interferometry : experimental illustration of an investigated zone," in *Nondestructive Testing of Materials and Structures*, RILEM Bookseries 6, pp. 233–238, Springer, 2011. 140

Thèse de Doctorat

Yuxiang ZHANG

Contrôle de santé des matériaux et structures par analyse de la coda ultrasonore

Résumé

La coda ultrasonore est constituée d'ondes ultrasonores ayant subi des diffusions multiples lors de leur propagation dans un milieu complexe (milieu hétérogène/milieu homogène ayant une géométrie complexe). La coda ultrasonore présente une haute sensibilité aux perturbations du milieu de propagation. L'analyse de la coda ultrasonore par la méthode dite d'interférométrie de la coda (CWI pour Coda Wave Interferometry) permet d'évaluer la variation de la vitesse de propagation dans un milieu à partir des signaux de coda ultrasonores avec une grande précision (0,001 % en relatif). Une telle variation de la vitesse de propagation peut être utilisée pour l'évaluation et le contrôle non destructif (ECND) d'un matériau ou d'une structure.

Un essai expérimental est présenté au début de la thèse comme exemple d'utilisation de la CWI pour l'ECND du béton. Face aux problèmes expérimentaux inhérents au degré de précision de cet essai, nous présentons un protocole expérimental conçu pour améliorer la fiabilité des résultats CWI. Ce protocole a été validé expérimentalement dans une étude d'acousto-élasticité du béton. Les résultats vérifient que ce protocole peut 1) réduire les biais provenant non seulement des fluctuations de température ambiante, mais aussi des procédures expérimentales et 2) améliorer la répétabilité de l'essai.

Avec ce protocole de contrôle des biais, une étude du comportement de béton sous un chargement uni-axial en traction directe a été effectuée en utilisant la CWI. Les comportements élastique (l'effet acoustoélastique) et anélastique (l'effet Kaiser) du béton sont observés via les résultats CWI. Un coefficient acoustoélastique effectif (β) qui décrit le niveau de la non-linéarité élastique du béton a été déterminé et utilisé pour la détection d'un endommagement léger du béton.

La CWI est ensuite utilisée pour la détection globale de défauts (fissures) dans un milieu initialement linéaire (verre). Un chargement acoustique (l'onde de pompe) est utilisé pour mettre en jeu les non-linéarités des défauts. L'onde de coda qui se propage simultanément dans le milieu sert comme onde de sonde est modulée non linéairement par l'onde de pompe. L'apparition de la modulation non linéaire est due à la présence des défauts et peut être détectée par la variation des résultats CWI en fonction de l'amplitude de l'onde de pompe. En utilisant une onde de pompe large bande, nous montrons expérimentalement que cette méthode permet la détection des défauts et d'évaluation du niveau d'endommagement (via le niveau effectif de la non-linéarité) d'une manière globale sans zone aveugle.

Mots clés

CWI, ECND, milieu complexe, diffusion multiple, acousto-élasticité, modulation non linéaire, expérimentation, traitement du signal.

Abstract

Ultrasonic coda is formed by multiple scattered ultrasonic waves (i.e. coda waves) propagating in a complex medium, the complexity of which comes either from the material's micro-structure or the geometry of the media. Coda waves can probe the medium entirely and repeatedly because of their long and complex propagation paths. As a result, coda waves show a high sensitivity to the perturbation of the propagation medium, such as a variation in propagation velocity. By using Coda Wave interferometry (CWI), velocity variations can be determined from ultrasonic records with high accuracy (relative resolution of 0.001%). As in certain cases, variation in propagation velocity can be related directly to nonlinear elastic properties, which can be further connected to the damage state, CWI is considered a promising method for non destructive testing and evaluation (NDT&E) of material/structure.

An experimental test is presented as an example of the CWI use on concrete for NDT&E purpose. For solving the experimental repeatability issue revealed in this test, an experimental protocol is designed to reduce the thermal bias in CWI results (i.e. the velocity variations caused by undesirable temperature fluctuations). This bias control protocol has been experimentally validated in a study of the acoustoelastic effect on concrete. Results showed that this protocol can remarkably improve the reliability of CWI results, and thus improves the experimental repeatability.

Together with this bias control protocol, the CWI is then used for studying the behaviors of concrete under uni-axial load in direct tension. Both elastic (the acoustoealstic effect) and inelastic (the Kaiser effect) behaviors are observed via the CWI results. Effective value of acoustoelastic coefficient, which describes the importance of elastic nonlinearity of material, is then determined from the CWI results and used to detect an early-stage damage artificially induced to the concrete sample.

The CWI is then used in a nonlinear modulation test for a global detection of defects (cracks) in an initially linear medium (glass). A high-amplitude acoustic excitation (the pump wave) and the coda waves (the probe wave) are simultaneously sent into glass samples. Due to the nonlinearity of the defects, acoustic mixing effect occurred. The observation of such effect, the pump-amplitude dependence of propagation velocity of coda waves, is the indication of damage. The use of a broadband pump wave makes possible to 1) defect the presence of defects globally for the entire structure without blind zone and 2) evaluate effective level of material's elastic nonlinearity, hence the assessment of damage level.

Key Words

CWI, NDT&E, complex media, multiple scattering, acoustoélasticity, nonlinear acoustic mixing, experimentation, signal processing.

L'Université Nantes Angers Le Mans