

THÈSE PRÉSENTÉE
POUR OBTENIR LE GRADE DE

**DOCTEUR DE
L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX**

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR
SPÉCIALITÉ : MÉCANIQUE et INGÉNIERIE

Par **Abdelkrim Saidoun**

**Analyse numérique et expérimentale de l'interaction non-
linéaire onde/fissure de fatigue par la méthode de
génération d'harmoniques**

Sous la direction de : **M. Christophe BACON**
(Co-encadrante : **Mme. Anissa MEZIANE**)

Soutenue le 27 janvier 2017

Après avis de :

M. O. BOU-MATAR, Professeur, Ecole centrale de Lille	Rapporteur
M. C. PAYAN, Maître de conférence HDR, Université Aix-Marseille	Rapporteur

Devant la commission d'examen formée de :

M. I. IORDANOFF, Professeur, Ecole nationale supérieure d'Arts et Métiers	Président
M. O. BOU-MATAR, Professeur, Ecole centrale de Lille	Rapporteur
M. C. PAYAN, Maître de conférence HDR, Université Aix-Marseille	Rapporteur
M. C. BACON, Professeur, Université de Bordeaux	Examineur
Mme. A. MEZIANE, Maître de conférence, Université de Bordeaux	Examineur
M. F. MASSI, Maître de conférence, University of Rome	Examineur
M. M. RENIER, Maître de conférence, Université de Bordeaux	Invité
Mme. F. ZHANG, CETIM	Invitée

A mes parents, mon frère et mes sœurs

Analyse numérique et expérimentale de l'interaction non-linéaire onde/fissure de fatigue par la méthode de génération d'harmoniques

Résumé : La détection des fissures fermées constitue un verrou important pour les méthodes conventionnelles de CND. En revanche, les méthodes basées sur le principe du contact acoustique non-linéaire (CAN) représentent un outil potentiel capable de détecter et éventuellement de caractériser les fissures fermées. Dans ce travail de thèse, le CAN et la génération du second harmonique sont au centre de l'attention dans le but d'analyser les mécanismes mis en jeu en vue de la détection et la caractérisation de fissures fermées. Notre approche repose sur une analyse numérique de l'interaction entre une interface de contact et une onde longitudinale et une analyse expérimentale du CAN sur une éprouvette contenant une fissure de fatigue.

Le CAN est modélisé par une loi de contact unilatéral avec (ou sans) frottement de Coulomb, en considérant l'interaction non-linéaire entre une onde longitudinale et une interface de contact, d'abord dans un milieu unidimensionnel en utilisant la méthode des différences finies, puis dans un milieu bidimensionnel par la méthode des Eléments Finis. Cette analyse a permis d'expliquer la génération des harmoniques supérieurs et de mettre en évidence les principaux paramètres gouvernant le CAN dans un cas unidimensionnel (onde plane/interface de contact plane), et aussi dans un cas bidimensionnel plus complexe considérant une onde non-plane et des morphologies d'interfaces complexes. Afin de valider les résultats numériques et d'apprécier l'applicabilité de la méthode dans un cas réel, des mesures expérimentales du second harmonique dans le cas d'une fissure de fatigue réelle sont effectuées. Les résultats de cette étude sont en accord avec les tendances numériques obtenues.

Enfin, dans le but d'exploiter au maximum la méthode de génération d'harmonique, nous proposons également une stratégie numérique/expérimentale de reconstruction des sources acoustiques, basée sur une méthode d'holographie acoustique, permettant ainsi d'accéder à la distribution des sources de génération du second harmonique au niveau de la fissure. Ces résultats sont prometteurs en vue de la caractérisation des fissures fermées.

Mots clés : acoustique non-linéaire, ultrasons non-linéaires, fissures fermées, contact acoustique non-linéaire, second harmonique.

Numerical and experimental analysis of the nonlinear interaction acoustic wave/ fatigue crack by using the higher harmonics method

Abstract: The detection of closed cracks constitutes an important obstacle for conventional non-destructive techniques (NDT). However, nonlinear methods based on contact acoustic nonlinearity (CAN) represent a potential tool for the detection of these defects. In this work, a detailed analysis of the contact acoustic nonlinearity is proposed in view of the characterization of closed crack.

Our approach is based on an association between a numerical analysis of the nonlinear interaction between a longitudinal wave and a contact interface, as well as an experimental study of the CAN in the case of a real fatigue crack.

Numerically, the CAN is modeled by using a unilateral contact law with (or without) Coulomb friction. The nonlinear interaction between a longitudinal wave and a contact interface is considered, first in a one-dimensional medium by using the Finite Differences method, and then in a two-dimensional medium by using the Finite Elements method. This analysis explains the generation of super-harmonics and defines the main physical parameters controlling the CAN in a one-dimensional case (plane wave / plane contact interface) and also in a more complex two-dimensional case considering a non-planar wave and complex interface morphologies. In order to validate the numerical results and to test the applicability of the method in a real case, experimental measurements of the second harmonic in the case of a real fatigue crack are realized. The results of this study are in agreement with the numerical tendencies obtained.

Finally, in order to exploit well the harmonic generation method, a numerical / experimental strategy based on acoustic holography principal for the reconstruction of acoustic sources is proposed. This strategy gives access to the distribution of second harmonic sources at the crack. The results of this study are promising in view of the characterization of closed cracks.

Key-words: Nonlinear acoustic, closed cracks, nonlinear ultrasonics, contact acoustic nonlinearity, second harmonic.

**Département Acoustique Physique (APY) de l'Institut de Mécanique et d'Ingénierie -
Bordeaux (I2M).**

**I2M - UMR CNRS 5295 - Université de Bordeaux, Site Bâtiment A4, 351 cours de la
Libération, F-33405 TALENCE CEDEX 05, France.**

Remerciements

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été réalisés dans le cadre d'une collaboration entre l'Institut de Mécanique et d'Ingénierie de Bordeaux (I2M) « équipe Ultrasons Matériaux (UM) du département (APy) » et le Centre technique des industries mécaniques (CETIM).

Je remercie Olivier PONCELET et Michel CASTAINGS ainsi que toute l'équipe du département d'Acoustique Physique (APy) pour m'avoir accueilli au sein de I2M (APy).

Je souhaite remercier Messieurs Olivier BOU MATAR et Cédric PAYAN d'avoir accepté la charge de rapporteurs, Monsieur Ivan IORDANOFF, d'avoir bien voulu présider ce jury et Monsieur Francesco MASSI d'y avoir pris part.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Anissa MEZIANE et Mathieu RENIER, maîtres de conférences à l'université de Bordeaux et Christophe BACON, professeur des universités à l'Institut Polytechnique de Bordeaux pour avoir pertinemment dirigé mes travaux. J'ai eu un grand plaisir à travailler avec vous trois. Merci pour votre soutien tant sur le plan scientifique que moral.

Je remercie chaleureusement Madame Fan ZHANG et Monsieur Henri WALASZEK, Experts référents du CETIM pour leur participation à l'encadrement de ces travaux. Tout les deux m'ont fait bénéficier de leur expérience, de leurs connaissances et de leurs savoir-faire.

Je remercie le CETIM qui a participé au financement de ce projet de thèse. Je remercie également Benoit Dupont, Guillaume Thoquenne, Fabien Guilloret ainsi que tous les ingénieurs et techniciens du CETIM qui ont participé à la fabrication des éprouvettes ainsi qu'à la réalisation des essais.

Je remercie Julien Jumel et Jérémy Guitard de l'équipe DUMAS pour leur aide précieuse dans les essais expérimentaux. Je remercie également tous les stagiaires de master 2 et master 1 de l'IMA qui ont contribué à la réalisation du montage expérimental.

Je remercie Christine BIATEAU, ingénieur au CNRS et Philippe MALERNE, technicien au CNRS pour leur sympathie et leur aide précieuse pour la réalisation des essais expérimentaux.

J'aimerai adresser mes très chaleureux remerciements à Sandrine GUIT et Béatrice DESOUDIN pour leurs grandes qualités de service. Merci à Cathy BLANCHARD pour sa gentillesse. Toutes les trois apportent beaucoup de joie au laboratoire !

Je n'oublierai pas mes collègues et amis doctorants et post-doctorant que j'ai pu côtoyer durant ces trois années, à l'occasion d'un échange scientifique, d'un café ou d'un repas gastronomique (repas international, couscous ou barbecue) et bien évidemment à l'occasion des multiples matchs de foot ... Je tiens à exprimer mes sincères remerciements à mes collègues de bureau : Abdoulay BA et Benoit TALLON (TEAM BATASA !) avec qui j'ai partagé de très bons

moments. Merci également à Mohammed, Manu, Alexis, Racine, Mahfoudh, Aurore, Hélène, Marie-Fraise Valentin, Liwang, Marie-Marthe, Hamza, Aditiya ... C'était un très grand plaisir de travailler avec vous.

Enfin, j'ai une pensée pour mes parents, toute ma famille et mes amis qui m'ont énormément soutenu ...

Table des matières

INTRODUCTION GENERALE	11
<hr/>	
ETAT DE L'ART - FISSURES FERMEES DE FATIGUE, ACOUSTIQUE NON-LINEAIRE ET MODELISATION DU CAN	15
<hr/>	
1.1 INTRODUCTION	15
1.2 PHENOMENE DE FERMETURE DE FISSURE	16
1.2.1 FERMETURE INDUITE PAR LA PLASTICITE	17
1.2.2 FERMETURE DUE A L'OXYDATION	18
1.2.3 FERMETURE INDUITE PAR LA RUGOSITE	18
1.3 ACOUSTIQUE NON-LINEAIRE	19
1.3.1 NON-LINEARITES ACOUSTIQUES CLASSIQUES	20
1.3.2 NON-LINEARITES ACOUSTIQUES NON-CLASSIQUES	23
1.4 MODELISATION DE L'INTERACTION NON-LINEAIRE ENTRE UNE ONDE ACOUSTIQUE ET UNE INTERFACE DE CONTACT	28
1.4.1 MODELES BASES SUR L'ASYMETRIE DE RAIDEUR	28
1.4.2 MODELES BASES SUR LES LOIS DE CONTACT	30
1.5 METHODES DE CND NON-LINEAIRES APPLIQUEES A LA DETECTION DES FISSURES FERMEES	33
1.5.1 HARMONIQUES SUPERIEURS	34
1.5.2 MODULATION NON-LINEAIRE DE FREQUENCES	36
1.5.3 SOUS-HARMONIQUES	38
1.6 CONCLUSIONS	40
ANALYSE NUMERIQUE 1D : INTERACTION NON-LINEAIRE ENTRE UNE ONDE PLANE LONGITUDINALE ET UNE INTERFACE DE CONTACT INFINIE	45
<hr/>	
2.1 INTRODUCTION	45
2.2 DEFINITION DU PROBLEME ET MISE EN EQUATIONS DE L'INTERACTION NON-LINEAIRE ENTRE UNE ONDE LONGITUDINALE PLANE ET UNE INTERFACE DE CONTACT INFINIE	46
2.3 RESOLUTION SEMI-ANALYTIQUE POUR UN SIGNAL SINUSOÏDAL	50
2.4 RESOLUTION NUMERIQUE PAR DIFFERENCES FINIES	54
2.4.1 ETUDE DE CONVERGENCE	56
2.4.2 RESULTATS NUMERIQUES 1D – ANALYSE DE LA GENERATION DU SECOND HARMONIQUE	57

2.4.3	INFLUENCE DU TYPE DE FENETRE DE MODULATION DE L'ONDE INCIDENTE ET LE NOMBRE DE CYCLES SUR L'AMPLITUDE DU SECOND HARMONIQUE	61
2.5	CONCLUSIONS	64
ETUDE EXPERIMENTALE DE LA GENERATION DU SECOND HARMONIQUE DANS LE CAS D'UNE FISSURE REELLE DE FATIGUE		67
<hr/>		
3.1	INTRODUCTION	67
3.2	DISPOSITIF EXPERIMENTAL	68
3.3	ANALYSE DES HARMONIQUES DU SYSTEME ELECTRONIQUE	70
3.3.1	ANALYSE DES HARMONIQUES A LA SORTIE DU GENERATEUR	70
3.3.2	ANALYSE DES HARMONIQUES A LA SORTIE DE L'AMPLIFICATEUR CHARGE	72
3.3.3	ANALYSE DE LA NON-LINEARITE A LA SURFACE D'UNE ZONE SAIN	74
3.4	ANALYSE DU SECOND HARMONIQUE GENERE PAR LE CONTACT ACOUSTIQUE NON-LINEAIRE	77
3.5	CONCLUSIONS	82
MODELISATION DE L'INTERACTION ENTRE UNE ONDE ACOUSTIQUE ET UNE INTERFACE DE CONTACT		85
<hr/>		
4.1	INTRODUCTION	85
4.2	DEMARCHE GENERALE ET DESCRIPTION DES MODELES 2D	86
4.3	MODELES EN DIMENSION 2 : RESOLUTION PAR ELEMENTS FINIS (EF)	88
4.4	LE CODE PLAST2	89
4.4.1	EQUATIONS DE LA MECANIQUE	89
4.4.2	ETUDE DE CONVERGENCE	92
4.5	CALCUL DE COMPRESSION	94
4.5.1	ANALYSE DE L'ETAT DE PRECONTRAINTE POUR LE CAS DU MODELE : INTERFACE PLANE	96
4.5.2	ANALYSE DE L'ETAT DE PRECONTRAINTE ET DE SAUT DE DEPLACEMENT POUR LE CAS DU MODELE : INTERFACE CONCAVE SUR INTERFACE PLANE	96
4.5.3	ANALYSE DE L'ETAT DE PRECONTRAINTE ET DE SAUT DE DEPLACEMENT POUR LE CAS DU MODELE : INTERFACE CONVEXE SUR INTERFACE PLANE	97
4.6	ANALYSE DE LA GENERATION DU SECOND HARMONIQUE EN RELATION AVEC LA DYNAMIQUE LOCALE	99
4.6.1	POST-TRAITEMENT DES SIGNAUX APRES CAN	100
4.6.2	MODELE 1 : INTERFACE PLANE	101
4.6.3	MODELE 2 : INTERFACE CONCAVE SUR INTERFACE PLANE	103
4.6.4	MODELE 3 : INTERFACE CONVEXE SUR INTERFACE PLANE	107
4.7	ANALYSE DE LA DISTRIBUTION DES SOURCES DE GENERATION DU SECOND HARMONIQUE AU NIVEAU DE L'INTERFACE DE CONTACT	112

4.7.1	MODELE 1 : INTERFACE PLANE	113
4.7.2	MODELE 2 : INTERFACE CONCAVE SUR INTERFACE PLANE	113
4.7.3	MODELE 3 : INTERFACE CONVEXE SUR INTERFACE PLANE	114
4.8	CONCLUSIONS	117
 STRATEGIE EXPERIMENTALE / NUMERIQUE DE RECONSTRUCTION DES SOURCES DE GENERATION DU SECOND HARMONIQUE		 121
<hr/>		
5.1	INTRODUCTION	121
5.2	DEMARCHE GENERALE	122
5.3	PRINCIPE ET THEORIE DE L'HOLOGRAPHIE ACOUSTIQUE	123
5.4	APPORT DE L'HOLOGRAPHIE ACOUSTIQUE A LA METHODE DE GENERATION D'HARMONIQUES	126
5.4.1	RECONSTRUCTION DES SOURCES DE SECOND HARMONIQUE AU NIVEAU DE L'INTERFACE SUR LES MODELES 2D	127
5.4.2	RECONSTRUCTION DES SOURCES DE GENERATION DU SECOND HARMONIQUE AU NIVEAU DE LA FISSURE REELLE	130
5.4.3	RECONSTRUCTION DES SOURCES DES DEUX PREMIERS HARMONIQUES DANS LE CAS D'UNE EPROUVETTE FISSUREE (T2C) SANS CHARGEMENT APPLIQUE	144
5.4.4	RECONSTRUCTION DES SOURCES DES DEUX PREMIERS HARMONIQUES DANS LE CAS D'UNE EPROUVETTE FISSUREE SOUS CHARGEMENT DE TRACTION	148
5.5	CONCLUSIONS	156
 CONCLUSION GENERALE		 159

Introduction générale

Dans le domaine de l'industrie, la caractérisation précoce de l'endommagement des matériaux représente un élément très important pour maîtriser la durabilité et la fiabilité des pièces et matériaux en service. Les méthodes de contrôle non destructif (CND) conventionnelles offrent souvent des solutions intéressantes en terme de caractérisation des défauts. En revanche, ces méthodes échouent à la détection de l'endommagement très localisé tel que les fissures fermées ou les microfissurations. Ces derniers se produisent fréquemment dans le domaine industriel par fatigue ou corrosion par exemple, et représentent les précurseurs de la rupture finale. Ils sont, de ce fait, très importants à identifier.

Les besoins autour de cette problématique sont de détecter, d'imager et de caractériser ces fissures (longueur, localisation, ouverture, précontrainte). Pour tendre vers cet objectif, il faut développer des méthodes qui exploitent au maximum les comportements particuliers des fissures. Les méthodes ultrasonores semblent en avoir le potentiel, en particulier les méthodes acoustiques non-linéaires qui représentent une alternative intéressante pour dépasser les limites des méthodes linéaires, peu sensible à ce type de défauts.

Ce travail est réalisé dans le cadre d'un projet de collaboration avec le CETIM qui s'intitule « analyse de la détectabilité des fissures fermées par les méthodes acoustiques non-linéaires ».

Dans ce contexte, l'objectif global de ce travail de thèse est de faire avancer l'état de connaissance dans le cadre de l'évaluation non-destructive de milieux contenant des fissures fermées par ultrasons non-linéaires et d'analyser la physique du contact acoustique non-linéaire (CAN), problème complexe multi-physiques et multi-échelles. Ce travail est basé sur la méthode de génération d'harmoniques supérieurs. Cette méthode consiste à faire interagir une onde dont le contenu fréquentiel est centré autour de la fréquence f avec une fissure. Cette interaction non-linéaire se manifeste par la génération des harmoniques supérieurs directement reliés à la non-linéarité de la fissure si elle est activée. La démarche proposée se base sur l'association d'analyses numériques et expérimentales. En effet, la dynamique de contact mise en jeu lors du CAN étant complexe, l'analyse numérique permet une compréhension fine de cette interaction en fonction des paramètres physiques impliqués *via* des modèles numériques adaptés, notamment prenant en compte des morphologies d'interfaces complexes. L'analyse expérimentale quant à elle permet d'une part de valider les résultats numériques dans un cas réel de fissure de fatigue et d'autre part d'apprécier l'applicabilité de la méthode. L'objectif final de ce travail de thèse est de proposer une méthodologie permettant l'accès à des signatures non-linéaires au niveau de la fissure, données potentiellement intéressantes en vue de la caractérisation des fissures fermées.

Dans le chapitre 1, une première partie est dédiée au phénomène de fermeture de fissures de fatigue. Les différents mécanismes conduisant à une fermeture prématurée de ces fissures sont présentés. La deuxième partie délimite le cadre de l'acoustique non-linéaire, en prenant soin d'expliquer l'origine de celles-ci. Les différents types de non-linéarités rencontrés lors de la propagation d'une onde acoustique dans un matériau sont expliqués, avec un intérêt particulier pour le contact acoustique non-linéaire (CAN), terme général utilisé pour décrire les phénomènes de contact ayant lieu au niveau de la fissure lors d'une excitation acoustique de forte amplitude. L'objectif étant d'analyser la physique du CAN, la modélisation numérique est un outil indispensable. Les différentes méthodes de modélisation du CAN sont présentées. L'analyse des méthodes existantes permet de dégager les prérequis quant aux caractéristiques d'un outil numérique adapté. Dans la dernière partie de ce chapitre, les méthodes de CND non-linéaires appliquées à l'évaluation des défauts sont présentées, en faisant une synthèse des principaux avantages et inconvénients de chacune des méthodes.

A l'issue de l'étude bibliographique réalisée dans le premier chapitre, de part sa simplicité de mise en œuvre et d'analyse, le but est d'exploiter au maximum la méthode de génération d'harmoniques supérieurs en vue de la caractérisation des fissures fermées. Le second chapitre présente un premier modèle unidimensionnel pour l'étude du CAN. Ce modèle permet l'étude de la réflexion d'une onde sur une interface de contact rigide. Selon les conditions initiales, deux cas sont étudiés : le cas d'une interface fermée avec une précontrainte et le cas d'une interface ouverte avec un saut de déplacement. L'évolution du second harmonique en fonction des deux paramètres physiques est étudiée en vue d'obtenir des signatures non-linéaires. Le modèle 1D est utilisé également pour analyser l'influence de la forme du signal d'excitation sur le CAN en vue de l'optimisation du signal d'excitation utilisé dans l'étude expérimentale.

Une étude expérimentale de la génération du second harmonique sur une fissure de fatigue réelle est présentée dans le troisième chapitre. La mise en place de la méthode ainsi que la mesure du niveau d'harmoniques générés notamment par le dispositif expérimental sont détaillées. L'objectif de cette étude est mettre en évidence le contact acoustique non-linéaire et d'analyser les résultats par rapport aux résultats numériques.

Dans le quatrième chapitre, une étude numérique bidimensionnelle par la méthode EF est effectuée. L'interaction non-linéaire est étudiée entre une onde longitudinale non-plane et des morphologies d'interfaces de contact plus complexes afin de considérer des cas plus réalistes. Dans cette étude, le CAN est analysé par rapport à un état local des paramètres physiques au niveau de l'interface dans le but de déterminer des signatures non-linéaires.

Dans la dernière partie de ce mémoire, une stratégie numérique/expérimentale de reconstruction des sources acoustiques est proposée dans le but d'exploiter au maximum la méthode de génération d'harmoniques en vue de la caractérisation des fissures fermées. Cette stratégie est basée sur la méthode d'holographie acoustique, elle permet l'accès à la distribution des sources de génération du second harmonique au niveau de la fissure. L'applicabilité de cette stratégie est validée d'abord par rapport aux résultats numériques, ainsi que dans le cas d'une éprouvette saine. Ensuite, la reconstruction des sources du second harmonique au niveau de la fissure est étudiée. Les résultats de cette étude sont comparés à ceux obtenus par l'imagerie linéaire.

Chapitre 1

Etat de l'art - Fissures fermées de fatigue, Acoustique non-linéaire et modélisation du CAN

1.1 Introduction

Dans le domaine de l'industrie, la majorité des structures modernes fonctionnent dans des conditions de chargement cycliques, ce qui peut incuber des fissures de fatigue et aboutir à une défaillance structurelle. De tels défauts représentent les précurseurs de la rupture finale et sont, de ce fait, très importants à identifier d'une manière précoce. Un des objectifs du contrôle non destructif (CND) est de détecter ces fissures et de déterminer leurs dimensions, données permettant de statuer sur leurs nocivités et l'état d'endommagement de la structure. Parmi les différentes méthodes de CND, les ultrasons permettent un examen volumique de l'ensemble de la structure, avec une mise en œuvre relativement aisée et non contraignante en termes de sécurité et réglementation. L'interaction entre les ondes ultrasonores et les discontinuités ou fissures présentes au sein de la structure conduit à des modifications de phénomènes linéaires des ondes ultrasonores, telles que la réflexion, l'atténuation, la conversion de mode etc. Dans certaines conditions, les fissures de fatigue peuvent exister au sein du matériau dans un état partiellement ou complètement fermé. Les propriétés linéaires des ondes ultrasonores ne sont pas suffisamment sensibles à la présence des fissures fermées. Devant une telle difficulté, les méthodes de CND non-linéaires présentent une alternative intéressante capables de détecter et éventuellement de caractériser les fissures fermées. L'interaction non-linéaire entre une (ou plusieurs) onde(s) acoustique(s) de forte(s) amplitude(s) et une fissure fermée se manifeste notamment par l'enrichissement du spectre par des composantes fréquentielles supplémentaires dites harmoniques, ce type d'interaction est souvent appelé « Contact Acoustique Non-linéaire (CAN) ». Ce dernier est particulièrement intéressant pour la détection des fissures fermées. Dans ce travail de thèse, le CAN est au centre de l'attention. L'étude porte sur une analyse numérique ainsi qu'une étude expérimentale en vue de l'évaluation non-destructive des fissures fermées.

Dans la première partie de ce chapitre, les différents mécanismes conduisant à la fermeture des fissures de fatigue seront exposés afin de comprendre les conditions de contact dans une fissure fermée.

Les non-linéarités acoustiques sont multiples et les mécanismes à leur origine sont différents selon le type de matériau ou d'endommagement. La deuxième partie de ce chapitre, introduit les différentes sources de non-linéarités rencontrées par une onde acoustique se propageant dans un matériau, en particulier le CAN.

La modélisation numérique du phénomène du CAN permet de comprendre et d'analyser ces interactions non-linéaires entre onde(s) et fissure(s). Dans le but d'analyser les mécanismes mis en jeu, une stratégie numérique a été mise en place. Les différents types de modélisation du CAN seront présentés dans la troisième partie.

Plusieurs méthodes de CND ont été développées à partir des effets non-linéaires générés par le CAN, pour suivre l'endommagement dans les solides, la dernière partie de ce chapitre passe en revue les méthodes de CND non-linéaires appliquées à la détection des fissures fermées.

1.2 Phénomène de fermeture de fissure

Le phénomène de fermeture des fissures remonte à la constatation des différences observées entre les vitesses de fissuration pour un même matériau mais pour différents rapports de charge. Ce phénomène était alors appelé « effet de rapport de charge R » [1]. En effet, la vitesse de fissuration est exprimée en fonction du facteur d'intensité de contrainte ΔK au cours d'un chargement cyclique. Ce dernier est caractérisé par le rapport de charge R qui exprime le rapport entre les charges minimum et maximum appliquées ($R = \sigma_{\min}/\sigma_{\max}$). La vitesse de fissuration ne dépend pas du rapport de charge si la fissure est ouverte. En revanche, si la fissure est fermée, la vitesse de fissuration devient fonction du rapport de charge R comme le montre la figure 1.1.

L'explication de ce phénomène de fermeture de fissure et la mise en évidence expérimentale ont été apportées en 1971 par les travaux d'Elber [1]. Pendant le chargement cyclique de fatigue, la notion de fermeture traduit le fait que la fissure puisse se fermer prématurément avant d'atteindre la charge minimale. Les trois mécanismes primaires responsables de la fermeture des fissures au-dessus de la charge minimale sont : la plasticité, les dépôts d'oxydes sur les surfaces fraîchement rompues et la rugosité.

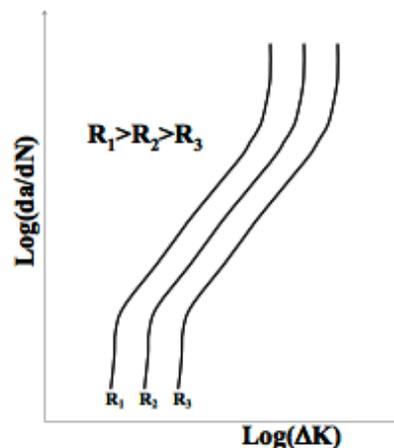


Figure 1.1. Influence du rapport de charge [1]. La vitesse de fissuration da/dN , où a est la longueur de fissure et N le nombre de cycles, devient fonction du rapport de charge R .

1.2.1 Fermeture induite par la plasticité

En se propageant, une fissure de fatigue entraîne avec elle la zone plastifiée qui se développe à son extrémité. Il se forme ainsi, au fur et à mesure que la fissure progresse, un sillage plastique autour de la fissure. Au cours d'un cycle de fatigue ultérieur, la décharge élastique du matériau entraîne des contraintes de compression sur le sillage plastique de la fissure : c'est le phénomène de fermeture induite par la plastification. Elber [1] a observé pour la première fois un contact prématuré des lèvres de la fissure pendant la décharge lorsque la contrainte nominale n'est pas encore nulle. Il a alors introduit le concept de fermeture de fissure de fatigue induite par la plasticité. En effet, durant la propagation de la fissure, les contraintes de compression, créées autour de la fissure lorsque la charge tend vers zéro, empêchent l'ouverture de la fissure, diminuant ainsi l'ouverture théorique du front de fissure. Ainsi, alors que l'éprouvette est globalement en traction, la pointe de la fissure peut rester fermée jusqu'à une contrainte que l'on appellera contrainte d'ouverture (Figure 1.2). Comme la fissure ne peut se propager que lorsque son extrémité est ouverte, l'amplitude du chargement global appliquée : $\Delta\sigma = \sigma_{max} - \sigma_{min}$ se trouve alors réduite à une valeur plus faible telle que $\Delta\sigma_{eff} = \sigma_{max} - \sigma_{ouv}$. Ce phénomène s'observe expérimentalement par la non linéarité de la courbe charge/déplacement d'une éprouvette fissurée.

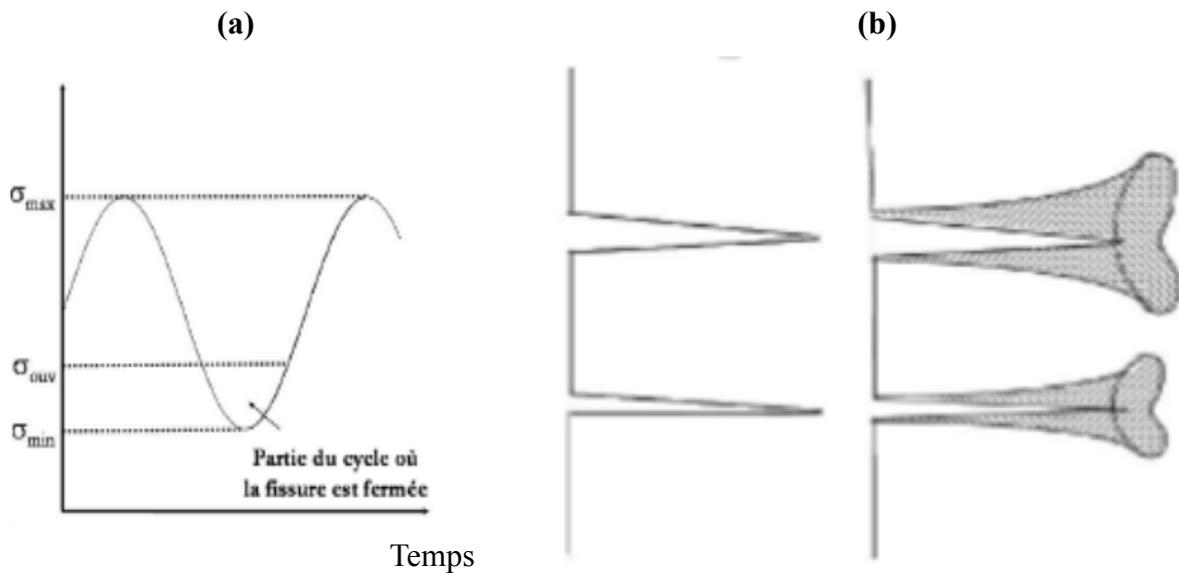


Figure 1.2. (a) Représentation d'un cycle de chargement avec prise en compte de la fermeture.

(b) Représentation schématique du mécanisme de fermeture induite par la plasticité. Pour la partie supérieure, la fissure est ouverte car $\sigma > \sigma_{ouv}$. Pour la partie inférieure, $\sigma \leq \sigma_{ouv}$, le fond de fissure reste fermée [1].

Par ailleurs, de nombreuses études mettent l'accent sur d'autres phénomènes expliquant la fermeture de fissure. Parmi les principaux, on peut citer :

- la fermeture induite par l'oxydation ;
- la fermeture induite par la rugosité de la surface de la fissure.

1.2.2 Fermeture due à l'oxydation

La deuxième raison invoquée pour expliquer le phénomène de fermeture concerne le dépôt des débris d'oxyde sur les surfaces fraîchement rompues (Figure 1.3). Cette couche, dont l'épaisseur peut atteindre le même ordre de grandeur que le saut de déplacement des lèvres en pointe de fissure crée des zones de contact avant d'atteindre la charge minimale et par conséquent, elle modifie la cinétique de propagation de celle-ci [2].

Un nombre important d'études montre que les épaisseurs d'oxyde sont différentes suivant l'environnement pour un rapport de charge donné [3]. Par contre, pour un rapport de contraintes $R = 0,7$, les épaisseurs d'oxyde sont réduites à zéro dans tous les cas [3]. Plusieurs études ont montré que la fermeture induite par l'oxydation est prédominante au voisinage du seuil de propagation (stade I) [3].

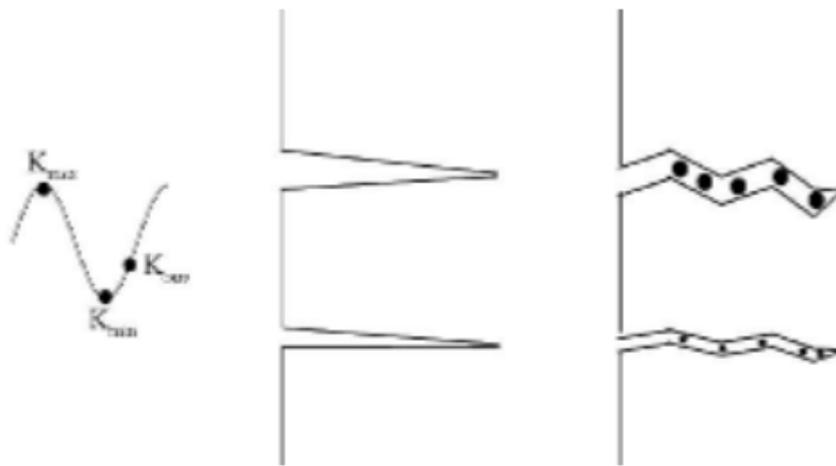


Figure 1.3. Représentation schématique du mécanisme de fermeture induite par l'oxydation [2].

1.2.3 Fermeture induite par la rugosité

L'effet de la rugosité des lèvres de fissure s'ajoute aux forces de refermeture de la fissure provenant de la plastification locale à son extrémité et de la formation des oxydes, pour rendre la réouverture impossible en dessous d'une charge suffisante. La rugosité est associée au trajet très tortueux et aux micro-déplacements des lèvres de fissure suivant le mode II (cisaillement), ce qui empêche sa refermeture totale à charge nulle (Figure 1.4). En effet, les surfaces de rupture n'étant pas rigoureusement lisses, une fermeture prématurée peut intervenir si les conditions de contact changent à la suite d'un glissement des surfaces de l'une par rapport à l'autre. Cet effet est particulièrement accentué aux faibles rapports de charge et près du seuil de propagation (stade I) car l'ouverture du front de fissure peut être du même ordre de grandeur que la taille de la rugosité de la surface de rupture [2].

Une étude de surface de rupture pour plusieurs matériaux possédant des tailles de grains différentes a montré que plus la taille de grain est élevée, plus la rugosité de la surface de rupture augmente et donc le niveau d'ouverture de la fissure est élevé [2].

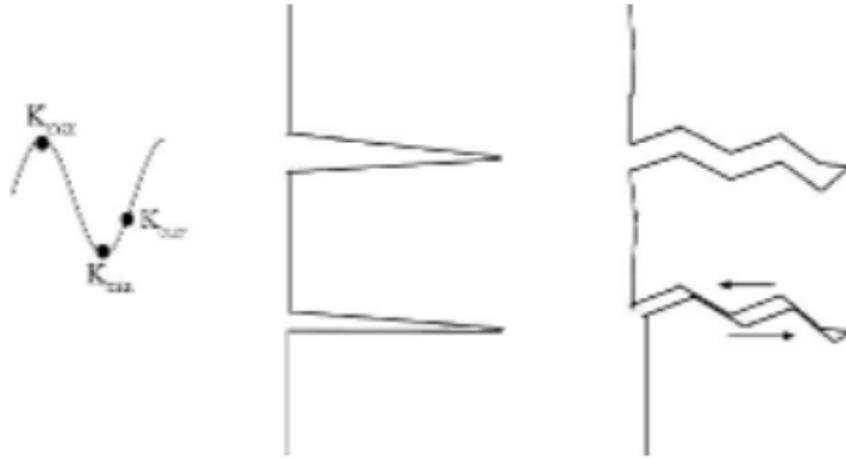


Figure 1.4. Représentation schématique du mécanisme de fermeture induite par la rugosité [2].

A travers la section 1.2, les principales causes conduisant à la fermeture des fissures de fatigue ont été brièvement présentées. L'objectif étant de comprendre les conditions de contact lors la fermeture des fissures, il est à constater que la fermeture complète d'une fissure de fatigue est rare et cela quel que soit le mécanisme responsable (plasticité, oxydation ou rugosité). Souvent la fissure est partiellement ouverte (ou fermée). On peut donc parler de points ou surfaces de contact au niveau de la fissure. Dans le cadre de notre étude, cette remarque sera prise en compte dans la modélisation numérique afin de se rapprocher d'un cas de fissure fermée plus réaliste (chapitre.4).

En plus du cas des fissures de fatigue, la fermeture des fissures peut se produire également dans le cas des soudures (fissuration à chaud [4]), ou par corrosion [5]. Par conséquent, le phénomène de fermeture des fissures est largement considéré par la communauté du contrôle non-destructif, car il influe sur la probabilité de détection des fissures, ce qui se répercute fortement sur la capacité de prédiction précise de la durée de vie. Des études expérimentales ont montré que les méthodes conventionnelles de CND ne sont pas suffisamment sensibles à la présence des fissures fermées. En revanche, il a été constaté dans de nombreux matériaux, que ce type de défauts peut produire des effets non linéaires très significatifs. Pour cela, l'acoustique non-linéaire représente un outil important pour la détection et éventuellement la caractérisation des fissures fermées.

1.3 Acoustique non-linéaire

L'acoustique non-linéaire s'intéresse au comportement des ondes acoustiques lors de leur propagation dans des milieux non-linéaires. Cette propagation peut engendrer des distorsions du signal, un comportement pseudopériodique voire chaotique. Ces comportements non-linéaires observés dans différents solides peuvent être le résultat d'une variété de mécanismes ayant lieu à différentes échelles. Ces mécanismes peuvent être classés en trois catégories : non-linéarités géométriques, non-linéarités du matériau, et non-linéarités de contact.

Les non-linéarités géométriques sont souvent associées aux grandes déformations. De ce fait, elles ne sont pas considérées dans le cadre de l'acoustique linéaire qui s'inscrit dans l'hypothèse des petites déformations.

Les non-linéarités du matériau correspondent à une relation contrainte-déformation non-linéaire. On distingue deux grandes familles de non-linéarités du matériau : les non-linéarités classiques et non classiques. Les effets induits par ces non-linéarités dépendent de la distance de propagation (non-linéarités volumiques).

Les non-linéarités de contact sont considérées comme non-classiques, mais elles sont localisées. On peut citer par exemple le frottement sec qui conduit à des alternances d'adhérence et de glissement avec frottement, ou encore le contact intermittent « *clapping* » qui s'apparente à des chocs entre deux constituants du système.

1.3.1 Non-linéarités acoustiques classiques

La propagation des ondes élastiques dans les solides est décrite à l'aide d'équations constitutives. Ces équations sont l'équation de conservation de la masse, du principe fondamental de la dynamique, et de la loi de Hooke. Cette dernière équation exprime la réponse du solide à une sollicitation mécanique. Dans l'hypothèse des petites déformations, cette équation traduit le fait que contraintes σ et déformations ε sont proportionnelles et liées par un module élastique. Pour le cas d'une onde plane longitudinale se propageant dans un milieu unidimensionnel, la loi de Hooke est définie par :

$$\sigma_1 = C_{11} \varepsilon_1. \quad (1.1)$$

De cette hypothèse de petites déformations, il s'ensuit une équation de propagation linéaire couramment utilisée en acoustique.

Dans le cas plus réaliste de la propagation d'une onde non nécessairement plane dans un milieu solide non purement élastique, linéariser l'équation de propagation est une approximation valable tant que l'amplitude des déformations mises en jeu, l'atténuation dans le milieu ou la diffraction limitent l'observation des effets non-linéaires. Dans le cas contraire, l'équation de propagation linéaire devient insuffisante pour décrire la propagation de cette onde.

Si l'on suppose, pour simplifier, une onde plane longitudinale d'amplitude finie se propageant dans un solide isotrope, un développement à l'ordre supérieur des équations constitutives conduit à l'équation de propagation suivante, ici écrite en fonction du déplacement d'une particule solide, par rapport à sa position d'équilibre repérée par a_1 [6]:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - c_L^2 \frac{\partial^2 u}{\partial a_1^2} = -2\beta c_L^2 \frac{\partial u}{\partial a_1} \frac{\partial^2 u}{\partial a_1^2}. \quad (1.2)$$

Le membre de gauche regroupe les termes linéaires de l'équation. c_L est la vitesse de propagation d'une onde longitudinale dans un solide isotrope. Le membre de droite est non-linéaire. Le coefficient β est appelé coefficient de non-linéarité du solide, ici pour les ondes longitudinales. Ce coefficient quantifie le niveau de non-linéarité du matériau. Il regroupe la non-linéarité du tenseur des déformations (non-linéarité géométrique) et la non-linéarité de la loi de Hooke, impliquant des constantes élastiques du troisième ordre, ici le C_{111} :

$$\beta = -\left(\frac{3}{2} + \frac{C_{111}}{2\rho_0 c_L^2}\right). \quad (1.3)$$

Il existe différentes méthodes expérimentales pour mesurer soit les constantes élastiques du troisième ordre, soit le paramètre de non-linéarité β d'un solide, parmi :

- L'acoustoélasticité : C'est la méthode la plus utilisée, elle consiste à mesurer les variations de vitesse des ondes longitudinales (ou transversales) en fonction d'une contrainte élastique statique appliquée [7] [8].
- La génération d'harmoniques : Cette méthode consiste à mesurer l'amplitude du second harmonique généré lors de la propagation non-linéaire de l'onde, qui est proportionnelle au coefficient de non-linéarité β . Les mesures peuvent être effectuées à l'aide d'un transducteur [9] ou d'un interféromètre optique [10].
- Modulation de phase : La détermination du coefficient de non-linéarité β par modulation de phase [11] [12] [13] [14] est basée sur le principe de l'interaction non-linéaire entre deux ondes de fréquences différentes. Dans ce cas, l'onde de basse fréquence module la phase de l'onde de haute fréquence. Cette modulation de phase est elle aussi proportionnelle au coefficient β .

Dans la littérature, différentes valeurs du coefficient β ont pu être déterminées afin de caractériser divers matériaux, comme le montre le tableau 1.1 :

Milieu	Coefficient de non-linéarité β
Air [15]	1.2
Or [15]	3.1
Eau distillée [15] [16]	3.5
Acier [16]	10
Roche [15]	$\approx 1000 - 10000$

Tableau 1.1. Différentes valeurs du coefficient de non-linéarité β .

En acoustique, la non-linéarité classique se traduit par une modification de la vitesse de propagation des ondes lors de la propagation ainsi par un enrichissement du contenu fréquentiel. Ces deux phénomènes sont illustrés sur la figure 1.5. La vitesse de propagation des ondes ultrasonores varie en fonction de la pression acoustique. En effet, durant une phase de surpression, correspondant à la "compression" du milieu de propagation et suivant le signe de coefficient de non-linéarité β , l'onde acoustique se propage plus vite que durant une phase de détente. Cette déformation, caractérisée par un raidissement du front d'onde, conduit à la création de nouvelles composantes spectrales dites harmoniques.

Afin de mettre en évidence la génération des harmoniques supérieurs, l'équation d'onde non-linéaire (Eq 1.2) peut être résolue par la méthode des perturbations [17]. Cette méthode, suppose que le déplacement u s'écrit comme la somme des déplacements d'ordre croissant (1, 2, ...). Dans ce développement, le déplacement d'ordre 2 est supposé très inférieur au déplacement du premier ordre. En ne retenant que les deux premiers ordres, on a :

$$u = u^{(1)} + u^{(2)}, \quad (1.4)$$

$u^{(1)}$ est appelée onde primaire, solution de l'équation d'onde linéaire :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c_L^2 \frac{\partial^2 u}{\partial a_1^2}. \quad (1.5)$$

Si la solution $u^{(1)}$ est une onde progressive d'amplitude A_1 , de nombre d'onde k et de pulsation ω :

$$u^{(1)} = A_1 \cos(kx - \omega t), \quad (1.6)$$

Alors en remplaçant (1.6) dans (1.5), l'équation portant sur les perturbations de second ordre décrivant la propagation des ondes « secondaires » est donnée par :

$$\frac{\partial^2 u^{(2)}}{\partial t^2} = c_L^2 \frac{\partial^2 u^{(2)}}{\partial a_1^2} - 2c_L^2 \beta \frac{\partial u^{(1)}}{\partial a_1} \frac{\partial^2 u^{(1)}}{\partial a_1^2}. \quad (1.7)$$

Connaissant l'expression de $u^{(1)}$, l'équation d'onde du second ordre devient :

$$\frac{\partial^2 u^{(2)}}{\partial t^2} = c_L^2 \frac{\partial^2 u^{(2)}}{\partial a_1^2} - 2c_L^2 \beta A_1^2 k^3 \sin(2(ka_1 - \omega t)). \quad (1.8)$$

La résolution de cette dernière équation est réalisée en supposant que la solution à l'ordre 2 prend la forme générale suivante [18]:

$$u^{(2)} = f(a_1) \sin(2(ka_1 - \omega t)) + g(a_1) \cos(2(ka_1 - \omega t)). \quad (1.9)$$

La solution finalement obtenue pour l'équation d'onde non-linéaire (1.2) est alors [17,18] :

$$u = A_1 \cos(ka_1 - \omega t) - \frac{1}{4} \beta A_1^2 k^2 a_1 \cos(2(ka_1 - \omega t)). \quad (1.10)$$

A partir de la relation (1.10), l'amplitude du déplacement associé au second harmonique peut être définie par :

$$A_2 = \frac{1}{4} \beta A_1^2 k^2 a_1. \quad (1.11)$$

A partir de la relation (1.11), deux remarques sont à noter. La première concerne la dépendance linéaire entre l'amplitude A_2 et la distance de propagation a_1 qui exprime l'effet cumulatif de la non-linéarité classique. Cette dépendance a été observée expérimentalement [19], [20]. La seconde concerne la dépendance entre l'amplitude A_2 et le carré de l'amplitude de l'harmonique fondamental. Cette propriété a été démontrée expérimentalement [20] [21] [22]. En s'appuyant sur cette propriété, plusieurs études [20] [21] [22] [19] ont utilisé une définition simplifiée du coefficient de non-linéarité pour quantifier la non-linéarité des matériaux :

$$\beta^* = \frac{A_2}{A_1^2}. \quad (1.12)$$

Notons que ce coefficient de non-linéarité dépend de la distance et du carré de la fréquence de l'onde primaire.

Jusqu'à présent, seule la non-linéarité classique est considérée. Cette non-linéarité traduit les comportements acoustiques liés aux effets microscopiques répartis dans le volume du matériau. Ces derniers sont pris en compte dans les équations de la mécanique par l'introduction des constantes élastiques d'ordre supérieur. Ce type de non-linéarité se manifeste par la génération des harmoniques supérieurs dont les amplitudes sont liées aux paramètres non-linéaires (β par exemple).

Par ailleurs, la théorie classique de l'acoustique non-linéaire est insuffisante pour décrire certains phénomènes se produisant dans un milieu contenant des éléments mécaniques tels que des fissures, des grains, des jointures de grains, des pores, des dislocations, car cette théorie ne tient pas compte d'une éventuelle dépendance de la déformation dans les expressions des

constantes élastiques, cela impose le développement de nouvelles approches afin de traiter au mieux les phénomènes de non-linéarité hystérétiques. Ces approches représentent une nouvelle classe de non-linéarités appelée « non-linéarités acoustiques non-classiques ».

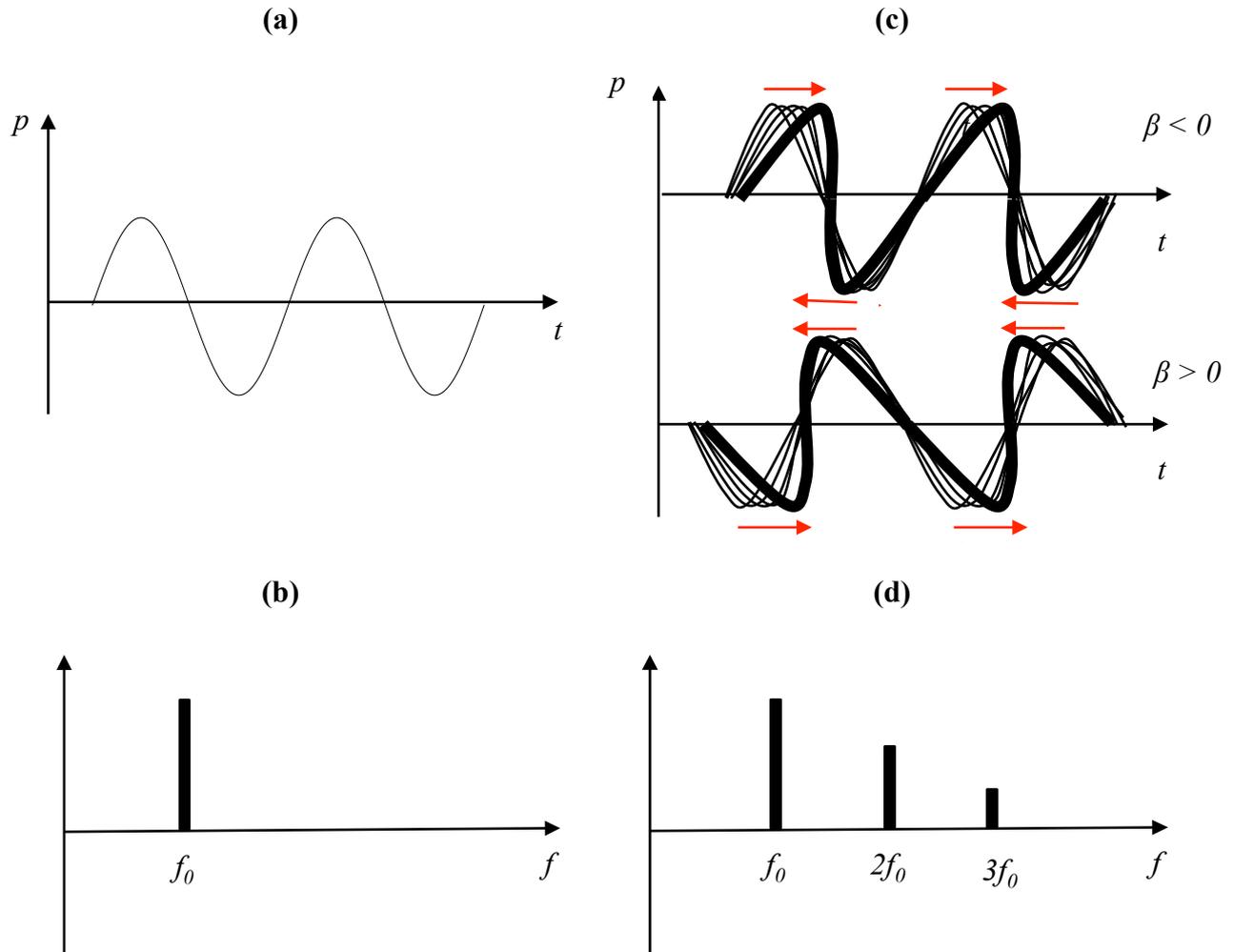


Figure 1.5. Distorsions locales de l'onde acoustique se propageant dans un matériau non-linéaire et apparition des harmoniques supérieurs. **(a)** Signal temporel émis par la source. **(b)** Transformée de Fourier du signal avant distorsion. **(c)** Signal temporel après une certaine distance de propagation, le front d'onde est distordu suivant le signe du paramètre non-linéaire β . **(d)** Transformée de Fourier du signal distordu et apparition des harmoniques supérieurs.

1.3.2 Non-linéarités acoustiques non-classiques

Les deux dernières décennies ont été marquées par une croissance rapide de l'activité de recherche dans le domaine de l'évaluation et le contrôle non-destructif par l'acoustique non-linéaire. De nouvelles approches non-classiques ont été développées prenant en compte les phénomènes non-linéaires volumiques « hystérétiques » et ceux localisés comme le contact acoustique non-linéaire, qu'on trouve pour le cas des fissures fermées.

1.3.2.1 Non-linéarité non-classique de matériau (volumique)

Un des plus forts indicateurs de la non-linéarité de certains matériaux est le comportement hystérétique accompagné d'un effet de mémoire discrète [23]. Un exemple d'hystérésis et de mémoire discrète est présenté sur la figure 1.6. Le comportement d'un matériau est considéré hystérétique, s'il suit des courbes de contrainte-déformation différentes dans un cycle de charge /décharge [24]. Pendant le chargement initial, le comportement du matériau est décrit par la ligne ABC. Lors de la décharge, un matériau non-linéaire classique revient à son état initial par la même courbe ABC. En revanche, un matériau hystérétique emprunterait une courbe différente par exemple CDE sur la figure 1.6, si le chargement appliqué se termine en compression. Lorsque le matériau est chargé une deuxième fois de manière identique, la courbe rejoindra le point C, mais cette fois par le point F. L'état d'un matériau avec un comportement hystérétique dépend non seulement des conditions de chargement, mais aussi de son histoire [25]. Une petite variation de contrainte au cours du chargement, peut conduire à la création de nouvelles boucles internes dans la courbe de contrainte-déformation telles que celle présentée (G-H-G). Cet effet est connu sous le nom de la mémoire discrète. Le comportement hystérétique des métaux et des roches a été observé expérimentalement pour la première fois au début du 20ème siècle [26]. Le comportement hystérétique est très faible dans les métaux sains, et est plus important en présence de fissures [27]. Dans les roches, il est considéré comme l'un des comportements non-linéaires de base [24]. Ce phénomène a été étudié de manière plus approfondie depuis les années 1970 [28] [29] [30] [31].

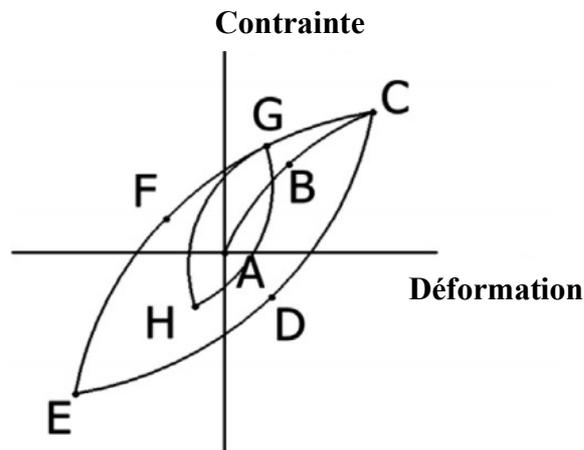


Figure 1.6. Exemple de courbe contrainte-déformation avec un comportement hystérétique accompagné d'effet de mémoire discrète [25].

Bien que le comportement hystérétique ait été observé dans de nombreuses expériences, une explication théorique de son origine n'est pas encore définie totalement. Contrairement à la non-linéarité classique qui est liée aux effets microscopiques, la non-linéarité non-classique du matériau est le résultat des effets mésoscopiques. Certains auteurs expliquent que la source principale de cette forme de non-linéarité se trouve au niveau des joints de grains ou des microfissures, tels que les mécanismes de friction ou de décohésion entre les grains du matériau, dans les régions d'un réseau cristallin perturbé par des dislocations ou des microfissures [27].

La propagation d'une onde acoustique dans un milieu ayant un comportement hystérétique, conduit à la génération des effets non-linéaires tels que la génération d'harmoniques supérieurs

[32] ou la résonance non-linéaire [33]. Un autre phénomène non-linéaire peut éventuellement s'ajouter dans le cas des matériaux fortement non-linéaires, il s'agit du phénomène de la dynamique lente ou de relaxation [34]. Deux excitations identiques appliquées successivement au même échantillon peuvent ne pas conduire au même résultat. Une période de "repos" est nécessaire pour revenir à l'état initial. La théorie de l'acoustique non-linéaire classique ne suffit pas pour décrire l'évolution de ces réponses non-linéaires [35], [36]. Il est donc nécessaire de prendre en compte un comportement hystérétique et un effet mémoire, typique des matériaux micro-inhomogènes, dans la relation contrainte-déformation. Dans une première approche, deux modèles hystérétiques (élastique et inélastique) ont été proposés [37]. Les deux modèles font intervenir plusieurs paramètres non-linéaires dans la loi de comportement. Un choix correct des différents paramètres permet de décrire une large classe de comportement hystérétique. Une validation expérimentale a été obtenue pour des mesures réalisées sur des échantillons de zinc [38]. Une deuxième approche, un modèle purement phénoménologique a été développé. L'hypothèse principale de ce modèle porte sur le fait que le comportement non-linéaire macroscopique des matériaux est essentiellement dû à un grand nombre d'unités hystérétiques au sein du matériau, appelées Unités Hystérétiques Élémentaires UHE (HEU pour Hysteretic Elementary Unit). Dans un premier temps, ces unités sont caractérisées de manière individuelle. Ensuite, l'influence d'un ensemble d'unités sur le comportement du matériau à l'échelle macroscopique est évaluée. Ce modèle repose sur l'espace de Preisach-Mayergoyz (PM) [39] [23] [40] [41] [42] [43] afin de prendre en compte le nombre important des UHE. L'espace PM présente plusieurs avantages :

- il est intéressant d'un point de vue numérique, puisque le domaine peut être discrétisé à l'aide des unités (UHE) [44] [45].
- il est efficace pour la modélisation d'un réseau de microfissurations créée par fatigue [25].
- il peut incorporer n'importe quel modèle physique [25].

Le principal inconvénient du modèle PM est l'explication incomplète de la dynamique lente [46]. Les modèles hystérétiques sont purement phénoménologiques, et plus adaptés pour les matériaux granulaires. Dans les métaux, les théories fondées sur l'espace PM peuvent décrire les matériaux avec un nombre élevé de microfissures, mais pas une seule macro fissure.

1.3.2.2 Contact acoustique non-linéaire (CAN)

Le problème de contact dans les solides présente des non-linéarités qui sont les plus difficiles à prendre en compte. La nature des phénomènes liés au contact est multi-physiques et multi-échelles : en effet, on peut trouver des effets mécaniques (ex : usure [47], frottement sec [48]), thermique (dissipation de chaleur [49]), acoustique (contact acoustique non-linéaire [50]), ou même physico-chimiques (réactivité des surfaces [51]).

Dans ce travail, nous nous intéressons aux problèmes non-linéaires de contact localisés dans le cadre de l'acoustique. Ce problème est lié à l'interaction non-linéaire entre une (ou plusieurs) onde(s) acoustique(s) et une surface de contact imparfaite (ex : fissures fermées). Cette interaction non-linéaire est appelée : contact acoustique non-linéaire (CAN).

Le phénomène du CAN a été mis en évidence pour la première fois par Buck et *al.* [52] pour étudier l'interaction non-linéaire entre une onde longitudinale et une interface de contact précontrainte formée en mettant deux blocs d'aluminium en contact. Les effets non-linéaires générés par le contact acoustique non-linéaire ne sont pas cumulatifs avec la distance de propagation comme dans le cas de la non-linéarité du matériau (classique ou non-classique),

mais ils sont localisés au niveau du défaut. De plus, le niveau de non-linéarité généré par le CAN est supérieur à celui issu de la non-linéarité classique [52]. De ce fait, le CAN a un intérêt particulier pour les études portant sur la détection des défauts notamment les fissures fermées, les défauts d'adhésion, etc.

Les non-linéarités générées par le CAN sont liées à une dynamique de contact entre les faces opposées d'une fissure lors d'une excitation acoustique suffisamment puissante. Cette dynamique de contact est traduite principalement par deux mécanismes. Le premier est le mécanisme de « *clapping* » provoqué par une alternance d'ouverture et de fermeture de la fissure. En effet, lorsque une onde acoustique suffisamment puissante atteint une interface de contact imparfaite en incidence normale, la partie en compression est transmise alors que la partie en traction ouvre la fissure et est réfléchiée. Le signal transmis perd la symétrie par rapport à sa valeur moyenne, cette forme de distorsion donne lieu à la génération des harmoniques supérieurs pairs et impairs. Le principe de ce mécanisme est donné par la figure 1.7. Le second mécanisme non-linéaire est le « *sliding* ou glissement avec frottement », il correspond à un glissement entre les deux faces de l'interface lors d'une excitation acoustique. Ce mécanisme peut être généré suite à l'interaction entre une onde de cisaillement en incidence normale et une interface de contact imparfaite. Il a été montré que si les deux mécanismes sont activés simultanément, la non-linéarité générée par le *clapping* est dominante par rapport à celle générée par le « *sliding* » [27].

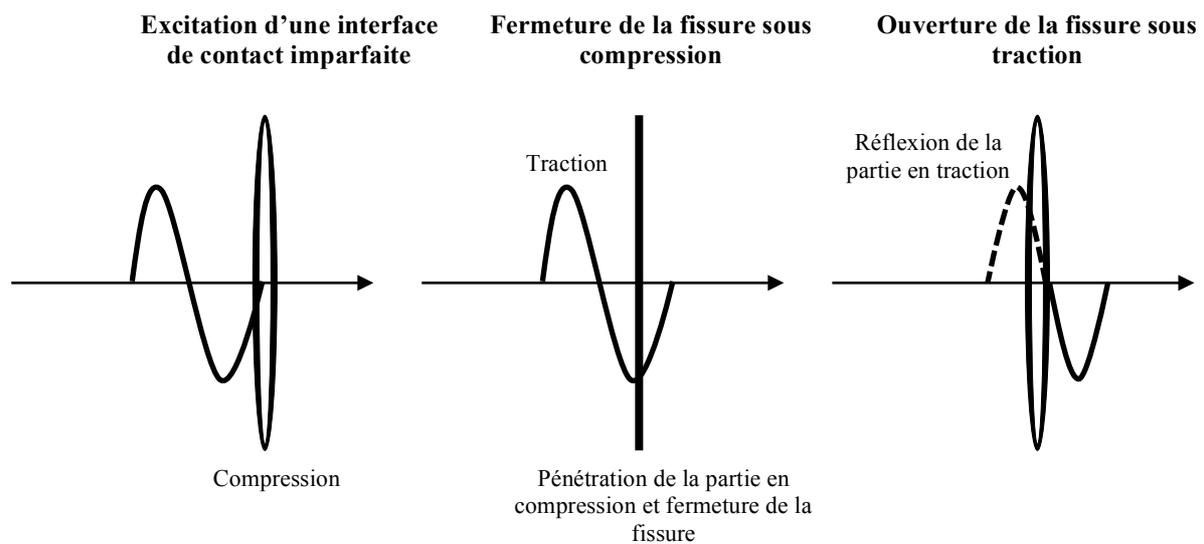


Figure 1.7. Principe du CAN pour l'interaction entre une fissure fermée et une onde longitudinale en incidence normale (mécanisme de *clapping*).

Dans le cas d'une fissure réelle, les surfaces en contact ne sont pas planes généralement à cause de la rugosité entre autres. Dans ce cas, en plus du *clapping*, la morphologie de la fissure peut causer une non-linéarité Hertzienne ainsi qu'une concentration de contrainte au niveau des aspérités [53]. En effet, le mécanisme Hertzien est lié à une déformation entre deux surfaces non-planes mises en contact sous l'action d'une compression. Des observations expérimentales ont mis en évidence le mécanisme Hertzien lors du contact acoustique non-linéaire [9] pour les faibles charges de compression appliquées. Cependant, il a été montré que les non-linéarités liées au *clapping* sont dominantes comparé à la non-linéarité Hertzienne [53].

En acoustique non-linéaire, l'interaction entre une (ou plusieurs) onde(s) et une fissure est caractérisée par la manifestation d'effets non-linéaires. Parmi ces derniers, on trouve des effets en communs avec la non-linéarité du matériau (ex : harmoniques supérieurs, modulation non-linéaire de fréquences, démodulation d'amplitude, etc) et un autre effet spécifique au CAN (sous harmoniques). Les différents effets seront détaillés dans la section 1.5.

Bien que la plupart des effets non-linéaires générés par le CAN sont aussi générés par la non-linéarité du matériau, les mécanismes responsables à ces effets sont différents. La génération des harmoniques *via* le CAN a été expliquée par une variation de raideur inter-faciale ou dissymétrie de raideur [52], [46], [54]. La raideur du solide fissuré est importante durant les phases de compression et elle diminue durant les phases de traction. Cette dissymétrie de rigidité implique la modulation le signal lors de son passage à travers la fissure.

Un autre effet lié à la dissymétrie de raideur est le mécanisme de diode [55]. Cet effet concerne la rectification du signal distordu qui est transmis durant les phases de compression. Cette rectification donnera lieu à l'apparition des harmoniques supérieurs ainsi qu'une composante basse fréquence dans le spectre. Cette composante est le résultat de la démodulation d'amplitude par rapport à l'enveloppe du signal.

Comme indiqué précédemment, l'effet non-linéaire spécifique au CAN est la génération des sous-harmoniques de fréquence f_0/n (avec $n \geq 2$) [56] [57] [53] [9] [10] [23] [24] [25]. Cet effet est généré lorsque l'amplitude incidente devient très importante. La dissymétrie de raideur inter-faciale ne suffit pas pour analyser cet effet [57]. Certains auteurs expliquent la génération des sous-harmoniques par un effet d'inertie entre les faces de la fissure. Pour une fréquence élevée, lorsque l'amplitude de l'onde incidente augmente, les déplacements imposés sur une face de la fissure ne permettent pas à la seconde de suivre le mouvement. Le contact n'a pas lieu à chaque période mais toutes les N périodes. La modulation du signal par cette dynamique de contact entraîne la génération des sous-harmoniques. Pour d'autres auteurs, la génération des sous-harmoniques est liée à un effet de résonance paramétrique qui correspond à des oscillations instables au niveau de la fissure [58].

Enfin, l'interaction non-linéaire entre une onde acoustique et une fissure peut générer des phénomènes d'hystérésis et de mémoire lorsque l'amplitude de la source varie [58], [59]. Ces boucles d'hystérésis et ces effets mémoires sont attribués à des mécanismes de micro-contact et dépendent aussi des conditions ambiantes (température, humidité, pression...). Par exemple, Korshak *et al.* ont montré que le temps de relaxation augmentait avec la durée d'excitation. L'évolution du temps de relaxation dûe à l'excitation acoustique est comparée au temps de relaxation induit par un échauffement local de la fissure. La similarité des résultats donne à penser qu'une des raisons de l'effet mémoire est liée à une relaxation thermique [59].

Dans la section 1.3, les différentes sources de non-linéarités que peut rencontrer une onde acoustique lors de sa propagation dans un matériau ont été présentées. La non-linéarité peut être volumique (classique ou non-classique), ou localisée autour d'un défaut. La non-linéarité volumique classique est liée aux effets microscopiques répartis dans le volume du matériau. Ce type de non-linéarité est pris en compte dans les équations de la mécanique par l'introduction des constantes élastiques d'ordres supérieurs. La non-linéarité volumique non-classique est liée au comportement hystérétique du matériau. En marge de ces non-linéarités volumiques, une fissure ou une interface de contact constitue une source de non-linéarité localisée. Le comportement non-linéaire de la fissure est gouverné principalement par le CAN. Ce phénomène est particulièrement intéressant dans l'objectif de détecter et de caractériser une fissure. Cependant, les effets non-linéaires générés par le CAN sont majoritairement communs à ceux produits par les non-linéarités volumiques, comme la génération d'harmoniques supérieurs. Malgré un

consensus sur le fait que les effets non-linéaires sont relativement importants en présence d'un défaut, il est parfois très difficile de séparer les mécanismes mis en jeu dans la génération des effets non-linéaires. En revanche, la modélisation et la simulation numérique représentent un outil indispensable pour une analyse profonde de ces interactions, car divers mécanismes peuvent être activés et désactivés facilement. La partie suivante, porte sur la modélisation du CAN.

1.4 Modélisation de l'interaction non-linéaire entre une onde acoustique et une interface de contact

Dans cette partie, les différentes approches de modélisation de l'interaction non-linéaire entre une onde acoustique et une interface de contact sont présentées. Ces approches peuvent être classées en deux catégories : la première englobe les modèles basés sur le principe de l'asymétrie de raideur. La seconde contient les modèles basés sur les lois de contact.

1.4.1 Modèles basés sur l'asymétrie de raideur

L'un des modèles les plus connus pour la modélisation non-linéaire d'une fissure est basé sur le principe de la raideur bilinéaire aussi appelée l'asymétrie de raideur [59]. En effet, la rigidité globale du solide est celle du solide sain lorsque la fissure est fermée, mais elle est réduite lorsque la fissure est ouverte.

Dans la littérature, il existe différents modèles qui se basent sur le principe de l'asymétrie de raideur. Le but de ces modèles est d'expliquer les différents effets non-linéaires liés au CAN, tels que la génération des harmoniques supérieurs, sous-harmoniques, modulation non-linéaire de fréquences, etc. Ces modèles se différencient par la manière de modéliser la fissure. On distingue : les modèles bi-modulaires, les modèles ressorts et les modèles masses-ressorts.

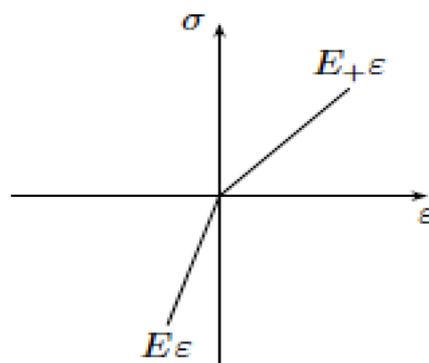


Figure 1.8. Exemple d'une courbe contrainte-déformation du modèle bi-modulaire [27].

Le modèle bi-modulaire [60] [61] [50] [62] [63] consiste à modéliser la fissure comme une zone dont la relation contrainte-déformation est asymétrique, et diffère de la loi de comportement appliquée au reste du solide. La loi de comportement est continue par morceaux (figure 1.8). Pour un état de compression ($\epsilon < 0$), la rigidité de l'interface est celle du matériau sain E . Dans la phase de traction, le module d'élasticité est noté $E+$ (figure 1.8).

Le modèle bi-modulaire est capable de reproduire des harmoniques supérieurs, mais il a encore plusieurs limites. La première concerne l'absence d'harmoniques impairs contrairement aux observations expérimentales [62], [63]. La seconde est le changement brusque de la rigidité au cours de la transition entre le statut ouvert et fermé de la fissure. L'homogénéité du modèle est une autre limitation importante [61].

Selon d'autres auteurs [64] [65] [66] [67] [68], en raison de la présence des aspérités sur les faces impliquées dans le contact, le comportement de l'interface devient plus complexe, et le simple passage d'une valeur de rigidité à une autre ne suffit pas pour le représenter. En effet, la surface réelle de contact entre les deux faces de l'interface dépend de la déformation progressive des aspérités en fonction du chargement. Ainsi, la raideur de l'interface est proportionnelle au chargement. Afin de tenir compte de cette relation, des travaux ont proposé de modéliser la fissure par des ressorts dont la raideur est déterminée expérimentalement [64] [65] [66] [67] [68]. La raideur de l'interface peut être déterminée en fonction du coefficient de transmission de l'onde à travers l'interface [69].

Greenwood et Williamson ont proposé un modèle qui peut expliquer la génération des harmoniques supérieurs pairs et impairs, ainsi que l'évolution non-linéaire de l'amplitude des harmoniques en fonction de celle de l'excitation [64]. Ils mettent en évidence également une variable qui relie la surface en contact et le chargement appliqué « la dureté d'interface ».

Le comportement de l'interface pendant le *clapping* peut être considéré comme potentiellement hystérétique en raison des frottements entre les surfaces rugueuses [58], [50]. Afin de prendre en compte les effets hystérétiques, le comportement des ressorts a été enrichi par des amortisseurs visqueux. Un tel modèle s'inscrit alors dans la théorie des espaces de Preisach-Mayergoyz. Les simulations numériques sont concluantes puisqu'elles montrent bien un comportement hystérétique. Ce modèle permet de reproduire le phénomène de décalage de la fréquence de résonance, et l'évolution quadratique du second et du troisième harmonique en fonction de l'amplitude de la source [70].

Dans un autre travail [71], la fissure a été modélisée comme un oscillateur intégré dans une matrice élastique du solide, le *clapping* a été introduit par des forces supplémentaires entre les aspérités, qui étaient représentées dans le modèle par des ressorts de longueur inférieure à la largeur de la fissure. Ce modèle est capable de reproduire l'hystérésis observée expérimentalement [72].

Concernant les modèles masses-ressorts, la masse est introduite afin de prendre en compte les changements de densité dans le matériau lorsque le nombre d'imperfections au niveau de l'interface devient important. Aleshin *et al.* proposent un modèle capable de traiter le cas d'un solide contenant un grand nombre de fissures réparties et orientées aléatoirement [73]. Le modèle s'inscrit dans la théorie des espaces de Preisach-Mayergoyz et le comportement des fissures est obtenu à partir de lois micromécaniques. Le modèle reproduit les effets d'hystérésis, de dynamique lente, de décalage de la fréquence de résonance et de génération de différents harmoniques.

Une autre raison d'introduire des masses dans les modèles ressorts est la prise en compte des effets d'inertie dus au matériau contenant la fissure. Cela permet selon certains auteurs d'expliquer la génération des sous-harmoniques comme vu précédemment (§1.3.2.2) [74], [75]. Ohara *et al.* ont pris en compte dans ce modèle d'éventuels effets d'adhésion entre les faces de la fissure pour expliquer le seuil observé pour la génération des sous-harmoniques [74]. Cette adhésion peut être vue comme le résultat de mécanismes de micro-contact ou plus simplement comme l'effet d'une contrainte résiduelle maintenant la fissure fermée. Trois paramètres principaux sont utilisés : la raideur du ressort, la masse associée à une face de la fissure et la force d'adhésion.

1.4.2 Modèles basés sur les lois de contact

Une autre manière de modéliser l'interaction non-linéaire entre une onde acoustique et une interface de contact avec frottement consiste à utiliser des lois de contact. Le comportement dynamique de l'interface lors de l'excitation acoustique peut se traduire par une alternance d'ouverture et de fermeture et/ou un glissement frottant entre ses deux faces. Le *clapping* peut être géré par une loi de contact unilatéral, et le glissement avec frottement par la loi des frottements de Coulomb. Ces lois ont été utilisées dans un certain nombre de modèles et seront détaillées dans les chapitres 2 et 4.

Le premier modèle analytique expliquant la génération des harmoniques supérieurs dans le cas d'une fissure fermée en utilisant une loi de contact unilatéral a été rapporté par Richardson en 1979 [57]. Le modèle étudie l'interaction non-linéaire entre une onde longitudinale plane en incidence normale et une interface de contact plane séparant deux milieux élastiques identiques semi-infinis. Les deux faces de l'interface sont maintenues en contact par une précontrainte appliquée. La loi de contact unilatéral gère l'alternance d'ouverture et de fermeture de l'interface lors de l'excitation acoustique tout en assurant la non-interpénétration des faces pendant les phases de contact. L'évolution de l'amplitude du second harmonique a été étudiée en fonction de l'état de contrainte au niveau de l'interface, présentant un passage par une valeur optimale. Ces résultats ont été validés expérimentalement dans le cas d'une interface de contact entre deux blocs d'aluminium [56].

Cependant, il est bien connu que la résolution analytique du contact acoustique non-linéaire est limitée à des problèmes simplifiés correspondant à des interfaces de contact planes et des conditions d'excitation relativement simples (onde sinusoïdale plane). En revanche, il est possible de résoudre des problèmes plus complexes en utilisant des approches numériques avancées. Parmi les méthodes numériques les plus utilisées, on trouve la méthode des éléments frontières BEM (Boundary Element Method), la méthode des Eléments Finis (Finite Element Method) et la méthode des domaines fictifs.

La méthode des éléments frontières BEM repose sur le seul maillage de la frontière de la structure. L'ouvrage de Man [76] donne des explications sur les problèmes de contact résolus par la méthode des éléments frontières. Hirose et *al.* ont utilisé cette méthode pour modéliser l'interaction non-linéaire entre une fissure et une onde acoustique plane dans le cas 2D et 3D [77] [78] [79]. Pour le cas 2D, le frottement n'a pas été considéré dans un premier temps [77]. Les fonctions de Green ont été utilisées pour calculer la solution pour l'onde transmise à partir des déplacements de l'interface. Les résultats montrent l'existence du second harmonique sur le spectre de l'onde transmise. Le frottement est ajouté dans un second travail [78]. Trois cas sont abordés en régime permanent :

- la fissure est initialement ouverte et soumise à une onde longitudinale sous incidence normale.
- la fissure est fermée et soumise à une onde longitudinale ou transverse sous incidence normale.
- la fissure est fermée et soumise à une onde transverse sous incidence oblique.

Pour le cas de l'onde longitudinale sous incidence normale, l'évolution de l'amplitude des deux premiers harmoniques est donnée en fonction de l'état de déplacement pour le cas initialement ouvert (figure 1.9a), et en fonction de l'état de contrainte pour le cas initialement fermé (figure 1.9b). L'état de déplacement représente le ratio entre le saut de déplacement entre les faces de la fissure et le déplacement incident généré par l'onde acoustique, alors que l'état de contrainte exprime le ratio entre la précontrainte appliquée sur la fissure et la contrainte

incidente. L'évolution de l'amplitude du second harmonique présente un maximum dans le cas de la fissure initialement fermée contrairement au cas de la fissure initialement ouverte.

T. Maruyama *et al.* ont proposé une modélisation 3D de l'interaction non-linéaire entre une onde plane et une interface de contact entre deux matériaux. Le frottement est pris en compte dans le modèle. L'équation intégrale de frontière en 3D (BIE : boundary integral equation) est formulée et résolue numériquement en utilisant la méthode BEM. Les résultats numériques montrent la génération des harmoniques supérieurs.

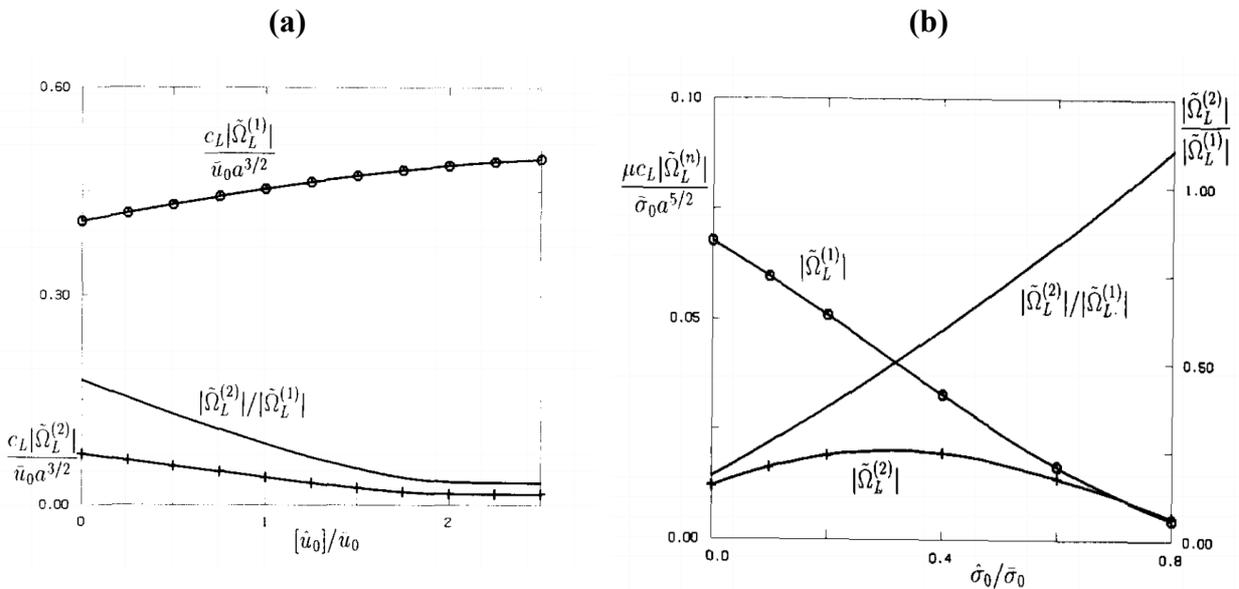


Figure 1.9 Evolution de l'amplitude des deux premiers harmoniques et de leur rapport en fonction de (a) l'état de déplacement au niveau de l'interface, et (b) l'état de contrainte au niveau de l'interface [78]. $\tilde{\Omega}_L^1$, l'amplitude de l'harmonique fondamental, $\tilde{\Omega}_L^2$ l'amplitude du second harmonique.

La méthode des Éléments Finis EF est certainement la plus utilisée des modélisations numériques en mécanique. La littérature sur la résolution du problème du contact par Éléments Finis et des lois de contact est très riche. Les livres de Wriggers et Laursen [80], [81] constituent de riches synthèses des aspects ayant trait aux Éléments Finis en mécanique du contact. Les lois de contact sont aussi implémentées dans des modèles EF par l'intermédiaire de diverses techniques qui seront détaillées dans le chapitre 4. En revanche, dans le domaine de l'acoustique, il existe peu de modèles EF intégrant des lois de contact unilatéral avec ou sans frottement. Kögl *et al.* ont mis en place un modèle EF comportant une ou plusieurs fissures modélisées par une loi de contact unilatéral sans frottement [82]. Le modèle permet de modifier facilement l'orientation des fissures. Des éléments quadrangles sont placés autour des pointes des fissures afin de tenir compte des singularités de contrainte dans ces zones [83], [84]. Une image en amplitude de la fissure a été effectuée pour différentes orientations en relevant l'amplitude des harmoniques supérieurs aux noeuds du maillage. Cependant, pour certaines orientations de fissure, aucun harmonique supérieur n'est détecté. Cela est dû au fait que le frottement n'est pas pris en compte dans le modèle. Blanloeuil *et al.* [85] ont étudié l'interaction non-linéaire entre une onde plane et une fissure fermée pour différentes orientations. La fissure a été modélisée par une loi de contact unilatéral avec les frottements de Coulomb. La loi de contact a été modifiée afin de prendre en compte la précontrainte appliquée à la fermeture de la fissure. L'étude de l'interaction non-

linéaire onde plane/fissure fermée sous différentes incidences a montré que dans le cas d'une onde transversale sous incidence normale, seul le glissement est activé, ce qui résulte par la génération des harmoniques impairs uniquement. Cependant, dans le cas d'une onde transversale sous incidence oblique, un comportement de glissement pur génère à la fois des harmoniques pairs et impairs en raison du couplage entre les contraintes normales et tangentielles à l'interface. D'autre part, si les deux phénomènes, *clapping* et glissement, sont activés simultanément, le comportement non-linéaire de la fissure est dominé par le *clapping*. Ces résultats sont aussi vrais dans le cas d'une onde longitudinale.

A.K Singh et al [86] proposent une modélisation 3D d'un défaut de délaminage dans une plaque en composite. Le modèle permet d'ajouter l'amortissement du matériau. Ce modèle a été utilisé pour étudier l'interaction non-linéaire entre une onde acoustique non-plane et une fissure plane de délaminage. Les résultats montrent la génération des harmoniques supérieurs ainsi qu'un sous-harmonique. Ce dernier a été expliqué par un effet d'inertie entre les deux faces de la fissure. L'influence de la profondeur du défaut ainsi que son diamètre sur l'amplitude des harmoniques a été étudiée. L'imagerie du défaut a été effectuée en relevant les amplitudes du second harmonique ou du sous-harmonique à chaque nœud. Une étude récente [87] propose une imagerie 2D des fissures fermée par la méthode du retournement temporel appliqué à l'harmonique fondamental et le second harmonique. La fissure fermée est modélisée par une loi de contact unilatéral avec frottement de Coulomb. Les faces de la fissure sont considérées parfaitement planes et sont sollicitées par une onde longitudinale plane de fréquence $f_0=1\text{MHz}$. La taille de l'imagerie reconstruite par la méthode de retournement temporel a été sélectionnée égale à $25 \times 25 \text{ mm}^2$. Pour obtenir une reconstitution exacte du défaut, le critère d'échantillonnage de Nyquist [88] doit être satisfait, ce qui indique que le nombre de capteurs N doit être au moins égal à $2kR_0$, où R_0 est le rayon approximatif de la zone d'imagerie. Suite à cette exigence, le nombre de capteurs est fixé à $N = 74$, compte tenu du nombre d'onde du second harmonique et la diagonale du domaine de l'imagerie R_0 . Ces 74 capteurs sont également répartis sur un cercle de rayon $R = 25 \text{ mm}$ centré sur l'origine. L'image du défaut basée sur la reconstruction de l'harmonique fondamental et celle basée sur le second harmonique ne donnent pas les mêmes informations. Pour la première, la distribution de l'amplitude de l'harmonique fondamental présente un pic large indiquant la largeur de la fissure. Tandis que, pour la seconde image, la distribution de l'amplitude du second harmonique présente trois pics, un central et deux sur les bords de la fissure. Ces trois pics indiquent les zones où le CAN s'est produit. L'influence du nombre de capteurs sur la qualité des images a été étudiée, montrant que pour l'harmonique fondamental l'utilisation de 10 capteurs est suffisante. Cependant, la formation de l'image basée sur le second harmonique nécessite un grand nombre de capteurs en raison de la longueur d'onde plus courte, et la directivité élevée du second harmonique.

Une autre méthode numérique a été développée récemment. Il s'agit de la méthode des domaines fictifs. Cette méthode combine les avantages d'une discrétisation régulière de type Différences Finies et la flexibilité géométrique des méthodes EF et BEM. Le calcul est généralement réalisé sur un domaine rectangulaire maillé par une grille uniforme, sur lequel on vient superposer un maillage linéique qui représente de manière précise les interfaces géométriques du domaine (obstacle, fissure). Les sauts de la solution entre les deux maillages constituent une inconnue supplémentaire qu'il faut relier au maillage principal, en utilisant des multiplicateurs de Lagrange par exemple. Pour plus de détails sur cette méthode, on pourra se reporter à la référence [89].

Dans cette partie, différentes méthodes de modélisation du CAN ont été classées en deux catégories :

- La première englobe les modèles basés sur l'asymétrie de raideur. Cette dernière peut être simplement modélisée pour une loi bi-modulaire, mais ce type de modélisation n'explique pas tous les effets non-linéaires observés expérimentalement, notamment la génération des harmoniques impairs. D'autres modèles plus compliqués ont été mis en place pour reproduire avec le plus de réalisme possible le comportement d'une interface. Ces modèles utilisent des ressorts et des masses pour modéliser la raideur de l'interface.
- La deuxième approche concerne la modélisation du CAN *via* des lois de contact. Ces dernières ont été intégrées dans plusieurs types de résolution numérique (BEM, EF, DF ou les domaines fictifs). Le CAN est relié à une dynamique d'ouverture/fermeture mais aussi un glissement entre les deux faces d'une fissure. Ces dynamiques de contact sont gérées par des lois de contact frottant comme la loi de contact unilatéral avec les frottements de Coulomb. Cette dernière n'intègre qu'un seul paramètre μ (coefficient de frottement).

Le tableau 1.2 présente une comparaison entre les modèles basés sur le principe de l'asymétrie de raideur et ceux basés sur les lois de contact.

	Modèles basés sur l'asymétrie de raideur	Modèles basés sur les lois de contact
Principe	Modélisation de la raideur d'interface en utilisant des ressorts et des masses.	Modélisation du CAN avec des lois de contact appliquées sur les deux faces d'une interface.
Nombre de paramètres	Besoin de mesurer la raideur d'interface expérimentalement.	Besoin de coefficient de frottement μ .
Facilité d'analyse	Parfois, il est difficile de visualiser l'ouverture/fermeture de l'interface.	Visualisation effective du <i>clapping</i> lors de la sollicitation acoustique.
Prise en compte des phénomènes	Il peut prendre en compte le phénomène de la dynamique lente.	N'explique pas la dynamique lente et le décalage de fréquence de résonance
Rapidité/Facilité de calcul	Le calcul est simple et peu coûteux.	Le calcul est parfois coûteux et nécessite davantage de ressources informatiques.

Tableau 1.2. Comparaison entre les modèles basés sur le principe de l'asymétrie de raideur et ceux basés sur les lois de contact.

1.5 Méthodes de CND non-linéaires appliquées à la détection des fissures fermées

La détection des fissures fermées par les méthodes conventionnelles (linéaires) est très difficile. Les paramètres linéaires tels que la vitesse ou l'amplitude ne sont pas suffisamment sensibles à la présence des fissures fermées. En revanche, les méthodes de CND par acoustique

non-linéaire représentent un outil important pour détecter et éventuellement caractériser les fissures fermées.

Malgré le fait que les différents mécanismes non-linéaires, qu'ils soient volumiques ou de contact, génèrent des effets non-linéaires similaires, il existe un consensus général sur le fait que ces effets non-linéaires sont relativement faibles dans un matériau sain et remarquablement forts en présence d'endommagement. Ceci est la principale attractivité des méthodes de CND par acoustique non-linéaire pour la détection des défauts. La condition générale pour recueillir une réponse non-linéaire est de générer des excitations importantes. Diverses méthodes peuvent être utilisées pour y parvenir : l'impact par marteau, transducteurs ultrasonores, lasers, etc. Selon le type d'excitation utilisé, la plupart de ces méthodes peuvent être classées en trois grandes catégories:

- Excitation avec une seule onde acoustique : méthode de génération d'harmoniques supérieurs, sous harmoniques, résonance non-linéaire.
- Excitation vibro-acoustique : méthode basée sur une excitation modale combinée à une excitation ultrasonore conduisant à des modulations non-linéaires.
- Excitation avec deux ondes acoustiques : méthodes qui utilisent deux ondes acoustiques. En présence d'un défaut, une variante consiste à moduler une onde haute fréquence par une onde basse fréquence.

1.5.1 Harmoniques supérieurs

Le phénomène de génération d'harmoniques supérieurs compte parmi les plus anciens phénomènes en acoustique non-linéaire. La première mise en évidence expérimentale de ce phénomène dans les solides a été reportée en 1963 par Breazeale et Thompson [22] et par Gedroits et Krasilnikov [90]. Dans ces deux études, la génération d'harmoniques résulte de la non-linéarité classique. En 1965, Hikata, Chick et Elbaum [91] ont montré que le phénomène de génération d'harmoniques supérieurs augmente considérablement en présence des défauts. Ce travail a étudié la détection des défauts de dislocation dans les matériaux métalliques. Les premières études de génération d'harmoniques dans le cas de fissures de fatigue ont été rapportées par Yermilin et *al.* [92] en 1973 et par Buck et *al.* [93] en 1976. Ces derniers considèrent dans un premier temps une fissure artificielle réalisée par deux blocs d'aluminium en contact. Dans un deuxième temps, l'essai a été réalisé sur une éprouvette en aluminium Al2024 comportant une fissure de fatigue réelle. Dans les deux cas, l'interaction non-linéaire entre une onde longitudinale en incidence normale et l'interface de contact précontrainte a été étudiée. Les résultats de cette interaction montrent que l'amplitude du second harmonique généré présente un maximum en fonction de la compression appliquée, ce qui a été confirmé par le modèle analytique de Richardson [57] publié en 1979. Un résultat similaire a été obtenu par Taehyung Nam et *al.* [94] en utilisant une onde longitudinale en incidence oblique sur une interface de contact entre deux blocs d'aluminium. L'onde réfléchie est analysée en fonction de la contrainte normale appliquée. Pour les deux angles d'incidence testés (22,5° et 45°), l'amplitude du second harmonique passe par un maximum mais avec des amplitudes différentes. Le passage de l'amplitude du second harmonique par un maximum en fonction de la compression appliquée est caractéristique du CAN. Nous y reviendrons avec plus de détails dans le chapitre suivant.

Une autre possibilité de détecter l'endommagement consiste à étudier l'évolution du paramètre non-linéaire $\beta^* = A_2/A_1^2$ en fonction du chargement appliqué. Bien que cette définition du paramètre non-linéaire provienne de la théorie de l'acoustique non-linéaire classique, elle est utilisée également pour évaluer la non-linéarité engendrée par l'endommagement. Buck et *al.* [93] montrent que ce paramètre atteint une valeur maximale lorsque la compression appliquée

est nulle, et il décroît d'une façon exponentielle lorsque la compression appliquée augmente. Biwa et *al.* ont obtenu des résultats similaires toujours sur des blocs d'aluminium [65]. Cependant, l'évolution du second harmonique montre un léger effet d'hystérésis en fonction du chargement appliqué [65]. Lee et Jhang ont étudié l'évolution du paramètre non-linéaire le long d'une fissure de fatigue sur une éprouvette d'aluminium [95]. Une pression constante est maintenue sur les transducteurs par un système pneumatique asservi afin d'assurer une mesure stable et reproductible. Pour une compression constante appliquée sur l'éprouvette, le paramètre non-linéaire β^* diminue progressivement en approchant de la pointe de la fissure, et devient constant une fois la pointe de la fissure dépassée. En raison de la concentration de contrainte en fond de fissure, le *clapping* est moins activé, ce qui limite la non-linéarité de l'interface. Pour une position donnée, le paramètre β décroît exponentiellement lorsque la charge appliquée augmente. Un autre exemple de détection d'une fissure de fatigue dans une éprouvette fine d'aluminium haute résistance *via* le paramètre non-linéaire β^* a été rapporté par Morris et al [96].

Plusieurs travaux expérimentaux ont étudié l'évolution du paramètre non-linéaire β^* en fonction du nombre de cycles de fatigue dans différents matériaux, tels que des alliages d'aluminium [97] [98] [99] [100] [101], superalliages à base de nickel [102] [98] [103], acier au carbone [104] [105] [106], acier inoxydable [107], les alliages de titane [108] [109] [110], et le cuivre monocristallin [111]. L'ensemble des résultats montre que le paramètre non-linéaire β^* est sensible au début de l'endommagement par fatigue. Par exemple, Frouin et *al.* [110] montrent que β^* commence à augmenter à partir de 40% de la durée de vie en fatigue. Les techniques classiques n'indiquent l'apparition d'un défaut qu'à partir de 80 ou 90 % de la durée de vie en fatigue [27].

La mesure du second harmonique est également utilisée pour suivre l'endommagement dû au vieillissement thermique dans les matériaux comme les alliages d'aluminium [100], [112] [113] [114], les alliages de titane [115] [116], aciers ferritiques [117] [118] [119] et des aciers inoxydables [120]. Les résultats de l'ensemble des expériences montrent une sensibilité du paramètre non-linéaire β^* en fonction des traitements au cours du vieillissement thermique. Par exemple, Yost et Cantrell [113] ont montré une augmentation d'environ 10% de β^* pendant le traitement thermique d'Al-2024 à partir de T4 (température correspondante à mise en solution et maturation) à T6 (température correspondante à mise en solution et revenu).

La méthode de génération d'harmoniques supérieurs est aussi utilisée pour détecter des défauts d'adhésion entre un adhésif et un substrat aussi appelé "kissing bonds" [96], [121]. Le collage étant un moyen d'assemblage de plus en plus courant dans l'aéronautique, la détection des défauts d'adhésion (décohésion, contamination de particules diverses lors de l'assemblage) représente un enjeu considérable.

Toujours en rapport avec l'évaluation d'un assemblage, Ohara et *al.* ont étudié la qualité d'un soudage par diffusion entre deux barres d'acier [122]. Une corrélation entre la température de soudage, la résistance de l'assemblage et l'amplitude du second harmonique est obtenue. Une faible température de soudage est synonyme d'une faible résistance, qui se traduit par un plus haut niveau du second harmonique.

De point de vue expérimental, les harmoniques supérieurs peuvent être introduits par le système électronique, ou le couplage entre le transducteur et la pièce à tester. L'effet de la non-linéarité électronique doit être éliminé dans la mesure du possible pour faire apparaître la non-linéarité créée par l'interface. Blanloeuil [27] propose un post-traitement permettant d'extraire l'amplitude du troisième harmonique indépendamment de la non-linéarité du système de mesure. Le principe consiste à mesurer l'amplitude du troisième harmonique généré par le système électronique pour différentes amplitudes incidentes, ensuite la déduire de l'amplitude du troisième harmonique généré par le CAN en utilisant un coefficient de correction. Kim et *al.* ont recours à la méthode d'inversion des signaux [123] (pulse inversion technique) pour extraire le

second harmonique. Cette méthode de filtrage est basée sur le fait que l'inversion de phase d'un signal impulsionnel (décalage en phase de 180°) conduira à l'inversion de phase de la réponse obtenue après propagation dans un milieu linéaire, ce qui n'est pas le cas dans un milieu non-linéaire du fait de la génération d'harmoniques. Le principe est le suivant : deux ondes en opposition de phase sont envoyées séparément dans le solide et les réponses obtenues sont sommées. A cause du déphasage de 180° , la somme des signaux est destructive pour l'harmonique fondamental. Par contre, le déphasage entre les deux signaux prend une valeur de 360° pour le second harmonique et leur somme est donc constructive. L'amplitude du second harmonique est doublée. Jhang propose un autre moyen d'évaluer le paramètre β avec plus de précision [124]. Le traitement du signal employé fait intervenir un coefficient d'auto-corrélation de troisième ordre, qui a pour propriété de supprimer le bruit gaussien contenu dans le signal et de faire ressortir les composantes fréquentielles multiples les unes des autres. La mesure du second harmonique est plus précise et il en va de même pour β . Concernant le couplage entre le transducteur et l'échantillon, Makoto Fukuda et *al.* [125] proposent d'utiliser un ruban d'adhésif entre le transducteur et la surface de l'échantillon afin de supprimer le second harmonique généré par le couplage.

Les différentes techniques présentées permettent de s'affranchir (filtrer ou estimer) de la non-linéarité parasite générée par la chaîne de mesure expérimentale et notamment le système électronique. De ce fait, la méthode de génération d'harmoniques supérieurs est potentiellement intéressante pour la détection des fissures fermées, car elle offre une analyse simple de l'interaction non-linéaire onde/fissure, et elle est plus simple à mettre en place expérimentalement par rapport à d'autres méthodes.

1.5.2 Modulation non-linéaire de fréquences

Le principe de cette méthode consiste à étudier l'interaction paramétrique entre deux ondes qui sont générées simultanément dans le solide à tester, la première onde est de fréquence élevée f_1 (onde sonde) tandis que l'autre a une basse fréquence f_2 (onde pompe). Si le matériau est intact, aucune interaction entre les deux fréquences ne se produit. Cependant, si le matériau est dégradé, les non-linéarités locales de la microstructure créent des composantes d'intermodulation dans le spectre de fréquence : les processus basse fréquence (de grande amplitude) activent la non-linéarité et module l'amplitude de la composante haute fréquence (la sonde). Le spectre de l'onde transmise ou de l'onde réfléchie comporte les composantes fréquentielles somme ($f_+ = f_1 + f_2$) et différence ($f_- = f_1 - f_2$) [126]. Ces combinaisons dans le spectre du signal mesuré indiquent la présence d'un défaut. Le principe est donné par la figure 1.10. Cette description est simplifiée mais permet de saisir le principe de la méthode dans le cas d'une fissure. En réalité, la non-linéarité intrinsèque d'un matériau, qu'elle soit classique ou non, engendre aussi la modulation non-linéaire des ondes.

Zaitsev et *al.* [127] ont réalisé une étude comparative sur deux pièces métalliques issues de l'industrie automobile, une saine et l'autre endommagée par fatigue. L'auscultation des deux pièces a été effectuée en utilisant la méthode de spectroscopie non-linéaire par modulation d'ondes. Les deux fréquences appliquées sont à $f_1 = 6.7$ kHz et $f_2 = 127.3$ kHz, et la tension d'excitation V_1 pour f_1 était variable alors que l'amplitude de la tension à f_2 a été maintenue constante. Les résultats montrent de façon évidente la présence des harmoniques qui correspondent à la somme du premier ordre $f_1 + f_2$ et également pour la somme du second ordre $2f_1 + f_2$ dans l'échantillon dégradé alors que l'échantillon sain reste insensible à la variation d'amplitude d'excitation V_1 , de même que pour les termes « différence » d'ordre 1 et 2. Des résultats similaires ont été obtenus par Van Den Abeele et *al.* ont sur des échantillons de Plexiglas et de grès [128].

La modulation non-linéaire des ondes de surface au cours d'un essai de fatigue a été présentée dans les travaux de Kim et al [79]. Les mesures sont effectuées sur une barre en aluminium comportant une fissure partiellement fermée soumise à un chargement variable. Les résultats montrent que la modulation non-linéaire dépend de l'état de contrainte au niveau de la fissure, les composantes somme et différence passe par un maximum en fonction du chargement appliqué.

Van Den Abeele et al. [129] ont associé la méthode de modulation avec des techniques de retournement temporel. La rétro-propagation par calcul Elément finis de f_+ et f_- permet d'imager le défaut. Utilisé en prétraitement, le retournement temporel permet de focaliser les ondes incidentes sur la zone endommagée.

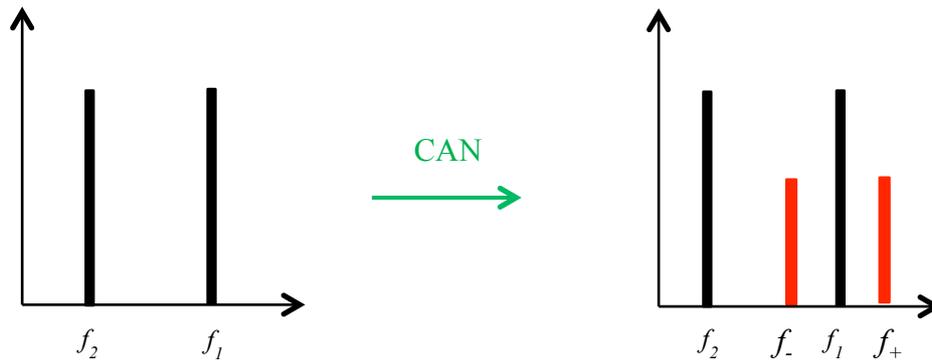


Figure 1.10. Principe de la méthode de modulation non-linéaire de fréquences. En présence de défauts, l'onde haute fréquence est modulée par l'onde basse fréquence. En sortie, le spectre contient des composantes fréquentielles supplémentaires : $f_- = f_1 - f_2$ et $f_+ = f_1 + f_2$.

Dans une approche similaire, la modulation non-linéaire de fréquences peut se produire entre une excitation modale et une autre ultrasonore, c'est le principe de la méthode vibro-acoustique. L'excitation modale est basse fréquence (onde pompe), elle peut être générée à l'aide d'un marteau ou d'un pot vibrant par exemple (figure 1.11).

Duffour et al. montrent que l'analyse de la modulation vibro-acoustique peut être utilisée pour la détection des défauts [130]. Korotkov et al. [131] ont utilisé la modulation vibro-acoustique pour évaluer la qualité des joints de soudure dans des tubes en acier. La fréquence de l'onde sonde est 20 kHz, alors que la fréquence de vibration modale est de 5 à 30 Hz. Les résultats montrent l'enrichissement du spectre de l'onde transmise à travers le joint de soudure. Des composantes somme et différence sont apparues, contrairement aux zones saines.

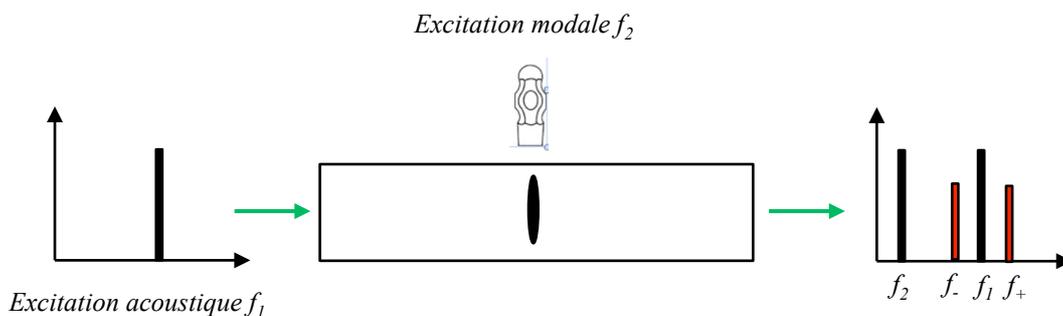


Figure 1.11. Principe de la méthode de modulation vibro-acoustique.

Une autre méthode de modulation non-linéaire des ondes est la méthode de mixage d'ondes non-colinéaire. Cette méthode a été initialement introduite pour évaluer la non-linéarité classique des matériaux, mais elle peut être facilement étendue à la caractérisation non-linéaire d'une interface de contact. La figure 1.12 présente un schéma du principe de la méthode.

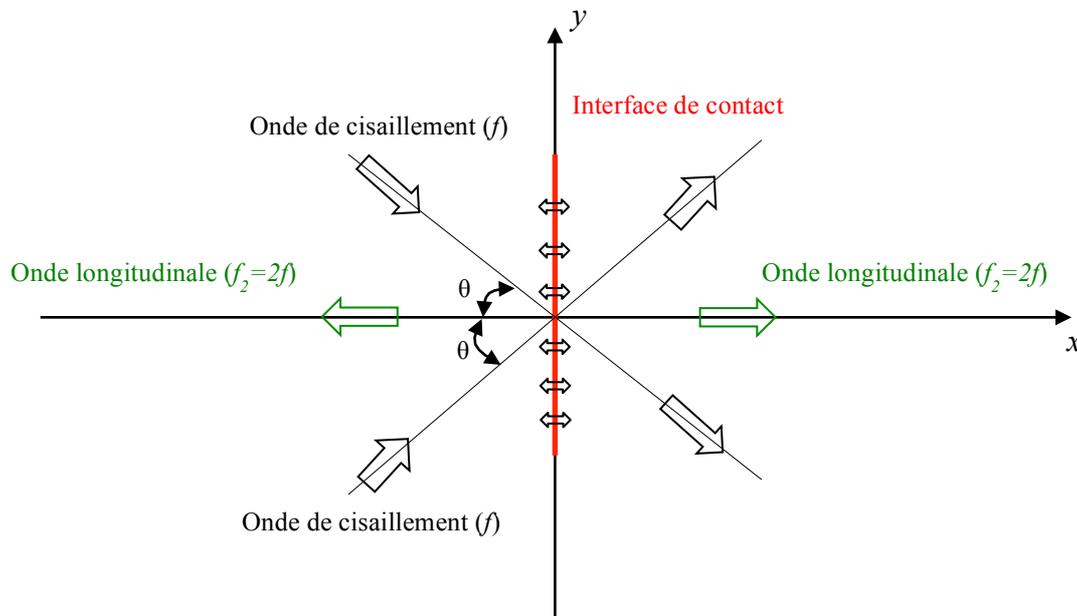


Figure 1.12. Principe de la méthode de mixage d'ondes non-colinéaire. Deux ondes de cisaillement sont générées avec le même angle d'incidence θ de manière à interagir avec l'interface imparfaite. Une onde longitudinale de fréquence $f_2 = 2f$ est alors générée.

Deux ondes de cisaillement sont générées simultanément dans le matériau. Si la zone d'interaction des ondes contient une non-linéarité (ex : matériau endommagé), une onde longitudinale est générée, et sa fréquence est égale à deux fois celle des ondes incidentes. Par rapport aux techniques classiques de mixage d'ondes colinéaires, la méthode de mixage non-colinéaire des ondes présente l'avantage d'une séparation modale, fréquentielle, spatiale et directionnelle. Croxford et *al.* [132] ont utilisé la méthode de mixage d'ondes non-colinéaire sur une pièce en alliage d'aluminium (Al2014-T4) comportant une fissure de fatigue. Les résultats montrent une sensibilité à la fois à la plasticité et à l'endommagement par fatigue. Des résultats similaires ont été obtenus par Zhang et *al.* [133] pour la plasticité dans une pièce en inconel (IN 718). P. Blanloeuil et *al.* [134] proposent une modélisation numérique par EF du mixage d'ondes non-colinéaire appliqué sur une fissure fermée. Les résultats sont prometteurs en vue de la caractérisation de ce type de défaut.

1.5.3 Sous-harmoniques

La dernière décennie a été marquée par l'intérêt grandissant pour l'utilisation des sous-harmoniques pour la caractérisation des fissures fermées. Les sous-harmoniques sont générés par le CAN lorsque l'amplitude d'excitation devient très importante [50]. La sélectivité des sous-harmoniques pour les fissures fermées est élevée puisqu'ils ne sont générés que par une interface de contact, contrairement aux harmoniques supérieurs ou aux composantes sommes et différences issues de la modulation, qui sont aussi générés par la non-linéarité volumique du

matériau. De plus, le système électronique de mesure ne génère pas de sous-harmoniques. Il faut cependant s'assurer qu'il n'y a pas de *clapping* entre le transducteur et le solide testé.

La génération des sous-harmoniques a été observée expérimentalement dans plusieurs travaux [135] [50] [71] [136]. Ohara et *al.* ont mesuré l'évolution des sous-harmoniques sur une poutre fissurée et soumise à une flexion-trois-points [136]. La mise en flexion permet de faire varier l'état de compression appliquée sur la fissure. Il est montré que l'amplitude des sous-harmoniques augmente avec le chargement en flexion.

Des études ont montré que les sous-harmoniques ont une forte résolution spatiale en imagerie [137]. Sur cette base, Ohara et *al.* ont développé une méthode d'imagerie SPACE (subharmonic phased array for crack evaluation). La méthode SPACE a été appliquée dans le cas des fissures fermées [138] [139] [140] [141]. Le principe de cette méthode consiste à exciter le défaut avec une forte excitation afin d'activer le CAN et générer la composante sous-harmonique. Cette dernière est enregistrée en plus de la composante fondamentale à l'aide d'une sonde multi-éléments. L'image réalisée à partir de la composante fondamentale par une méthode de type SAFT (Synthetic Aperture Focusing Technique) indique les zones ouvertes, alors que l'image réalisée à partir de la composante sous-harmonique permet de localiser les zones fermées. L'effet d'un chargement extérieur de traction est étudié [138]. A mesure que le chargement augmente, la fissure s'ouvre et la partie imagée se réduit. La fissure traversant l'éprouvette de part en part, sa longueur est estimée en différents points à partir d'un scan effectué selon la profondeur de l'éprouvette. Récemment, certains auteurs ont proposé d'autres techniques d'imagerie basés principalement sur l'acquisition des sous-harmoniques par des sondes multiéléments. Potter et *al.* [139] ont développé une technique d'imagerie non-linéaire à partir de la technique linéaire TFM (total focusing method). Cette technique fournit des informations non-linéaires à travers l'épaisseur de l'échantillon.

Dans cette partie, les méthodes de CND associées aux différents effets non-linéaires et plus particulièrement pour la détection de fissure fermée ont été présentées. Le tableau 1.3 récapitule les avantages et inconvénients de chacune des méthodes.

Méthodes	Avantages	Inconvénients
Génération d'harmoniques supérieurs	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Méthode expérimentale facile à mettre en place, interaction simple. 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Cette méthode est affectée par la non-linéarité électronique.
Modulation non-linéaire d'ondes	<ul style="list-style-type: none"> ▪ La non-linéarité est indépendante de la non-linéarité électronique. ▪ Une seule mesure peut indiquer la présence d'un endommagement (qu'il soit volumique ou localisé). ▪ Le couplage avec d'autres techniques (ex: retournement temporel) permet d'imager le défaut. 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Difficulté de définir le type de non-linéarité (volumique ou localisé (contact)). ▪ La sélection des fréquences des deux ondes est parfois difficile.
Mixage d'ondes non colinéaire	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Moins de sensibilité aux non-linéarités du système électronique grâce à: la sélectivité spatiale, la sélectivité modale, la sélectivité fréquentielle, et la sélectivité directionnelle. 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Méthode difficile à mettre en place expérimentalement. ▪ Plusieurs phénomènes complexes à analyser.
Génération de sous harmoniques	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Génération indépendante des non-linéarités volumiques ou électroniques. ▪ Une forte résolution spatiale ce qui améliore la qualité de l'imagerie. 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Besoin de très fortes excitations afin de générer les sous-harmoniques.

Tableau 1.3. Avantages et inconvénients des méthodes de CND non-linéaires appliquées à la détection des défauts.

1.6 Conclusions

Dans la première partie de cette étude bibliographique, le phénomène de fermeture de fissure par fatigue a été considéré. Les différents mécanismes conduisant à une fermeture prématurée des fissures sont : la plasticité, l'oxydation et la rugosité. Ce phénomène de fermeture est largement considéré dans le contrôle non-destructif, car il influe sur la probabilité de détection des fissures de fatigue, ce qui se reflète fortement sur la capacité de prédiction précise de la durée de vie.

Contrairement aux méthodes conventionnelles de CND qui échouent à la détection des fissures fermées, les méthodes basées sur l'acoustique non-linéaire représente une alternative intéressante pour la détection et éventuellement la caractérisation de ce type de défaut. Dans la deuxième partie de ce chapitre, les différents types de non-linéarité rencontrés lors de la propagation d'une onde acoustique dans un matériau ont été exposés. La non-linéarité peut être volumique (classique ou non-classique), ou localisée au niveau d'un défaut. La non-linéarité volumique classique est liée aux effets microscopiques répartis dans le volume du matériau. Ce type de non-linéarité est pris en compte dans les équations de la mécanique par l'introduction des constantes élastiques d'ordre supérieur. La non-linéarité volumique non-classique est liée au

comportement hystérétique du matériau. En marge de ces non-linéarités volumiques, une fissure ou une interface de contact constitue une source de non-linéarité localisée. Le comportement non-linéaire d'une fissure est associé au terme de Contact Acoustique Non-linéaire (CAN). Ce phénomène est particulièrement intéressant dans l'objectif de détecter et de caractériser une fissure fermée. Cependant, la non-linéarité qu'elle soit volumique ou de contact se manifeste par la génération des mêmes effets non-linéaires, comme la génération d'harmoniques supérieurs ou la modulation non-linéaires d'ondes, etc. De nombreuses études ont montré que les effets non-linéaires sont relativement importants en présence d'un défaut, mais il est parfois très difficile de séparer expérimentalement les mécanismes mis en jeu dans la génération des effets non-linéaires. De ce fait, la détection des défauts par les méthodes d'acoustique non-linéaire nécessite une compréhension fine des interactions non-linéaires onde(s) / fissure(s). La modélisation et la simulation numérique représentent un outil indispensable pour la compréhension de ces interactions non-linéaires, afin de trouver des signatures particulières des fissures fermées.

Dans la troisième partie de ce chapitre, les différentes méthodes de modélisation du CAN ont été présentées. Ces méthodes ont été classées en deux catégories. La première englobe les modèles basés sur la raideur d'interface. Les modèles les plus poussés permettent de reproduire la plupart des phénomènes physiques. Cependant, l'inconvénient de ces modèles se réside dans la détermination expérimentale des raideurs d'interface, qui s'avère parfois compliquée. La deuxième approche concerne la modélisation du CAN *via* des lois de contact. Ces dernières ont été intégrées dans plusieurs types de résolutions numériques tels que les méthodes des Eléments Finis ou BEM (Boundary Element Method). Le CAN est relié à une dynamique d'ouverture/fermeture mais aussi un glissement entre les deux faces d'une fissure. Ces dynamiques de contact sont gérées par des lois de contact frottant comme la loi de contact unilatéral avec les frottements de Coulomb. Ce type de modélisation est capable d'expliquer la plupart des effets non-linéaires liés au CAN. A partir de ces différents effets non-linéaires, plusieurs méthodes expérimentales ont pu être développées. Dans la dernière partie de ce chapitre, les méthodes de CND non-linéaire appliquée à l'évaluation des défauts ont été présentées. Une synthèse des principaux avantages et inconvénients de chacune des méthodes a été effectuée.

Bien que plusieurs travaux aient été effectués sur la détection des fissures fermées par l'acoustique non-linéaire, un travail significatif reste à faire en terme de compréhension des mécanismes physiques mis en jeu lors de l'interaction non-linéaire onde(s) / fissure(s) fermée(s). L'objectif global de ce travail de thèse est de faire avancer l'état de connaissance dans le cadre de l'évaluation non-destructive de milieux contenant des fissures fermées et de l'analyse de la physique du CAN. La stratégie proposée est présentée sur la figure 1.13. La génération du second harmonique par le CAN sera au centre de l'attention dans ce travail. Cette méthode offre une analyse simple du CAN et une mise en place expérimentale plus simple comparée à d'autres méthodes. Le but est d'exploiter au maximum cette méthode en vue de la caractérisation des fissures fermées.

Ce travail s'appuiera d'un côté sur une étude numérique afin de comprendre les mécanismes physiques mis en jeu lors de l'interaction non-linéaire onde / interface de contact, et de l'autre côté sur une étude expérimentale afin de valider les résultats numériques dans un cas de fissure de fatigue réelle.

Concernant la modélisation du CAN, l'approche retenue est celle basée sur des lois de contact. Dans un premier temps, le CAN sera modélisé par une loi de contact unilatéral dans un milieu unidimensionnel afin d'étudier les différents paramètres gouvernant le CAN. Dans un deuxième temps, une analyse numérique bidimensionnelle par la méthode EF sera effectuée. Dans la littérature, la plupart des travaux de modélisation du CAN par les lois de contact considèrent des interfaces de contact parfaitement planes, or ce n'est pas le cas dans un contact

réel où les zones ouvertes et fermées coexistent au niveau de la fissure comme vu dans la première partie de ce chapitre. Afin de considérer un cas plus réaliste, des morphologies d'interfaces de contact plus complexes incluant des zones ouvertes et fermées seront prises en compte dans cette étude. Ces interfaces de contact seront modélisées par une loi de contact unilatéral avec frottement de Coulomb. L'utilisation des EF permet de créer une modélisation générique avec peu de paramètres, robuste et flexible en terme de géométrie, et donnant accès à de nombreuses informations, comme les contraintes et les déplacements au niveau de l'interface de contact ou en tout point du solide. La mise en place de ce type de modèle est aujourd'hui possible avec le développement des capacités informatiques.

En parallèle de l'étude numérique, une étude expérimentale sera présentée. La génération du second harmonique dans le cas d'une fissure de fatigue réelle sera étudiée dans le but de valider les tendances numériques. Ce type d'expérience est souvent accompagné par une forte génération de non-linéarité électronique. Pour cela, une analyse particulière de la non-linéarité du système électronique sera effectuée.

Enfin, dans le but d'exploiter au maximum la méthode de génération d'harmoniques, nous proposons également une stratégie numérique/expérimentale de reconstruction des sources acoustiques, basée sur une méthode d'holographie acoustique, permettant ainsi d'accéder à la distribution des sources de génération du second harmonique au niveau de la fissure.

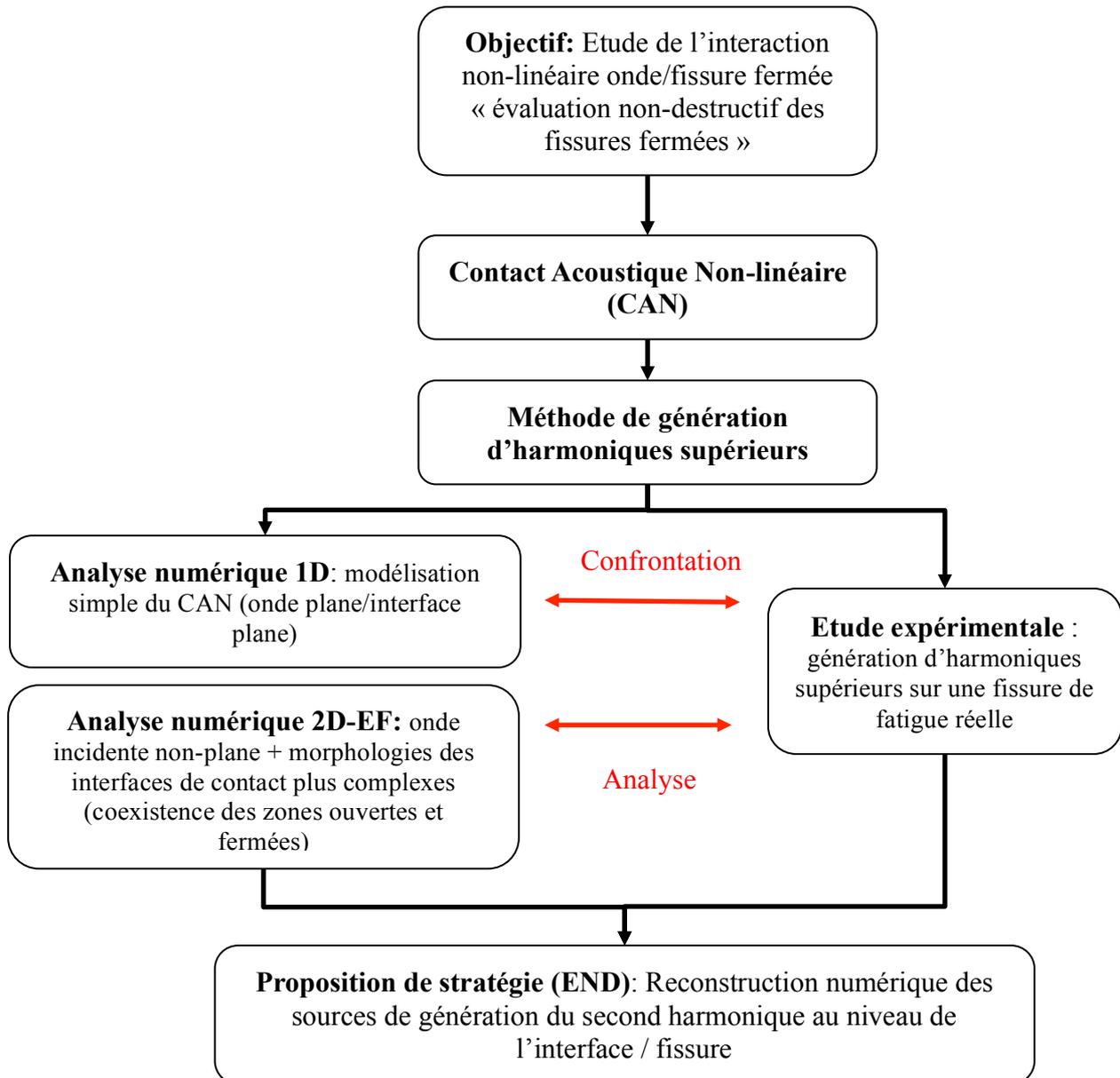


Figure 1.13. Présentation de l'objectif principal et la démarche générale suivie dans ce travail.

Chapitre 2

Analyse numérique 1D : interaction non-linéaire entre une onde plane longitudinale et une interface de contact infinie

2.1 Introduction

Le phénomène du contact acoustique non-linéaire concerne l'interaction non-linéaire entre une (ou plusieurs) onde (s) acoustique (s) et une interface de contact imparfaite. Les effets non-linéaires générés par le contact acoustique non-linéaire sont localisés au niveau du défaut. De plus, les effets du CAN sont dominants par rapport à la non-linéarité du matériau. De ce fait, le CAN a un intérêt particulier pour les études portant sur la détection des défauts notamment les fissures fermées. Afin de mieux comprendre les mécanismes mis en jeu dans le CAN, notre approche s'appuie sur une analyse théorique et numérique.

L'interaction non-linéaire entre une onde acoustique monochromatique et une interface de contact se manifeste par la génération d'harmoniques supérieurs pairs et impairs. L'amplitude du second harmonique est la plus importante. De ce fait, elle a un intérêt particulier pour l'analyse du CAN.

Les objectifs de ce chapitre sont :

- Etudier l'évolution des paramètres physiques mis en jeu lors de l'activation du contact acoustique non-linéaire, tels que la contrainte de contact et le saut de déplacement de l'interface, *via* des modèles 1D (semi-analytique/numérique).
- Analyser la génération des harmoniques supérieurs et de faire le lien avec le mécanisme du *clapping*.
- Etudier l'influence de la forme du signal d'excitation (type d'enveloppe de modulation, nombre de cycles) sur l'amplitude du second harmonique généré.

Dans un premier temps, un premier modèle unidimensionnel considérant une interface de contact précontrainte, parfaitement plane, entre deux milieux semi-infinis est étudié. Une onde longitudinale en incidence normale peut provoquer une alternance d'ouverture et de fermeture de l'interface. Cette dynamique de contact est modélisée par une loi de contact unilatéral. Le problème considéré est d'abord mis en équations.

La résolution semi-analytique du problème dans le cas d'un signal sinusoïdal est ensuite présentée. L'évolution de la contrainte de contact ainsi que celle du saut de déplacement de l'interface est étudiée en fonction de l'état de compression au niveau de l'interface.

Dans un deuxième temps, afin de faciliter l'étude de l'influence de la forme des signaux d'excitation sur l'interaction non-linéaire avec l'interface de contact, une résolution numérique est proposée. L'évolution de l'amplitude du second harmonique est ensuite analysée en particulier.

2.2 Définition du problème et mise en équations de l'interaction non-linéaire entre une onde longitudinale plane et une interface de contact infinie

Dans un premier temps, l'interaction non-linéaire entre une onde longitudinale et une interface de contact séparant deux milieux semi-infinis est étudiée. Le système étudié dans cette analyse est identique à celui qui est considéré dans les travaux de Richardson [57] pour étudier la génération des harmoniques dans le cas d'une interface de contact plane (figure 2.1). Deux solides homogènes et isotropes Ω_1 et Ω_2 sont considérés. Ils sont limités par une interface de contact en $x=0$. Les surfaces en contact sont supposées planes et parfaitement lisses. Une précontrainte ($-\sigma_0 < 0$) est appliquée au niveau de l'interface afin de la maintenir en contact. En amont, en $x=-L$, une source génère une onde longitudinale qui se propage dans Ω_1 dont la direction de propagation est colinéaire à l'axe x . L'onde interagit avec l'interface en $x=0$. Le matériau utilisé est l'acier dont les propriétés sont données dans le tableau 2.1 :

Module d'Young E [GPa]	Coefficient de Poisson ν	Masse volumique [kg/m^3]
200	0.3	7800

Tableau 2.1. Propriétés de l'acier utilisé.

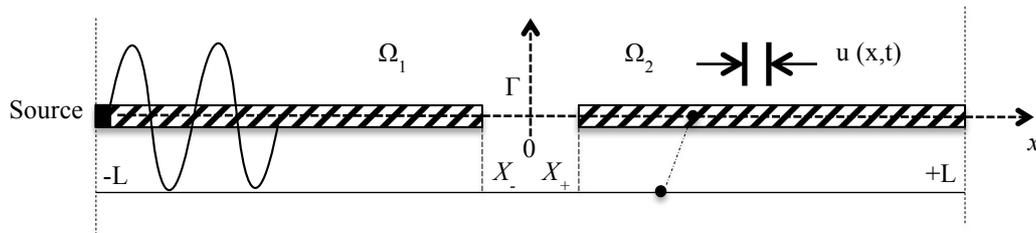


Figure 2.1. Modèle 1D de l'interaction non-linéaire entre une onde plane longitudinale et une interface de contact infinie.

La non-linéarité classique n'est pas considérée dans ce modèle 1D. La propagation de l'onde est donc gouvernée par l'équation d'onde linéaire 1D qui prend la forme suivante :

$$\frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial t^2} - c_L^2 \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial x^2} = 0 \quad \text{dans } \Omega \quad (\Omega = \Omega_1 \cup \Omega_2), \quad (2.1)$$

où u est le déplacement suivant x , et c_L est la vitesse de propagation des ondes longitudinales en régime linéaire.

La solution en déplacement du problème représenté sur la figure 2.1 se divise en deux équations en fonction de la position par rapport à l'interface de contact. A gauche de l'interface, le déplacement est la superposition du déplacement généré par l'onde incidente f et celui de l'onde

réfléchi g . Le déplacement à droite de l'interface correspond à celui généré par l'onde transmise h . La solution est la suivante :

$$\begin{cases} u(x, t) = f(x - c_L t) + g(x + c_L t) & x < 0, t > 0, \\ u(x, t) = h(x - c_L t) & x > 0, t > 0. \end{cases} \quad (2.2)$$

D'après l'équation (2.2) et la loi de Hooke, la contrainte générée dans le solide est définie par :

$$\begin{cases} \sigma(x, t) = C_{11}[f'(x - c_L t) + g'(x + c_L t)] - \sigma_0 & x < 0, \\ \sigma(x, t) = C_{11}h'(x - c_L t) - \sigma_0 & x > 0, \end{cases} \quad (2.3)$$

où σ_0 correspond à la contrainte de compression, C_{11} est la constante d'élasticité du deuxième ordre.

Avant de considérer les conditions de contact, il est important de définir les équations des contraintes au niveau de l'interface. X_- et X_+ sont respectivement les abscisses des extrémités de Ω_1 et de Ω_2 (figure 2.1), tels que :

$$\begin{cases} X_+(t) = u_+(0, t) = h(-c_L t), \\ X_-(t) = u_-(0, t) = f(-c_L t) + g(c_L t), \end{cases} \quad (2.4)$$

avec $u_+(0, t)$ et $u_-(0, t)$ qui correspondent respectivement aux déplacements à droite et à gauche de l'interface ($x=0$). Les dérivées de X_- et X_+ par rapport au temps sont exprimées dans les équations suivantes :

$$\dot{X}_+ = \frac{\partial X_+}{\partial t} = -c_L h'(-c_L t) \Rightarrow h'(-c_L t) = -\frac{1}{c_L} \dot{X}_+, \quad (2.5)$$

$$\begin{aligned} \dot{X}_- &= \frac{\partial X_-}{\partial t} = c_L[-f'(-c_L t) + g'(c_L t)] \\ &= -2c_L f'(-c_L t) + c_L[f'(-c_L t) + g'(c_L t)] \\ &\Rightarrow [f'(-c_L t) + g'(c_L t)] = \frac{\dot{X}_-}{c_L} + 2f'(-c_L t). \end{aligned} \quad (2.6)$$

D'après l'équation (2.3), les équations de contraintes au niveau de l'interface s'écrivent de la manière suivante :

$$\sigma_+(0, t) = C_{11}h'(-c_L t) - \sigma_0, \quad (2.7)$$

$$\sigma_-(0, t) = C_{11}[f'(-c_L t) + g'(c_L t)] - \sigma_0, \quad (2.8)$$

avec $\sigma_+(0, t)$ et $\sigma_-(0, t)$ qui correspondent respectivement aux contraintes à droite et à gauche de l'interface ($x=0$). En utilisant (2.5) et (2.7), (2.6) et (2.8) deviennent:

$$\sigma_+(0, t) = -\rho c_L \dot{X}_+ - \sigma_0, \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} \sigma_-(0, t) &= 2C_{11}f'(-c_L t) + \frac{C_{11}}{c_L} \dot{X}_- - \sigma_0 \\ &= -F(t) + \rho c_L \dot{X}_- - \sigma_0, \end{aligned} \quad (2.10)$$

avec $F(t) = -2C_{11}f'(-c_L t) = 2\sigma_{incident}$, $\sigma_{incident}$ est la contrainte générée par l'onde incidente f .

Les conditions de contact sont :

Si l'interface est décollée

$$X_+ > X_-, \quad (2.11)$$

$$\rho c_L \dot{X}_+ = -\sigma_0, \quad (2.12)$$

$$\rho c_L \dot{X}_- = F(t) + \sigma_0. \quad (2.13)$$

Si l'interface est en contact

$$X_+ = X_-, \quad (2.14)$$

$$-\rho c_L \dot{X}_+ - \sigma_0 = \rho c_L \dot{X}_- - F(t) - \sigma_0 < 0. \quad (2.15)$$

Une écriture plus simple des équations précédentes est possible en introduisant les coordonnées du centre de gravité X et le saut de déplacement de l'interface Y avec :

$$X = \frac{1}{2}(X_+ + X_-), \quad (2.16)$$

$$Y = X_+ - X_-. \quad (2.17)$$

A partir de (2.16) et (2.17), on obtient:

$$X_+ = X + \frac{1}{2}Y, \quad (2.18)$$

$$X_- = X - \frac{1}{2}Y. \quad (2.19)$$

De même, à partir de (2.16), que l'interface soit en contact ou décollée, on obtient la même expression :

$$\rho c_L \dot{X} = \frac{1}{2}F(t). \quad (2.20)$$

Par conséquent, on peut écrire :

$$X(t) = f(-c_L t). \quad (2.21)$$

L'interface est considérée initialement fermée, donc :

$$X(0) = 0, \quad (2.22)$$

$$Y(0) = 0. \quad (2.23)$$

Les équations de l'onde transmise et réfléchie sont également exprimées en fonction des nouvelles coordonnées X et Y .

Pour l'onde réfléchie d'après l'équation (2.19) :

$$g(x + c_L t) = -\frac{1}{2}Y(x + c_L t). \quad (2.24)$$

De même pour l'onde transmise, d'après l'équation (2.18) :

$$h(x - c_L t) = f(x - c_L t) + \frac{1}{2} Y(x - c_L t). \quad (2.25)$$

D'après 2.23 et 2.24 si l'interface est fermée, le saut de déplacement $Y = 0$, il n'y a donc pas de réflexion et l'onde transmise est égale à l'onde incidente.

Il reste à expliciter le comportement de l'onde au niveau de l'interface en fonction des coordonnées du centre de gravité. Dans le cas d'une onde de compression, des décollements peuvent être occasionnés. Pour prendre en compte ce phénomène de *clapping*, notre approche consiste à modéliser l'interface par la loi de contact unilatéral suivante :

$$\begin{cases} Y \geq 0 \\ \sigma_n(0, t) \leq 0 \\ Y \sigma_n(0, t) = 0 \end{cases} \quad (2.26)$$

La première ligne de cette équation assure la non-pénétration entre les deux solides. Lorsque $Y > 0$, l'interface est ouverte. La seconde équation indique que seule une contrainte de compression peut exister à l'interface. Lorsqu'il y a décollement, la contrainte en $x = 0$ est nulle. Enfin, la troisième équation est appelée équation de complémentarité. Elle assure le fait que l'interface est soit ouverte, soit fermée.

Si l'interface est ouverte :

$$Y > 0, \quad (2.27)$$

$$\sigma_n(0, t) = 0 \Rightarrow \rho c_L \dot{Y} = -F(t) - 2\sigma_0. \quad (2.28)$$

Et si l'interface est fermée, on trouve :

$$Y = 0, \quad (2.29)$$

$$F(t) + 2\sigma_0 \geq 0. \quad (2.30)$$

D'après les équations 2.28 et 2.30, le statut ouvert ou fermé de l'interface dépend du signe de la somme : $F(t) + 2\sigma_0$ (ex : si cette somme est positive, alors $F(t) < 2\sigma_0$, et l'interface est fermée).

Le problème du contact unilatéral entre une onde longitudinale et une interface séparant deux milieux unidimensionnels semi-infinis est formulé. Les conditions initiales sont telles que l'interface est initialement fermée, les conditions de contact au niveau de l'interface sont données par les équations (2.26). Dans la suite de cette analyse, la solution semi-analytique du problème de contact est calculée dans le cas d'un signal sinusoïdal.

2.3 Résolution semi-analytique pour un signal sinusoïdal

Une onde incidente $f(x-ct)$ sinusoïdale est considérée :

$$f(x) = -A \cos(kx), \quad (2.31)$$

où A est une constante supérieure ou égale à 0 et homogène à un déplacement.

Tout d'abord, l'expression de la contrainte $F(t)$ est définie la manière suivante :

$$F(t) = -2C_{11}f'(x) = B \sin(\omega t) \quad \text{avec } B = 2\rho c\omega A. \quad (2.32)$$

Conformément à la loi de contact unilatéral (2.26), il y a contact tant que $\sigma_n < 0$. En supposant que l'interface est initialement fermée, il y a décollement quand la contrainte normale σ_n s'annule. Connaissant son expression, il suffit de chercher l'instant t_1 pour lequel elle s'annule. Dès lors, l'interface est ouverte.

De même pour la phase de décollement, l'interface est décollée tant que le saut de déplacement est positif. Lorsqu'il s'annule il y a de nouveau contact. Connaissant l'expression du déplacement, il suffit donc de chercher l'instant t_2 qui correspond à la nouvelle phase de contact.

Il est donc possible d'obtenir la solution du problème de contact de manière semi-analytique, en construisant la solution par morceaux. Cela passe par la recherche de zéros de fonctions, qui peut être réalisée à l'aide d'un outil numérique du type Matlab.

Tout d'abord, l'instant t_1 qui correspond au premier instant où l'interface est ouverte est calculé :

$$\sigma_n(0, t) = 0 \Rightarrow F(t) + 2\sigma_0 = 0. \quad (2.33)$$

Remplaçons l'équation de $F(t)$ dans (2.32) :

$$B \sin u + 2\sigma_0 = 0. \quad (2.34)$$

La solution de l'équation (2.33) peut s'écrire comme suit :

$$\sin u + \xi_L = 0, \quad (2.35)$$

avec ξ_L le paramètre adimensionnel qui exprime le ratio entre la précontrainte σ_0 et l'amplitude maximale de la contrainte incidente :

$$\xi_L = \frac{2\sigma_0}{B} = \frac{\sigma_0}{|\sigma_{incident}^{max}|} \quad (\text{avec } B = 2\sigma_{incident}^{max}), \quad (2.36)$$

où $\sigma_{incident}^{max}$ est la contrainte maximale générée par l'onde incidente $f(x-ct)$. ξ_L est le paramètre déterminant pour le problème du contact acoustique non-linéaire. Nous avons vu dans le chapitre 1 que le CAN est directement lié au *clapping* entre les deux faces opposées de l'interface de contact. Le *clapping* est activé uniquement lorsque $\xi_L \in [0, 1[$.

Soit u_1 la plus petite solution positive de l'équation (2.35) telle que :

$$u_1 = \sin^{-1}(-\xi_L) = \pi + \sin^{-1}(\xi_L), \quad (2.37)$$

le premier instant où l'interface est ouverte t_1 est alors :

$$t_1 = \frac{u_1}{\omega}. \quad (2.38)$$

Dans la suite de cette analyse, les temps t_i correspondant aux changements de statuts (décollé ou en contact) de l'interface ont été trouvés numériquement en utilisant l'outil numérique Matlab.

La figure 2.2 présente l'évolution des instants d'ouverture et de fermeture de l'interface t_i en fonction de l'état de contrainte au niveau de l'interface *via* le paramètre ξ_L pour les deux cycles du signal sinusoïdal (afin d'étudier la dynamique de l'interface pendant au moins un cycle complet d'ouverture et de fermeture).

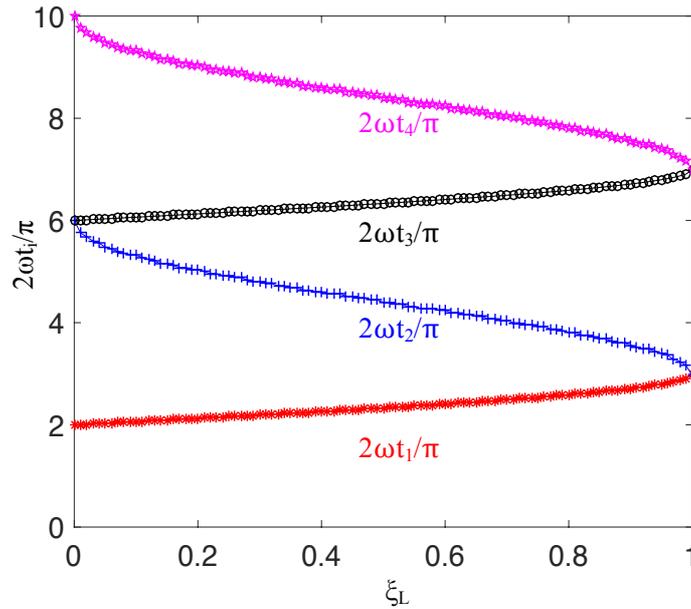


Figure 2.2. Evolution des instants d'ouverture et de fermeture de l'interface en fonction de son état de contrainte ($\xi_L = \frac{\sigma_0}{|\sigma_{incident}^{max}|}$).

t_1 et t_3 correspondent au début des phases de décollement, tandis que t_2 et t_4 correspondent au début des phases de contact.

Pour $\xi_L=0$: l'interface est ouverte pour $\omega t_1=\pi$ et elle reste ouverte lors de l'interaction avec l'onde acoustique (avec $\omega t_3= \omega t_2=3\pi$). La figure 2.3.a présente l'évolution du saut de déplacement de l'interface Y et de la contrainte de contact σ_n en fonction du temps pour le cas de $\xi_L = 0$. Après la phase initiale où l'interface est fermée, il est à noter que σ_n est nulle tandis que le saut de déplacement Y est supérieur ou égale à zéro. D'après la loi du contact unilatéral (2.26), ces résultats impliquent que l'interface est entièrement ouverte. Ainsi, il en résulte une réflexion quasi-linéaire de l'onde.

Pour $\xi_L=1$: $\omega t_1= \omega t_2$ et $\omega t_3= \omega t_4$, cela implique que l'interface reste fermée. D'après la figure 2.3.b, le saut de déplacement de l'interface Y est nul et la contrainte de contact σ_n est inférieure ou égale à zéro, l'interface est donc entièrement fermée. Par conséquent, l'onde est transmise linéairement.

Pour $\xi_L \in]0, 1[$: Les instants correspondant aux phases de contact et de décollement sont différents. Cela veut dire que l'interface alterne entre les phases de contact et celles de décollement. Par conséquent, l'onde est transmise et réfléchi non-linéairement.

L'évolution du saut de déplacement de l'interface et de la contrainte de contact en fonction du temps pour un $\xi_L = 0.35$ est présentée sur la figure 2.4. Elle montre bien cette alternance entre contact et décollement (*clapping*). Après la condition initiale, l'interface est décollée en $t=t_1$ et elle le reste jusqu'à ce que le saut de déplacement s'annule, puis elle passe en contact en $t=t_2$. Le déplacement devient nul et l'expression de la contrainte de contact est :

$$\sigma_n(0, t_2) = \underbrace{\rho c_L \dot{Y}}_{=0} + \underbrace{F(t_2) + 2\sigma_0}_{\neq 0}. \quad (2.39)$$

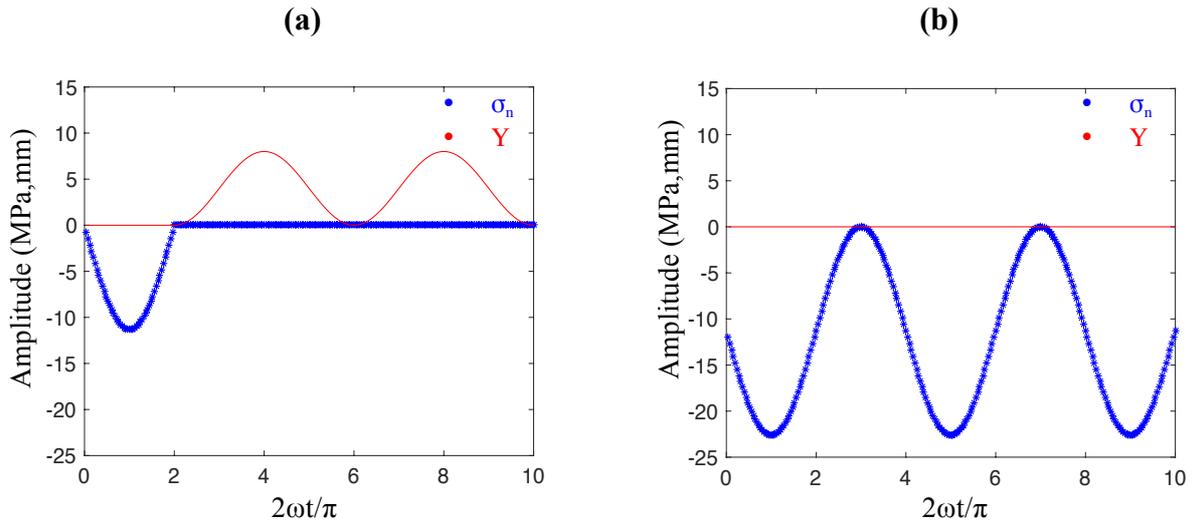


Figure 2.3. Evolution du saut de déplacement Y et de la contrainte σ_n au niveau de l'interface dans le cas de **(a)** $\xi_L = 0$ correspondant à $\sigma_0 = 0$. **(b)** $\xi_L = 1$ correspondant à $\sigma_0 = \sigma_{\text{incident}}$.

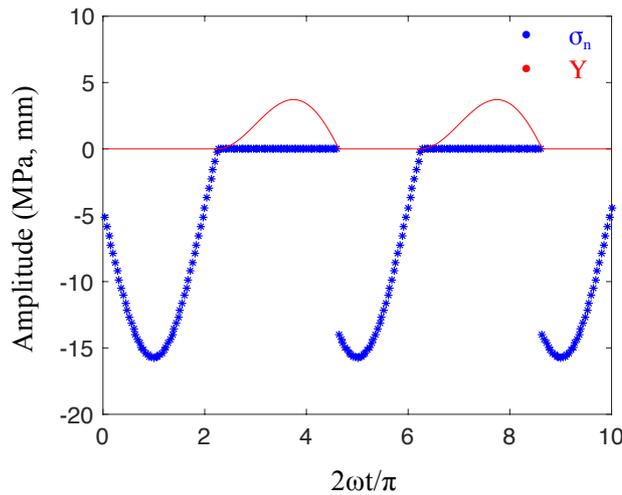


Figure 2.4. Evolution du saut de déplacement Y et de la contrainte σ_n au niveau de l'interface dans le cas $\xi_L = 0.35$.

Ainsi, la contrainte de contact présente un saut à chaque fois qu'on passe d'un état décollé au contact. Ensuite, l'interface reste en contact jusqu'à ce que la contrainte s'annule en $t=t_3$.

Autrement dit, si l'interface est décollée, il faut que le déplacement incident soit supérieur ou égal au saut de déplacement au niveau de l'interface pour qu'il y ait à nouveau contact. Cependant, si l'interface est fermée, il faut que la contrainte incidente soit supérieure à la précontrainte au niveau de l'interface pour la faire décoller. A partir de ces résultats, il est à constater que le saut de déplacement de l'interface ainsi que la contrainte de contact sont les deux paramètres qui gouvernent le contact acoustique non-linéaire.

Comme indiqué précédemment, l'interaction non-linéaire entre une onde plane longitudinale et une interface de contact plane infinie est considérée dans cette analyse. Ce type d'interaction génère des harmoniques supérieurs pairs et impairs dans le spectre des ondes transmises et réfléchies avec des amplitudes égales et des phases différentes [57]. Dans la suite, l'analyse de la génération des harmoniques supérieurs est uniquement effectuée sur le spectre de l'onde réfléchie afin de réduire le coût de calcul, dans le cas d'un contact avec un plan rigide.

Le système réduit est présenté sur la figure 2.5. Il a les mêmes propriétés que le système présenté précédemment (figure 2.1). La loi de contact unilatéral est également appliquée au niveau de l'interface rigide. En cas de décollement, le déplacement du solide se fait vers les $x < 0$, ainsi la loi de contact unilatéral est écrite comme suit :

$$\begin{cases} u_x(0, t) \leq 0 \\ \sigma_n(t) \leq 0 \\ u_x(0, t) \sigma_n(t) = 0 \end{cases}, \text{ sur } \Gamma. \quad (2.40)$$

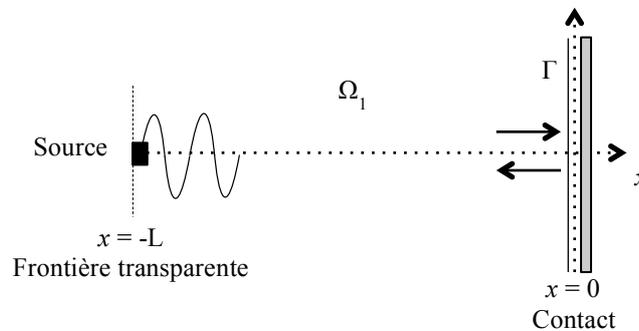


Figure 2.5. Réflexion d'une onde se propageant dans un solide en contact avec une surface rigide.

Ce système est inspiré des travaux de thèse de Blanloeuil [27], pour l'étude de la réflexion d'une onde de compression sur une interface rigide de contact.

Les deux principaux objectifs de cette analyse sont :

- Dans un premier temps, étudier l'évolution de l'amplitude du second harmonique en fonction de l'état de contraintes et des déplacements au niveau de l'interface.
- Dans un deuxième temps, étudier l'influence de la forme du signal d'excitation sur l'amplitude du second harmonique généré.

Le calcul des harmoniques supérieurs peut être effectué de manière analytique, mais il devient difficile lorsque la forme du signal d'excitation varie. Dans cette analyse, l'influence de la forme du signal d'excitation sur le processus de génération du second harmonique sera étudiée. On s'orientera donc vers une résolution numérique.

2.4 Résolution numérique par différences finies

Le problème présenté sur la figure 2.5 est résolu en tout point du domaine en utilisant un schéma numérique de type Différences Finies (DF) centrées du second ordre, en espace et en temps.

Le pas de temps est noté δt et le pas d'espace δx . Les exposants m correspondent à la discrétisation en temps alors que les indices k correspondent à la discrétisation en espace. L'équation d'onde (2.1) est discrétisée dans le domaine $\Omega_1 \setminus \Gamma$ avec le schéma d'Euler de second ordre :

$$\frac{u_k^{m+1} - 2u_k^m + u_k^{m-1}}{\delta t^2} - c_L^2 \frac{u_{k+1}^m - 2u_k^m + u_{k-1}^m}{\delta x^2} = 0, \quad \forall k \in [1, n-2] \quad (2.41)$$

Ce schéma général est explicite en temps, et est soumis à la condition de stabilité de Courant-Friedrichs Lewy (CFL). Celle-ci impose au pas de temps d'être inférieur au temps nécessaire à une onde longitudinale pour parcourir un pas d'espace : $c_L \delta t / \delta x < 1$. L'expression suivante donne alors la valeur du déplacement pour le nouveau pas de temps :

$$\begin{cases} u_k^{m+1} = \alpha u_{k+1}^m + 2(1-\alpha)u_k^m + \alpha u_{k-1}^m - u_k^{m-1} \\ u_k^m = u_k^m \end{cases}, \quad \forall k \in [1, n-2] \quad (2.42)$$

où $\alpha = c_L^2 \delta t^2 / \delta x^2$.

Afin de limiter la taille du domaine d'étude, une frontière transparente est introduite en $x = -L$. Elle est définie par :

$$u^{(-L,t)} = s(t), \quad (2.43)$$

$$\text{avec : } u'(x,t) = \frac{1}{2} \left(\dot{u}(x,t) - \frac{c_L}{c_{11}} \sigma(x,t) \right),$$

où \dot{u} est la dérivée de u par rapport au temps, $s(t)$ est le terme source, homogène à une vitesse. $s(t) = \gamma_0 + s^*(t)$ où $s^*(t)$ est le signal harmonique correspondant à l'onde incidente et γ_0 est une constante qui permet d'appliquer une compression statique au système « σ_0 ».

L'équation (2.43) signifie que seule l'onde incidente est prise en compte en $x = -L$. L'onde rétrograde n'est affectée par aucune condition et par conséquent, elle n'est pas réfléchiée en $x = -L$. L'expression (2.43) est convertie en terme de déformation :

$$\frac{\partial u}{\partial x}(-L,t) - \frac{\dot{u}(-L,t)}{c_L} = -\frac{2s(t)}{c_L}, \quad (2.44)$$

qui peut alors être discrétisée de la manière suivante :

$$\frac{-3u_0^m + 4u_1^m - u_2^m}{2\delta x} - \frac{1}{c_L} \frac{u_0^{m+1} - u_0^m + u_{k-1}^m}{\delta t} = -\frac{2s(t)}{c_L} \quad (2.45)$$

Après une simple réécriture, cette dernière expression donne u_0^{m+1} :

$$u_0^{m+1} = \frac{\delta t}{2\delta x} (-3u_0^m + 4u_1^m - u_2^m) + 2\delta t s(t). \quad (2.46)$$

Les expressions (2.42) et (2.46) permettent d'obtenir la solution au pas de temps suivant en effectuant un produit matrice-vecteur de la forme $U^{m+1} = AU^m + B$, où $A \in \mathcal{M}_{2(n+1)}(\mathbb{R})$, $U^m = [u_0^m, \dots, u_n^m, u_0^{m-1}, \dots, u_n^{m-1}]$, et B contient entre autres le terme source. Afin de compléter l'écriture des deux dernières lignes de la matrice A , il reste maintenant à définir la discrétisation en $x=0$. Selon la loi de contact unilatéral (2.40), une onde de compression peut ouvrir et fermer l'interface selon son état initial. On distingue donc le cas d'une interface initialement ouverte avec un saut de déplacement initial u_0 et le cas d'une interface initialement fermée avec une précontrainte appliquée σ_0 . Dans un premier temps, le cas de l'interface initialement fermée est considéré :

Dans le cas où l'interface est en contact, le déplacement en $x=0$ est nul, et on a $u_n^m = 0$. La discrétisation de (2.41) s'écrit alors :

$$\begin{cases} u_{n-1}^{m+1} = 2(1 - \alpha)u_{n-1}^m + \alpha u_{n-2}^m - u_{n-1}^{m-1} \\ u_n^m = 0 \end{cases}. \quad (2.47)$$

La contrainte est calculée par différences finies à gauche où l'on fixe $u_n^m = 0$:

$$\begin{cases} \sigma_n = C_{11} \frac{-4u_{n-1}^m + u_{n-2}^m}{2\delta x}. \end{cases} \quad (2.48)$$

Dans le cas où l'interface est en décollement, σ_n calculée s'annule ou devient positive. La contrainte normale doit être corrigée pour satisfaire la loi de contact unilatéral. Elle est donc fixée à zéro. Connaissant la valeur de la contrainte, on a accès au déplacement que l'on peut utiliser dans le schéma général. On obtient finalement les deux dernières valeurs :

$$\begin{cases} u_{n-1}^{m+1} = 2 \left(1 - \frac{\alpha}{3}\right) u_{n-1}^m + \frac{2}{3} \alpha u_{n-2}^m - u_{n-1}^{m-1} \\ u_n^m = \frac{4u_{n-1}^m - u_{n-2}^m}{3} \end{cases}. \quad (2.49)$$

A partir des équations (2.42), (2.46), (2.47) et enfin (2.49), deux matrices A_1 et A_2 sont construites se différenciant uniquement par leurs deux dernières lignes, la première étant définie pour une condition de contact, tandis que la seconde est obtenue pour une condition de décollement. La solution au pas de temps suivant est donc donnée par un produit matrice-vecteur $U^{m+1} = A_{1,2}U^m + B$. Le vecteur B contient le terme source et éventuellement un déplacement constant qui permet d'appliquer une compression sur l'interface. Le choix de la matrice à employer se fait à chaque pas de temps en accord avec les conditions de la loi du contact unilatéral. L'algorithme de résolution utilisé dans cette méthode de différences finies est donné par la figure 2.6.

L'algorithme présenté sur la figure 2.6 est aussi valable dans le cas d'une interface initialement ouverte. Les conditions initiales sont modifiées pour prendre en compte le saut de déplacement initial u_0 . La condition de contact est appliquée sur le saut de déplacement de l'interface comme indiqué dans loi du contact unilatéral (2.40). Le schéma numérique défini dans cette partie a été implémenté avec Matlab. Pour être utilisé, la convergence du modèle doit être vérifiée.

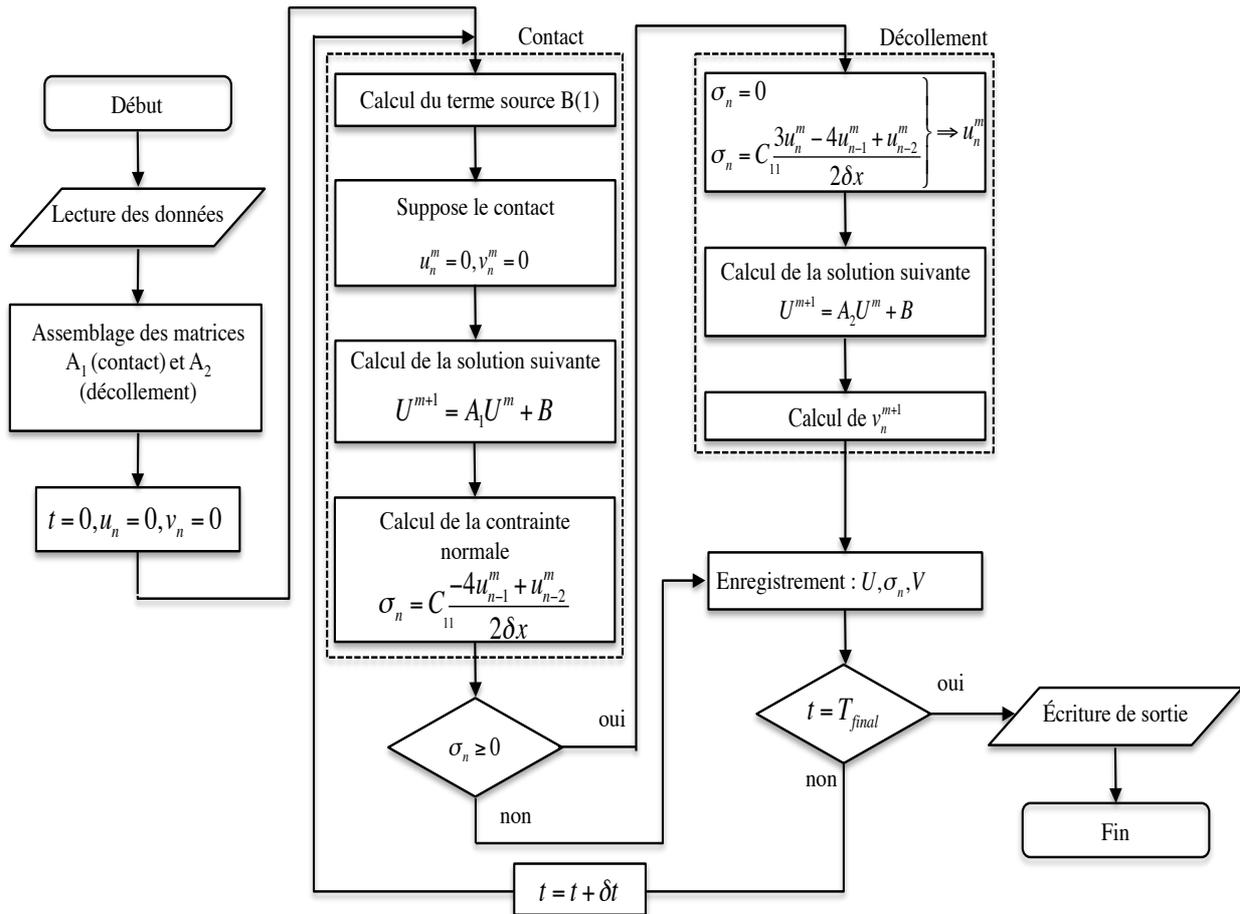


Figure 2.6. Algorithme de résolution pour le schéma DF pour une onde de compression [27].

2.4.1 Etude de convergence

Le contact acoustique non-linéaire entre une onde longitudinale en incidence normale et une interface de contact se manifeste par la génération des harmoniques supérieurs pairs et impairs [57]. Pour une onde incidente mono-fréquentielle, l'amplitude du second harmonique est la plus importante, de ce fait elle a un intérêt particulier dans l'analyse du CAN. Afin d'assurer une bonne précision de cette étude, la convergence du modèle en maillage a été étudiée sur cette valeur du second harmonique.

Pour six discrétisations différentes de résolution $\delta x \in \{0.1, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1\}$ mm, une onde de compression de fréquence $f = 1$ MHz et d'amplitude $A_{inc}^{max} = 9$ nm est générée dans le modèle. La solution donnée par le maillage le plus fin sert de référence pour valider la solution numérique. Pour chaque pas d'espace, le pas de temps est choisi tel que $\delta t = 0.8(\delta x/c_L)$. La condition CFL est donc respectée, et le rapport $c_L \delta t / \delta x = 0.8$ est constant. La précontrainte appliquée $\sigma_0 = 0.40$ MPa est identique pour tous les maillages étudiés. Les calculs sont réalisés sur un domaine de longueur $L = 5$ cm et les vitesses sont enregistrées au niveau de l'interface. Une transformée de Fourier permet de convertir ces données dans le domaine fréquentiel.

La figure 2.7 présente les spectres obtenus pour chacun des maillages, ainsi que l'évolution de l'écart relatif avec le spectre de référence pour le second harmonique.

Un bon accord entre les solutions numériques et la solution de référence est observé (écart inférieur à 0.5%). Lorsque la finesse du maillage augmente, l'écart diminue. Le schéma numérique converge.

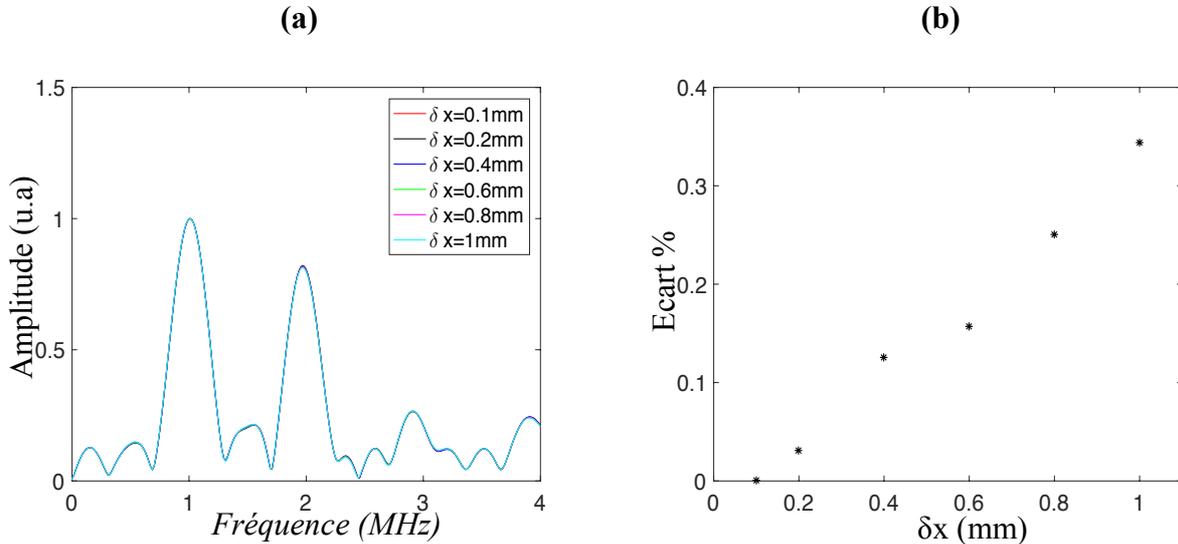


Figure 2.7. (a) Spectres des vitesses en $x=0$ pour les différentes discrétisations dont la longueur d'onde $\lambda_{1MHz} = 6mm$. **(b)** Evolution de l'écart en pourcentage pour le second harmonique par rapport au résultat obtenu pour le maillage le plus fin ($\delta x = 0.1mm$).

2.4.2 Résultats numériques 1D – Analyse de la génération du second harmonique

Dans cette analyse, l'interaction non-linéaire entre une onde longitudinale plane et une interface de contact rigide plane et lisse est étudiée. Le cas de l'interface initialement fermée est d'abord considéré. Une onde de compression de 5 cycles, de fréquence $f = 1$ MHz et d'amplitude $A_{inc}^{max} = 9$ nm est générée en $x = -L$. Le signal incident est modulé temporellement par une fenêtre rectangulaire apodisée. Une analyse numérique sur la contribution de la forme du signal d'excitation sur la génération du second harmonique sera présentée plus tard dans ce chapitre.

Après interaction entre l'onde incidente et l'interface de contact rigide, l'onde réfléchi est analysée en fonction de l'état de contrainte au niveau de l'interface.

La figure 2.8a donne la contrainte normale de contact obtenue par la résolution numérique 1D dans le cas d'une précontrainte $\sigma_0 = 1.4$ MPa. Le *clapping* est activé, les phases de décollement sont repérées en rouge. Les déplacements correspondant au niveau de l'interface sont donnés par la figure 2.8b. On observe bien que $\sigma_n[u] = 0$.

La solution temporelle en un point ($x=12.5$ mm) est donnée par la figure 2.9a. L'augmentation linéaire du déplacement observé correspond à la phase de compression du système. L'onde est générée lorsque l'état d'équilibre est atteint. Deux ondes sont observées. La première est l'onde incidente, tandis que la seconde correspond à l'onde réfléchi. Celle-ci montre des distorsions. La figure 2.9.b donne le module du spectre de chacune des deux ondes. Ce dernier montre la présence des harmoniques supérieurs pairs et impairs sur le spectre du déplacement réfléchi comme attendu. Le second harmonique est la composante d'amplitude la plus importante.

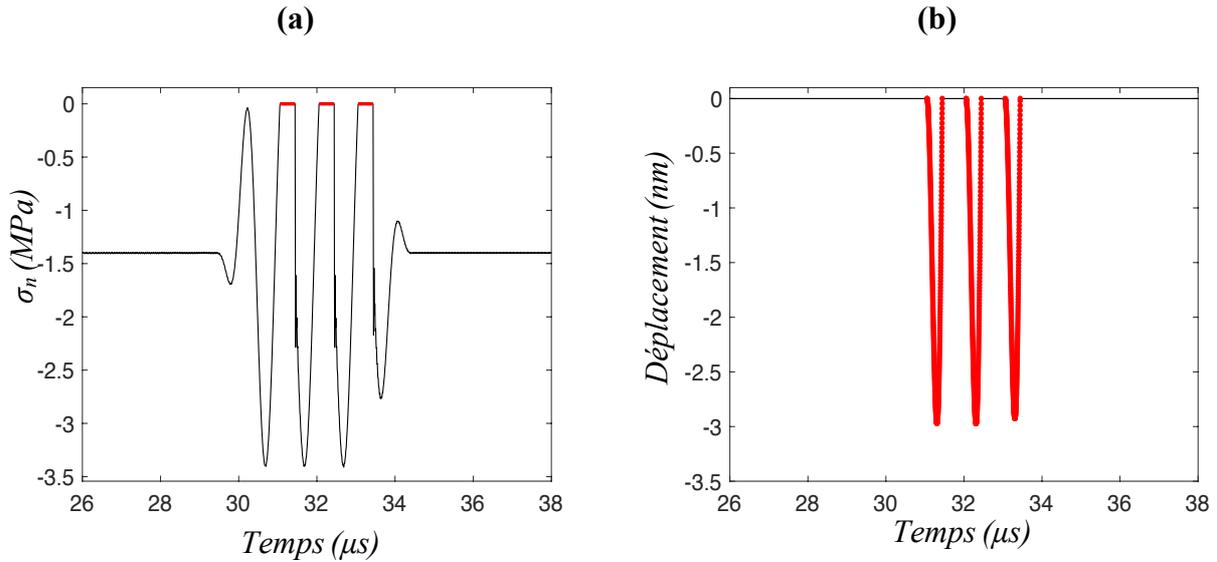


Figure 2.8. (a) Solution numérique 1D pour la contrainte normale de contact ($x=0$). (b) Déplacement temporel au niveau de l'interface pour un niveau de compression de $\sigma_0 = 1$ MPa.

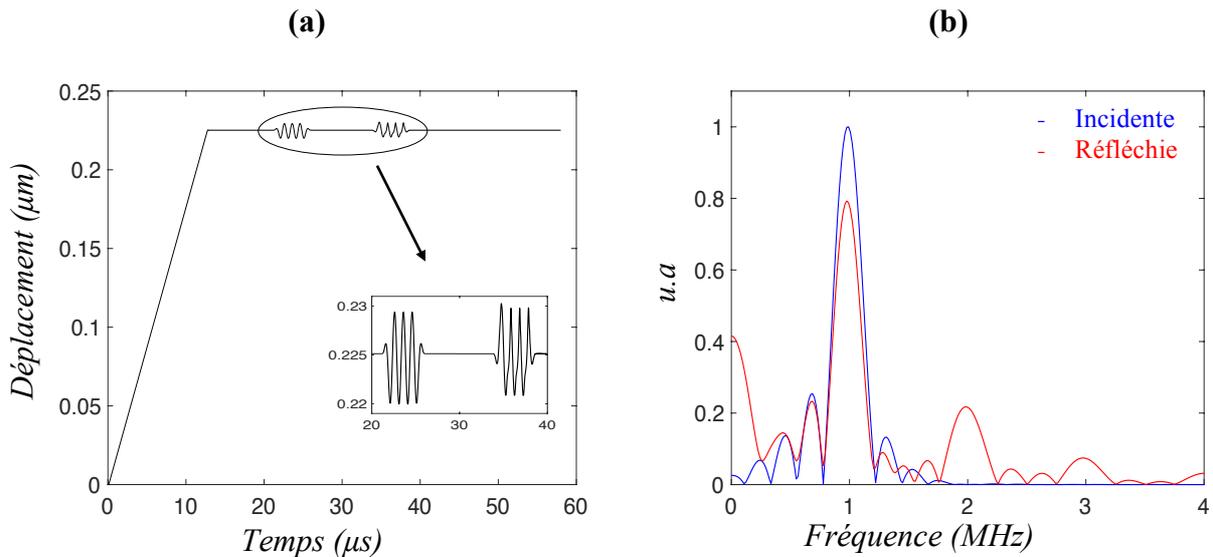


Figure 2.9. (a) Solution temporelle en $x=12.5$ mm pour une onde longitudinale et un niveau de compression $\sigma_0 = 1.4$ MPa. (b) Spectres de l'onde incidente et de l'onde réfléchie. Le spectre de l'onde réfléchie comporte les harmoniques supérieures et une composante continue d'auto-démodulation.

Dans la suite de cette étude, l'amplitude des deux premiers harmoniques a été analysée en fonction de la variation de l'état de contrainte au niveau de l'interface *via* le paramètre adimensionnel ξ_L défini dans (2.36). Le paramètre ξ_L est donc le rapport entre la précontrainte normale σ_0 , et l'amplitude maximale de la contrainte de compression dynamique créée par l'onde incidente au niveau de l'interface. Dans le cas présent, l'onde incidente reste identique et seule la valeur de σ_0 est modifiée.

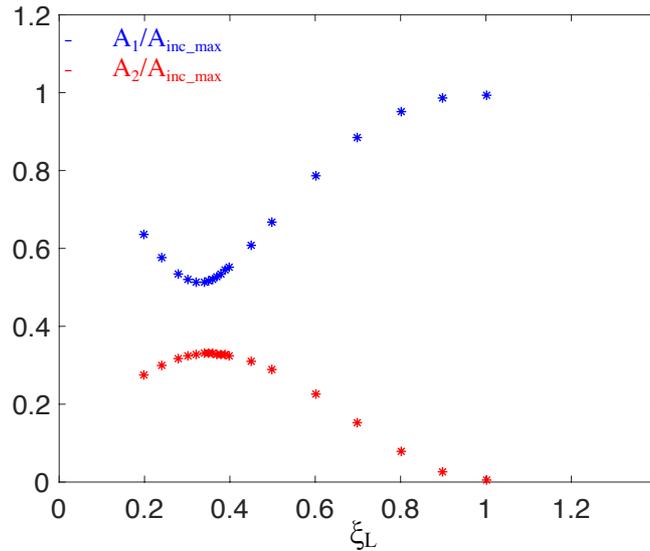


Figure 2.10. Evolution de l'amplitude des deux premiers harmoniques en fonction du paramètre adimensionnel ξ_L .

La figure 2.10 présente l'évolution en fonction de ξ_L de l'amplitude des deux premiers harmoniques normalisée par rapport à l'amplitude incidente. Dans le cas de ξ_L supérieures à 1, l'onde est réfléchie linéairement sans génération du second harmonique.

Pour les valeurs de ξ_L inférieures à 1, le CAN est activé, il en résulte la génération du second harmonique. A_2 passe par un optimal autour de $\xi_L=0.35$. A_1 , quant à lui, présente un passage par un minimum local à la même valeur de ξ_L . Nous rappelons que le modèle utilisé (figure 2.5) ne considère pas la transmission, toute l'énergie est réfléchie sur l'interface. Ainsi, lorsque ξ_L augmente entre 0 et 0.35, la réflexion devient de plus en plus non-linéaire, A_2 augmente et A_1 diminue. Il en est de même lorsque ξ_L diminue entre 1 et 0.35.

Dans la suite, le cas d'une interface initialement ouverte est considéré. Un saut de déplacement u_0 est pris en compte au niveau de l'interface (figure 2.11). Comme le prévoit la loi du contact unilatéral (2.40), le phénomène de *clapping* est activé si l'amplitude maximale du déplacement incident A_{inc}^{max} est supérieure à u_0 .

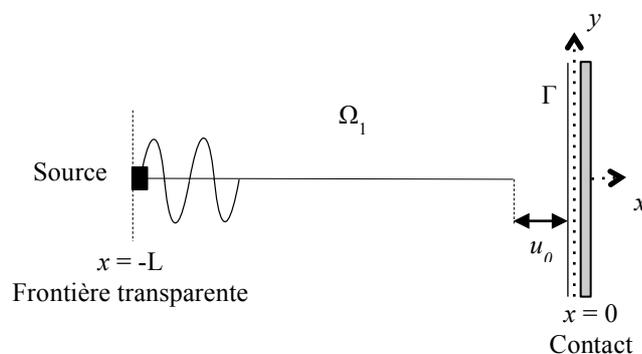


Figure 2.11. Modèle 1D utilisé pour étudier l'interaction non-linéaire entre une onde acoustique et une interface de contact rigide initialement décollée.

Une onde de compression de 5 cycles, de fréquence $f = 1$ MHz et d'amplitude $A_{inc}^{max} = 9$ nm est générée en $x = -L$. La figure 2.12a donne la contrainte normale au contact obtenue par la résolution numérique 1D dans le cas d'un saut de déplacement $u_0 = 0$ nm et une précontrainte $\sigma_0 = 0$ MPa. Le *clapping* est activé uniquement pour les deux premiers cycles de l'onde incidente. Les phases de contact sont repérées en noir. Les déplacements correspondants au niveau de l'interface sont donnés par la figure 2.12b. Ces résultats correspondent au cas d'une interface fermée sans précontrainte appliquée ($\sigma_0 = 0$ MPa). En effet, en l'absence de précontrainte, le saut de déplacement de l'interface devient de plus en plus important après chaque phase de contact. Lorsque le saut de déplacement devient plus important que le déplacement incident, l'interface ne revient plus en contact.

L'évolution de l'amplitude du second harmonique en fonction du déplacement au niveau de l'interface a été étudiée *via* le paramètre adimensionnel Ψ_L défini par :

$$\Psi_L = \frac{|u_0|}{A_{inc}^{max}} \quad (2.50)$$

Afin de faire varier le paramètre Ψ_L , on choisit de faire varier uniquement la valeur de u_0 .

L'évolution de l'amplitude du second harmonique en fonction de Ψ_L est représentée sur la figure 2.13. Cette évolution est comparée à celle obtenue dans le cas d'une interface initialement fermée en fonction de ξ_L . Le niveau de A_2 généré dans le cas initialement fermée est supérieur à celui généré dans le cas d'une interface initialement ouverte, car pour ce dernier cas, le *clapping* est moins généré. L'évolution de l'amplitude du second harmonique en fonction de Ψ_L ne présente pas un passage par une valeur optimale, contrairement au cas initialement fermée. L'amplitude du second harmonique atteint le maximum pour $\Psi_L = 0$.

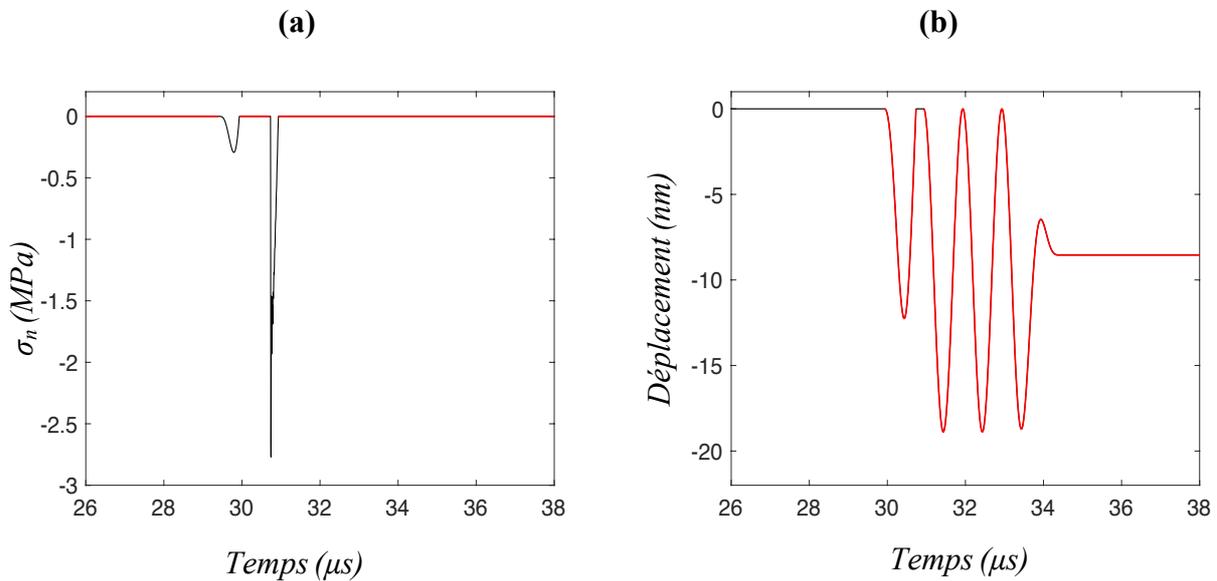


Figure 2.12. (a) Solution numérique 1D pour la contrainte normale de contact ($x=0$).
 (b) Déplacement temporel au niveau de l'interface ouverte pour un saut de déplacement $u_0 = 0$ nm / ou une interface fermée avec une précontrainte $\sigma_0 = 0$ MPa.

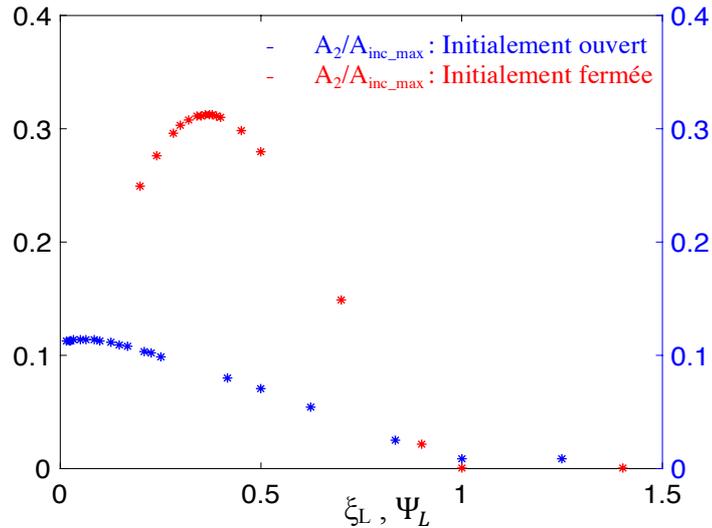


Figure 2.13. Evolution de l'amplitude du second harmonique en fonction des paramètres adimensionnel ξ_L et Ψ_L .

Sur la figure 2.13, les courbes pour les deux cas traités montrent des évolutions différentes : le cas de la fissure fermée avec un optimal et le cas de la fissure ouverte avec une évolution monotone. Ces évolutions particulières et spécifiques au contact présentent un intérêt pour l'évaluation et le contrôle non-destructif de fissures fermées qui constitue l'objectif principal de ce travail de thèse.

Dans la suite de l'analyse numérique 1D, la contribution des paramètres tels que le type de la fenêtre de modulation du train d'ondes incident, et son nombre de cycles sur la génération du second harmonique est étudiée. L'objectif est d'optimiser le signal d'excitation utilisé plus tard dans l'étude expérimentale afin d'avoir le maximum d'amplitude du second harmonique.

2.4.3 Influence du type de fenêtre de modulation de l'onde incidente et le nombre de cycles sur l'amplitude du second harmonique

Cette analyse a été effectuée dans le cas d'une interface initialement fermée. L'évolution de l'amplitude du second harmonique en fonction du paramètre ξ_L a été comparée par rapport au type de fenêtre de modulation du signal d'excitation et son nombre de cycles.

Un train d'ondes longitudinales de 5 cycles, de fréquence $f = 1$ MHz et d'amplitude $A_{inc}^{max} = 9$ nm est généré dans le modèle 1D en $x = -L$. Le signal est modulé par trois fenêtres temporelles différentes, une fenêtre rectangulaire apodisée, une fenêtre de Hanning et une fenêtre Gaussienne.

Dans le domaine du traitement de signal, la fenêtre est généralement choisie de manière à ce que sa transformée de Fourier ait un lobe central le plus étroit possible et des lobes secondaires d'amplitude la plus faible possible. Ces deux critères sont pris en considération dans cette analyse. Cependant, le critère déterminant du choix de la fenêtre qui sera utilisée dans l'étude expérimentale est l'amplitude du second harmonique générée.

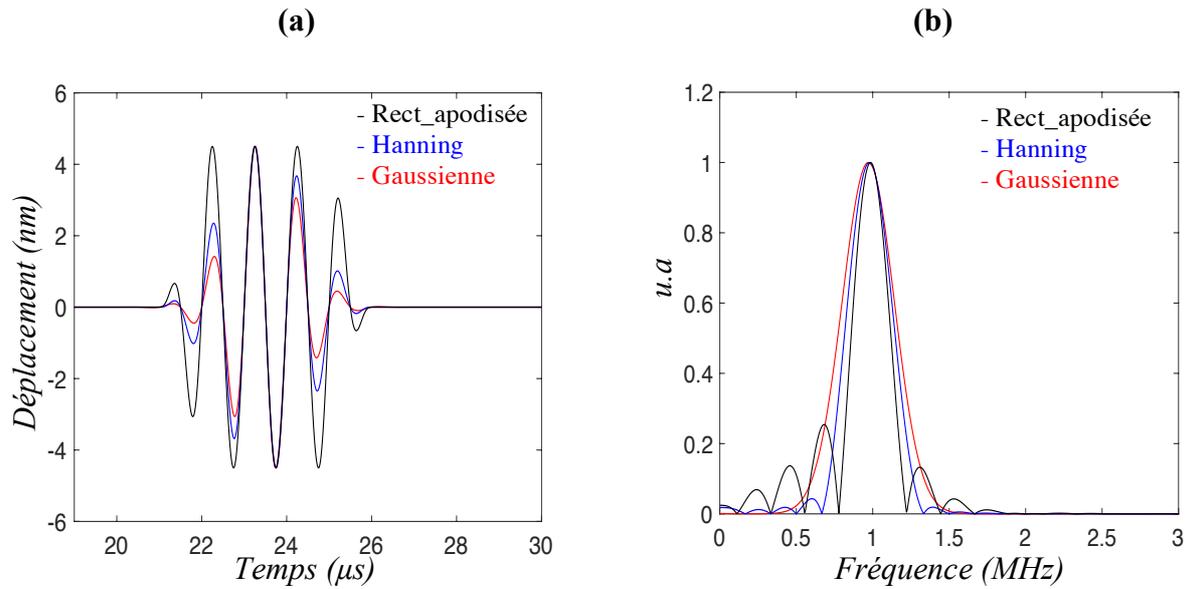


Figure 2.14. (a) Signal incident modulé par trois types de fenêtres : fenètre rectangulaire apodisée, fenètre de Hanning et fenètre Gaussienne. (b) Modules des spectres des trois signaux.

La figure 2.14a présente le signal modulé par les trois types de fenêtres étudiés. La figure 2.14b présente les modules des spectres des trois signaux. Chacun des spectres contient une composante principale centrée à 1 MHz et des lobes secondaires qui sont liés à la convolution de la transformée du signal incident et celle de la fenètre de modulation. Plus la largeur du pic central est faible, plus l'amplitude des lobes secondaires est importante. Pour les trois spectres présentés sur la figure 2.14b, aucun lobe secondaire n'est remarqué à la fréquence d'intérêt (2 MHz), l'amplitude est négligeable à cette fréquence, par conséquent elle n'influe pas sur le second harmonique généré par le CAN.

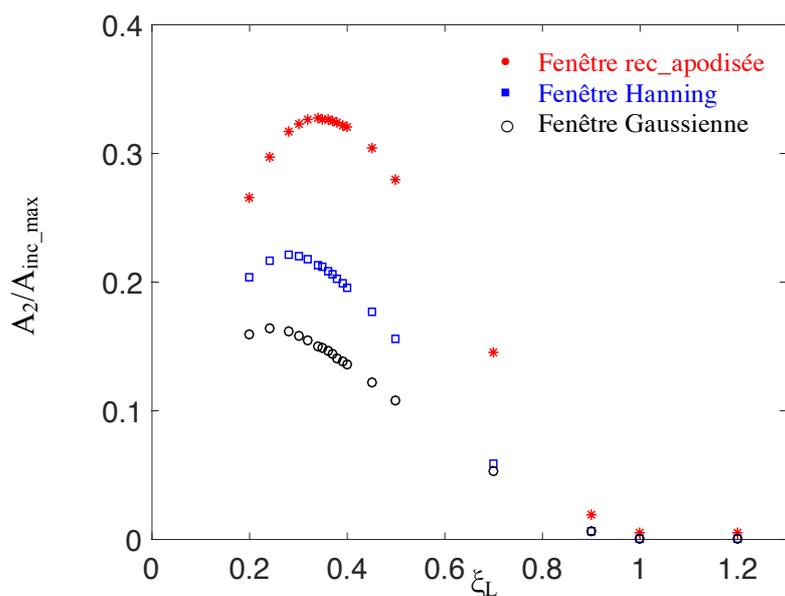


Figure 2.15. Comparaison de l'évolution de l'amplitude du second harmonique en fonction de ξ_L par rapport au type de fenètre.

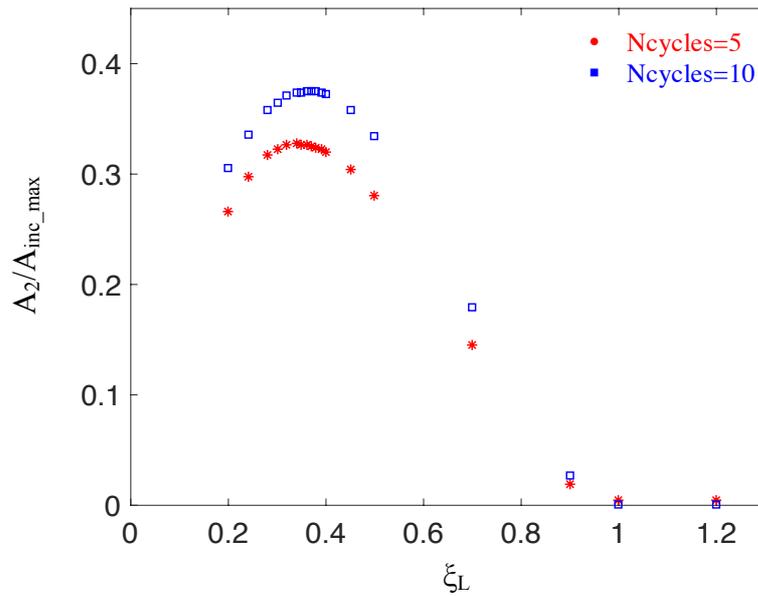


Figure 2.16. Comparaison de l'évolution de l'amplitude du second harmonique en fonction de ξ_L par rapport au nombre de cycles (l'onde incidente est modulée par une fenêtre rectangulaire apodisée).

L'évolution de l'amplitude du second harmonique en fonction de ξ_L est étudiée afin de comparer le niveau du second harmonique généré suite à l'interaction non-linéaire entre chacun des trois signaux présentés précédemment et l'interface de contact précontrainte. D'après la figure 2.15, le niveau du second harmonique généré dans le cas du signal incident modulé par une fenêtre rectangulaire apodisée est plus important que celui généré dans les deux autres cas. De plus, l'optimal du second harmonique est atteint pour une valeur plus importante de ξ_L .

La figure 2.16 présente une comparaison de l'évolution de l'amplitude du second harmonique en fonction de ξ_L dans le cas d'un signal incident modulé par une fenêtre rectangulaire apodisée pour deux nombres de cycles différents. La génération du second harmonique augmente en fonction du nombre de cycles.

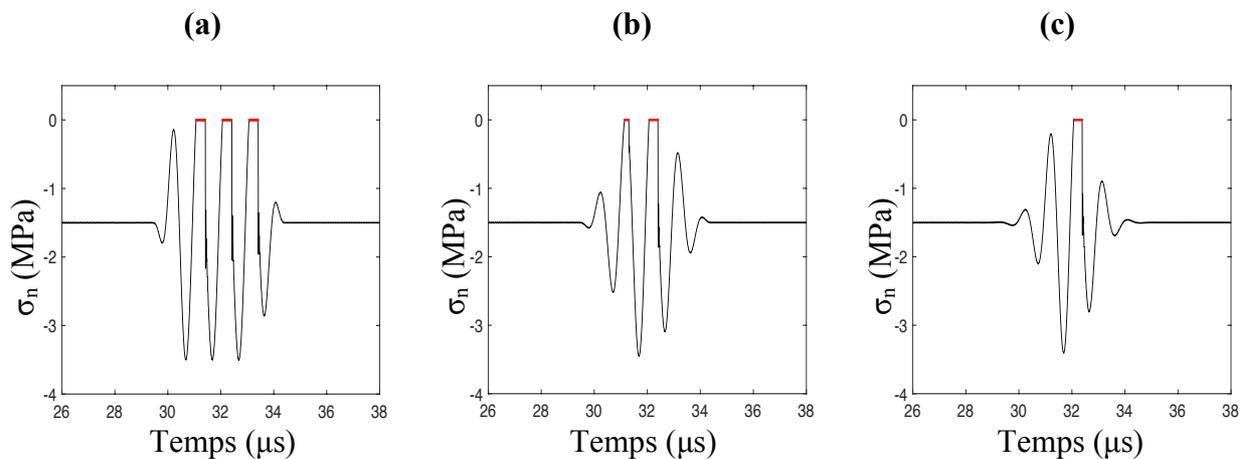


Figure 2.17. Contrainte de contact pour $\xi_L=0.75$ dans le cas d'un signal incident modulé par (a) fenêtre rectangulaire apodisée, (b) une fenêtre de Hanning, (c) une fenêtre Gaussienne.

Afin d'expliquer les variations de l'amplitude du second harmonique, les signaux de contrainte au niveau de l'interface pour les trois types de fenêtres utilisées et pour les mêmes conditions de contact sont présentés sur la figure 2.17.

La dynamique de contact est affectée par la forme du signal incident. Les phases de décollements signalées en rouge sur la figure 2.17 indiquent que le phénomène de *clapping* est plus généré dans le cas de la fenêtre rectangulaire par rapport aux deux autres cas, ce qui explique la variation du niveau du second harmonique généré ainsi que la valeur de ξ_L correspondant au passage par la valeur optimale. De la même façon pour le nombre de cycles, plus le train d'ondes est long, plus le phénomène de *clapping* est activé.

2.5 Conclusions

Dans ce chapitre, l'interaction non-linéaire entre une onde longitudinale et une interface de contact plane a été étudiée dans un cas unidimensionnel. Ce type d'interaction se manifeste par la génération des harmoniques supérieurs. L'amplitude du second harmonique est la plus importante. De ce fait, cette composante est au centre de l'attention dans notre analyse.

La résolution semi-analytique de l'interaction entre une onde longitudinale et une interface de contact précontrainte entre deux milieux semi-infinis est d'abord considérée. Une onde longitudinale peut activer le phénomène de *clapping* au niveau de l'interface. Cette dynamique de contact est gérée par la loi de contact unilatéral dans notre étude.

Le contact acoustique non-linéaire dépend principalement de la contrainte de contact et du saut de déplacement au niveau de l'interface. L'évolution de ces deux paramètres en fonction de l'état de compression de l'interface *via* le paramètre ξ_L montre que le CAN est activé pour $0 < \xi_L < 1$ et l'interaction est linéaire en dehors de cette intervalle. Cette analyse a permis d'expliquer la présence d'un optimum dans l'évolution de l'amplitude du second harmonique en fonction de l'état de compression au niveau de l'interface pour une fissure fermée.

L'analyse de la génération du second harmonique a été réalisée pour deux types de conditions initiales, interface initialement fermée avec une précontrainte et une interface initialement ouverte avec un saut de déplacement.

- Pour le cas d'une interface de contact initialement fermée avec une précontrainte appliquée, l'évolution de l'amplitude du second harmonique en fonction de ξ_L présente un passage par une valeur optimale ce qui est en accord avec les résultats de Richardson [57].
- Pour le cas d'une interface de contact initialement ouverte, l'évolution de l'amplitude du second harmonique en fonction de l'état de déplacement au niveau de l'interface *via* le paramètre Ψ_L est monotone. De plus, le niveau du second harmonique générée est plus faible par rapport au cas de l'interface précontrainte.

Enfin, l'analyse de l'influence de la forme du signal et nombre de cycles a permis de sélectionner le signal d'entrée qui maximise la génération d'harmoniques supérieurs : signal avec le maximum de cycles modulé par une fenêtre rectangulaire apodisée. C'est le signal qui sera choisi pour l'étude expérimentale.

Dans la suite, la méthode de génération d'harmonique est appliquée expérimentalement dans le cas d'une fissure de fatigue réelle afin de vérifier les résultats obtenus dans cette étude.

Chapitre 3

Etude expérimentale de la génération du second harmonique dans le cas d'une fissure réelle de fatigue

3.1 Introduction

Dans ce chapitre, l'interaction non-linéaire entre une onde longitudinale et une fissure de fatigue réelle est étudiée. Nous rappelons que pour une onde longitudinale plane en incidence normale sur une interface de contact plane, cette interaction se manifeste par :

- la génération des harmoniques supérieurs, principalement le second harmonique ;
- l'amplitude du second harmonique est plus importante dans le cas d'une interface initialement fermée sous précontrainte que dans le cas d'une interface initialement ouverte ;
- l'évolution de l'amplitude du second harmonique passe par une valeur optimale en fonction de l'état de compression au niveau de l'interface pour une fissure fermée ;
- l'évolution de l'amplitude du second harmonique est monotone en fonction de l'état de déplacement au niveau de l'interface ;
- l'amplitude du second harmonique dépend de la forme du signal d'excitation.

L'objectif de ce chapitre est de voir ce que deviennent ces observations expérimentalement sur une éprouvette possédant une fissure réelle de fatigue.

Les essais effectués dans ce travail ont été réalisés sur une éprouvette CT en acier qui possède une fissure créée par fatigue. Le principe des essais consiste à exciter d'un côté la fissure par un transducteur ultrasonore et de mesurer de l'autre côté le second harmonique généré. La mise en place de telles manipulations expérimentales implique plusieurs précautions :

- d'abord l'amplitude de l'onde incidente doit être suffisamment importante pour activer le *clapping*. Une amplification est donc nécessaire. Cette amplification peut introduire une non-linéarité électronique dans le signal d'excitation du transducteur.
 - le niveau du bruit doit être suffisamment faible pour pouvoir mesurer l'amplitude du second harmonique qui est généralement faible par rapport à celle de l'harmonique fondamental.
-

Ainsi, le dispositif électronique permettant la génération ainsi que l'amplification du signal a été analysé afin d'optimiser l'amplitude incidente, tout en s'assurant que ce système, potentiellement source de composantes fréquentielles générées non-linéairement, ne perturbe pas la mise en évidence du phénomène de contact acoustique non-linéaire.

De même, pour la réception du signal transmis, différents dispositifs électroniques ont été analysés afin d'optimiser la mesure du second harmonique.

Les premiers essais par la méthode de génération d'harmoniques ont été effectués sur une zone saine de l'éprouvette, afin d'estimer le niveau du second harmonique généré par la non-linéarité volumique « classique » dans le cas d'une propagation dans le matériau depuis l'émetteur jusqu'au récepteur.

Enfin, des mesures du second harmonique généré à différentes positions de la zone fissurée ont été effectuées sous chargement de compression. L'évolution de l'amplitude du second harmonique en fonction de la charge appliquée a été analysée. Les résultats de cette étude ont été comparés à ceux obtenus par le modèle 1D.

3.2 Dispositif expérimental

Les éprouvettes utilisées dans ce projet de thèse ont été fournies par notre partenaire, le CETIM. Au total, six éprouvettes CT en acier C10E à l'état initial normalisé (C10E-N) ont été fabriquées suivant trois traitements afin d'obtenir des tailles de grain différentes (tableau 3.1). Dans cette étude, les mesures ont été effectuées sur l'éprouvette T2C.

Notons qu'il serait intéressant d'étudier l'influence de la taille de grain sur les effets non-linéaires de contact.

Désignation selon taille de grain	Traitement thermique pour grossir les grains	Ordre de grandeur sur taille de grain	Eprouvette à l'état vierge sans fissure	Eprouvettes à l'état fissuré
T1	Etat normalisé	6-7	T1-A	T1-B, T1-C
T2	925°C pendant 2h. Refroidissement doit être : - > 600°C, 10°C/mn - < 600° plus vite	5-7	-	T2-C
T3	1100°C pendant 2h. Refroidissement doit être : - > 600°C, 10°C/mn - < 600° plus vite	2-3	-	T3-B, T3-C

Tableau 3.1. Détails sur les éprouvettes CT fournies par le CETIM.

La géométrie de l'éprouvette T2C est présentée sur la figure 3.1. La présence d'un chevron (triangle de base 40 mm et hauteur 20 mm) au fond de l'entaille permet de faire progresser la fissure dans le plan perpendiculaire à l'axe de l'effort.

Afin de créer la fissuration, un essai de fatigue a été réalisé sur une machine de fatigue MTS de capacité 100 kN en traction alternée avec $R=0.1$ ($R = \sigma_{\min}/\sigma_{\max}$), $F_{\max}=47$ kN et une fréquence de 5 Hz. La longueur de la fissure donnée par un extensomètre placé sur l'entaille est environ 44 mm. Cependant, en raison de la taille non normalisée de l'éprouvette, une déviation s'est produite vers la fin de la fissure (plus de détails sur la forme de la fissure seront donnés dans le chapitre 5).

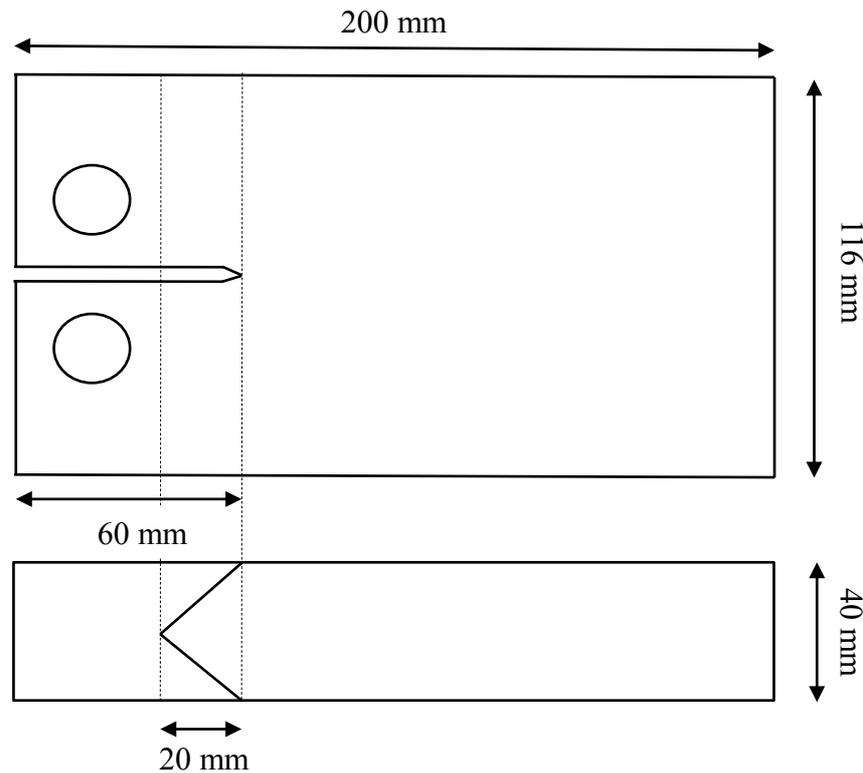


Figure 3.1. Géométrie des éprouvettes CT fournies par le CETIM.

Le dispositif expérimental utilisé pour appliquer la méthode de génération du second harmonique est illustré sur la figure 3.2. L'éprouvette est excitée d'un côté par un transducteur ultrasonore de diamètre 1" (V102, Panametrics, Waltham, MA, USA) de fréquence centrale $f_1=1$ MHz vibrant en mode longitudinal. De l'autre côté, un transducteur large-bande de diamètre 1" (V102, Panametrics, Waltham, MA, USA) de fréquence centrale $f_2=2$ MHz est utilisé pour mesurer la composante fondamentale ainsi que le second harmonique de l'onde transmise. Un oscilloscope (LT224, Lecroy, Chestnut Ridge, NY, USA) permet la lecture des données mesurées. Le transfert des données vers un ordinateur est effectué *via* une interface GPIB.

La forme de l'excitation est choisie en fonction des résultats obtenus dans le chapitre 2 (§ 2.4.3). L'onde incidente est un train d'onde de 10 cycles, de fréquence 1 MHz, modulée par une fenêtre rectangulaire apodisée, ce type de fenêtre permet d'optimiser l'amplitude du second harmonique généré. Le signal est généré grâce à un générateur Agilent 33210A piloté par un ordinateur *via* une liaison GPIB. Il est amplifié (GA-2500A, Ritec Inc, Warwick, RI, USA) avant d'être envoyé au transducteur afin de générer suffisamment d'énergie pour activer le *clapping*. L'amplification du signal peut entraîner une non-linéarité supplémentaire qui peut parasiter la mesure. Trois sources de non-linéarités sont donc distinguées :

- la non-linéarité électronique : liée à l'appareillage électronique utilisé ;
- la non-linéarité classique : liée au matériau de l'éprouvette étudiée ;
- la non-linéarité de contact : liée à la présence de la fissure.

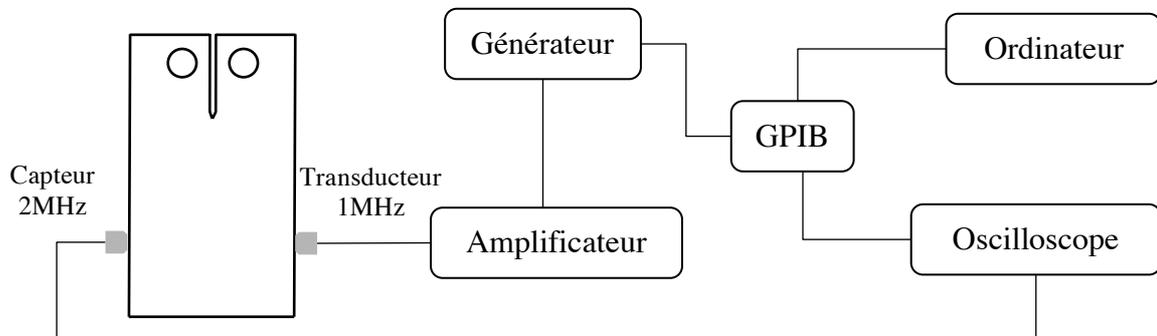


Figure 3.2. Schéma du dispositif expérimental utilisé pour l'application de la méthode de génération d'harmoniques sur l'éprouvette CT.

Avant d'étudier la non-linéarité de contact dans la zone fissurée, il est nécessaire d'étudier les deux autres sources de non-linéarité. Le niveau du second harmonique générée par la non-linéarité classique est assez faible par rapport à celui généré par la non-linéarité de contact [142]. Cependant, le système électronique peut générer des niveaux très importants des harmoniques supérieurs. Dans la suite, le niveau des harmoniques supérieurs générés par le système électronique ainsi que la non-linéarité classique du matériau sont quantifiées.

3.3 Analyse des harmoniques du système électronique

L'objectif de cette analyse est de mesurer le niveau des harmoniques générés par le système électronique utilisé. Ces composantes pourraient être liées directement au transducteur ou à l'appareillage électronique permettant la génération ainsi que l'amplification de l'onde incidente. Ainsi, l'analyse est effectuée à trois différentes positions dans la chaîne de mesure présentée sur la figure 3.2 :

- Analyse des harmoniques à la sortie du générateur ;
- Analyse des harmoniques à la sortie de l'amplificateur chargé (transducteur branché) ;
- Analyse de la non-linéarité à la surface d'une zone saine de l'éprouvette T2C.

3.3.1 Analyse des harmoniques à la sortie du générateur

Le montage électronique utilisé pour mesurer le signal à la sortie du générateur est illustré sur la figure 3.3. L'onde incidente est un train de sinusoïdes de 10 cycles de fréquence 1 MHz et d'amplitude inférieure à 1 Volt modulé par une fenêtre rectangulaire apodisée.

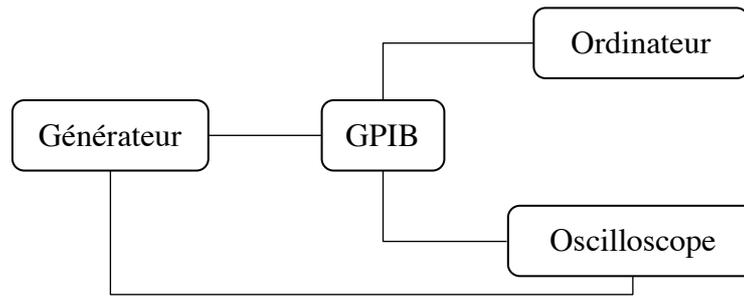


Figure 3.3. Schéma du système électronique utilisé pour mesurer le signal à la sortie du générateur.

Afin de mesurer les harmoniques générés par l'Agilent, le signal fourni par ce dernier est analysé par rapport à un signal construit numériquement et qui possède les mêmes caractéristiques que le premier signal. Les deux signaux sont représentés sur la figure 3.4a pour une amplitude égale à 0.6 Volts. Une légère variation est observée entre les deux signaux. Cette variation peut être liée à plusieurs facteurs comme le bruit électronique de l'Agilent, les erreurs de quantification de l'oscilloscope, etc. La transformée de Fourier des deux signaux est présentée en décibel par rapport à l'amplitude de l'harmonique fondamental sur la figure 3.4b. En plus des lobes secondaires qui sont liés à la convolution entre la transformée du sinus et celle de la fenêtre de modulation, le signal généré par l'Agilent présente un troisième harmonique avec une amplitude autour de -48 dB, mais pas de composante à 2 MHz, notre fréquence d'intérêt.

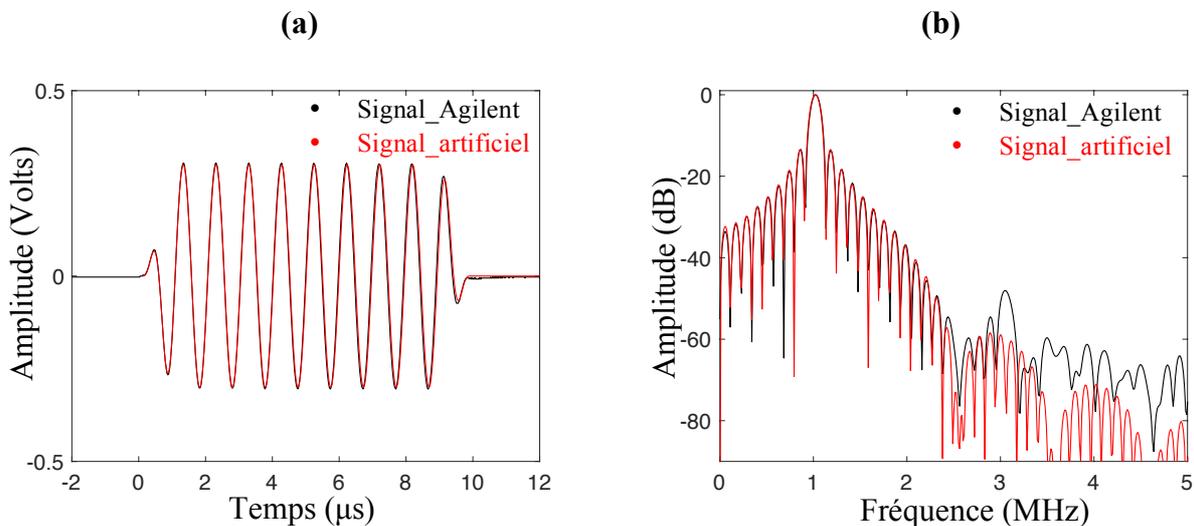


Figure 3.4. (a) Comparaison entre le signal fourni par l'Agilent et un signal numérique pour une amplitude de 0.6 Volts. (b) Spectre en dB des deux signaux.

La figure 3.5 présente l'évolution de l'amplitude des composantes fréquentielles autour des fréquences du second et troisième harmoniques en fonction de l'amplitude du signal fourni par l'Agilent. L'amplitude autour de 2 MHz est constante, elle est égale à -37 dB. Cette dernière correspond à un lobe secondaire et elle ne dépend pas de l'amplitude du signal incident. La composante à 3 MHz correspond clairement à un troisième harmonique généré par l'Agilent, son amplitude oscille entre -46 dB et -51 dB.

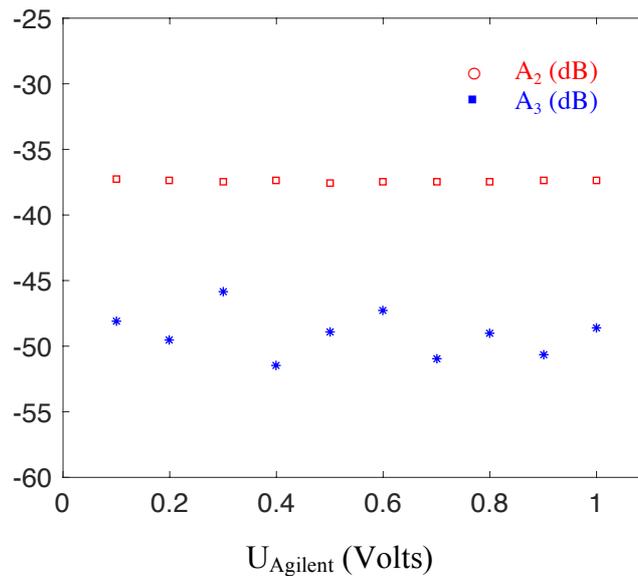


Figure 3.5. Evolution de l'amplitude du second et du troisième harmonique en fonction de l'amplitude du signal fourni par l'Agilent.

3.3.2 Analyse des harmoniques à la sortie de l'amplificateur chargé

Dans cette partie, les harmoniques du signal amplifié sont analysés. La figure 3.6 présente le schéma du montage électronique utilisé pour mesurer le signal à la sortie de l'amplificateur. Il est important de noter que la performance du système d'amplification dépend fortement de l'adaptation de l'impédance électrique entre les différents éléments du système électronique présenté sur la figure 3.6. L'impédance du générateur, amplificateur et les câbles coaxiaux est de 50Ω (d'après les données fournisseur). Cependant, celle du transducteur change en fonction du milieu de propagation acoustique (air, acier ...). De ce fait, le signal à la sortie de l'amplificateur est mesuré dans les mêmes conditions expérimentales que celles des essais effectuées sur l'éprouvette T2C comme le montre la figure 3.6.

L'amplificateur utilisé possède une sortie à -40 dB qui permet d'atténuer le signal avant de l'afficher sur l'oscilloscope. Cet amplificateur est à gain variable, réglable par un potentiomètre indiquant des valeurs entre 0 et 10. Plusieurs gains d'amplification ont été testés. Chaque gain d'amplification est appliqué sur différentes amplitudes du signal fourni par l'Agilent.

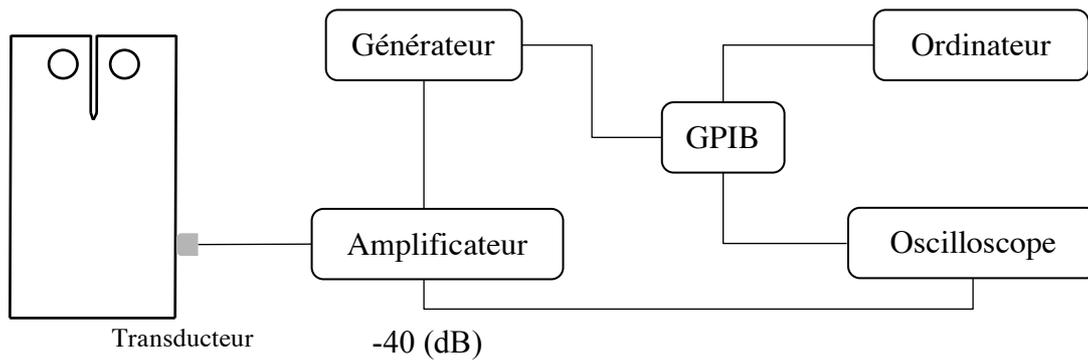


Figure 3.6. Schéma du système utilisé pour mesurer le signal à la sortie de l'amplificateur.

La figure 3.7a présente le signal d'entrée du transducteur obtenu pour $U_{\text{Agilent}}=0.6\text{Volts}$ après amplification par deux gains différents. L'amplitude augmente en fonction du gain d'amplification appliqué. L'amplification du signal entraîne une distorsion de ce dernier, une composante basse fréquence est observée.

On rappelle que notre but est d'obtenir le maximum d'amplitude possible sans pour autant générer le second harmonique dans le signal d'entrée du transducteur. Dans un premier temps, le niveau du signal amplifié est mesuré. La figure 3.7b présente l'évolution de l'amplitude du signal fourni par l'Agilent après amplification par deux gains différents. L'évolution est linéaire dans les deux cas. Cependant le niveau d'amplification est beaucoup plus important pour un gain égal à 8. Afin de ne pas trop solliciter le transducteur, la tension maximale envoyée par l'amplificateur est fixée à environ 1000 V, pour cela le gain d'amplification est maintenu à 8 et l'amplitude maximale de l'Agilent est fixée à 0.6 V.

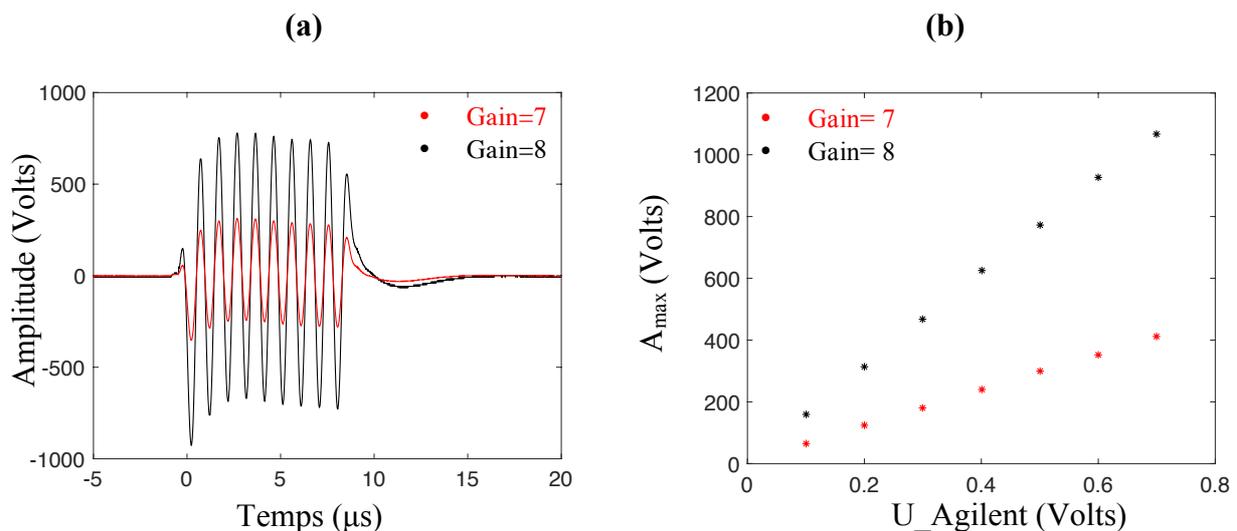


Figure 3.7. (a) Signal d'entrée du transducteur obtenu pour $U_{\text{Agilent}}=0.6\text{Volts}$ et amplifiée par deux gains 7 et 8. (b) Evolution de l'amplitude maximale du signal amplifié par deux gains 7 et 8 pour différentes amplitudes de l'Agilent.

Dans un deuxième temps, le contenu fréquentiel des signaux amplifiés est analysé. La figure 3.8a présente la transformée de Fourier des deux signaux présentés sur la figure 3.7a. Le spectre fréquentiel confirme la présence de basses fréquences. Ces dernières sont générées par le système d'amplification. Concernant le second harmonique, une légère variation d'amplitude est observée entre les deux spectres autour de 2 MHz. La figure 3.8b présente l'évolution de l'amplitude du second harmonique en fonction de l'amplitude du signal d'entrée du transducteur pour deux gains d'amplifications. L'amplitude, qui reste assez faible, dépend de l'amplitude du signal amplifié.

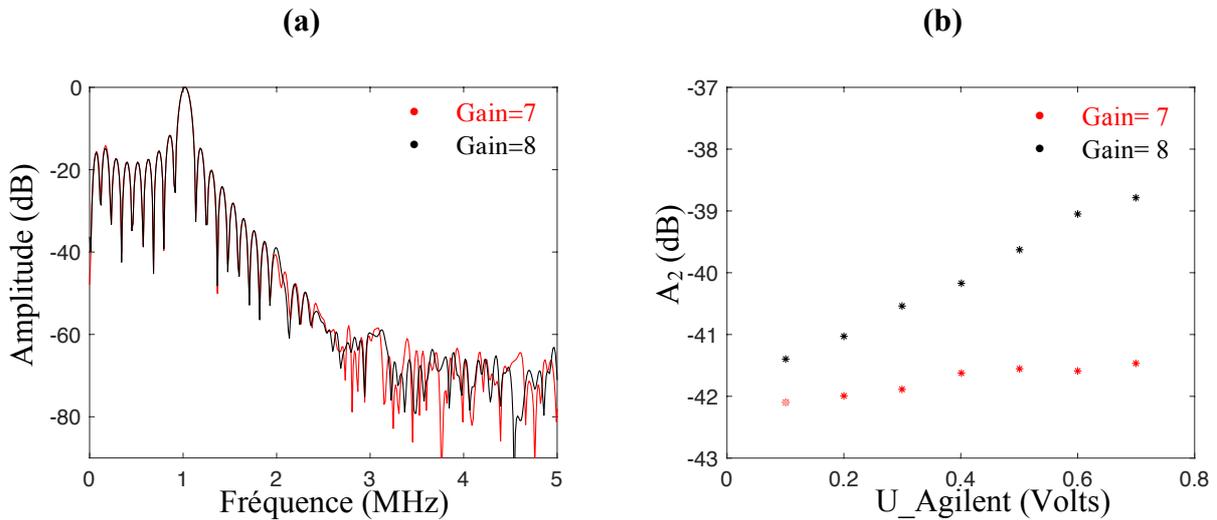


Figure 3.8. (a) Spectre en décibel d'un signal d'amplitude 0.6Volts après amplification par deux gains 7 et 8. (b) Evolution de l'amplitude du second harmonique en fonction de la tension du signal.

La configuration retenue pour les essais réalisés sur l'éprouvette T2C correspond à une amplitude du signal fourni par l'Agilent égale à 0.6 Volts et un gain d'amplification égal à 8. Dans ce cas, l'amplitude du second harmonique à l'entrée du transducteur est égale à -39 dB.

3.3.3 Analyse de la non-linéarité à la surface d'une zone saine

Le signal amplifié est envoyé ensuite au transducteur (figure 3.6). Ce dernier peut éventuellement générer une non-linéarité supplémentaire. De ce fait, il est important d'analyser le signal à la sortie du transducteur. Cependant, comme expliqué précédemment, l'impédance du transducteur dépend du milieu de propagation. Cela veut dire que le comportement du transducteur libre n'est pas identique à celui qu'il aurait s'il était en contact avec l'éprouvette. Le signal sera donc analysé après propagation dans une zone saine de l'éprouvette étudiée. La propagation de l'onde dans le milieu sain va engendrer une non-linéarité supplémentaire liée au matériau appelée non-linéarité classique. Comme il a été vu dans le chapitre 1, l'amplitude du déplacement associé au second harmonique prévue par la non-linéarité classique, en négligeant les effets de diffraction et d'atténuation, s'écrit :

$$A_2 = \frac{1}{4} A_1^2 \beta k^2 a, \quad (3.1)$$

avec A_1 l'amplitude du déplacement généré par la source, β le paramètre non-linéaire ($\beta \approx 10$ pour l'acier [143]), k le nombre d'onde et a la distance de propagation ($a=0.116$ m).

D'après (3.1), il faut mesurer le déplacement généré (A_1) dans le matériau afin de calculer A_2 . Pour cela, un vibromètre Laser à effet Doppler (OFV 353, Polytec, Waldbronn, Germany) est utilisé pour mesurer le déplacement normal à la surface d'une zone saine de l'éprouvette T2C (figure 3.9).

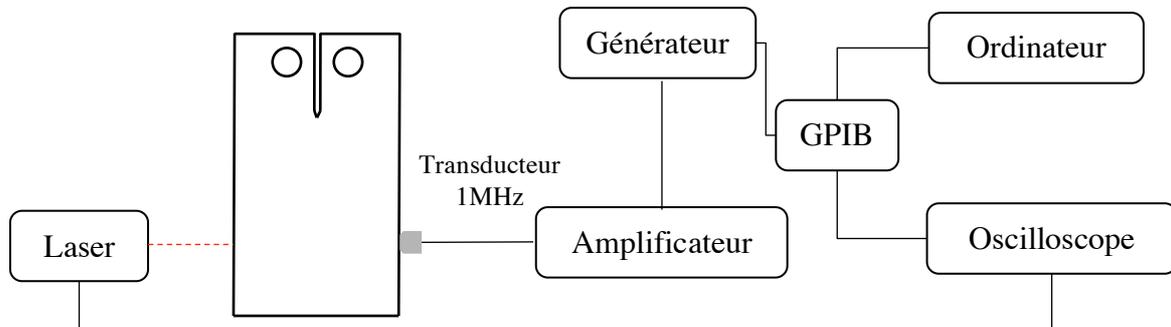


Figure 3.9. Schéma du dispositif expérimental utilisé pour mesurer le déplacement normal à la surface d'une zone saine de l'éprouvette T2C.

Comme on a vu dans le chapitre 1 et exploité dans l'équation (3.1), l'amplitude du second harmonique augmente en fonction de l'amplitude d'excitation. Pour cela, le niveau du second harmonique est mesuré sur le déplacement correspondant à la plus forte excitation employée dans ce travail (950 Volts). La figure 3.10a présente le déplacement généré dans le matériau. Deux mesures ont été effectuées afin de valider la reproductibilité. Un moyennage sur 500 signaux est réalisé afin d'améliorer le rapport signal sur bruit. Les mesures sont reproductibles et le déplacement maximum mesuré est $A_1=13.5$ nm. En appliquant la formule (3.1) à notre système, l'amplitude du déplacement associée au second harmonique serait égale à environ -47 dB du fondamental.

La figure 3.10b présente la transformée de Fourier du déplacement mesuré. L'amplitude du second harmonique obtenue expérimentalement est égale à -45 dB. Cette dernière est de même ordre de grandeur que l'amplitude obtenue par le calcul. La mesure expérimentale correspond à la somme du niveau introduit par le milieu, les effets non-linéaires de la réponse du capteur et de son contact avec la pièce. Nous insistons sur le fait que les effets d'ouverture et d'atténuation ne sont pas pris en compte dans calcul et que β est une valeur approchée prise dans la littérature.

Il est à noter que l'amplitude de la composante basse fréquence générée principalement par l'amplificateur (figure 3.8a) n'apparaît quasiment pas dans le spectre du signal mesuré à la surface de la zone saine de l'éprouvette (figure 3.10b). Cela est dû probablement à un effet de filtrage du transducteur. Cependant, le transducteur génère le troisième harmonique avec une amplitude maximale égale à -50 dB, ce qui est plus important que le troisième harmonique généré par l'amplificateur $A_3=-58$ dB.

L'amplitude du signal transmis dans les zones fissurées diminue. Par conséquent, il devient plus difficile d'extraire la composante du second harmonique avec le vibromètre laser en raison du niveau de bruit important. Ainsi, la réception du signal transmis dans la suite est effectuée par un capteur large bande d'une fréquence centrale $f_2=2$ MHz afin d'augmenter la sensibilité à la fréquence f_2 (figure 3.2).

Le changement de dispositif de réception requiert de remesurer le niveau du second harmonique à la surface de la zone saine de l'éprouvette T2C afin de définir le niveau du second harmonique à dépasser pour être significatif en terme de CAN. Le même signal (950 Vols) est envoyé au transducteur, le signal transmis est présenté sur la figure 3.11a et la transformée de Fourier du signal transmis est présentée sur la figure 3.11b. L'amplitude de la composante fondamentale est forcément plus faible de part la bande passante du capteur centré à 2 MHz, ce qui explique l'augmentation de l'amplitude du second harmonique mesurée qui est égale à $A_2 = -40$ dB par rapport au résultat obtenu par le vibromètre $A_2 = -45$ dB.

Cette amplitude mesurée représente le niveau maximum du second harmonique généré par la non-linéarité classique ainsi que la non-linéarité électronique.

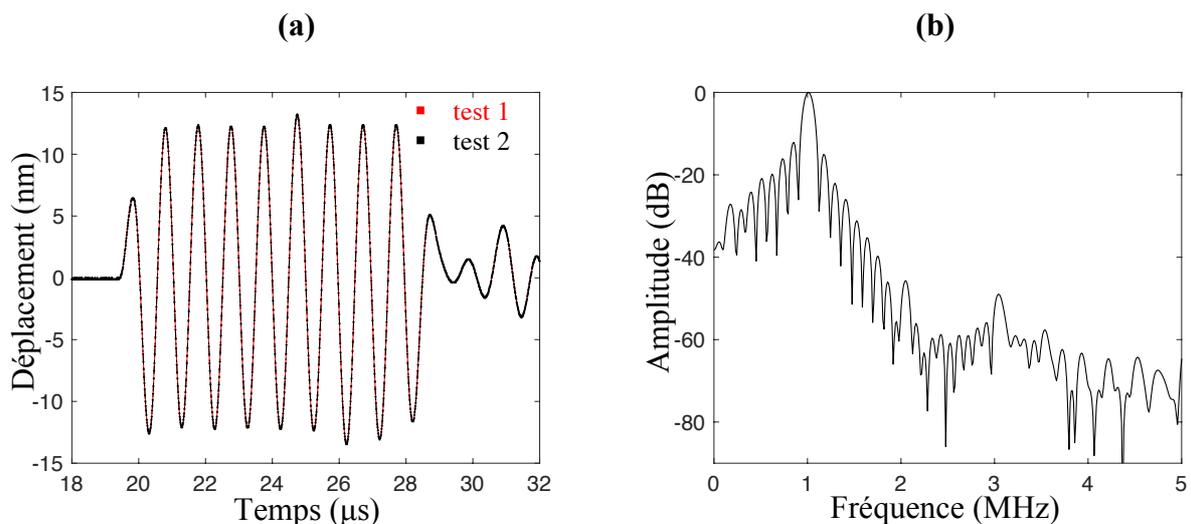


Figure 3.10. (a) Déplacement généré dans le matériau pour une tension d'excitation de 950 Volts. (b) Transformée de Fourier du déplacement généré dans le matériau.

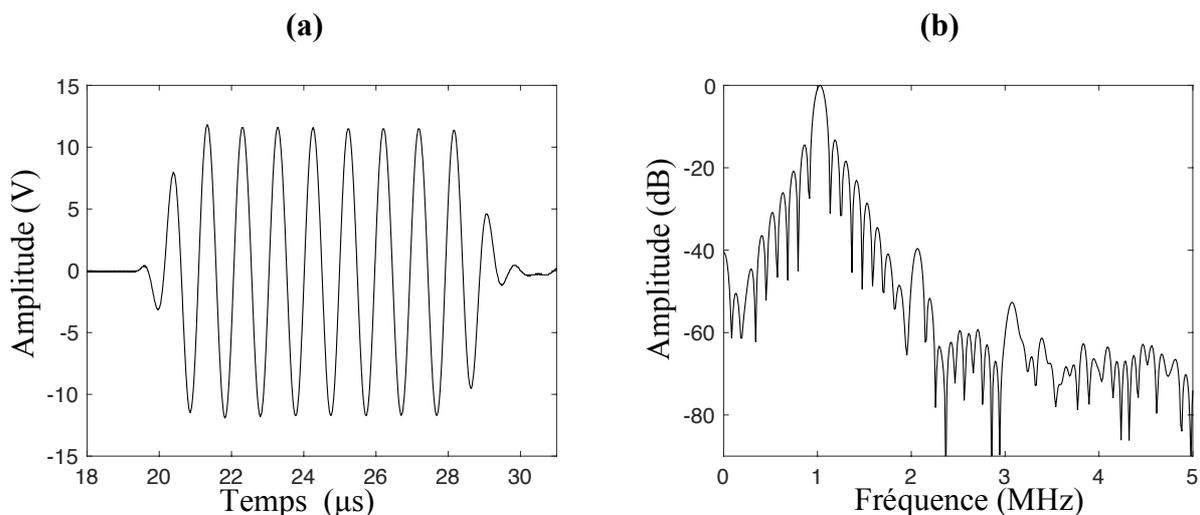


Figure 3.11. (a) Signal mesuré à la surface de la zone saine de l'éprouvette T2C en utilisant un capteur d'une fréquence centrale $f_2 = 2$ MHz. (b) Transformée de Fourier du signal en décibel.

L'ensemble de la chaîne de mesure présentée sur la figure 3.2 a été maintenu pour tous les essais réalisés dans ce travail. Il est important de préciser qu'en cas de changement de dispositif expérimental, il est nécessaire de refaire l'analyse de la non-linéarité électronique. Il en est de même pour la non-linéarité classique en cas de changement d'éprouvette.

A ce stade, l'onde incidente a été analysée à la génération, après amplification et après propagation dans une zone saine du matériau. Le tableau 3.2 regroupe les résultats pour la configuration retenue pour l'onde incidente (l'amplitude du signal fourni par l'Agilent égale à 0.6 Volts et le gain d'amplification maintenu à la position 8).

	Amplitude	A ₂ (dB)	A ₃ (dB)	Système analysé
Signal de sortie Agilent	0.6 Volts	-	-48	• Electronique
Signal de sortie Amplificateur	950 Volts	-39	-58	• Electronique
Signal à la surface d'une zone saine	13.5 nm	-40	-52	• Electronique • Couplage gel transducteur/éprouvette • NL classique

Tableau 3.2. Résultats de l'analyse effectuée sur l'onde incidente.

Dans la suite, la méthode de génération d'harmoniques est appliquée sur les zones fissurées de l'éprouvette T2C.

3.4 Analyse du second harmonique généré par le contact acoustique non-linéaire

Dans cette partie, la génération du second harmonique par le contact acoustique non-linéaire ainsi que l'évolution de son amplitude en fonction de la compression appliquée sont au centre de l'attention. L'objectif est de voir comment sont modifiés expérimentalement les résultats numériques obtenus par le modèle 1D (rappelés dans la § 3.1).

Le dispositif expérimental utilisé pour l'application de la méthode de génération d'harmoniques sur l'éprouvette T2C est présenté sur la figure 3.12. Pour décrire l'évolution de A₂, une force de compression est d'abord appliquée sur l'éprouvette à l'aide d'un système de vis-écrou afin de faire varier la précontrainte σ_0 (pour les zones initialement fermées) ainsi que le saut de déplacement u_0 (pour les zones initialement ouvertes). La force appliquée est mesurée par un capteur de force. La méthode de génération d'harmoniques est appliquée en utilisant le dispositif électronique présenté précédemment (figure 3.2). L'onde incidente est un pulse de 10 cycles avec une fréquence de 1 MHz et un déplacement maximal de 13.5 nm. Ce déplacement correspond à une amplitude maximale de contrainte d'environ 4 MPa.

Afin d'améliorer la reproductibilité des mesures, dix cycles de charge/décharge sont effectués préalablement aux différentes campagnes de mesure afin d'éliminer la contribution des aspérités dans l'application de la compression. Après chaque cycle de charge/décharge, l'amplitude du signal transmis est mesurée à la même charge afin de vérifier la reproductibilité.

Les mesures du second harmonique ont été effectuées pour quatre zones différentes de l'éprouvette T2C comme présenté sur la figure 3.13. Les zones 1 et 2 se trouvent dans la partie fissurée, les mesures dans la zone 3 ont pour objectif de vérifier s'il existe une partie fermée de la fissure dans cette zone et finalement la zone 4 est saine et elle est considérée comme zone de référence.

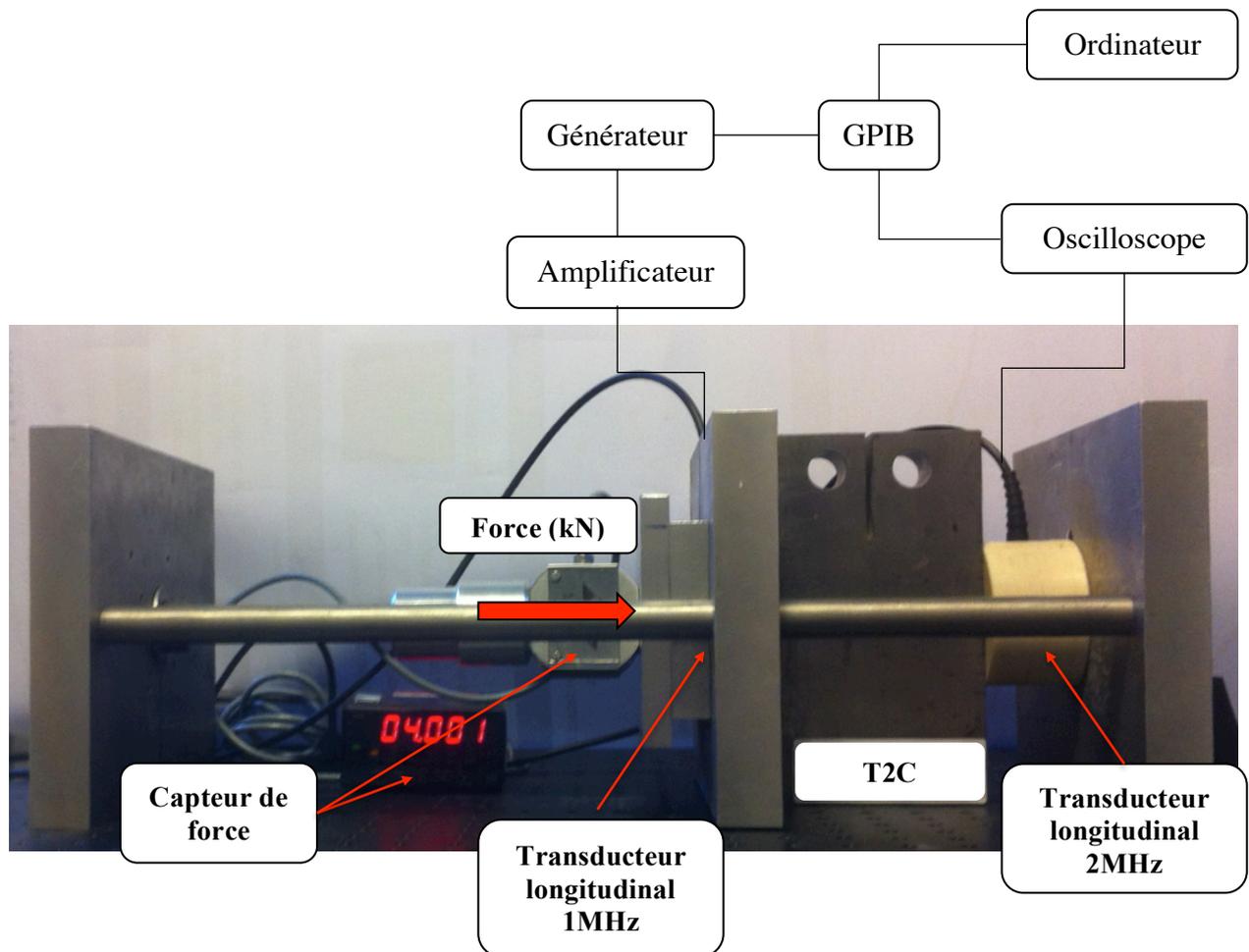


Figure 3.12. Dispositif expérimental utilisé pour mesurer le second harmonique généré par le contact acoustique non-linéaire sous chargement de compression.

Dans un premier temps, les mesures ont été effectuées sous chargement constant $F=2$ kN afin de comparer le niveau du second harmonique généré dans chaque zone. La figure 3.14a présente les signaux transmis dans les différentes zones de mesures. La transmission augmente de la zone 1 à la zone 4, ce qui indique que la fissure est probablement de plus en plus fermée.

La transformée de Fourier des signaux transmis est présentée sur la figure 3.14b. Le tableau 3.1 résume les amplitudes du second harmonique mesurées dans les différentes zones. L'amplitude du second harmonique généré dans les zones fissurées est nettement supérieure à celle mesurée dans la zone saine ($A_2=-40$ dB), cela suggère que le contact acoustique non-linéaire est activé dans ces zones, contrairement aux zones 3 et 4 où l'amplitude du second harmonique est proche de celle générée par la non-linéarité classique.

Zone	Zone 1	Zone 2	Zone 3	Zone 4
A_2 (dB)	-28	-22	-40	-40

Tableau 3.1. Amplitude du second harmonique mesurée dans les quatre zones sous chargement constant $F=2$ kN.

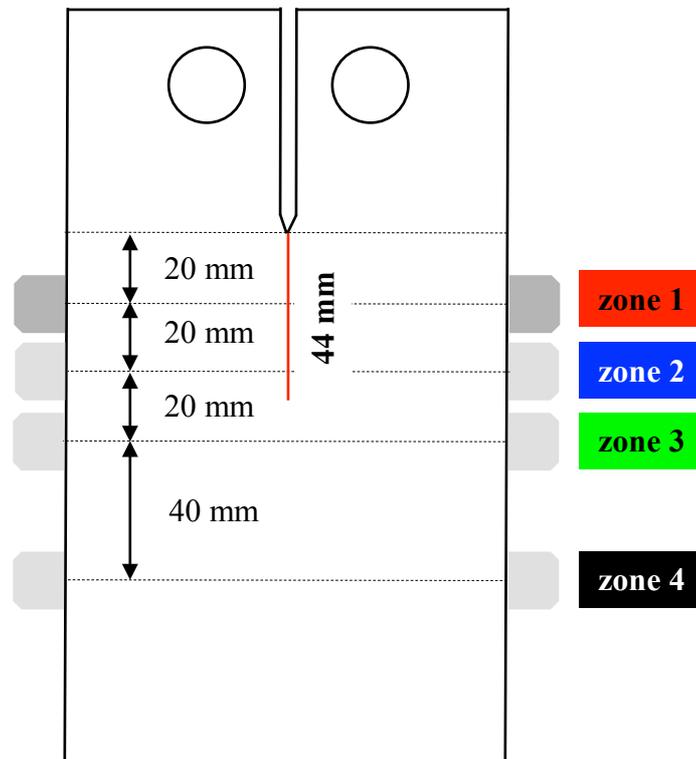


Figure 3.13. Position des différentes zones de mesure effectuées.

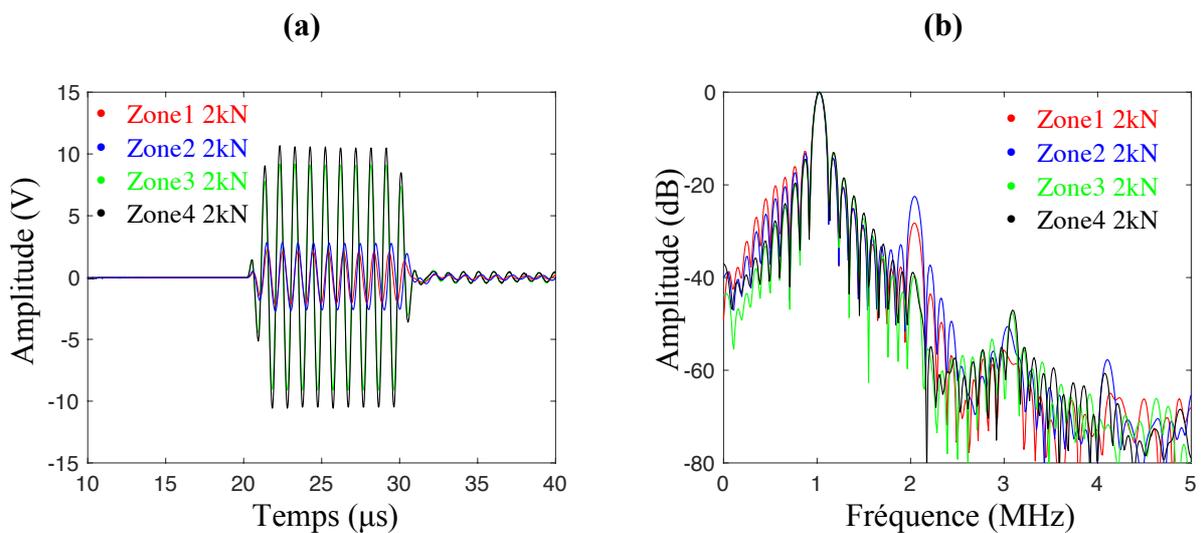


Figure 3.14. (a) Signal transmis dans les différentes zones sous chargement constant $F=2$ kN. (b) Transformée de Fourier des signaux transmis.

Dans un deuxième temps, des mesures ont été effectuées sous chargement de compression variable $F = [0.2, 5]$ kN. L'évolution de l'amplitude du second harmonique en fonction de la force appliquée pour les quatre zones de mesure est présentée sur la figure 3.15.

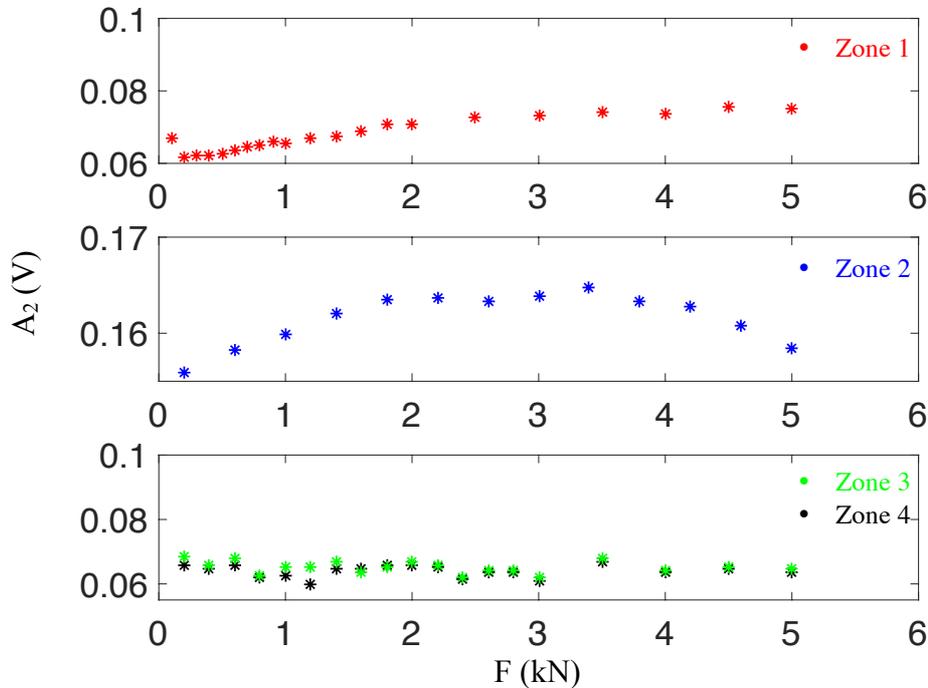


Figure 3.15. Evolution de l'amplitude du second harmonique en fonction de la compression appliquée pour les quatre zones de mesure.

Pour la zone 2, l'amplitude du second harmonique est plus importante que celle mesurée dans les autres zones, ce qui semble indiquer que le *clapping* est plus activé dans cette zone. De plus, l'évolution de l'amplitude du second harmonique en fonction de la compression appliquée présente un passage par une valeur optimale autour de $F=3.4$ kN, caractéristique du contact acoustique non-linéaire dans le cas d'une fissure fermée.

L'amplitude du second harmonique mesurée dans la zone 1 augmente en fonction de la force appliquée sans passer par une valeur optimale. L'amplitude du signal transmis dans les zones 1 et 2 montre que le saut de déplacement est plus important dans la zone 1 que celui de la zone 2 (figure 3.14a). Ainsi la gamme de force appliquée ne permet pas le passage par un optimal. On se rapproche du résultat obtenu par le modèle numérique 1D dans le cas d'une interface initialement ouverte (partie 4.2). Lorsque le saut de déplacement de l'interface diminue, l'amplitude du second harmonique augmente sans passer par une valeur optimale.

Pour les zones 3 et 4, l'amplitude du second harmonique est quasiment constante en fonction de la variation de force. La valeur de A_2 semble ne pas dépendre de la force. On peut donc penser qu'il s'agit de la non-linéarité classique (invariante en fonction du chargement).

Du fait de son passage par une valeur optimale, l'évolution de l'amplitude du second harmonique en fonction du chargement appliqué obtenue dans la zone 2 est particulièrement intéressante. Afin de vérifier la reproductibilité de ce résultat, trois tests ont été effectués. La figure 3.16 présente l'évolution de l'amplitude des deux premiers harmoniques normalisées par

rapport à l'amplitude incidente, en fonction de la force appliquée pour les trois tests effectués. Les mesures sont reproductibles. La transmission de l'onde augmente en fonction de la compression appliquée (figure 3.16a). Le ratio A_2/A_{inc} passe par une valeur optimale à une force $F=3.4$ kN (figure 7.b).

Cependant, la transmission du signal à travers la fissure est plus faible que celle obtenue dans le cas numérique par le modèle 1D (§ 2.4.2). De plus, le ratio A_2/A_{inc} est plus faible que celui obtenu numériquement et son évolution est moins régulière.

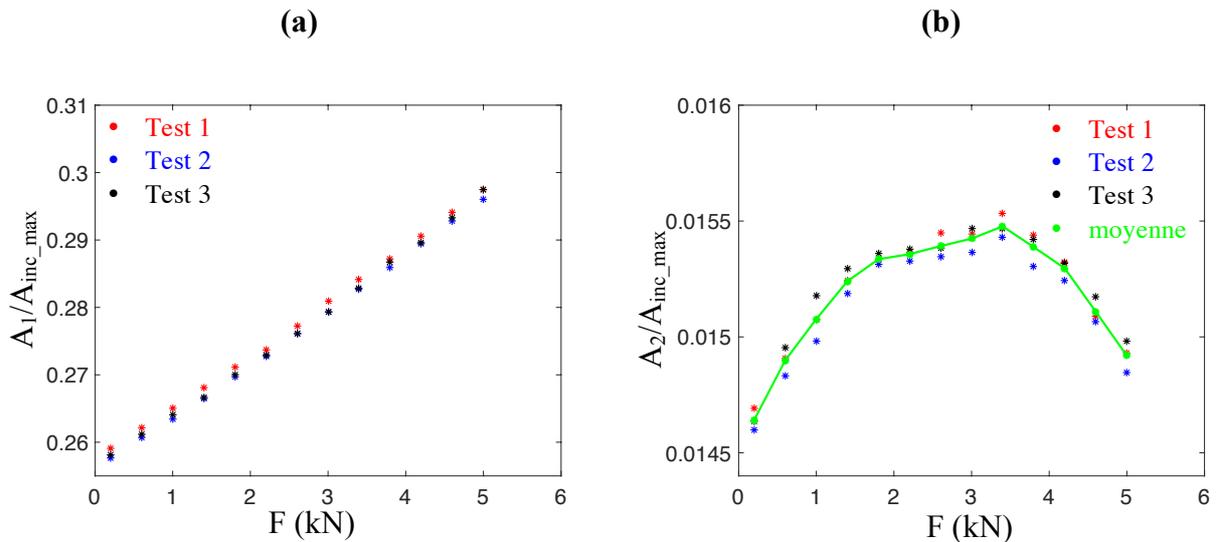


Figure 3.16. (a) Evolution de l'amplitude de l'harmonique fondamental en fonction de la compression appliquée. (b) Evolution de l'amplitude du second harmonique en fonction de la compression appliquée.

Il est à noter que certains paramètres expérimentaux ne sont pas pris en compte par le modèle numérique 1D, parmi ces paramètres :

- l'onde incidente n'est pas plane à cause de la diffraction du champ généré par un transducteur de taille finie.
- la géométrie de la fissure est complexe pour plusieurs raisons (ex : rugosité, planéité imparfaite des surfaces en contact, coexistence des zones ouvertes et fermées, etc).

Ces paramètres peuvent influencer sur le processus de génération d'harmoniques. L'étape suivante consiste à analyser ce processus pour :

- une excitation non-plane,
- des morphologies plus complexes de l'interface de contact.

3.5 Conclusions

Dans ce chapitre, des mesures par la méthode de génération d'harmoniques ont été effectuées sur une éprouvette CT en acier comportant une fissure de fatigue. L'objectif est de retrouver les signatures non-linéaires obtenues numériquement par le modèle 1D (chapitre 2), notamment la génération du second harmonique ainsi que son évolution en fonction de la compression appliquée.

D'après le dispositif expérimental utilisé dans cette étude, le second harmonique peut être généré par trois sources de non-linéarités différentes : la non-linéarité électronique, la non-linéarité classique et la non-linéarité du contact acoustique non-linéaire. C'est cette dernière non-linéarité qui nous intéresse particulièrement dans cette étude. En revanche, il faut tout d'abord mesurer le niveau du second harmonique généré par les deux autres types de non-linéarité.

Dans un premier temps, le système électronique permettant la génération ainsi que l'amplification du signal incident a été analysé. L'objectif est de mesurer le niveau du second harmonique générée par le système électronique. Cette analyse a montré que ce dernier génère principalement le troisième harmonique. L'amplitude du second harmonique générée est quasiment négligeable.

Dans un deuxième temps, des mesures par la méthode de génération d'harmoniques ont été effectuées sur une zone saine de l'éprouvette CT. L'amplitude du second harmonique générée par la non-linéarité classique a été mesurée et comparée avec succès à un calcul théorique.

L'amplitude du second harmonique a été mesurée pour différentes positions le long de la fissure. Une comparaison avec le niveau de la non-linéarité classique a permis d'identifier des zones où la non-linéarité du contact est importante. Sur ces zones, une étude en fonction de la compression a permis :

- Sur une zone de mettre en évidence le comportement d'une interface qui semblerait ouverte.
- Sur une autre zone, le comportement d'une interface fermée avec la présence d'un optimal.

Dans ce dernier cas, l'évolution de l'amplitude du second harmonique en fonction de la compression appliquée présente un passage par une valeur optimale, caractéristique de contact acoustique non-linéaire. Cependant, cette évolution présente certaines différences par rapport à celle obtenue numériquement par le modèle 1D. Ces différences peuvent être liées à la distribution non-uniforme des contraintes et du saut de déplacement au niveau de la fissure, contrairement à ce qui est considéré dans le modèle 1D.

Dans la suite, une analyse numérique 2D est réalisée considérant une onde incidente non-plane et différentes morphologies d'interface de contact, dans le but d'étudier leur influence sur l'évolution de la transmission et du second harmonique en fonction de la force appliquée.

Chapitre 4

Modélisation de l'interaction entre une onde acoustique et une interface de contact

4.1 Introduction

Lorsqu'une onde acoustique d'amplitude suffisante est incidente sur une interface de contact précontrainte (ex : fissures fermées), des composantes fréquentielles supplémentaires apparaissent dans le spectre de fréquences des ondes transmises et réfléchies. Cet effet est dû au contact acoustique non-linéaire (CAN). Cependant, les comportements dynamiques impliqués dans le contact sont complexes. Notre approche consiste à analyser numériquement le comportement dynamique de l'interface de contact en considérant une loi de contact unilatéral avec frottement de Coulomb. Pour une onde incidente dont le contenu fréquentiel est centré autour d'une fréquence f_0 , nous avons vu dans le chapitre 2 que ce type de loi conduit à la génération des harmoniques supérieurs, notamment le second harmonique. Un des résultats qui caractérisent le CAN pour une interface fermée est le passage de l'amplitude du second harmonique par un optimal en fonction de la précontrainte statique [57]. Ce passage par un optimal a été obtenu expérimentalement en faisant varier la force de compression appliquée, comme vu au chapitre 3. Cependant, des différences ont été observées entre les résultats numériques et expérimentaux : l'amplitude du second harmonique est plus faible et l'allure de la courbe obtenue expérimentalement est moins régulière. Un des paramètres non pris en compte dans le modèle 1D et susceptible de jouer un rôle important est la distribution non-homogène des contraintes et des sauts de déplacement au niveau de la fissure ou de l'interface de contact. L'objectif de ce chapitre est d'étudier l'influence des deux paramètres ci-dessous sur l'évolution du second harmonique :

- une onde incidente non-plane,
- différentes morphologies d'interface de contact.

Afin de prendre en compte différentes géométries d'interface de contact, les Eléments Finis (EF) ont été retenus pour leur robustesse et leur flexibilité. L'algorithme prenant en compte une résolution temporelle et la gestion du contact unilatéral avec frottement de Coulomb doit être choisi avec soin de par la nature non-régulière de la loi de contact prise en compte. Au delà de ce choix d'algorithme, la convergence des résultats en temps et en espace est nécessaire. Dans ce chapitre, la démarche générale mise en place pour cette analyse est présentée ainsi que les trois géométries prises en compte. Le code Eléments Finis Plast2 [144] ainsi que les équations mises en jeu sont ensuite détaillées. La convergence en maillage et en temps est ensuite vérifiée pour le cas d'une interface de contact plane. Enfin, les résultats obtenus et leur analyse sont présentés

pour les trois géométries d'interface prises en compte, comprenant une analyse locale des contraintes et déplacements au niveau de l'interface pour mettre en lumière l'influence de la géométrie de l'interface sur l'évolution du second harmonique.

4.2 Démarche générale et description des modèles 2D

Comme vu précédemment, la valeur du second harmonique généré par le CAN dépend de la précontrainte et du saut de déplacement au niveau de l'interface et de l'amplitude de l'onde incidente. On rappelle que dans le modèle numérique 1D présenté dans le chapitre 2, la distribution de tous ces paramètres est considérée homogène de par l'hypothèse d'interface plane et infinie, et celle d'onde incidente plane en incidence normale. Cependant, lorsqu'on souhaite appliquer la méthode expérimentalement à une fissure réelle, le profil de l'interface n'est ni parfaitement plan ni invariant le long de l'interface présentant notamment des rugosités. De même, l'onde incidente expérimentale n'est pas plane. L'objectif de ce chapitre est d'étudier l'influence sur la valeur du second harmonique généré :

- d'une distribution non-homogène de l'amplitude de l'onde incidente au niveau de l'interface,
- d'une répartition non-homogène de la précontrainte ou de saut de déplacement au niveau de l'interface,
- de la coexistence de zones fermées et ouvertes sur l'interface.

Dans cette analyse, trois modèles numériques 2D ont été élaborés afin d'étudier l'interaction non-linéaire entre une onde longitudinale et une interface de contact précontrainte entre deux solides (figure 4.1). Les propriétés mécaniques des solides sont celles de l'acier. Le module de Young $E = 210$ GPa, le coefficient de Poisson $\nu = 0.3$ et la masse volumique $\rho = 7800$ kg. m⁻³.

Pour l'ensemble de cette analyse numérique, le calcul est effectué en deux étapes. Dans un premier temps, une compression est appliquée sur la face supérieure du solide afin de créer une précontrainte au niveau de l'interface. Dans un deuxième temps, une onde longitudinale est générée au centre de la face supérieure afin d'étudier l'interaction non-linéaire avec l'interface de contact. L'onde incidente considérée sera proche de celle qui est imposée expérimentalement. La figure 4.2 présente la forme spatiale et temporelle de la source sur la face supérieure du solide. La source est apodisée pour assurer la continuité des déplacements imposés entre la partie encadrée et la partie où l'onde est générée. En raison de la taille finie de la source, la distribution de la contrainte incidente au niveau de l'interface de contact ne sera pas homogène. L'énergie incidente est maximale au centre de l'interface et elle diminue sur les bords.

Dans un premier temps, les deux surfaces en contact sont considérées parfaitement planes et initialement fermées (figure 4.1a). La distribution de la précontrainte normale au niveau de l'interface est homogène *a priori*. De ce fait, ce modèle va nous permettre d'étudier l'influence de la distribution non-homogène de la contrainte incidente sur la génération du second harmonique.

Dans un deuxième temps, deux autres modèles sont considérés, ils se différencient par la morphologie de leur interface de contact. Pour le premier, il s'agit d'une interface concave sur une interface plane (figure 4.1b), et pour le second, l'interface de contact est formée par une interface convexe sur une interface plane (figure 4.1c). Dans ce cas, les distributions de la précontrainte et du saut de déplacement au niveau de l'interface ne sont pas homogènes. De plus, les deux modèles ont la particularité de présenter des zones ouvertes et fermées au niveau de

l'interface, avec une différence de statut (ouvert ou fermé) sur la zone centrale, zone exposée au maximum d'énergie de l'onde incidente.

L'analyse numérique permettant l'étude de ces trois géométries s'appuie sur la modélisation Eléments Finis et plus particulièrement sur une résolution temporelle avec une gestion du contact adaptée au problème. Elle s'appuie sur l'utilisation du code Plast2 [144].

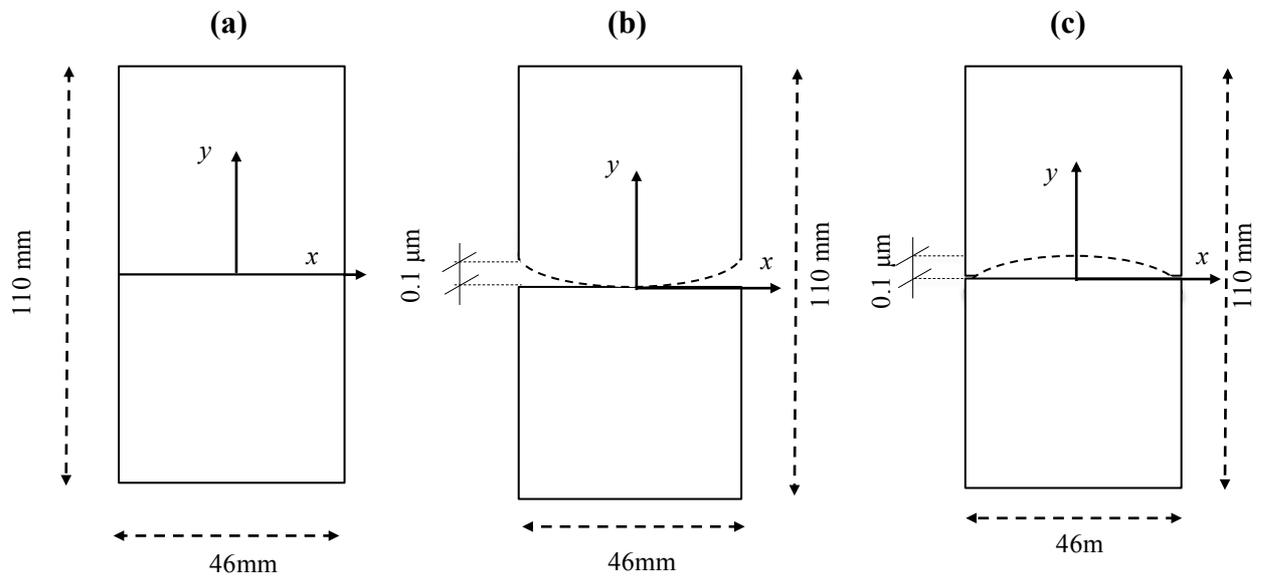


Figure 4.1. Géométries des modèles 2D considérés pour étudier l'interaction entre une onde longitudinale et (a) une interface plane initialement fermée, (b) une interface concave, (c) une interface convexe.

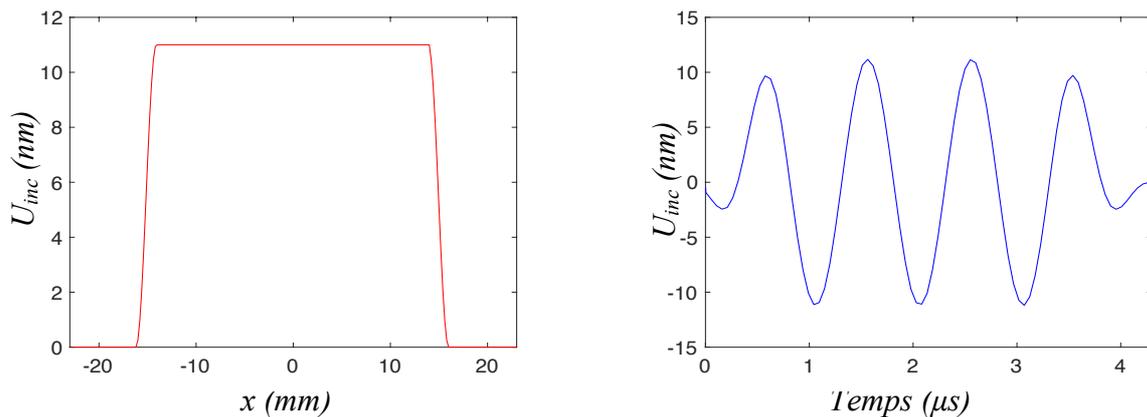


Figure 4.2.a) Distribution spatiale des amplitudes de déplacements imposés sur la face supérieure du solide. b) Forme temporelle de l'onde incidente.

4.3 Modèles en dimension 2 : résolution par Eléments Finis (EF)

Dans cette partie, la résolution par la méthode des EF de l'interaction entre une onde et une interface de contact est traitée en dimension 2. L'interface est modélisée par une loi de contact unilatéral avec frottement de Coulomb.

Le problème de contact peut être écrit comme un problème de minimisation sous contraintes d'inégalité de la forme : trouver $x^* \in \Omega$ tel que $x^* = \min f(x)$ sous les contraintes $\phi_i(x) \leq 0$. L'équation à minimiser est issue des équations de la mécanique (principe des travaux virtuels par exemple), et les contraintes d'optimisation sont données par les inéquations de contact. Lors de la mise en place de la résolution EF, ces contraintes sont prises en compte dans les équations variationnelles *via* des facteurs de pénalisation ou des multiplicateurs de Lagrange, qui forment les deux grandes familles de résolution des problèmes de contact [145].

La méthode de pénalisation permet d'éliminer les inconnues que sont les forces de contact. En effet, la force normale de contact est supposée proportionnelle à l'inter-pénétration des faces. Cette méthode présente deux avantages principaux. Le premier avantage concerne son implémentation. Elle apparaît très simple à mettre en œuvre. Cette simplicité en fait une des méthodes les plus utilisées par les codes de calcul par Eléments Finis [146,147,148,149,150]. En effet, cette approche ne nécessite pas la modification de la structure du code. Le deuxième avantage vient du fait que cette technique ne nécessite pas l'introduction de variables supplémentaires dans le problème. Malgré ses avantages, la méthode de pénalisation a un inconvénient majeur : le choix du paramètre de pénalisation. Un paramètre de pénalisation élevé permet de satisfaire correctement les conditions de contact. Cependant, un paramètre trop grand conduit à des matrices de rigidité mal conditionnées et à des problèmes numériques. Inversement, un paramètre de pénalisation trop faible conduit à des pénétrations inacceptables d'un point de vue physique. Ainsi, la précision de la solution du problème se trouve fortement affectée.

La méthode de multiplicateurs de Lagrange consiste à remplacer les forces de contact par des multiplicateurs de Lagrange [146], [151]. L'avantage principal de cette approche réside dans le fait que les conditions de contact sont vérifiées. De plus, contrairement à la méthode de pénalisation, la méthode des multiplicateurs de Lagrange ne nécessite pas l'introduction d'un coefficient. L'inconvénient principal vient du fait que cette approche introduit des inconnues supplémentaires dans le problème.

Il existe aussi des méthodes mixtes qui font un compromis entre les deux approches, comme la méthode du Lagrangien augmenté [152,153,154] ou les méthodes de complémentarité [155].

Pour l'ensemble de ces méthodes de gestion du contact, il existe deux schémas d'intégration en temps, explicite ou implicite. Les résolutions implicites sont bien adaptées aux problèmes statiques, puisque inconditionnellement stables et permettant l'utilisation de pas de temps plus grands. Les méthodes explicites sont bien adaptées aux problèmes dynamiques, les faibles pas de temps permettant de représenter des phénomènes rapides. On fait aussi une distinction parmi ces différentes méthodes selon le choix de la configuration de référence. Si celle-ci correspond à la configuration initiale, il s'agit d'une méthode de Lagrangien total. Si au contraire, la solution obtenue au pas de temps précédent est choisie comme état de référence pour le calcul en cours, il s'agit d'une méthode de Lagrangien réactualisée. Cette dernière approche est particulièrement intéressante pour les problèmes de dynamique rapide ou de grandes déformations, puisque les quantités, comme les normales aux surfaces, sont recalculées à chaque pas de temps.

Finalement, l'interaction des faces d'une fissure lors d'une excitation acoustique de grande

amplitude est un phénomène de dynamique rapide et intermittent où le contact doit être strictement respecté durant chaque phase du mouvement. Par conséquent, une résolution explicite associée à la méthode des multiplicateurs de Lagrange est bien adaptée.

4.4 Le code Plast2

Le code Plast2 est utilisé pour la modélisation de l'interaction entre une onde et une interface de contact par EF. Plast2 a été développé pour résoudre des problèmes dynamiques de contact en grandes déformations [144], [156] et est basé sur une description Lagrangienne réactualisée. La résolution temporelle est explicite et a recours à un schéma de Newmark de type β_2 [157]. A chaque pas de temps, on résout alors un problème stationnaire en utilisant des Eléments Finis de type quadrangle. Le contact est géré par la méthode des multiplicateurs de Lagrange à incrément avant proposée par Carpenter et *al.* qui permet de rendre la méthode compatible avec une intégration explicite en temps [158]. La gestion du contact fait alors intervenir une surface esclave et une surface maître, un nœud appartenant à la surface esclave ne pouvant pénétrer la surface maître. Ces caractéristiques font de Plast2 un outil adapté pour traiter l'interaction entre une onde et une interface de contact. La méthode des multiplicateurs de Lagrange quant à elle assure le respect des lois de contact à chaque instant. Plast2 n'est cependant pas un code d'acoustique dans le sens où la résolution ne porte pas sur l'équation des ondes mais sur les équations de la mécanique.

4.4.1 Equations de la mécanique

Soit les deux solides $\Omega^i, i = 1,2$ de masse volumique ρ^i et de frontière Γ^i .

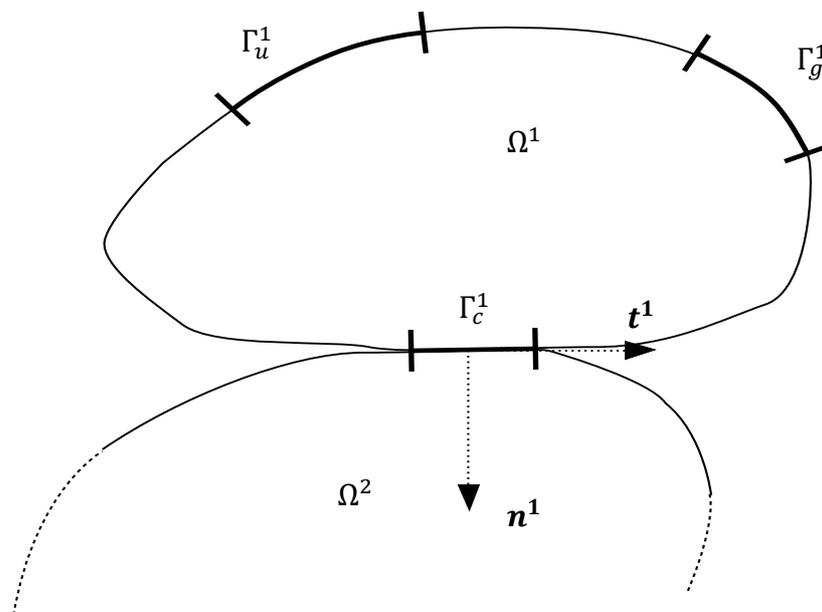


Figure 4.3. Corps déformables en contact unilatéral avec frottement. Γ_c^1 est la zone de contact. La normale sortante unitaire pour le corps Ω^1 est notée n^1 et la tangente au contact est notée t^1 .

Chacune de ces frontières est divisée en trois parties exclusives : $\Gamma^i = \Gamma_u^i \cup \Gamma_g^i \cup \Gamma_c^i$. Le problème de contact entre deux corps déformables est représenté sur la figure 4.3. Des forces et des déplacements sont respectivement imposés sur les surfaces Γ_g^i et Γ_u^i . Les corps sont soumis à une force volumique \mathbf{f}^i et sont supposés initialement en contact *via* leur frontière commune $\Gamma_c^1 = \Gamma_c^2 = \Gamma_c$.

Le problème dynamique de contact avec frottement est gouverné par les équations en déplacement \mathbf{u}^i suivantes :

$$\begin{cases} \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{u}^i) = \mathbf{C}^i \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{u}^i) & \text{dans } \Omega^i \end{cases} \quad (4.1a)$$

$$\begin{cases} \mathbf{div}(\boldsymbol{\sigma}(\mathbf{u}^i)) + \mathbf{f}^i = \rho^i \ddot{\mathbf{u}}^i & \text{dans } \Omega^i \end{cases} \quad (4.1b)$$

$$\begin{cases} \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{u}^i) \mathbf{n}^i = \mathbf{g}^i & \text{sur } \Gamma_g^i \end{cases} \quad (4.1c)$$

$$\begin{cases} \mathbf{u}^i = \bar{\mathbf{u}}^i & \text{sur } \Gamma_u^i \end{cases} \quad (4.1d)$$

où $\boldsymbol{\sigma}^i$ et $\boldsymbol{\varepsilon}^i$ sont respectivement le tenseur des contraintes et des déformations. Ces deux tenseurs sont reliés par l'équation (4.1.a) où $\mathbf{C} = [C_{ijkl}]$ est le tenseur d'élasticité linéaire. Le terme $\ddot{\mathbf{u}}^i$ correspond à l'accélération. Notons qu'on ne prend pas en compte les non-linéarités du matériau. L'équation (4.1b) est l'équation d'équilibre que l'on veut résoudre. Enfin, les équations (4.1c) et (4.1d) sont les conditions aux limites de Neumann et de Dirichlet qui permettent d'imposer les efforts \mathbf{g}^i et les déplacements $\bar{\mathbf{u}}^i$. La normale sortante unitaire sur le corps Ω^i est notée \mathbf{n}^i . Initialement, les deux corps sont supposés en contact et leurs normales coïncident ($\mathbf{n}^1 = -\mathbf{n}^2$). Pour un point $x_c \in \Gamma_c$ appartenant à l'interface de contact, le vecteur contrainte $\boldsymbol{\sigma}(\mathbf{u}^i) \mathbf{n}^i$ est décomposé en une contrainte normale $\sigma(\mathbf{u}^i)$ et en une contrainte tangentielle $\tau(\mathbf{u}^i)$ tel que :

$$\boldsymbol{\sigma}(\mathbf{u}^i(x_c)) \mathbf{n}^i = \sigma_n(\mathbf{u}^i(x_c)) \mathbf{n}^i + \tau(\mathbf{u}^i(x_c)) \mathbf{t}^i .$$

Le saut de déplacement normal $[u_n]$ entre les deux zones est défini par :

$$[u_n] = \mathbf{u}^1(x_c) \mathbf{n}^1 + \mathbf{u}^2(x_c) \mathbf{n}^2 = (\mathbf{u}^1(x_c) - \mathbf{u}^2(x_c)) \mathbf{n}^1, \forall x_c \in \Gamma_c .$$

La loi de contact unilatéral est définie de la manière suivante :

$$\begin{cases} [u_n] \leq 0 \\ \sigma_n(\mathbf{u}^i(x_c)) \leq 0 \\ \sigma_n(\mathbf{u}^i(x_c)) [u_n] = 0 \end{cases} \quad \left| \quad \forall x_c \in \Gamma_c . \quad (4.2)$$

La première équation indique qu'il ne peut y avoir que décollement ou non-interpénétration des faces. D'après la seconde équation, les efforts normaux ne peuvent correspondre qu'à de la compression. La dernière équation, dite de complémentarité, assure le fait que l'interface est soit ouverte, soit fermée. Lorsqu'il y a contact, le saut de déplacement est nul alors que la contrainte normale est négative. Inversement, lorsque l'interface est ouverte, la contrainte normale est nulle et un saut de déplacement existe entre les deux faces.

Le frottement est pris en compte par l'intermédiaire du coefficient de frottement μ et de la loi de Coulomb qui est exprimée ici en terme de déplacements et de contraintes :

$$\left\{ \begin{array}{l} |\tau(\mathbf{u}^i(x_c))| \leq \mu |\sigma_n(\mathbf{u}^i(x_c))| \\ \text{si } |\tau(\mathbf{u}^i(x_c))| < \mu |\sigma_n(\mathbf{u}^i(x_c))| \Rightarrow \text{adhérence : } [u_t] = 0 \\ \text{si } |\tau(\mathbf{u}^i(x_c))| = \mu |\sigma_n(\mathbf{u}^i(x_c))| \Rightarrow \begin{cases} \text{glissement : } \exists \alpha > 0; [u_t] = -\alpha \tau(\mathbf{u}^i) \\ \tau(\mathbf{u}^i(x_c)) = \pm \mu |\sigma_n(\mathbf{u}^i(x_c))| \end{cases} \end{array} \right. \quad \forall x_c \in \Gamma_c. \quad (4.3)$$

où $[u_t]$ correspond au déplacement relatif tangentiel entre les deux surfaces. Tant que la contrainte tangentielle τ est inférieure à $\mu|\sigma_n|$, il y a adhérence et le saut de déplacement tangentiel est nul. Pendant les phases de glissement, la contrainte tangentielle est égale à $\pm\mu\sigma_n$.

A partir des équations (4.1), (4.2) et (4.3), on peut écrire la formulation variationnelle du problème [1, 13]. Le point crucial réside dans le choix des espaces fonctionnels qui doivent prendre en compte les conditions aux limites. Cette formulation variationnelle fait apparaître le problème de contact comme un problème de minimisation sous contrainte d'inégalité. Sous réserve d'hypothèses de coercivité et de linéarité, l'existence et l'unicité de ce problème a été établie dans [159]. Cette formulation variationnelle est approchée par Eléments Finis. Le point critique porte sur la discrétisation de l'ensemble des multiplicateurs de Lagrange afin d'obtenir un problème discret bien posé ainsi qu'une bonne convergence. Ces espaces sont donnés dans [160] et ne sont pas rappelés ici. L'existence et l'unicité de la solution de cette formulation discrète est donnée dans [160], [161]. On trouve aussi dans ces deux articles une analyse de l'erreur sur la solution approchée.

En utilisant ensuite la décomposition de la solution approchée sur les fonctions de base des éléments, on aboutit au système matriciel à résoudre. Lorsqu'on prend en compte les équations en régime dynamique, on obtient à l'instant $t^n = n\delta t$ le système suivant :

$$\begin{cases} \mathbf{M}\ddot{\mathbf{u}}^n + \mathbf{D}\dot{\mathbf{u}}^n + \mathbf{K}\mathbf{u}^n + \mathbf{G}^{n+1}\boldsymbol{\lambda}_T^n = \mathbf{F}^n, \\ \mathbf{G}^{n+1}(\mathbf{X}^n + \mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^n) \leq 0, \end{cases} \quad (4.4)$$

où \mathbf{M} et \mathbf{K} sont des matrices symétriques définies positives, \mathbf{M} étant la matrice de masse et \mathbf{K} la matrice de raideur du système. La matrice d'amortissement \mathbf{D} est écrite sous la forme de Rayleigh : $\mathbf{D} = (\alpha\mathbf{M} + \beta\mathbf{K})$. Le vecteur \mathbf{X}^n correspond aux coordonnées au temps t^n et les vecteurs \mathbf{u} , $\dot{\mathbf{u}}$, $\ddot{\mathbf{u}}$ sont respectivement les vecteurs des déplacements, vitesses et accélérations aux nœuds du maillage. \mathbf{F} est le vecteur des forces extérieures et $\boldsymbol{\lambda} = [\boldsymbol{\lambda}_n \boldsymbol{\lambda}_t]^T$ contient les multiplicateurs de Lagrange aux nœuds appartenant à la surface de contact. Enfin, $\mathbf{G}^T = [\mathbf{G}_n^T \mathbf{G}_t^T]$ est la matrice globale de couplage entre les déplacements et les multiplicateurs de Lagrange, entre la surface esclave et la surface maître. La construction de ces matrices est donnée dans [156]. On remarque qu'elles sont définies au temps $n + 1$, d'où le qualificatif de méthode de multiplicateur de Lagrange à incrément avant. Le contact est donc géré de manière implicite.

Le système (4.4) est intégré en temps en utilisant le schéma de Newmark de type β_2 . Les déplacements, vitesses et accélérations sont calculés à chaque pas de temps de la manière suivante :

$$\begin{cases} \mathbf{u}^n = \mathbf{u}^{n-1} + \delta t \dot{\mathbf{u}}^{n-1} + \frac{\delta t^2}{2} \ddot{\mathbf{u}}^{n-1}, \\ \dot{\mathbf{u}}^n = \dot{\mathbf{u}}^{n-1} + \delta t \ddot{\mathbf{u}}^{n+1} + \delta t \beta_2 (\ddot{\mathbf{u}}^n - \ddot{\mathbf{u}}^{n-1}), \\ \ddot{\mathbf{u}}^n = \frac{2}{\delta t^2} (\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^n - \delta t \dot{\mathbf{u}}^n), \end{cases} \quad (4.5)$$

où $\beta_2 \in [0.5; 1]$ correspond à un amortissement numérique. Dans notre étude, $\beta_2 = 0.5$ et le schéma d'intégration est alors identique à un schéma de différences finies centrées. Ce schéma d'intégration est stable sous la condition Courant-Friedrichs-Lewy qui impose une valeur maximale au pas de temps δt :

$$\delta t < \frac{a_{min}}{c_L}, \quad (4.6)$$

où a_{min} est le plus petit élément du maillage et c_L est la vitesse de l'onde longitudinale dans le matériau.

La résolution du problème de contact est réalisée par un algorithme itératif. La solution en déplacement ${}^* \mathbf{u}^{n+1}$ des nœuds appartenant à une surface de contact est initialement calculée en prenant $\boldsymbol{\lambda}^n = \mathbf{0}$. Pour $\beta_2 = 0.5$ on a :

$${}^* \mathbf{u}^{n+1} = \Delta t^2 \mathbf{M}^{-1} (\mathbf{F}^n - \mathbf{K} \mathbf{u}^n) + 2 \mathbf{u}^n - \mathbf{u}^{n-1}. \quad (4.7)$$

Si certains nœuds esclaves ont pénétré les surfaces maîtres, la matrice \mathbf{G}^{n+1} est alors construite. Les surfaces maîtres sont approchées par des splines bi-cubiques [156]. Les nouveaux multiplicateurs de Lagrange et la nouvelle solution en déplacement sont ensuite calculés :

$$\begin{cases} \boldsymbol{\lambda}^n = (\Delta t^2 \mathbf{G}^{n+1} \mathbf{M}^{-1} \mathbf{G}^{n+1 T})^{-1} \mathbf{G}^{n+1} ({}^* \mathbf{u}^{n+1}), \\ \mathbf{u}^{n+1} = {}^* \mathbf{u}^{n+1} - (\Delta t^2 \mathbf{M}^{-1} \mathbf{G}^{n+1 T} \boldsymbol{\lambda}^n). \end{cases} \quad (4.8)$$

Le système d'équations (4.8) est résolu par une méthode de Gauss-Seidel. A chaque itération, les conditions de contact de chaque nœud esclave sont testées pour déterminer le statut (adhérent, décollé ou glissant).

Le code Plast2 permet donc de prendre en compte la dynamique de contact unilatéral avec frottement mais aussi d'autres lois de contact régulière ou non. Dans cette étude, Plast2 est utilisé pour étudier l'interaction non-linéaire entre une onde et une interface de contact, avec l'objectif d'analyser la dynamique de contact de la fissure fermée. Cette analyse numérique nécessite de s'assurer de la convergence de la solution en maillage et en temps. Une étude de convergence a été effectuée sur le modèle 1 présenté sur figure 4.2a pour optimiser le maillage.

4.4.2 Etude de Convergence

L'interaction non-linéaire entre une onde longitudinale et une interface de contact se manifeste par la génération des harmoniques supérieurs pour une onde incidente dont le spectre est centré autour d'une seule fréquence. Dans le cas d'une onde longitudinale en incidence normale, c'est l'amplitude du second harmonique qui est la plus importante. De ce fait, elle a un intérêt particulier dans l'analyse du CAN. Afin d'assurer une bonne précision sur les résultats de cette étude, la convergence du modèle en maillage et en temps a été étudiée sur cette valeur du second harmonique. Cette étude permet de valider le modèle, mais aussi de déterminer la discrétisation adéquate assurant une bonne précision pour les harmoniques qui nous intéressent, pour un coût de calcul raisonnable.

4.4.2.1 Convergence en maillage

Pour quatre maillages uniformes et réguliers de résolution $\Delta x \in \{0.1; 0.2; 0.4; 0.5\}$ mm, une

onde de compression de fréquence $f = 1$ MHz et d'amplitude maximale de 3 nm est générée dans le solide. Le maillage le plus fin fait office de référence. Le pas de temps est choisi tel que $\Delta t < 0,8(\Delta x/c_L)$ de manière à respecter la condition de stabilité de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL), condition à respecter pour un schéma temporel explicite. Les conditions de contact sont identiques ($\sigma_0 = -0.40$ MPa, $\mu = 0.3$) pour toutes les simulations. Les vitesses sont enregistrées au point A (0 ; -30 mm) (figure 4.6). Une transformée de Fourier permet de convertir ces données dans le domaine fréquentiel.

La figure 4.4a présente les spectres obtenus pour chacun des maillages, ainsi que l'évolution de l'écart relatif avec le spectre de référence pour le premier et le second harmonique. Pour un maillage grossier, seul le second harmonique est visible. Lorsque la discrétisation s'affine, le nombre d'harmoniques supérieurs visibles augmente.

La figure 4.4b montre que l'écart relatif avec le maillage le plus fin sur l'amplitude du premier et du second harmonique diminue, ce qui indique bien que le modèle converge. Pour $\Delta x = 0.2$ mm, on observe une bonne correspondance jusqu'au cinquième harmonique. Ce maillage est retenu pour l'ensemble des modèles mis en place.

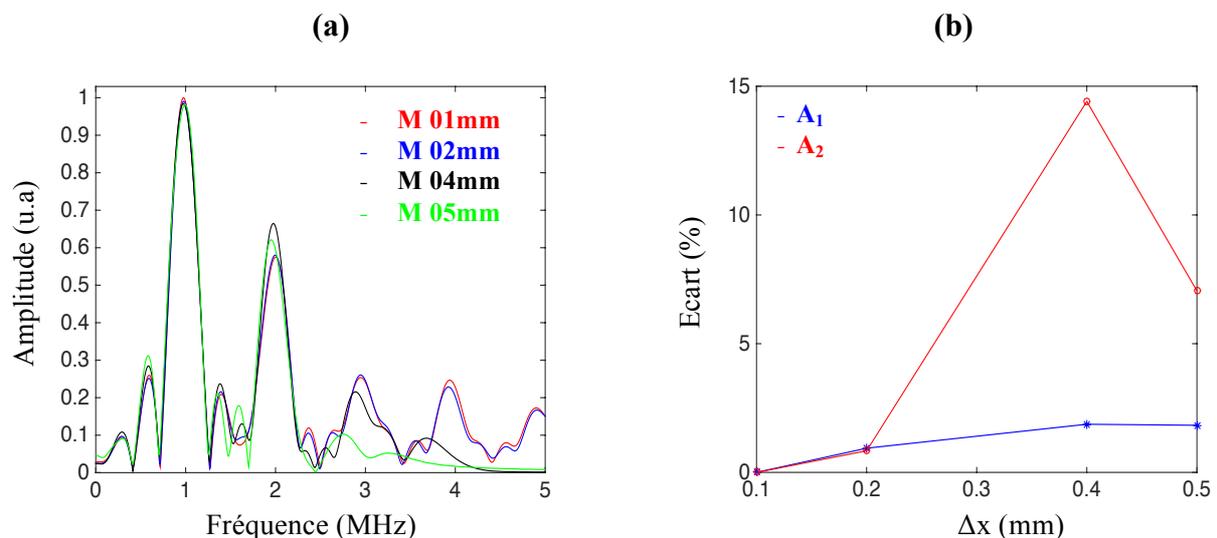


Figure 4.4 (a) Spectres de l'onde transmise pour quatre maillages. **(b)** Evolution de l'écart en pourcentage pour le premier et le second harmonique par rapport au résultat obtenu par le maillage le plus fin ($\Delta x = 0.1$ mm).

4.4.2.2 Convergence en temps

La convergence en temps a été étudiée pour un maillage uniforme et régulier de résolution $\Delta x = 0.2$ mm et quatre pas de temps $\Delta t \in \{1; 2; 10; 20\}$ ns. Les résultats obtenus avec le pas de temps le plus faible font office de référence. La même onde incidente est générée dans le solide, également pour les conditions de contact. Elles sont identiques par rapport à celles utilisées dans l'étude de convergence en maillage.

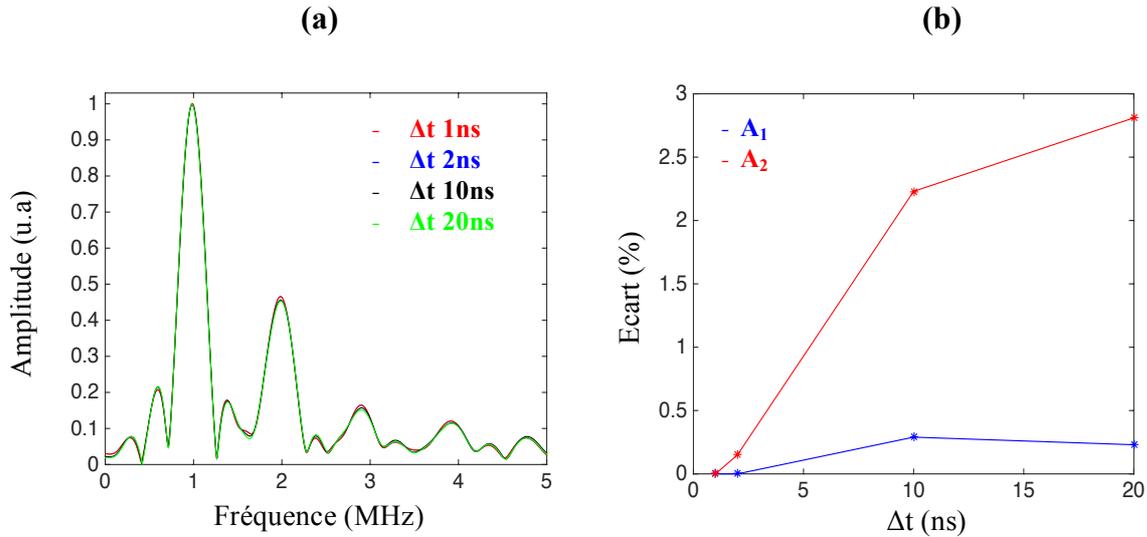


Figure 4.5 (a) Spectres de l'onde transmise pour quatre pas de temps. **(b)** Evolution de l'écart relatif avec le spectre de référence pour le premier et le second harmonique.

La figure 4.5a présente les spectres obtenus pour chacun des pas de temps, ainsi que l'évolution de l'écart relatif avec la courbe de référence sur le premier et le second harmonique. Les spectres sont quasiment superposés. La figure 4.5b montre que l'écart relatif sur l'amplitude du premier et du second harmonique diminue, ce qui indique bien que le modèle converge. Pour un pas de temps $\Delta t = 2\text{ ns}$ l'écart est inférieur à 0.5%. L'étude de convergence montre la validité du modèle d'un point de vue numérique. Un maillage de résolution $\Delta x = 0.2\text{ mm}$ et $\Delta t = 2\text{ ns}$ assure une bonne précision au moins jusqu'au troisième harmonique. Ce maillage est retenu pour l'ensemble des modèles mis en place.

4.5 Calcul de compression

Dans le cas d'une interface plane, une précontrainte peut être intégrée directement dans la loi de contact. En revanche, pour les deux autres géométries 2, une force de compression doit être appliquée afin d'obtenir l'état de contrainte et de saut de déplacement de l'interface.

Afin d'obtenir cet état de contrainte et de saut de déplacement de l'interface, un calcul quasi-statique est recommandé. Cependant, le code Plast2 ne permettant pas ce type de calcul, la compression est appliquée au système par un calcul dynamique. En effet, une force de compression est uniformément appliquée sur l'ensemble des nœuds de la partie supérieure du solide (figure 4.6). Afin de réduire le temps de calcul, un amortissement variable est appliqué aux deux solides. L'état stabilisé du système est obtenu lorsque les ondes créées par l'application de la force sont d'amplitudes très inférieures à celle de l'onde incidente. Un critère sur la vitesse particulière suivant y en un point A (0, -30 mm) est défini : le système est considéré comme stabilisé lorsque $V_y \leq 0.01\% V_{max}^{inc}$. En effet, l'amplitude incidente maximale utilisée dans le calcul est d'environ 80 mm/s, donc le système est en état stabilisé si $V_y \leq 0.008\text{ mm/s}$.

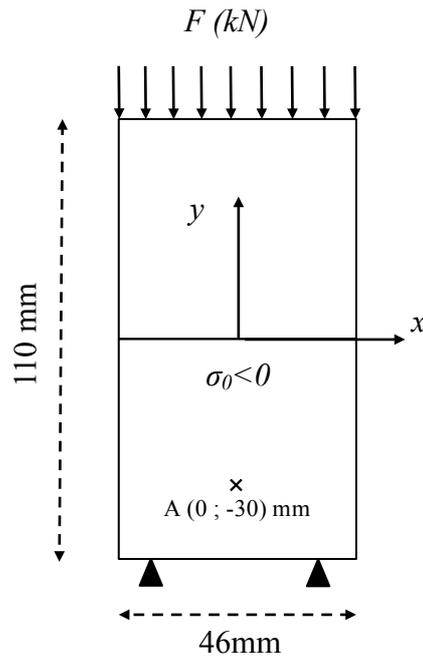


Figure 4.6. Application d'une charge de compression afin de créer une précontrainte au niveau de l'interface de contact. La face inférieure est bloquée en déplacement.

Afin de définir le temps de calcul nécessaire pour que le système atteigne un état stabilisé, l'évolution de la vitesse en fonction du temps a été étudiée dans le cas du modèle avec une interface de contact plane et a été vérifiée pour toutes les géométries considérées. La figure 4.7 présente l'évolution de la vitesse d'un point A (0 ; - 30 mm) (figure 4.6) en fonction du temps dans le cas de la charge maximale appliquée $F=9$ kN. $V_y = 0.0028$ mm/s à la fin du calcul. Le système est donc stabilisé.

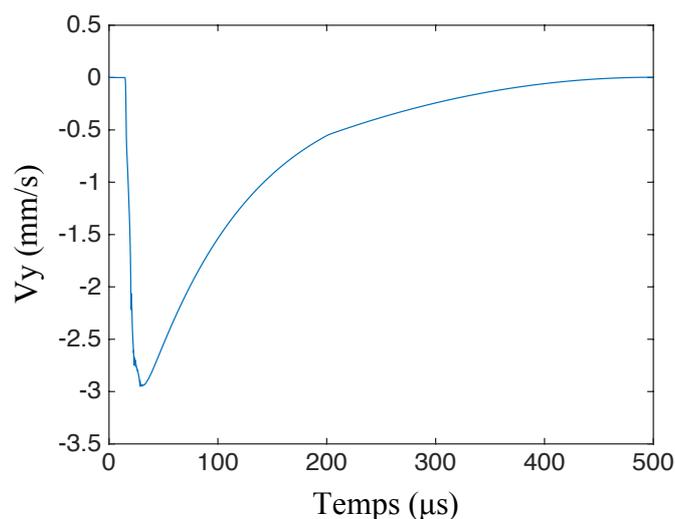


Figure 4.7. Evolution de V_y au point A (0 ; -30 mm) en fonction du temps lors de la phase de compression.

Dans la suite de cette analyse, la distribution de la contrainte normale σ_N le long de l'interface de contact en fonction de la compression appliquée a été étudiée pour les trois modèles.

4.5.1 Analyse de l'état de précontrainte pour le cas du modèle : interface plane

La figure 4.8 représente des exemples de distributions de la contrainte normale σ_N le long de l'interface pour 3 forces appliquées. Mis à part sur les bords de l'interface, la précontrainte est homogène et négative sur toute l'interface comme attendu.

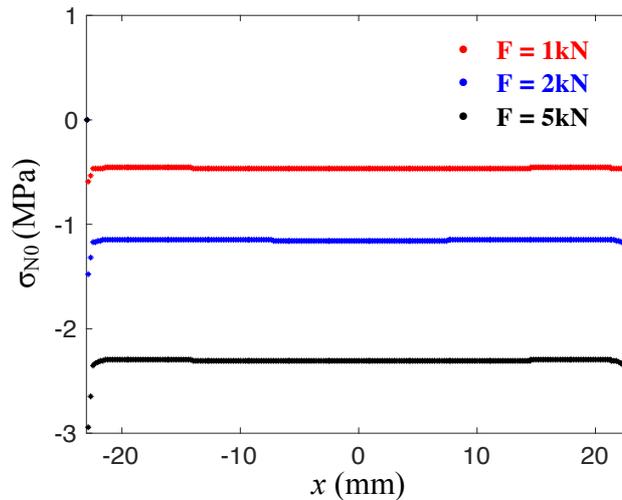


Figure 4.8. Distribution de la contrainte normale selon la direction x de l'interface. La contrainte moyenne sur l'interface est égale au rapport entre la force et la surface de contact expérimentale ($46 \times 46 \text{ mm}^2$).

4.5.2 Analyse de l'état de précontrainte et de saut de déplacement pour le cas du modèle : interface concave sur interface plane

La figure 4.9 représente des exemples de distributions de la contrainte normale σ_N le long de l'interface pour quatre forces appliquées. La distribution de la contrainte normale n'est pas homogène. La contrainte est plus importante au centre de l'interface que sur les bords. La surface de contact augmente en fonction de la compression, s'étendant du centre vers les extrémités de l'interface. Pour $F \approx 1.5 \text{ kN}$, σ_N est négatif sur toute l'interface, indiquant que cette dernière est entièrement en contact.

La figure 4.10a présente le profil de l'interface pour le cas d'une force de compression égale à 0.4 kN , le saut de déplacement normal entre les deux surfaces u_N est tracé le long de l'interface. Cette dernière est partiellement ouverte avec un maximum du saut de déplacement aux bords de l'interface.

L'évolution du saut de déplacement maximal de l'interface en fonction de la charge appliquée est représentée sur la figure 4.10.b. Effectivement pour $F \approx 1.5 \text{ kN}$ le saut de déplacement est nul. L'interface est donc complètement en contact.

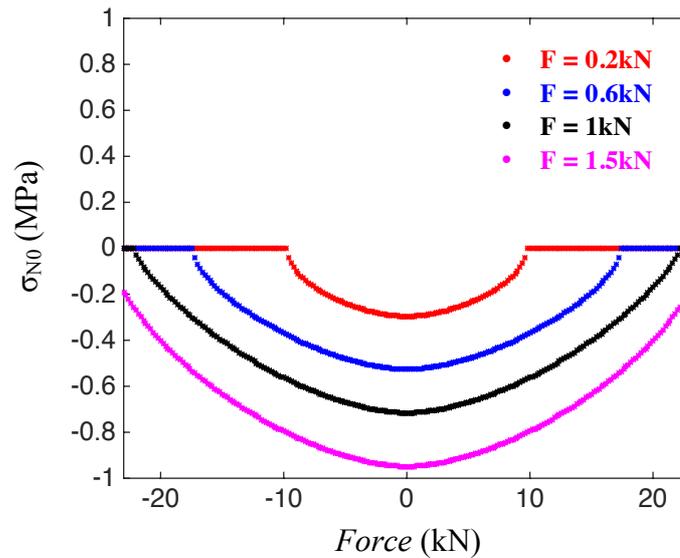


Figure 4.9. Distribution de la contrainte normale selon la direction x de l'interface.

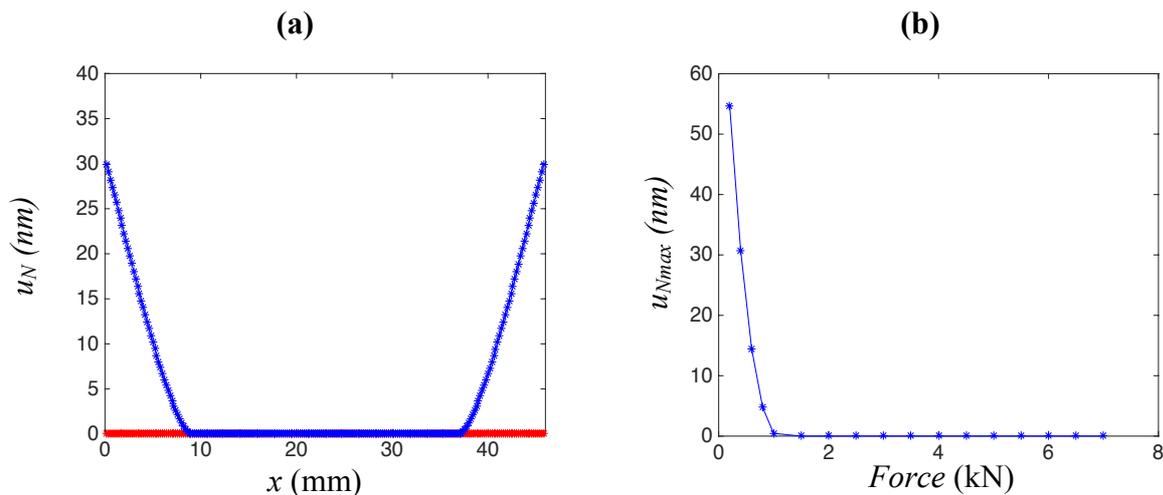


Figure 4.10 (a) Distribution du saut de déplacement normal selon la direction x de l'interface concave pour $F=0.4$ kN (la courbe rouge indique le niveau de l'interface plane). **(b)** Evolution du saut de déplacement maximal en fonction de la charge appliquée.

4.5.3 Analyse de l'état de précontrainte et de saut de déplacement pour le cas du modèle : interface convexe sur interface plane

La figure 4.11 présente la distribution de la contrainte normale σ_N le long de l'interface pour quatre forces appliquées. Nous pouvons faire la même remarque que dans le cas de l'interface concave, la distribution de la contrainte normale n'est pas homogène. Cependant, la contrainte est plus importante aux bords de l'interface. La surface de contact augmente avec la compression à partir des extrémités vers le centre de l'interface. Pour $F \approx 1$ kN, σ_N est négatif sur toute l'interface, cela implique que l'interface est entièrement en contact.

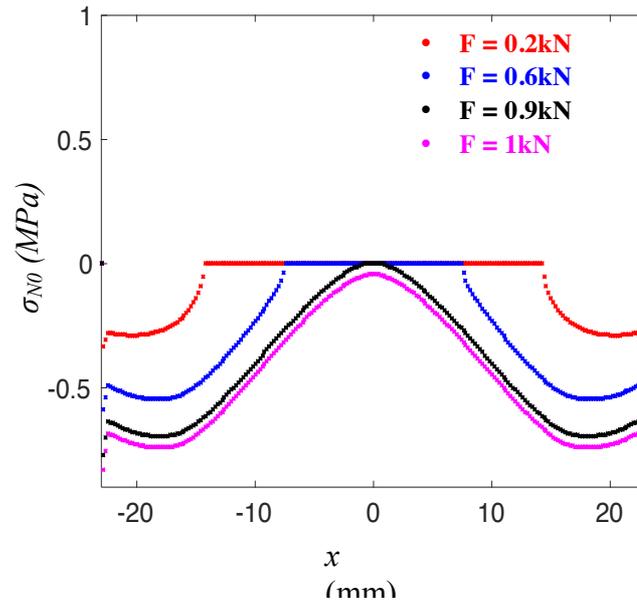


Figure 4.11. Distribution de la contrainte normale selon la direction x de l'interface.

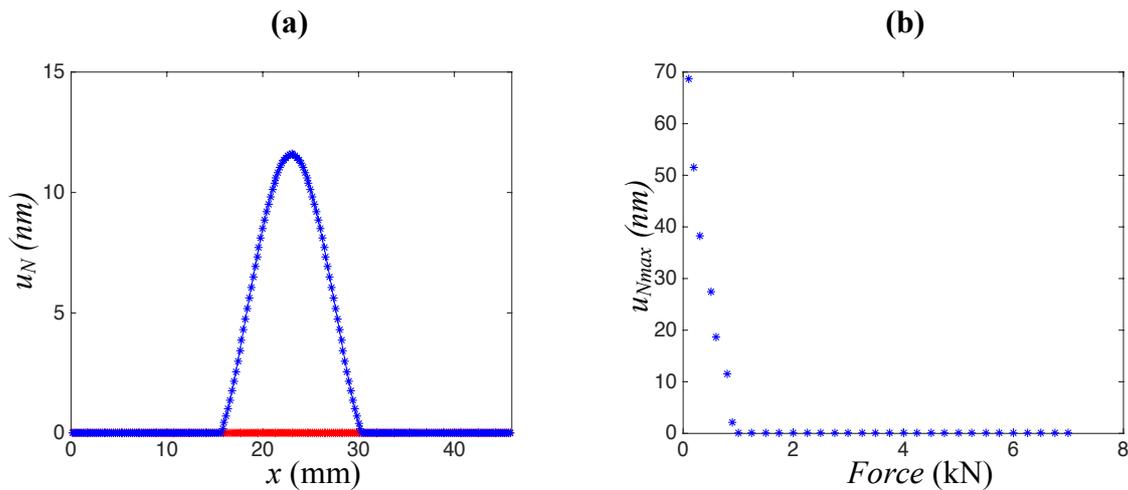


Figure 4.12 (a) Distribution du saut de déplacement selon la direction x de l'interface convexe pour $F=0.6$ kN (la courbe rouge indique le niveau de l'interface plane). **(b)** Evolution du saut de déplacement maximal en fonction de la charge appliquée.

La figure 4.12a présente un exemple de profil de l'interface pour $F=0.6$ kN. Le saut de déplacement normal entre les deux surfaces u_N est tracé le long de l'interface. Cette dernière est partiellement ouverte avec un maximum du saut de déplacement au centre de l'interface. L'évolution du saut de déplacement maximal de l'interface en fonction de la charge appliquée est représentée sur la figure 4.12.b. Le saut de déplacement devient nul à partir d'une force $F \approx 1$ kN indiquant une interface complètement fermée.

A l'issue de cette partie, nous avons présenté les profils de contraintes normales de contact ainsi que les profils de saut de déplacement avant de générer une onde longitudinale qui va interagir avec ces interfaces. Cette interaction sera étudiée par la suite et les distributions non-homogènes de la précontrainte normale, du saut de déplacement et de l'onde incidente au niveau de l'interface jouent un rôle déterminant dans la génération du second harmonique.

4.6 Analyse de la génération du second harmonique en relation avec la dynamique locale

Une onde de compression de 5 cycles, de fréquence $f = 1$ MHz et d'amplitude $A_{inc}^{max} = 11$ nm est générée au centre de la face supérieure du solide (figure 4.13a), la distribution spatiale des déplacements imposés est donnée sur la figure 4.2.a.

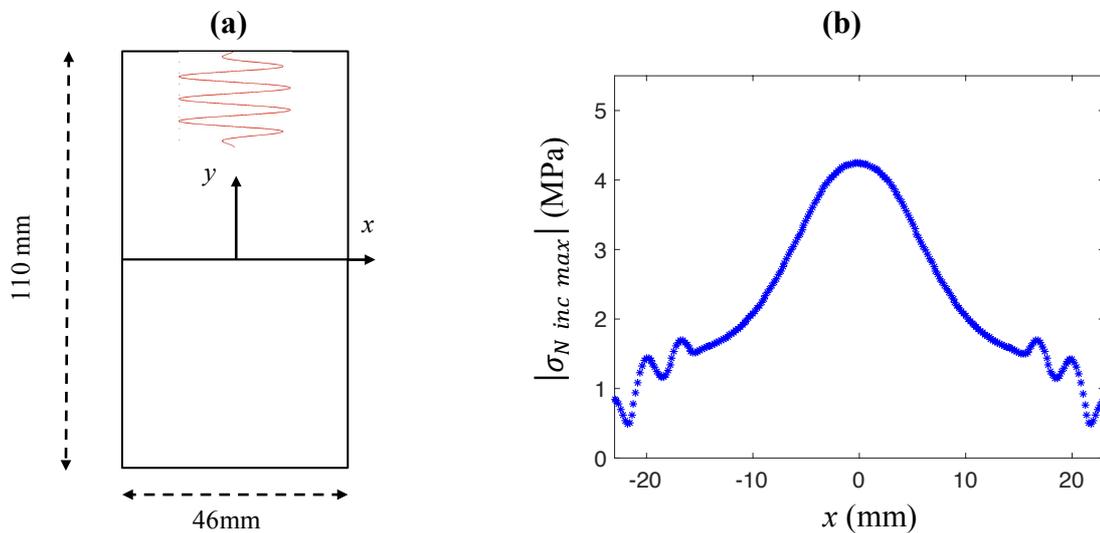


Figure 4.13 (a) Modèle 2D avec une interface plane collée (continuité des contraintes et des déplacements au niveau de l'interface afin de relever le champ de contrainte incidente au niveau de l'interface). (b) Distribution de la valeur absolue de la contrainte normale maximale générée par l'onde incidente au niveau de l'interface.

Dans un premier temps, la distribution de la contrainte normale générée par l'onde incidente au niveau de l'interface est obtenue en relevant les contraintes normales de contact en imposant la continuité des contraintes et des déplacements au niveau de l'interface. La distribution de la contrainte incidente maximale représentée sur la figure 4.13b est obtenue en traçant l'amplitude maximale de la contrainte normale pour chaque nœud esclave de l'interface. Comme attendu, cette distribution n'est pas homogène. L'énergie incidente est maximale au centre de l'interface. Les perturbations observées sur les bords sont dues aux multiples réflexions sur les frontières latérales du modèle.

Dans un deuxième temps, l'interaction non-linéaire entre le champ incident et les trois interfaces de contact est étudiée, mais avant, le post-traitement effectué sur les signaux après le CAN est expliqué.

4.6.1 Post-traitement des signaux après CAN

Dans cette analyse, le post-traitement est effectué sur les signaux en vitesses selon la direction y . Par rapport à une représentation en déplacement, cela a pour conséquence de mettre en valeur les hautes fréquences. Les signaux transmis à travers l'interface de contact sont enregistrés au centre de la face inférieure ($y = -55$ mm) sur une distance de 10 mm. Le reste de la surface inférieure est bloqué en déplacement. Les signaux mesurés sont ensuite moyennés. La figure 4.14a donne un exemple de vitesse moyenne pour une force appliquée $F = 0.5$ kN dans le cas de l'interface plane. Ce signal correspond à l'onde transmise à travers l'interface qui arrive sur la surface de mesure, mais il contient aussi des ondes réfléchies sur cette surface. Des distorsions dans le signal sont clairement observées. Une fenêtre de modulation de type rectangulaire apodisée (présentée dans la § 2.4.3) est appliquée sur le signal moyen transmis afin de sélectionner les 5 premiers cycles qui correspondent au signal incident. Une transformée de Fourier est calculée à partir du signal modulé, le spectre est donné par la figure 4.14b. Effectivement, l'interaction non-linéaire sous incidence normale, entre une onde longitudinale et une interface de contact précontrainte, conduit à la génération des harmoniques supérieurs pairs et impairs.

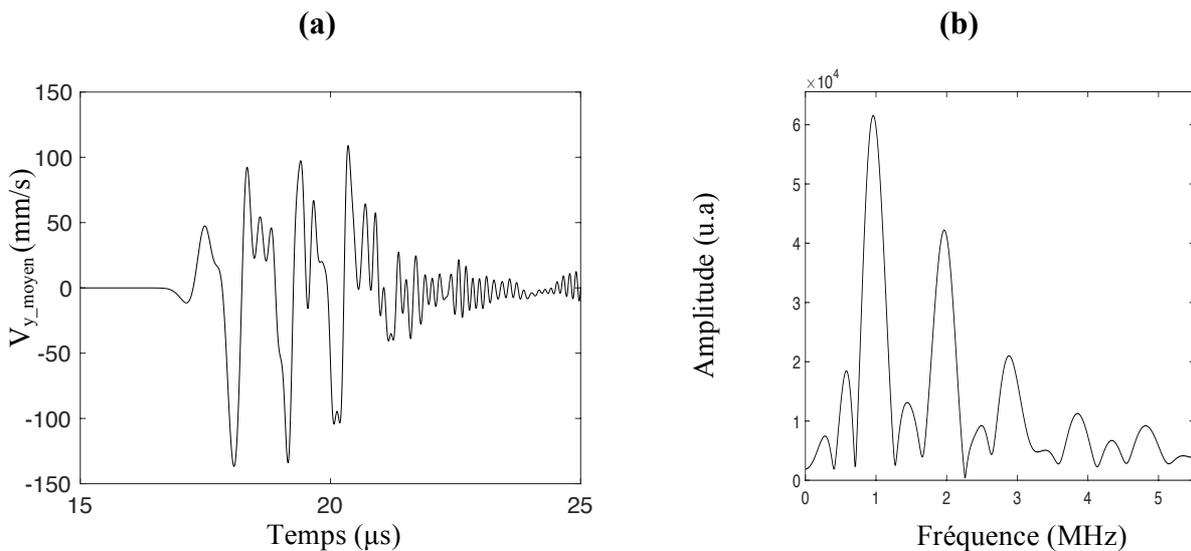


Figure 4.14 (a) Signal moyen transmis pour $F = 0.5$ kN mesuré sur la face inférieure du modèle ($y = -55$ mm) et intégré sur distance de 10 mm. **(b)** Le spectre du signal transmis montre la présence des harmoniques pairs et impairs.

Dans la suite de cette analyse, l'évolution des deux premiers harmoniques en fonction de la compression est étudiée. Les amplitudes des deux harmoniques sont extraites à partir du signal temporel. La figure 4.15 présente la méthode utilisée pour extraire les deux premiers harmoniques et le passage dans le domaine temporel. D'abord, les deux harmoniques sont extraits du spectre en utilisant une fenêtre de Hanning centrée autour de chaque harmonique (figure 4.15a). Ensuite, les vitesses associées à chaque harmonique sont obtenues par une transformée de Fourier inverse (figure 4.15b).

Le post-traitement présenté dans cette partie a été appliqué sur l'ensemble des calculs réalisés sur les trois modèles étudiés.

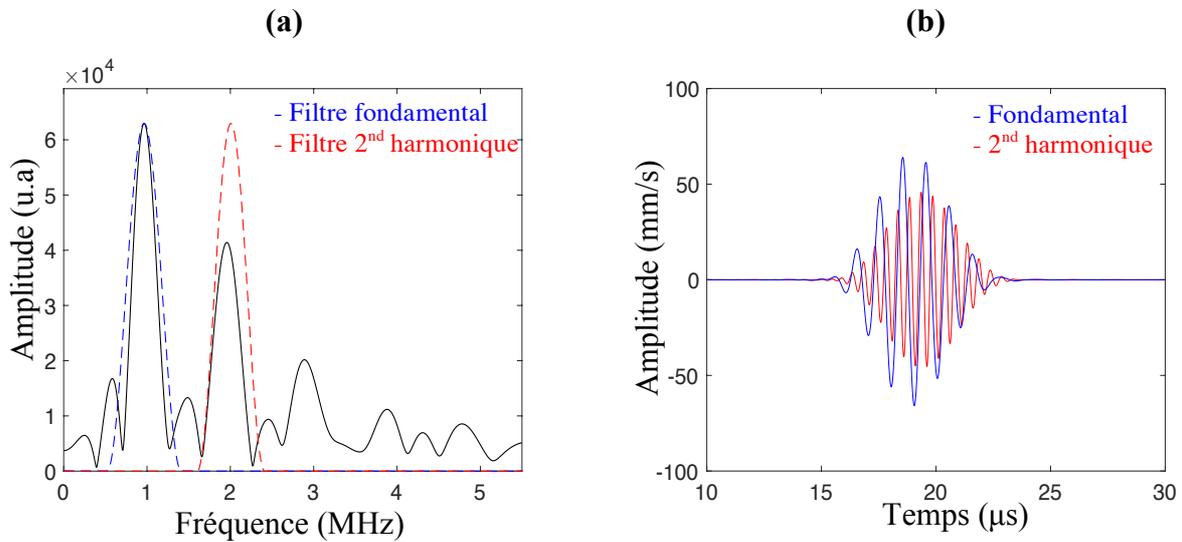


Figure 4.15 (a) Filtrage des deux premiers harmoniques à l'aide d'une fenêtre de Hanning appliquée autour de la fréquence de chaque harmonique. **(b)** Les vitesses associées à chaque harmonique, obtenues par une transformée de Fourier inverse.

4.6.2 Modèle 1 : Interface plane

L'évolution de l'amplitude des deux premiers harmoniques en fonction de la force appliquée est présentée sur la figure 4.16. L'harmonique fondamental augmente en fonction de la compression. En effet, lorsque la compression augmente, l'interface reste de plus en plus fermée, comme cela a été montré dans le chapitre 2. Pour une force $F=8.5$ kN le ratio $A_1/A_{\text{incident}}=1$ ce qui implique que l'onde est totalement transmise.

L'amplitude du second harmonique augmente en fonction de la force appliquée, elle passe par une valeur optimale autour de $F=3$ kN, puis elle diminue progressivement jusqu'à une force égale à 8.5 kN. A partir de 8.5 kN, l'amplitude du second harmonique est très faible et elle est constante en fonction de la force. Cette faible amplitude correspond à celle des lobes secondaires liés au fenêtrage.

Afin de comparer les résultats présentés sur la figure 4.16 et ceux obtenus par le modèle numérique 1D présenté dans le chapitre 2, la valeur de ξ_L qui correspond au passage par la valeur optimale a été calculée à partir de la valeur de force $F=3$ kN et de la valeur maximale de la contrainte incidente $\sigma_{\text{inc}}^{\text{max}} = 4.15$ MPa. Cette valeur est calculée : $\xi_{L,\text{optimal}} = 0.33$. Cette valeur est légèrement différente de celle obtenue dans le cas du modèle numérique 1D ($\xi_{L,\text{optimal}} = 0.35$). Cette différence est due au profil non-homogène du champ incident (figure 4.16b) contrairement aux hypothèses considérées pour le modèle 1D présenté dans le chapitre 2.

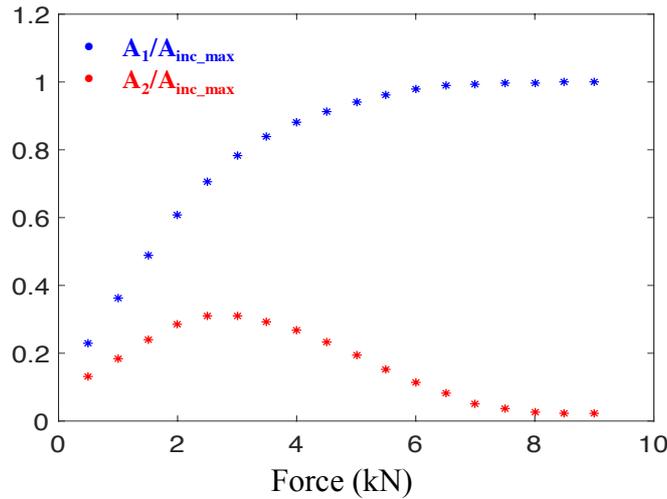


Figure 4.16. Evolution de l'amplitude de l'harmonique fondamental et du second harmonique en fonction de la force appliquée, pour une interface de contact plane.

Afin de prendre en compte la distribution non uniforme des contraintes au niveau de l'interface, l'évolution du second harmonique a été analysée vis à vis d'un état local de contrainte. Pour cela, un nouveau paramètre adimensionnel ξ_{L_local} est introduit, dont la définition est la suivante :

$$\xi_{L_local}(x) = \left| \frac{\sigma_{N_0}(x)}{\sigma_{N_inc_max}(x)} \right|, \quad (4.9)$$

où $\sigma_{N_0}(x)$ est la distribution de précontrainte normale selon la direction x de l'interface. $\sigma_{N_inc_max}(x)$ est la distribution de la composante normale de la contrainte incidente selon la direction x de l'interface (figure 4.13b).

La figure 4.17b présente la distribution de ξ_{L_local} le long de l'interface pour cinq charges (indiquées sur la figure 4.17a). Comme l'interface de contact est considérée plane pour ce modèle, la précontrainte normale est quasi-constante au niveau de l'interface comme vu sur la figure 4.8. Par conséquent, la distribution non-homogène de ξ_{L_local} est liée à la distribution de la contrainte incidente.

Dans cette analyse, la distribution de ξ_{L_local} est comparée à la valeur de $\xi_{L_optimal} = 0.35$. Ce dernier correspond à une valeur maximale du ratio $A_2/A_{incident}$ dans le cas d'une onde plane (chapitre 2, figure 2.10).

Pour les faibles niveaux de compression, l'intersection entre ξ_{L_local} et $\xi_{L_optimal}$ se produit sur les bords de l'interface, où le niveau de la contrainte incidente est faible. Par la suite, au fur et à mesure que la compression appliquée augmente, l'intersection entre ξ_{L_local} et $\xi_{L_optimal}$ se rapproche du centre de l'interface où le niveau de la contrainte incidente est plus important. Pour une force de compression égale à 3kN, $\xi_{L_optimal}$ est atteint quasiment au centre de l'interface, le champ incident est maximal à ce niveau (figure 4.13b), ce qui explique le passage de A_2 par la valeur optimale. Pour les forces de compression supérieures à 3 kN, la valeur de

$\xi_{L_optimal}$ n'est plus atteinte, ce résultat correspond à une diminution du ratio $A_2/A_{incident}$ (figure 4.16) en raison d'une plus grande difficulté à activer le phénomène de *clapping*. A partir d'une force égale à 8.5 kN, $\xi_{L_local} > 1$, ce qui implique que l'interface reste en contact durant la transmission de l'onde.

Dans la suite de ce chapitre, les résultats obtenus par le modèle avec une interface de contact plane sont considérés comme référence pour la suite de l'analyse des deux autres géométries d'interface.

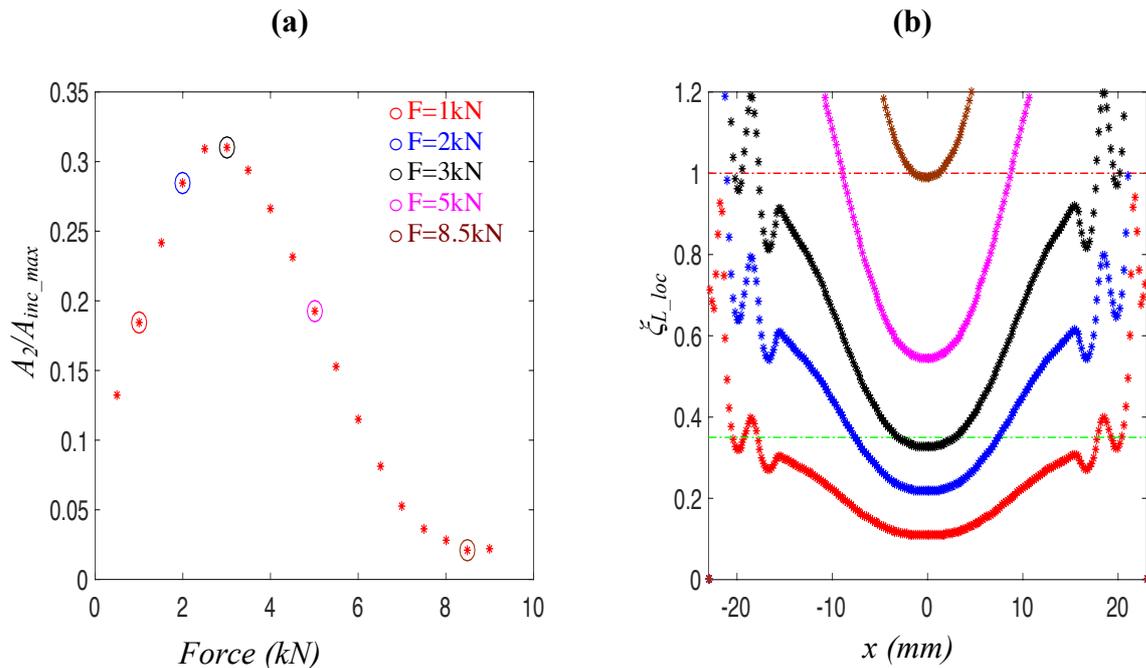


Figure 4.17. Résultats dans le cas de l'interface plane. **(a)** Evolution de A_2/A_{inc_max} en fonction de la force appliquée avec indication des forces auxquelles la distribution de ξ_{L_local} est représentée. **(b)** Distribution de ξ_{L_local} le long de l'interface et comparaison par rapport à la valeur de $\xi_{L_optimal}=0.35$ représenté en ligne verte discontinue et la valeur de $\xi_{L_local}=1$ représentée en ligne rouge discontinue.

4.6.3 Modèle 2 : Interface concave sur interface plane

Le cas d'une interface concave est maintenant examiné. Le modèle est présenté sur la figure 4.1b. De la même façon, une onde de compression est également générée pour cette géométrie. Le signal transmis à travers l'interface de contact est analysé en fonction du chargement appliqué. L'évolution de l'amplitude de l'harmonique fondamental et celle du second harmonique en fonction de la charge appliquée est étudiée et comparée à celle obtenue dans le cas de référence (interface plane).

La figure 4.18a présente l'évolution de l'harmonique fondamental en fonction de la force appliquée. Pour les mêmes charges appliquées, la transmission dans le cas de l'interface concave est légèrement supérieure à celle obtenue dans le cas de l'interface plane. De plus, la transmission totale du signal est atteinte pour $F=7$ kN dans le cas de l'interface concave contre $F=8.5$ kN dans le cas de l'interface plane.

La figure 4.18b présente l'évolution du second harmonique. Pour les deux géométries étudiées, le ratio A_2/A_{inc} passe par une valeur optimale en fonction de la charge appliquée. Cependant, la force correspondant au passage par l'optimal dans le cas de l'interface concave est plus faible que celle dans le cas de l'interface plane.

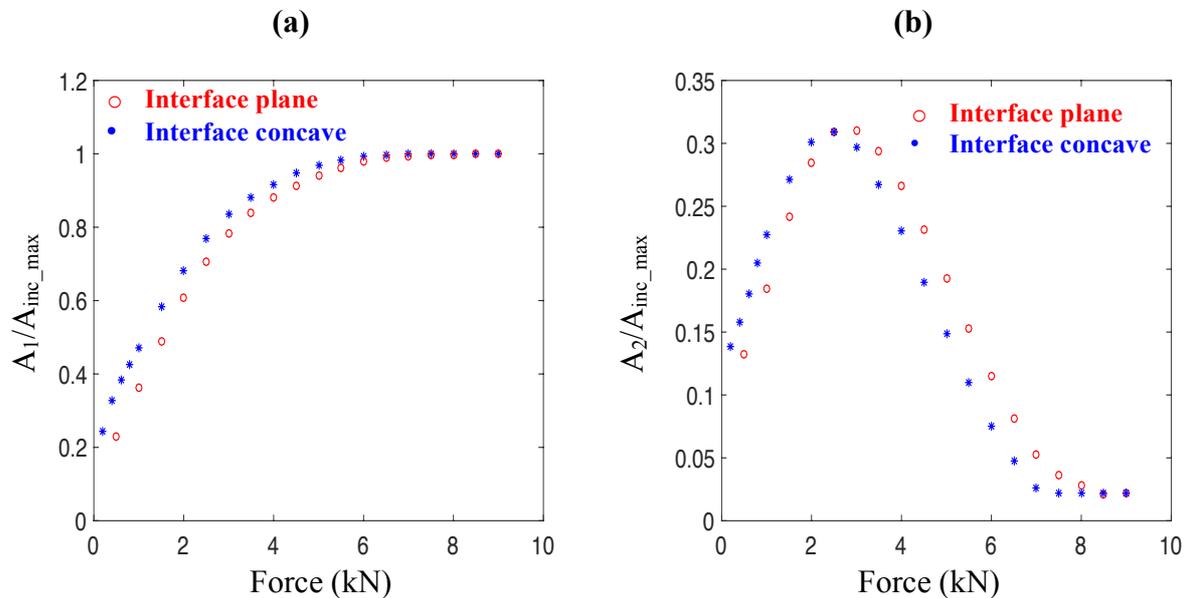


Figure 4.18. Comparaison entre les résultats obtenus dans le cas de l'interface concave et ceux obtenus dans le cas d'une interface plane : (a) évolution de l'amplitude de l'harmonique fondamental et (b) de l'amplitude du second harmonique en fonction de la force appliquée.

Les différences entre les résultats obtenus par les interfaces plane et concave sont dues à la différence du profil de contrainte au niveau l'interface. La figure 4.19 présente la comparaison du profil de contrainte entre les deux cas d'interface de contact pour une force de 1.5 kN.

En effet, la précontrainte au centre est plus importante dans le cas de l'interface concave, l'optimal se décale ainsi vers des forces plus faibles. C'est également la raison pour laquelle la force qui permet la transmission totale de l'onde est inférieure à celle du cas de l'interface plane.

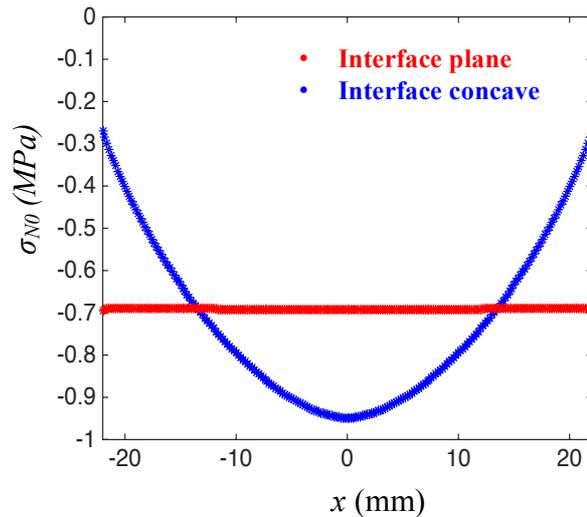


Figure 4.19. Profil de contrainte normale selon la direction x de l'interface dans le cas de l'interface concave et l'interface plane pour une force appliquée $F=1.5$ kN.

Pour cette géométrie, en plus d'une distribution non-homogène de la contrainte incidente et de la précontrainte au niveau de l'interface, elle présente des zones initialement ouvertes pour certaines forces appliquées. Il semble donc nécessaire de faire non seulement l'analyse de l'évolution du second harmonique en fonction d'un état local de contrainte pour les zones qui sont initialement en contact, mais aussi une analyse en fonction d'un état local de déplacement au niveau de l'interface pour les zones qui sont initialement ouvertes.

Afin de prendre en compte la distribution non homogène des déplacements au niveau de l'interface, le nouveau paramètre adimensionnel Ψ_{L_local} est introduit, dont la définition est la suivante

$$\Psi_{L_local}(x) = \left| \frac{u_{N0}(x)}{u_{N_inc_max}(x)} \right|, \quad 4.10$$

où $u_{N0}(x)$ est la distribution du saut de déplacement normal au niveau de l'interface. $u_{N_inc_max}(x)$ est la distribution des maxima de la composante normale du déplacement incident au niveau de l'interface. Le *clapping* est activé si $\Psi_{L_local} < 1$ (chapitre 2 figure 2.10).

La figure 4.20a présente le profil du saut de déplacement normal u_N ainsi que le profil du déplacement incident u_{inc} au niveau de l'interface pour des charges de compression correspondant à une interface partiellement ouverte. Les zones ouvertes de l'interface correspondent à des faibles niveaux de u_{inc} , par conséquent le *clapping* est plus difficilement activé.

La figure 4.20b présente la distribution de Ψ_{L_local} sur toute l'interface pour les cas de force indiqués sur la figure 4.20a. Les zones où Ψ_{L_local} est nulle indiquent que l'interface est en contact. Pour l'ensemble des cas représentés, le *clapping* se produit uniquement sur des longueurs très courtes sur les bords de l'interface. Par conséquent, l'amplitude du second harmonique généré dans les zones initialement ouvertes est très faible devant celle générée dans les zones initialement fermées.

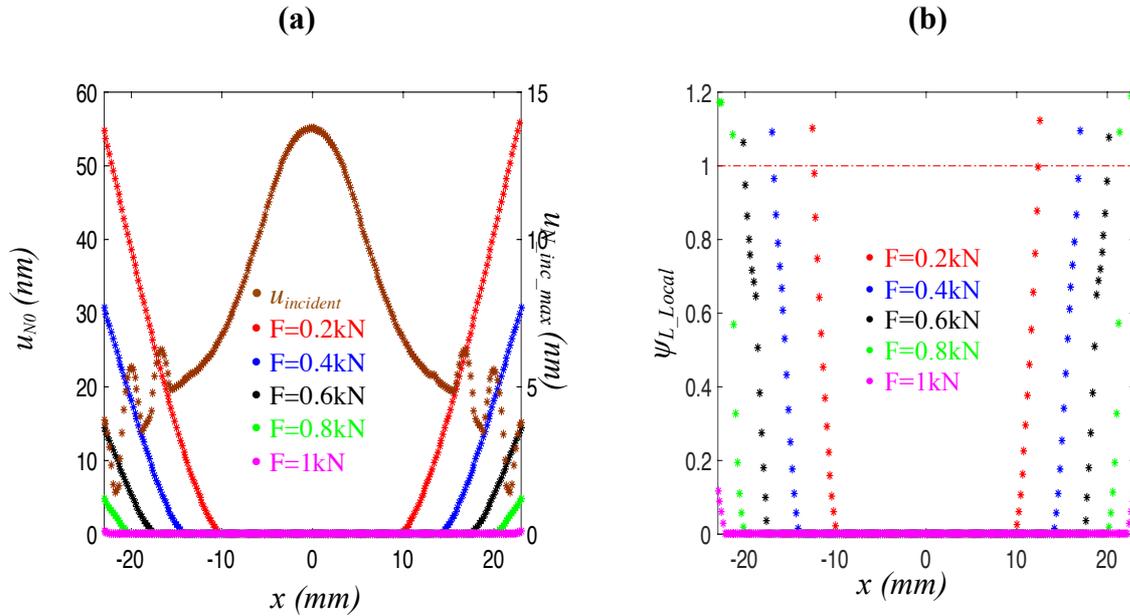


Figure 4.20 Résultats dans le cas de l'interface concave. (a) Profil du saut de déplacement normal et du déplacement incident normal au niveau de l'interface concave. (b) Distribution de Ψ_{L_Local} le long de l'interface, $\Psi_{L_Local} = 1$ est représenté en ligne rouge discontinue.

Pour les zones en contact, la distribution du paramètre ξ_{L_local} le long de l'interface a été étudiée. La figure 4.21b présente cette distribution pour les forces indiquées sur la figure 4.21a.

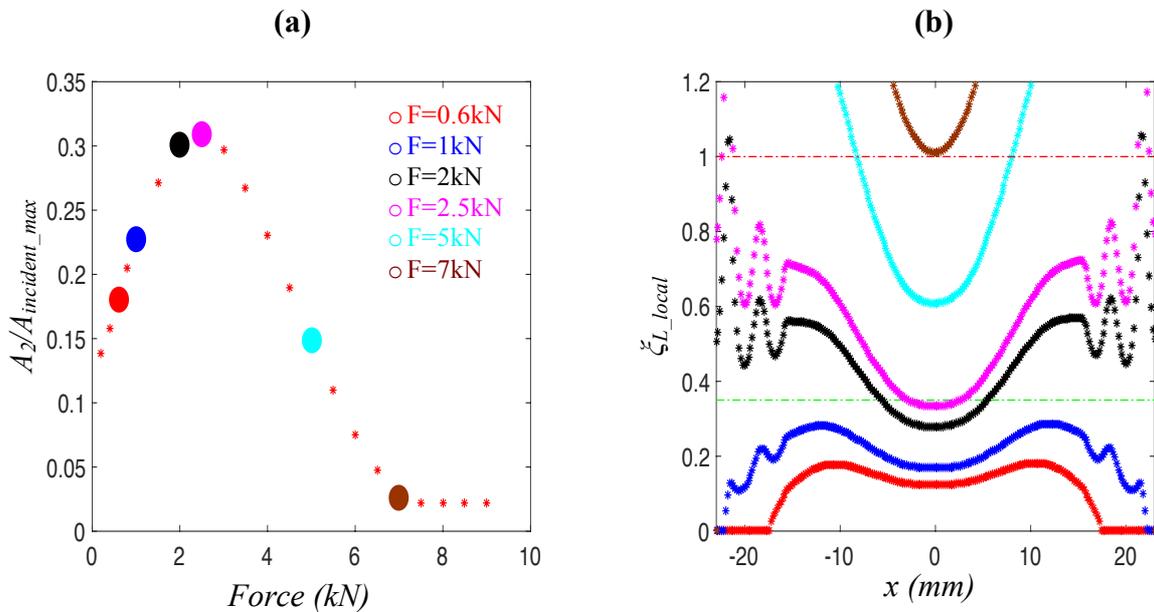


Figure 4.21 Résultats dans le cas de l'interface concave. (a) Evolution de A_2/A_{inc_max} en fonction de la force appliquée avec indication des forces auxquelles la distribution de ξ_{L_local} est représentée. (b) Distribution de ξ_{L_local} selon l'axe x de l'interface et comparaison par rapport à la valeur de $\xi_{L_optimal}=0.35$ représentée en ligne verte discontinue et la valeur de $\xi_{L_local}=1$ représentée en ligne rouge discontinue.

Pour un faible niveau de compression (par exemple pour une force égale à 0.6 kN), l'interface est décollée sur les bords ce qui est traduit par une valeur nulle de ξ_{L_local} . De plus, le niveau de la précontrainte est faible par rapport à celui de la contrainte incidente (figure 4.12). Ainsi, les valeurs de ξ_{L_local} sont relativement faibles et elles n'atteignent pas le niveau de $\xi_{L_optimal}$ ce qui explique les faibles amplitudes du second harmonique généré (figure 21.a). En augmentant la compression, les valeurs de ξ_{L_local} augmentent ainsi que l'amplitude du second harmonique (figure 4.21.a). Pour une force égale à 2.5 kN, l'intersection entre ξ_{L_local} et $\xi_{L_optimal}$ a lieu quasiment au centre de l'interface, là où la contrainte incidente est maximale, ce qui explique le passage de A_2 par la valeur optimale. Après cette force, le $\xi_{L_optimal}$ n'est plus atteint, ce qui explique la diminution du ratio $A_2/A_{incident}$. A partir d'une force égale à 7 kN, ξ_{L_local} est supérieur à 1 sur toute l'interface et le second harmonique n'est plus généré.

4.6.4 Modèle 3 : Interface convexe sur interface plane

Le cas d'une interface convexe est maintenant examiné. Le modèle est présenté sur la figure 4.1c. De la même façon, une onde de compression est également générée pour cette géométrie. Le signal transmis à travers l'interface de contact est analysé en fonction du chargement appliqué. L'évolution de l'amplitude de l'harmonique fondamental et celle du second harmonique en fonction de la charge appliquée est étudiée et comparée à celle obtenue dans le cas de référence (cas de l'interface plane).

La figure 4.22a présente l'évolution de l'harmonique fondamental. Pour les mêmes charges appliquées, l'amplitude du signal transmis dans le cas de l'interface convexe est inférieure à celle obtenue dans le cas de l'interface plane. De plus, la transmission totale du signal est atteinte pour $F=9$ kN dans le cas de l'interface convexe contre $F=8.5$ kN dans le cas de l'interface plane.

La figure 4.22b présente l'évolution de l'amplitude du second harmonique en fonction de la force appliquée. Le pas de charge appliquée a été réduit afin de suivre finement les évolutions du second harmonique. Contrairement à l'évolution de l'harmonique fondamental, l'évolution du second harmonique en fonction de la force appliquée est moins régulière par rapport au cas de l'interface plane. Les principales étapes de cette évolution sont les suivantes :

- Pour $F= [0-0.4]$ kN, des faibles amplitudes du second harmonique sont mesurées.
- Pour $F= [0.5-1]$ kN, l'amplitude de second harmonique augmente considérablement.
- Pour $F>1$ kN, la courbe présente une variation de l'évolution de A_2 à $F=1$ kN, elle passe ensuite par une valeur optimale pour une force $F=3.5$ kN et décroît progressivement après.

Comme dans le cas de l'interface concave, la distribution des contraintes et des déplacements au niveau de l'interface n'est pas homogène. Pour cela, l'évolution de l'amplitude du second harmonique a été analysée en fonction d'un état local de contrainte pour les zones qui sont initialement en contact, et en fonction d'un état local de déplacement au niveau de l'interface pour les zones qui sont initialement ouvertes.

Pour les zones initialement décollées, la distribution du paramètre Ψ_{L_local} selon la direction x de l'interface a été étudiée. La figure 4.23a présente le profil du saut de déplacement normal ainsi que celui du déplacement incident au niveau de l'interface pour des charges de compression correspondant à une interface partiellement ouverte. Contrairement au cas de l'interface concave, la zone ouverte se trouve au centre de l'interface convexe, le déplacement incident est maximal à ce niveau. Par conséquent, la contribution de la zone ouverte à la génération du second harmonique devrait être plus importante par rapport au cas de l'interface concave.

La figure 4.23b présente la distribution de Ψ_{L_local} le long de l'interface pour les cas forces indiqués sur la figure 4.23a. Pour les charges de compression inférieures à 0.4 kN, le *clapping* se produit uniquement sur des longueurs très courtes aux bords de l'interface car le saut de déplacement au centre est plus important que le déplacement incident. Par conséquent, la contribution de la zone ouverte à la génération du second harmonique est faible pour ces niveaux de compression.

Cependant, pour une charge de compression égale à 0.5 kN, le *clapping* est activé sur la quasi-totalité de la zone ouverte de l'interface, ce qui implique une génération importante du second harmonique dans cette zone. Ce résultat explique le changement important de l'amplitude du second harmonique présenté sur la figure 4.22b. Ensuite, pour des forces appliquées supérieures à 0.5 kN, le *clapping* devient de plus en plus facile à activer en raison de la diminution progressive du saut de déplacement.

Pour une charge de compression supérieure ou égale à 1 kN, l'interface est entièrement fermée et la génération du second harmonique est uniquement analysée en fonction de la distribution des contraintes au niveau de l'interface.

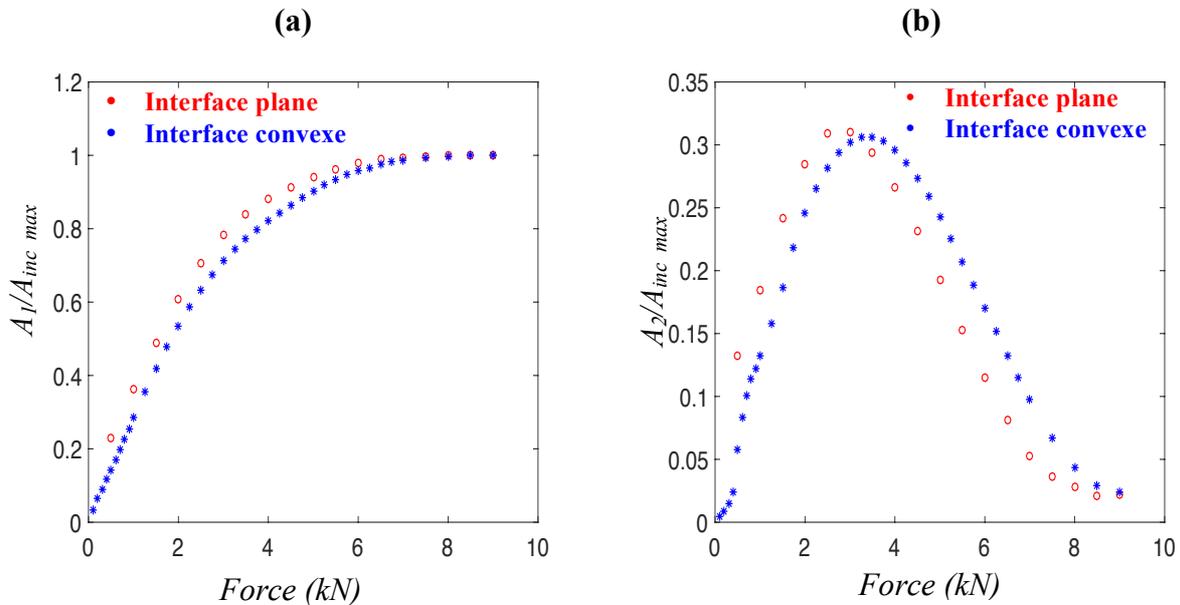


Figure 4.22. Comparaison entre les résultats obtenus dans le cas de l'interface convexe et ceux obtenus dans le cas d'une interface plane. (a) Evolution de l'amplitude de l'harmonique fondamental et (b) l'amplitude du second harmonique en fonction de la force appliquée.

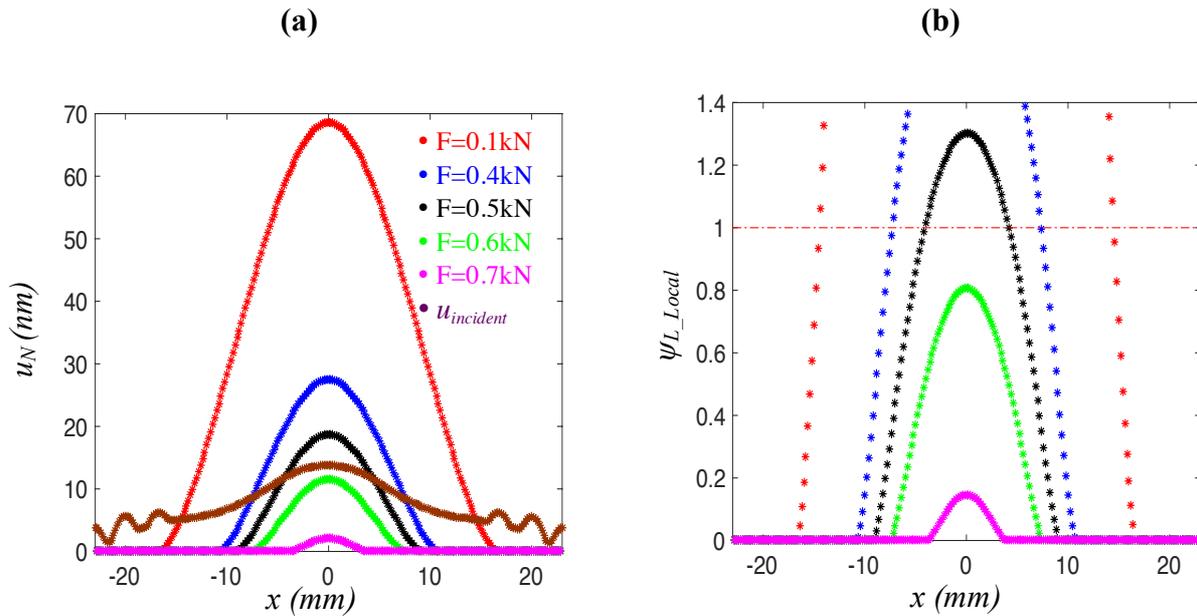


Figure 4.23 Résultats dans le cas de l'interface convexe. **(a)** Profil du saut de déplacement normal au niveau de l'interface pour les cas de charge correspondants à une interface partiellement ouverte. **(b)** Distribution de Ψ_{L_local} selon l'axe x de l'interface, $\Psi_{L_local} = 1$ est représenté en ligne rouge discontinue.

Pour les zones qui sont initialement en contact, la distribution du paramètre ξ_{L_local} sur toute l'interface a été étudiée. La figure 4.24a présente cette distribution pour les forces indiquées sur la figure 4.24b.

Pour les faibles niveaux de compression (ex : force égale à 0.6 kN), l'interaction entre les zones fermées de l'interface et l'onde acoustique se produit sur les bords, car au centre l'interface est ouverte.

En augmentant la compression, la surface de contact augmente progressivement des extrémités vers le centre de l'interface. Pour une force de 1 kN, l'interface est complètement en contact, ce qui coïncide avec la variation de l'évolution du second harmonique observée sur la figure 4.22a après 1 kN. L'amplitude du second harmonique généré pour le cas de l'interface fermée est plus importante que pour le cas de l'interface ouverte.

Pour une force égale à 3.5 kN, ξ_{L_local} atteint $\xi_{L_optimal}$ quasiment au centre de l'interface. Dans cette zone, la contrainte incidente est maximale. Ainsi, pour cette force, ξ_{L_local} atteint $\xi_{L_optimal}$ dans la zone où la contrainte incidente est maximale, ce qui explique la génération maximale de A_2 pour ce cas (figure 4.22a). Pour une force égale à 9 kN, ξ_{L_local} devient supérieur à 1, indiquant que l'interface reste en contact lors de la transmission de l'onde.

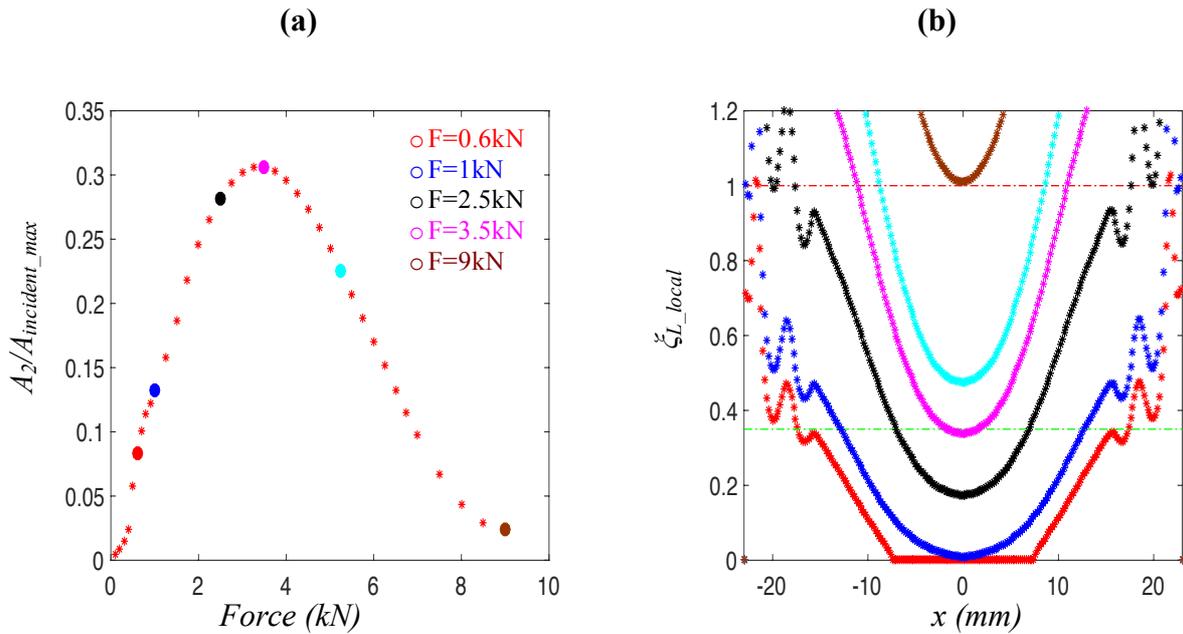


Figure 4.24 Résultats dans le cas de l'interface convexe **(a)** Evolution de A_2/A_{inc_max} en fonction de la force appliquée avec indication des forces auxquelles la distribution de ξ_{L_local} est représentée. **(b)** Distribution de ξ_{L_local} le long de l'interface et comparaison par rapport à la valeur de $\xi_{L_optimal}=0.35$ représentée en ligne verte discontinue et la valeur de $\xi_{L_local}=1$ représentée en ligne rouge discontinue.

Dans la suite de cette analyse, l'influence de l'amplitude incidente sur l'évolution de A_2 en fonction de la force appliquée a été étudiée. Trois trains d'ondes de 5 cycles et d'une fréquence $f=1$ MHz ont été considérés. Les amplitudes maximales des trois signaux sont respectivement 8 nm, 11 nm et 20 nm. La figure 4.25a présente l'évolution de la transmission des trois signaux en fonction de la compression appliquée. Pour les mêmes niveaux de chargement, la transmission est plus importante quand l'amplitude du signal est moins forte. Cela explique le fait que le *clapping* au niveau de l'interface est moins activé lorsque l'amplitude incidente diminue. La force pour laquelle la transmission du signal est totale augmente en fonction de l'amplitude incidente.

A partir de l'évolution du second harmonique en fonction de la force appliquée représentée sur la figure 4.25b, deux observations sont à faire. L'évolution du A_2 dans la plage de forces correspondant à un état partiellement ouvert de l'interface ($F \leq 1$ kN). Deux comportements sont distingués :

- pour $0 \leq F \leq 0.6$ kN : lorsque l'amplitude incidente augmente, le A_2 augmente également (figure 4.25c). Cela est analogue au comportement d'une interface initialement ouverte. Avant 0.6 kN, la contribution de la zone ouverte à la génération du second harmonique est prépondérante.
- pour $0.6 < F \leq 1$ kN : lorsque l'amplitude incidente augmente, le A_2 diminue. Cela est conforme au comportement d'une interface initialement fermée. En effet, lorsque σ_{inc} augmente, ξ_L diminue ($\xi_L < \xi_{L_optimal}$). Ainsi, l'amplitude du second harmonique diminue.

La deuxième observation concerne le passage de A_2 par la valeur optimale en fonction de la

force appliquée. Lorsque l'amplitude incidente augmente, la force correspondante au passage par l'optimal augmente aussi, comme attendu.

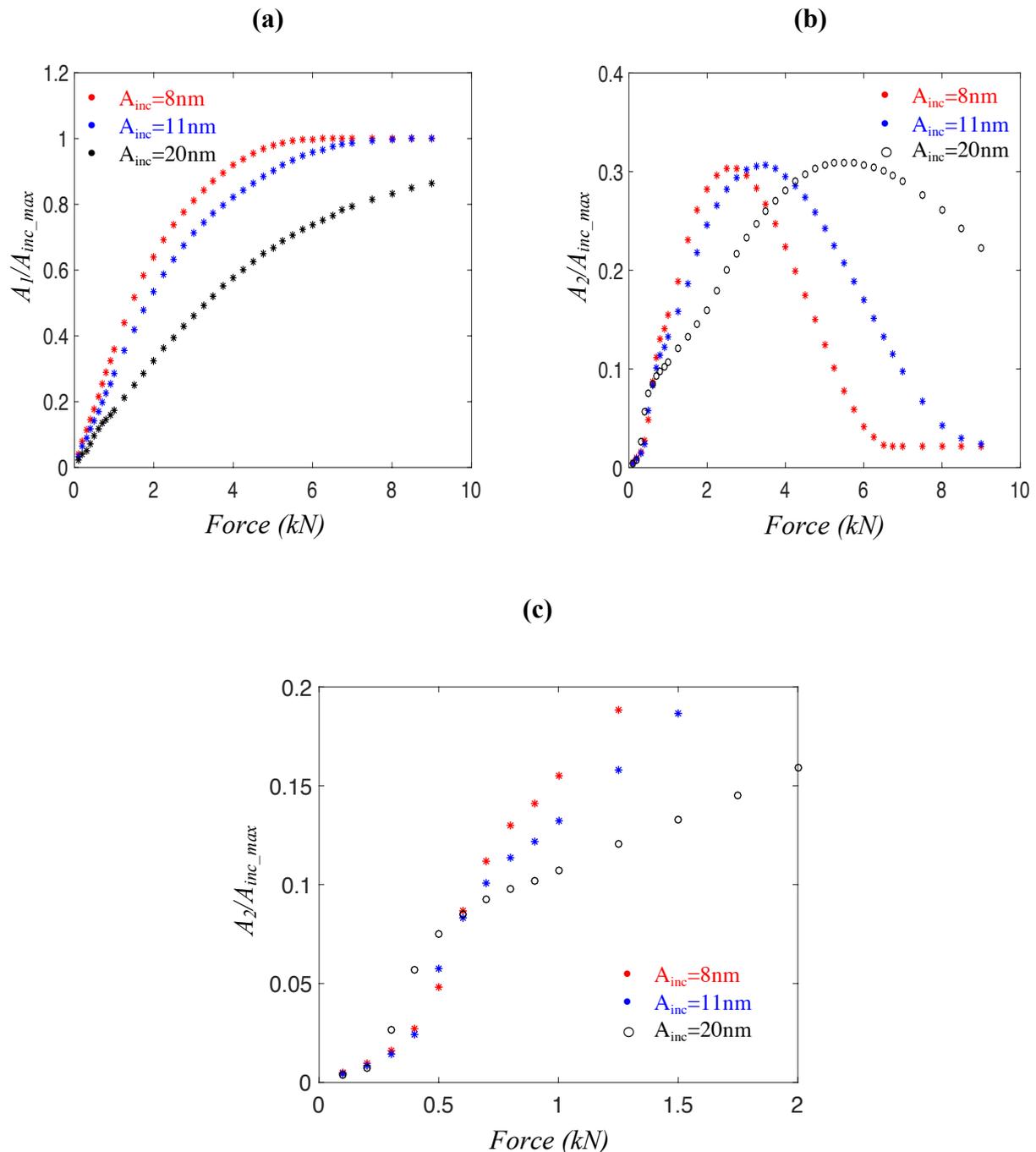


Figure 4.25. Influence de la variation de l'amplitude incidente sur l'évolution de (a) l'amplitude de l'harmonique fondamentale et (b) l'amplitude du second harmonique en fonction de la force appliquée. (c) Zoom sur l'évolution de l'amplitude du second harmonique dans la plage de force correspondant à une interface partiellement ouverte.

Dans la section 4.6, nous avons analysé la génération du second harmonique par rapport à un état local de contrainte et de saut de déplacement au niveau des différentes interfaces de contact étudiées. Les résultats de cette analyse permettent d'indiquer localement les zones correspondant à l'activation du *clapping* et par conséquent la génération du second harmonique (ξ_{L_local} et Ψ_{L_local} inférieurs à 1). Ils permettent également de montrer les zones où $\xi_{L_local} = \xi_{L_optimal}$. Ces zones devraient correspondre à des maxima du ratio $A_2/A_{incident}$. Dans la suite, les résultats de cette analyse seront comparés à la distribution des sources de génération du second harmonique au niveau de l'interface.

4.7 Analyse de la distribution des sources de génération du second harmonique au niveau de l'interface de contact

Dans cette partie, la distribution des sources de génération de second harmonique au niveau des différentes interfaces de contact est étudiée. L'objectif est de comparer la distribution du ratio $A_2/A_{incident}$ avec les distributions de ξ_{L_local} et Ψ_{L_local} obtenues précédemment. L'analyse a été effectuée sur les signaux en vitesse, récupérés au niveau des nœuds esclaves de l'interface.

Dans un premier temps, la distribution du champ de vitesse maximal généré par l'onde incidente au niveau de l'interface est obtenue en relevant les vitesses selon la direction y en imposant la continuité des contraintes et des déplacements au niveau de l'interface. La distribution de la vitesse incidente maximale est obtenue en représentant le maximum de la vitesse à chaque position x au niveau de l'interface (figure 4.26b).

Dans un deuxième temps, l'interaction non-linéaire entre le champ incident et les trois interfaces de contact est étudiée. Les signaux en vitesse sont enregistrés sur l'ensemble des nœuds esclaves de l'interface. Le post-traitement présenté dans la section 4.6.1 est appliqué afin de déterminer l'amplitude des sources du second harmonique. Ensuite, le ratio de la distribution de l'amplitude du second harmonique et celle de l'onde incidente est tracé afin de le comparer avec les distributions de ξ_{L_local} et Ψ_{L_local} .

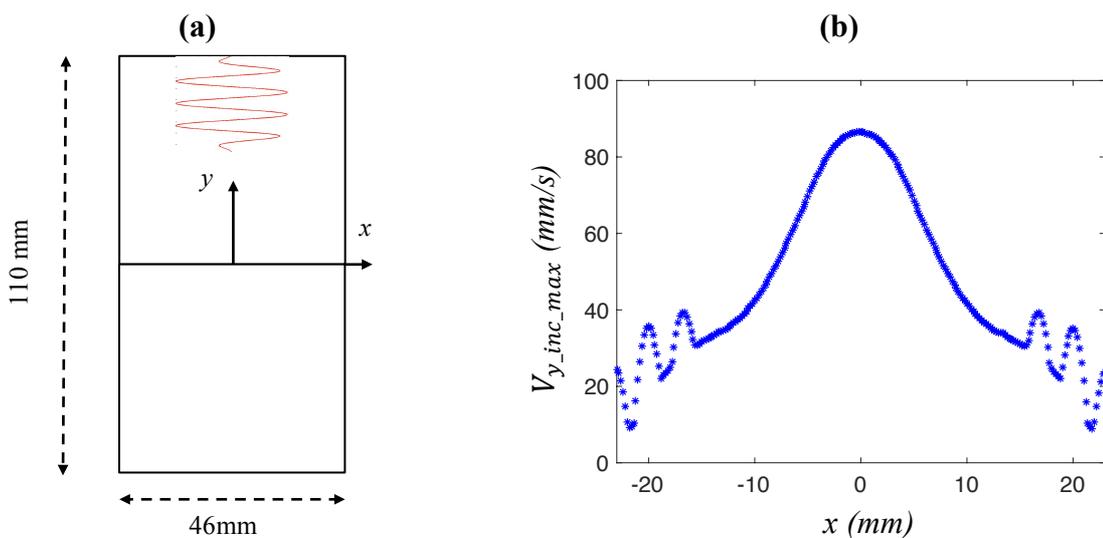


Figure 4.26. (a) Modèle 2D avec une interface plane collée (continuité des contraintes et des déplacements au niveau de l'interface afin de relever le champ de vitesse incidente au niveau de l'interface). (b) Distribution de la vitesse selon la direction y , générée par l'onde incidente au niveau de l'interface.

4.7.1 Modèle 1 : interface plane

La figure 4.27a présente la distribution de A_2/A_{inc} le long de l'interface pour trois cas de forces, respectivement 2 kN, 3 kN et 5 kN. Cette distribution est comparée à celle de ξ_{L_local} présentée sur la figure 4.27b. On remarque que les deux distributions sont en accord :

- Pour une force de 2kN, les positions des maximums de A_2/A_{inc} correspondent à celles de $\xi_{L_optimal}$ comme attendu (intersection de ξ_{L_local} et $\xi_{L_optimal}$ sur la figure 4.27b).
- Pour une force de 3kN, on remarque que le ratio A_2/A_{inc} est optimal au centre de l'interface comme prévu par la distribution de ξ_{L_local} .
- Pour une force de 5kN le ratio A_2/A_{inc} diminue, ce qui correspond au résultat de ξ_{L_local} qui n'atteint pas la valeur de $\xi_{L_optimal}$.

Il est à noter que la distribution de ξ_{L_local} prend en compte les réflexions du champ incident sur les bords (figure 4.27b). Ces ondes réfléchies conduisent à des perturbations sur la distribution des sources du second harmonique au niveau des bords de l'interface. Par conséquent, plus la distribution de ξ_{L_local} est proche de $\xi_{L_optimal}$ sur les bords, plus la distribution des sources de second harmonique est perturbée (figure 4.27a).

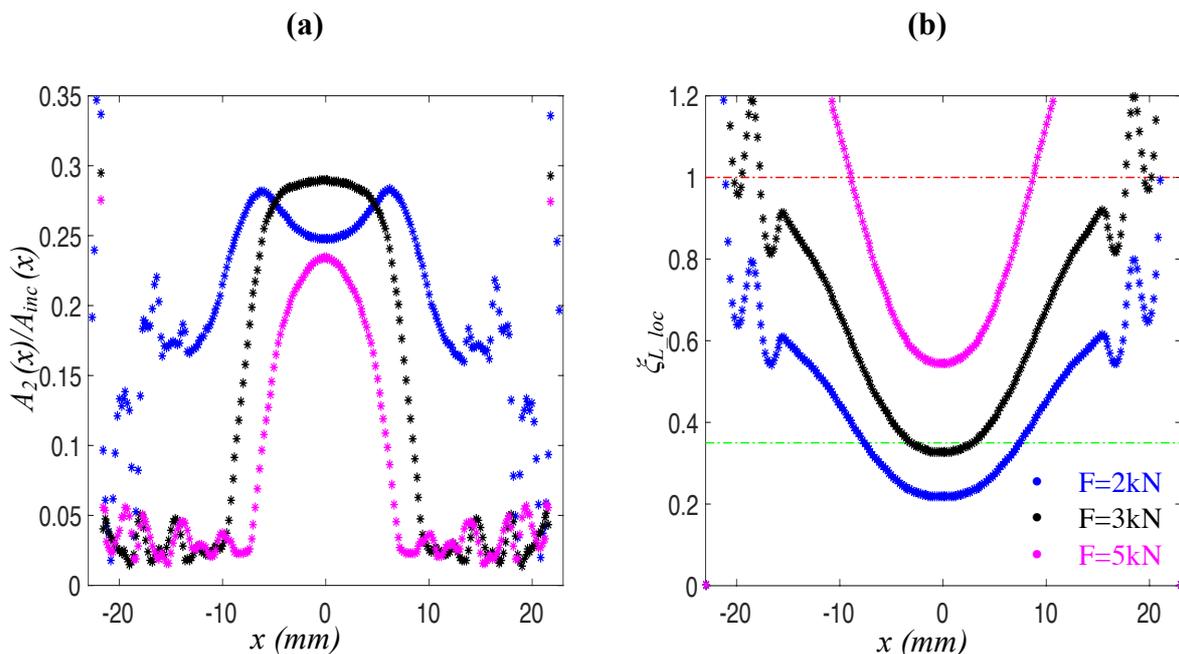


Figure 4.27. (a) Distribution du ratio A_2/A_{inc} le long de l'interface plane. (b) Distribution de ξ_{L_local} le long de l'interface plane et comparaison par rapport à la valeur de $\xi_{L_optimal}=0.35$ représenté en ligne verte discontinue et la valeur de $\xi_{L_local}=1$ représentée en ligne rouge discontinue.

4.7.2 Modèle 2 : Interface concave sur interface plane

La figure 4.28 présente une comparaison entre la distribution de A_2/A_{inc} le long de l'interface concave et celle de ξ_{L_local} pour trois cas de forces.

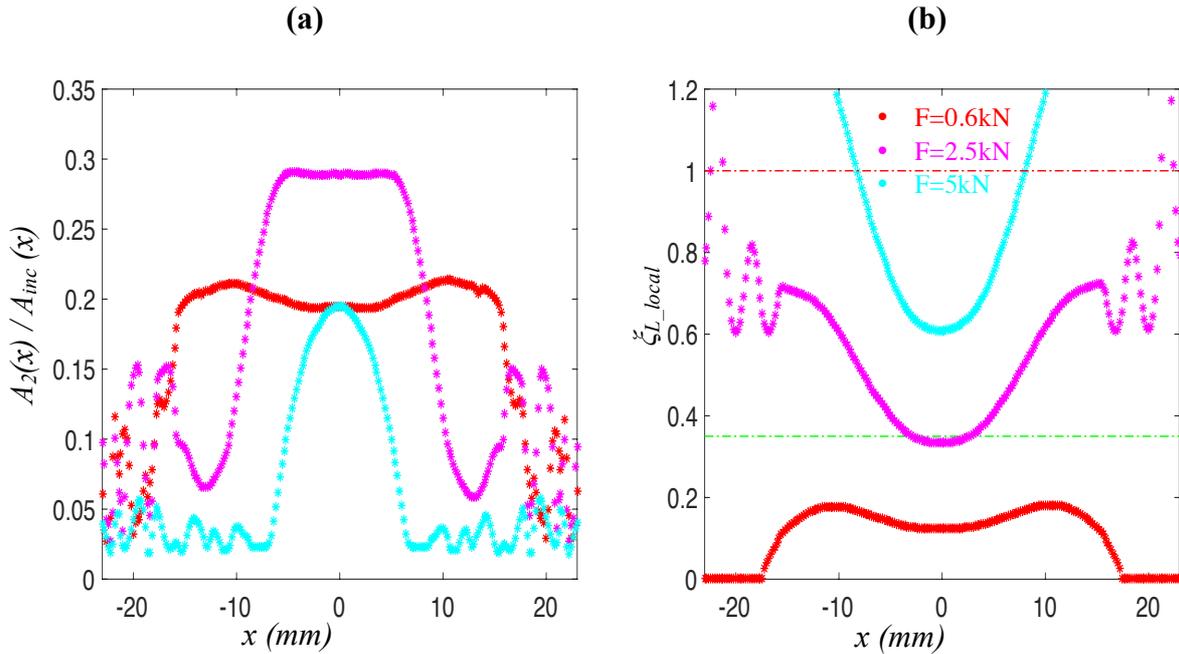


Figure 4.28. (a) Distribution du ratio A_2/A_{inc} le long de l'interface concave. (b) Distribution de ξ_{L_local} le long de l'interface concave et comparaison par rapport à la valeur de $\xi_{L_optimal}=0.35$ représenté en ligne verte

Les résultats montrent un accord entre les deux distributions :

- Pour les forces 0.6 kN et 5 kN, ξ_{L_local} n'atteint pas la valeur de $\xi_{L_optimal}$. Pour cela, le ratio A_2/A_{inc} est plus faible que dans le cas de force égale à 2.5 kN.
- Pour une force de 2.5kN, on remarque que le ratio est optimal au centre de l'interface comme prévu par la distribution de ξ_{L_local} .

4.7.3 Modèle 3 : Interface convexe sur interface plane

La figure 4.29 présente une comparaison entre la distribution de A_2/A_{inc} le long de l'interface convexe et celle de ξ_{L_local} pour trois cas de forces.

Les résultats montrent un accord entre les deux distributions :

- Pour une force de 2.5 kN, les positions des maximums de A_2/A_{inc} correspondent à celles de $\xi_{L_optimal}$ comme attendu.
- Pour une force de 3.5 kN, on remarque que le ratio A_2/A_{inc} est maximal au centre de l'interface comme prévu par la distribution de ξ_{L_local} .
- Pour une force de 5.5 kN le ratio A_2/A_{inc} diminue, ce qui correspond au résultat de ξ_{L_local} qui n'atteint pas la valeur de $\xi_{L_optimal}$.

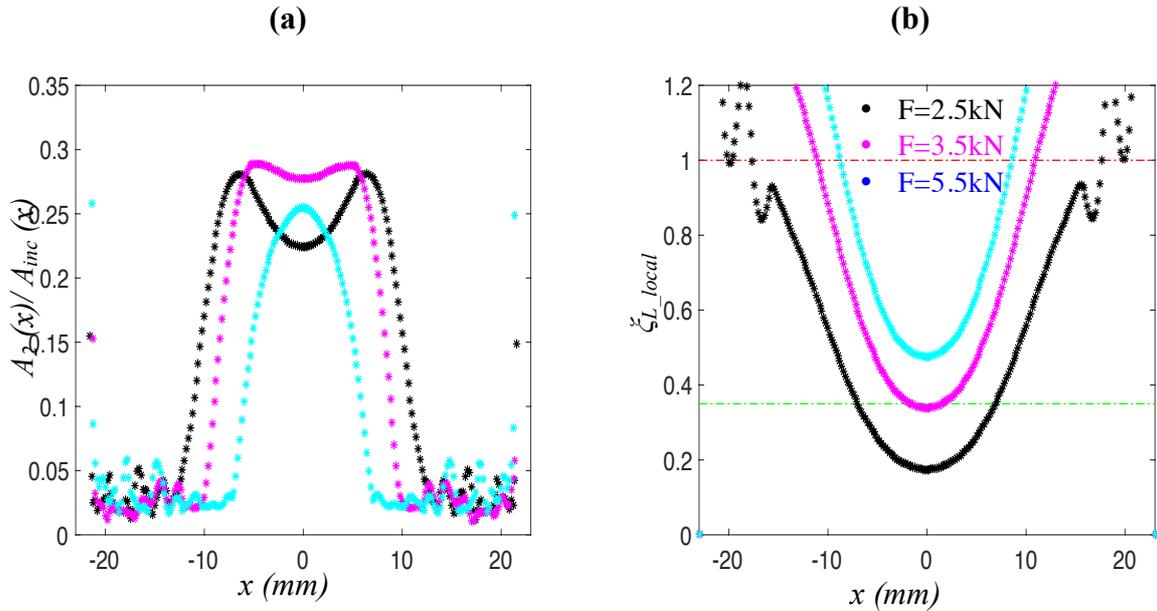


Figure 4.29. (a) Distribution du ratio A_2/A_{inc} le long de l'interface convexe. (b) Distribution de ξ_{L_local} le long de l'interface convexe et comparaison par rapport à la valeur de $\xi_{L_optimal}=0.35$ représenté en ligne verte discontinue et la valeur de $\xi_{L_local}=1$ représentée en ligne rouge discontinue.

La figure 4.30 présente une comparaison entre la distribution du ratio A_2/A_{inc} et celle de Ψ_{L_local} pour les zones initialement ouvertes. Effectivement, comme prévu par la distribution de Ψ_{L_local} , pour les forces inférieures ou égales à 0.4 kN, la contribution des zones ouvertes à la génération du second harmonique est très faible. En revanche, à partir de 0.5 kN, une évolution du ratio A_2/A_{inc} est observée sur les zones ouvertes. Cela confirme que l'évolution de A_2/A_{inc} présentée sur la figure 4.22 s'explique par l'évolution de ξ_{L_local} et Ψ_{L_local} .

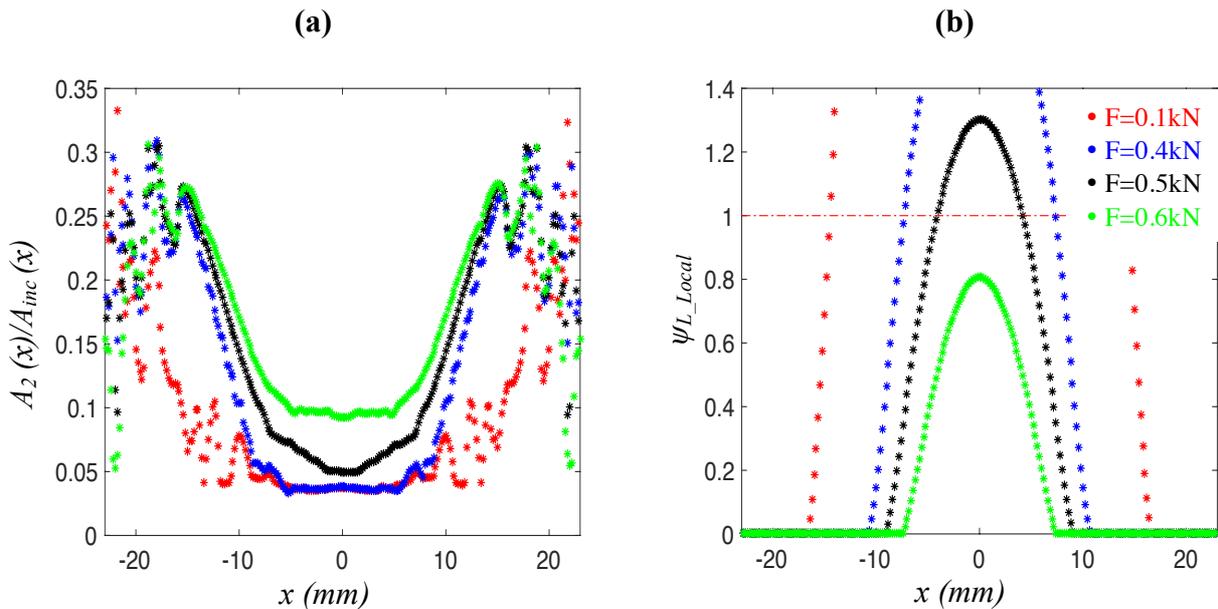


Figure 4.30. (a) Distribution du ratio A_2/A_{inc} le long de l'interface convexe pour des forces correspondant à une interface partiellement ouverte. (b) Distribution de Ψ_{L_local} le long de l'axe x de l'interface convexe, $\Psi_{L_local} = 1$ est représenté en ligne rouge discontinue.

Dans la suite, l'influence de la variation de l'amplitude incidente sur la distribution des sources de génération du second harmonique au niveau de l'interface convexe est étudiée. Nous rappelons que cette influence a été analysée dans le cas de l'amplitude moyenne du second harmonique enregistrée sur la face inférieure du modèle convexe (figure 4.25). Dans ce cas, l'évolution du ratio A_2/A_{inc_max} en fonction de la force appliquée pour les trois amplitudes incidentes a présenté des évolutions particulières (en fonction de la force appliquée et des amplitudes incidentes). En effet, pour $F < 0.6$ kN, plus on augmente A_{inc} , plus A_2/A_{inc} augmente et pour $F > 0.6$ kN c'est l'inverse, plus on augmente A_{inc} , plus A_2/A_{inc} diminue. Afin d'analyser cette dernière variation, la distribution des sources du ratio A_2/A_{inc_max} le long de l'interface est étudiée en fonction de la variation de l'amplitude incidente pour les deux forces, $F_1=0.5$ kN et $F_2=0.8$ kN (figure 4.31) :

- Dans le cas de F_1 , la génération du second harmonique dans les zones initialement ouvertes qui se trouvent au centre de l'interface est prépondérante (figure 4.31a). Cela explique l'augmentation de A_2 lorsque l'amplitude incidente augmente comme vu sur la figure 4.25c.
- Dans le cas de F_2 , l'amplitude du ratio A_2/A_{inc_max} atteint la saturation pour les zones initialement ouvertes. Ce résultat est en accord avec celui obtenu par le modèle 1D dans le cas d'une interface initialement ouverte (chapitre 2, figure 2.13). Pour les zones fermées, le A_2/A_{inc_max} diminue lorsque l'amplitude incidente augmente. En effet, cela est conforme au comportement d'une interface initialement fermée. Car, lorsque σ_{inc} augmente, ξ_L diminue ($\xi_L < \xi_{L_optimal}$). Ainsi, l'amplitude du second harmonique diminue.

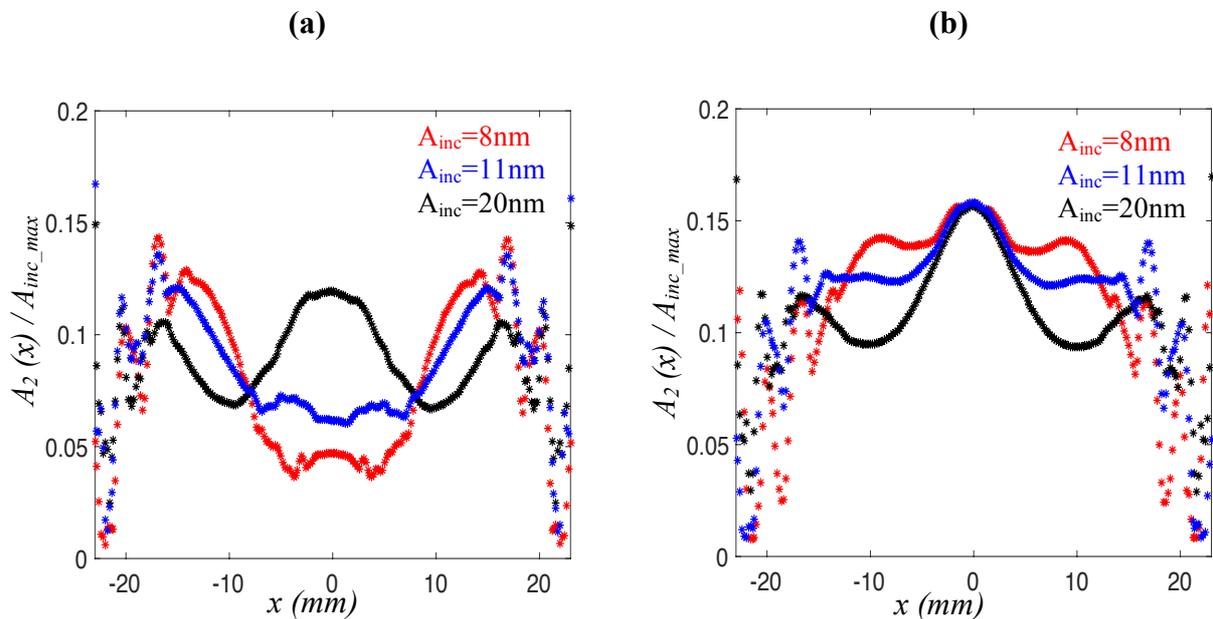


Figure 4.31. Distribution du ratio A_2/A_{inc_max} le long de l'interface convexe en fonction de la variation de l'amplitude incidente pour (a) une force égale à 0.5 kN, (b) une force égale à 0.8kN.

Au final, la distribution des sources de génération du second harmonique au niveau de l'interface convexe a montré que la variation de l'ordre des ratios A_2/A_{inc_max} observée sur la

figure 4.25c, dépend de la contribution prépondérante soit des zones ouvertes, soit des zones fermées à la génération du second harmonique, suivant la force appliquée.

4.8 Conclusions

Dans ce chapitre, l'influence de la morphologie de l'interface de contact sur l'interaction non-linéaire avec une onde longitudinale non plane a été étudiée. Des modèles éléments finis 2D comportant une interface de contact formée par deux blocs métalliques ont été mis en place. L'interface est modélisée par des lois de contact unilatéral avec frottement de Coulomb.

Les surfaces en contact ont d'abord été considérées parfaitement planes afin d'étudier l'influence de l'onde incidente non-plane sur la génération du second harmonique. Ensuite, afin d'étudier l'influence de la coexistence des zones ouvertes et fermées sur la génération du second harmonique, deux modèles ont été mis en place. Le premier comporte une interface de contact concave sur une interface plane et le second comporte une interface de contact convexe sur une interface plane.

L'étude de convergence a permis et de choisir la résolution du maillage assurant une bonne précision pour un coût de calcul raisonnable. Un maillage uniforme de résolution $\Delta x = 0.2 \text{ mm}$ et un pas de temps $\Delta t = 2 \text{ ns}$ assure une bonne précision au moins jusqu'au troisième harmonique. Ce maillage a été retenu pour l'ensemble des modèles.

L'interaction non-linéaire entre une onde longitudinale et une interface de contact dépend principalement des contraintes et du saut de déplacement au niveau de l'interface. De ce fait, l'influence de la distribution non-homogène de ces deux paramètres sur l'évolution du second harmonique était au centre de l'attention dans cette analyse.

Dans un premier temps, l'influence de la distribution de la contrainte incidente a été étudiée dans le cas d'une interface plane initialement fermée. Les résultats montrent une variation de la valeur de $\xi_{L_optimal}$ par rapport au cas d'une onde plane.

Dans un deuxième temps, en plus de l'onde incidente non plane, une distribution des précontraintes et des sauts de déplacements normaux au niveau de l'interface non-homogène sur l'interface a été considérée (une interface de contact concave/convexe). L'évolution de l'amplitude de l'harmonique fondamental et celle du second harmonique en fonction de la compression appliquée a été analysée dans les deux cas.

Dans le cas de l'interface concave, les évolutions des deux harmoniques en fonction de la compression sont proches de celles obtenues dans le cas de l'interface plane initialement fermée avec des différences qui sont liées au profil de contrainte variable entre les deux modèles.

Dans le cas de l'interface convexe, il est à noter que les deux premiers harmoniques ne donnent pas les mêmes informations sur l'interaction non-linéaire entre l'onde et l'interface de contact. L'évolution de l'harmonique fondamental en fonction de la compression est proche de celle obtenue par le modèle avec interface plane. Tandis que, l'évolution du second harmonique présente des irrégularités en fonction de la compression appliquée.

En raison de la distribution non-homogène des contraintes normales de contact et du saut de déplacement au niveau de l'interface, la génération du second harmonique a été analysée par rapport à un état local de ces deux paramètres. Les résultats montrent que la contribution des zones ouvertes à la génération du second harmonique est presque négligeable dans le cas de l'interface concave. Cependant, cette contribution est significative dans le cas de l'interface convexe, ce qui permet d'expliquer l'évolution du second harmonique.

Dans ce chapitre, nous avons montré un lien direct entre la valeur de A_2/A_{inc} et les paramètres de l'interface : précontrainte et saut de déplacement au travers $\xi_{L_local}(x)$ et $\Psi_{L_local}(x)$. Ainsi, ces résultats suggèrent que si on connaît la position et la distribution des sources de génération de A_2 et leur évolution en fonction de l'amplitude incidente ou la force appliquée, il serait possible de savoir si l'interface est ouverte ou fermée et d'en déduire une indication de précontrainte ou de saut de déplacement.

Grace à la modélisation numérique, les informations sur la distribution des sources de génération du second harmonique sont directement accessibles au niveau de l'interface. Cependant, dans le cas expérimental, la mesure directe au niveau de l'interface n'est pas possible. Pour cela, dans le chapitre suivant, nous présenterons une méthode de reconstruction numérique des sources acoustiques à partir d'une mesure plus loin de l'interface de contact.

Chapitre 5

Stratégie expérimentale / numérique de reconstruction des sources de génération du second harmonique

5.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est de présenter une méthode permettant la localisation ainsi que la reconstruction des sources de génération du second harmonique au niveau de la fissure à partir d'une mesure des signaux réalisée à la surface de l'éprouvette. En effet, nous avons établi dans le chapitre 4 le lien entre les sources de second harmonique au niveau de l'interface et l'état local de contrainte ou de saut de déplacement. Ainsi, obtenir cette information constitue un pas vers une caractérisation non-linéaire de fissure.

Parmi les méthodes les plus utilisées pour la localisation des sources acoustiques, on trouve les méthodes optiques, la méthode du retournement temporel et la méthode d'holographie acoustique. Les méthodes optiques consistent à mesurer les vibrations du système à l'aide d'un instrument optique tel que le vibromètre laser ou l'interféromètre holographique [162]. La méthode du retournement temporel consiste à mesurer le champ acoustique en surface, par exemple à l'aide des barrettes de transducteurs ultrasonores classiques, et ensuite à retourner les signaux reçus temporellement avant de les réémettre sur la source. Le principe de focalisation des ondes par retournement temporel repose sur l'invariance par renversement du temps de l'équation de propagation linéaire des ondes acoustiques dans un milieu non-dissipatif [163], [164].

Le principe de focalisation par retournement temporel a été également appliqué sur des signatures non-linéaires (les harmoniques ou les produits d'intermodulation) générées par exemple par la méthode de modulation non-linéaire de fréquences dans un milieu fissuré [165]. L'hypothèse de base de cette méthode est que le signal non-linéaire temporellement retourné focalisera notamment sur la zone où des harmoniques ont été créés, c'est-à-dire la zone d'endommagement. De nombreuses études numériques [94–97] ont montré l'efficacité de cette méthode pour l'imagerie des défauts de type microfissurations ou fissures fermées. Dans un objectif de reconstruire les sources de génération d'harmoniques à partir de mesures expérimentales, cette méthode requiert un modèle numérique fidèle de l'éprouvette expérimentale. Si cela est le cas, la méthode permet de positionner et reconstruire les sources.

La méthode d'holographie acoustique consiste à reconstruire le champ acoustique à partir de la connaissance de ce champ dans un plan (si la propagation a lieu dans un milieu tridimensionnel) ou une droite (dans un milieu bidimensionnel). Cette méthode est largement utilisée dans l'imagerie acoustique [166], [167], [168], [169] et dans la détection des fissures [170] [171]. Cette méthode requiert donc la connaissance du plan de rétro-propagation, mais est très simple à mettre en œuvre numériquement.

Pour notre objectif de reconstruire les sources de second harmonique au niveau de la fissure, notre choix s'est porté sur la méthode d'holographie acoustique pour la simplicité de mise en œuvre et malgré la nécessité de connaître le plan de rétro-propagation.

5.2 Démarche générale

Dans le chapitre précédent, la distribution des sources de génération du second harmonique au niveau de l'interface a été corrélée aux résultats de l'analyse locale de la distribution des contraintes et des sauts de déplacement. Cette distribution a été obtenue par transformée de Fourier des signaux en vitesse enregistrés au niveau de l'interface. Cela est rendu possible par l'utilisation du code numérique par Eléments Finis Plast2. Cependant, dans le cadre d'une manipulation expérimentale, les signaux au niveau de l'interface de contact ne sont pas accessibles. L'objectif de ce chapitre est de développer une méthode pour remonter à ces sources de génération de second harmonique à partir d'une mesure des signaux sur une zone accessible de l'éprouvette. Dans cet objectif, nous proposons d'utiliser la méthode d'holographie acoustique pour effectuer la reconstruction des sources acoustiques au niveau de la fissure.

La démarche générale des travaux effectués dans ce chapitre est présentée dans la figure 5.1. Dans un premier temps, le principe de la méthode d'holographie acoustique est présenté. Il est appliqué pour calculer la propagation directe et inverse du champ acoustique par l'algorithme du spectre angulaire. L'objectif ici est de calculer le champ de vitesse sur un plan perpendiculaire à la direction de propagation connaissant le champ sur un plan perpendiculaire à la direction de propagation à une position différente.

Par la suite, afin de valider la méthode de reconstruction du second harmonique, la méthode sera appliquée aux résultats numériques sur les trois modèles 2D présentés au chapitre 4. La distribution du champ incident et celle du ratio A_2/A_{inc} au niveau de l'interface obtenues par la méthode de rétro-propagation seront comparées à celles obtenues par une mesure directe au niveau de l'interface (§ 4.7).

Enfin, la méthode d'holographie acoustique est appliquée expérimentalement. Dans un premier temps, l'analyse se porte sur une éprouvette saine avec l'objectif d'étudier la résolution maximale de la méthode de reconstruction dans les conditions expérimentales et de déterminer la distribution du champ incident au niveau du plan de fissure. Dans un deuxième temps, la reconstruction des sources de génération du second harmonique est réalisée pour une éprouvette possédant une fissure sans appliquer de chargement. Les résultats de cette étude feront l'objet d'une comparaison avec ceux obtenus avec une imagerie linéaire de la fissure de type « Delay and Sum ». Dans un troisième temps, une analyse des résultats de reconstruction de sources de second harmonique est présentée pour des éprouvettes soumises à des chargements de traction. Ces résultats seront confrontés à ceux obtenus par imagerie linéaire de la fissure, afin de dégager les apports de cette méthode par rapport à l'imagerie linéaire plus classique.

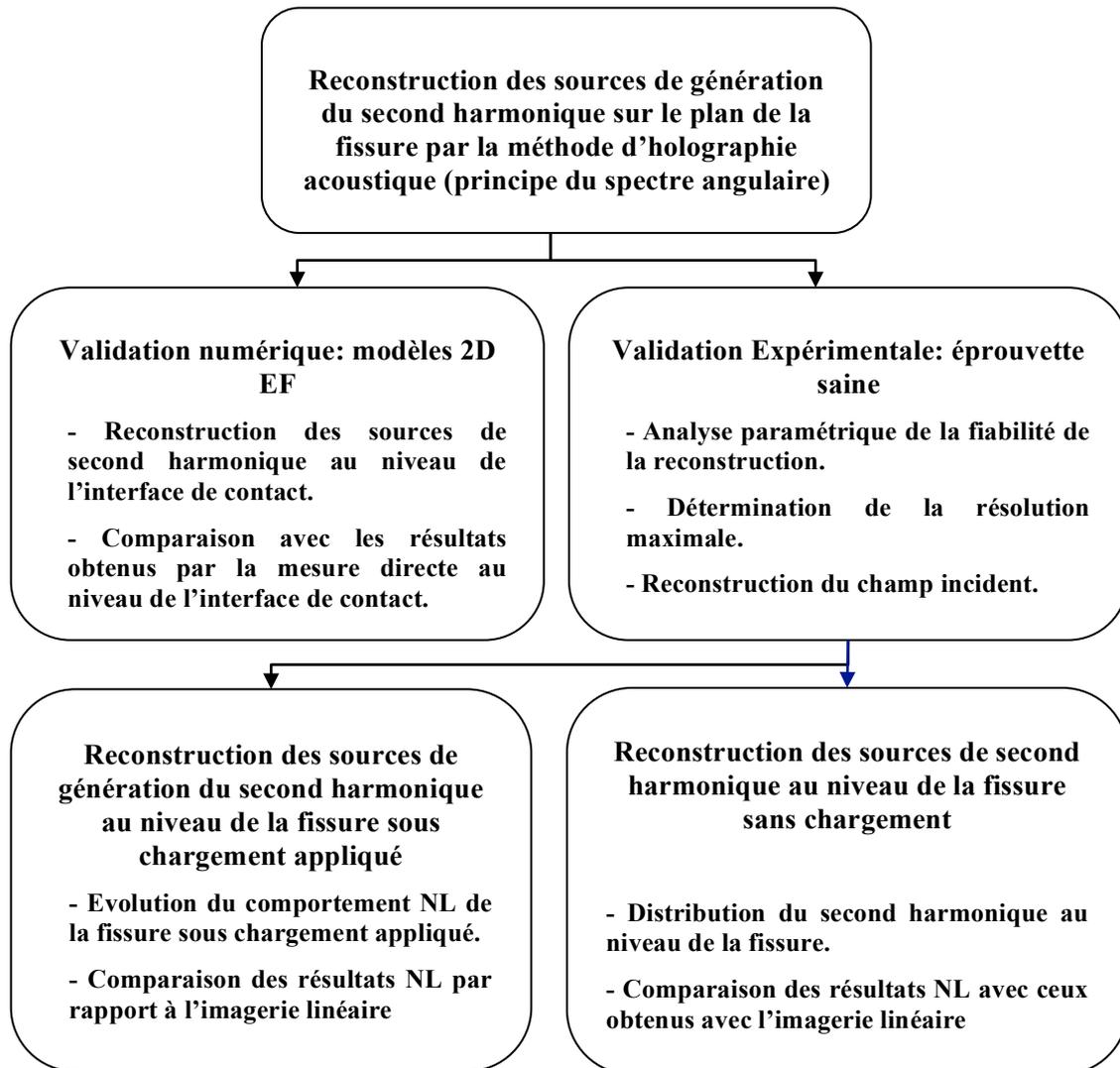


Figure 5.1. Organigramme de la démarche générale des travaux présentés dans ce chapitre.

5.3 Principe et théorie de l'holographie acoustique

L'holographie acoustique est une méthode de reconstruction du champ acoustique émis par un ensemble de sources sonores à partir de mesures effectuées sur un autre plan par exemple au moyen d'une sonde multiéléments. Cette méthode est basée sur l'utilisation de la transformée de Fourier spatiale qui permet de décomposer le champ acoustique mesuré dans le domaine des nombres d'ondes. Pour une fréquence particulière f_0 , chaque élément de cette décomposition correspond à une onde, dont la propagation peut être décrite à l'aide d'une fonction appelée propagateur (problème direct). L'inversion de ce propagateur permet ainsi de rétro-propager l'ensemble de ces ondes, afin de caractériser et localiser les différentes sources acoustiques présentes au niveau du plan source (problème inverse). La géométrie du problème direct et inverse est présentée sur la figure.5.2.

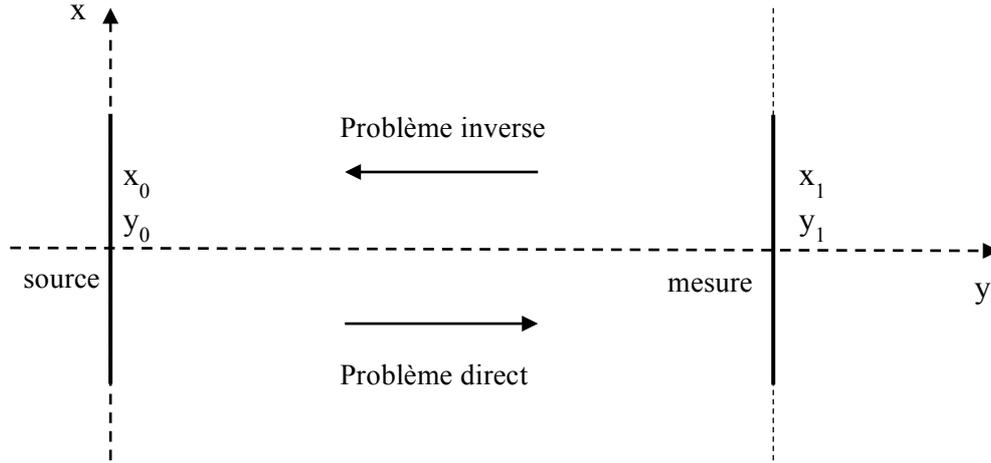


Figure 5.2. Géométrie du problème direct (propagation suivant les y croissants) et du problème inverse (rétro-propagation suivant les y décroissants) de l'holographie acoustique en 2D.

Dans cette partie, l'objectif est de décrire la propagation directe et inverse du champ de vitesse en 2D pour une onde longitudinale se propageant linéairement suivant l'axe y . L'équation est :

$$\Delta V(x, y, t) - \frac{1}{c_L^2} \frac{d^2}{dt^2} V(x, y, t) = 0, \quad (5.1)$$

où Δ est l'opérateur laplacien, $V(x, y, t)$ la vitesse particulière et c_L la célérité des ondes longitudinales.

L'équation 5.1 est résolue par la méthode du spectre angulaire, par une double transformée de Fourier du champ de vitesse : pour les variables temps (t) et direction transverse (x). La résolution est réalisée en temps retardé τ (5.2), seules les ondes se propageant vers les y croissants sont considérées. L'intérêt d'une résolution en temps retardé est qu'elle permet d'éviter le phénomène du repliement temporel du fait de la périodisation du signal.

$$\tau = t - \frac{y}{c_L}. \quad (5.2)$$

$V(x, y, \tau)$ est également solution de (5.1) :

$$\Delta V(x, y, \tau) - \frac{1}{c_L^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} V(x, y, \tau) = 0. \quad (5.3)$$

L'équation (5.3) peut s'écrire donc :

$$\left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} - \frac{2}{c_L} \frac{\partial V}{\partial \tau \partial y} \right) = 0. \quad (5.4)$$

En appliquant à l'équation (5.4) une transformée de Fourier temporelle on obtient l'équation qui décrit la propagation du champ de vitesse dans le domaine fréquentiel pour une pulsation $\omega_0 = 2\pi f_0$, où f_0 est la fréquence fondamentale de V .

$$\left(\frac{\partial^2 \tilde{V}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{V}}{\partial y^2} - \frac{2j\omega_0}{c_L} \frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tau \partial y} \right) = 0. \quad (5.5)$$

Si l'on considère le champ de vitesse $V(x, y, \omega_0)$ sur l'axe x situé en y , la transformée de Fourier spatiale de ce champ de vitesse est définie par :

$$\left(\frac{\partial^2 \tilde{V}}{\partial y^2} - \frac{2j\omega_0}{c_L} \frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tau \partial y} - k_x^2 \tilde{V} \right) = 0. \quad (5.6)$$

où k_x est le nombre d'onde suivant l'axe x . La résolution de l'équation différentielle de second ordre (5.6) est effectuée par la recherche de la racine r_1 suivant la direction de propagation imposée précédemment :

$$r_1 = j \left[\frac{\omega_0}{c_L} + \sqrt{\frac{\omega_0^2}{c_L^2} - k_x^2} \right]. \quad (5.7)$$

Ainsi, il est possible, à partir de la connaissance du champ de vitesse dans le plan source, située en $y=0$, de calculer le champ à une distance y quelconque :

$$\tilde{V}(y, \omega_0, k_x) = \tilde{V}(y_0, \omega_0, k_x) e^{j \left[\frac{\omega_0}{c_L} + \sqrt{\frac{\omega_0^2}{c_L^2} - k_x^2} \right] y}. \quad (5.8)$$

L'équation (5.8) peut être écrite sous la forme suivante :

$$\tilde{V}(y, \omega_0, k_x) = \tilde{V}(y_0, \omega_0, k_x) H(k_x, y_1 - y_0), \quad (5.9)$$

où $H(k_x, y_1 - y_0)$ est appelé le propagateur.

Le problème inverse de l'algorithme du spectre angulaire consiste à rétro-propager le champ acoustique mesuré au niveau l'axe de mesure ($y < y_1$). La résolution de ce problème est effectuée en inversant le propagateur H :

$$\tilde{V}(y_0, \omega_0, k_x) = \tilde{V}(y_1, \omega_0, k_x) H^{-1}(k_x, y_0 - y_1), \quad (5.10)$$

soit

$$H^{-1}(k_x, y_0 - y_1) = \frac{1}{H(k_x, y_1 - y_0)} = e^{-j \left[\frac{\omega_0}{c_L} + \sqrt{\frac{\omega_0^2}{c_L^2} - k_x^2} \right] y}. \quad (5.11)$$

Dans la section 5.3, la propagation et rétro-propagation du champ de vitesse dans un milieu 2D a été présenté suivant le principe de l'holographie acoustique. Dans la suite, cette méthode sera appliquée sur le champ acoustique obtenu après interaction non-linéaire avec une interface de contact. L'objectif est de reconstruire les sources de génération du second harmonique au niveau de l'interface de contact.

5.4 Apport de l'holographie acoustique à la méthode de génération d'harmoniques

Comme il a été vu dans le chapitre précédent, la distribution des sources de second harmonique au niveau de l'interface est particulièrement intéressante pour l'analyse du CAN. Cette distribution peut être obtenue à l'aide de la méthode de l'holographie acoustique. La figure 5.3 présente le principe général utilisé.

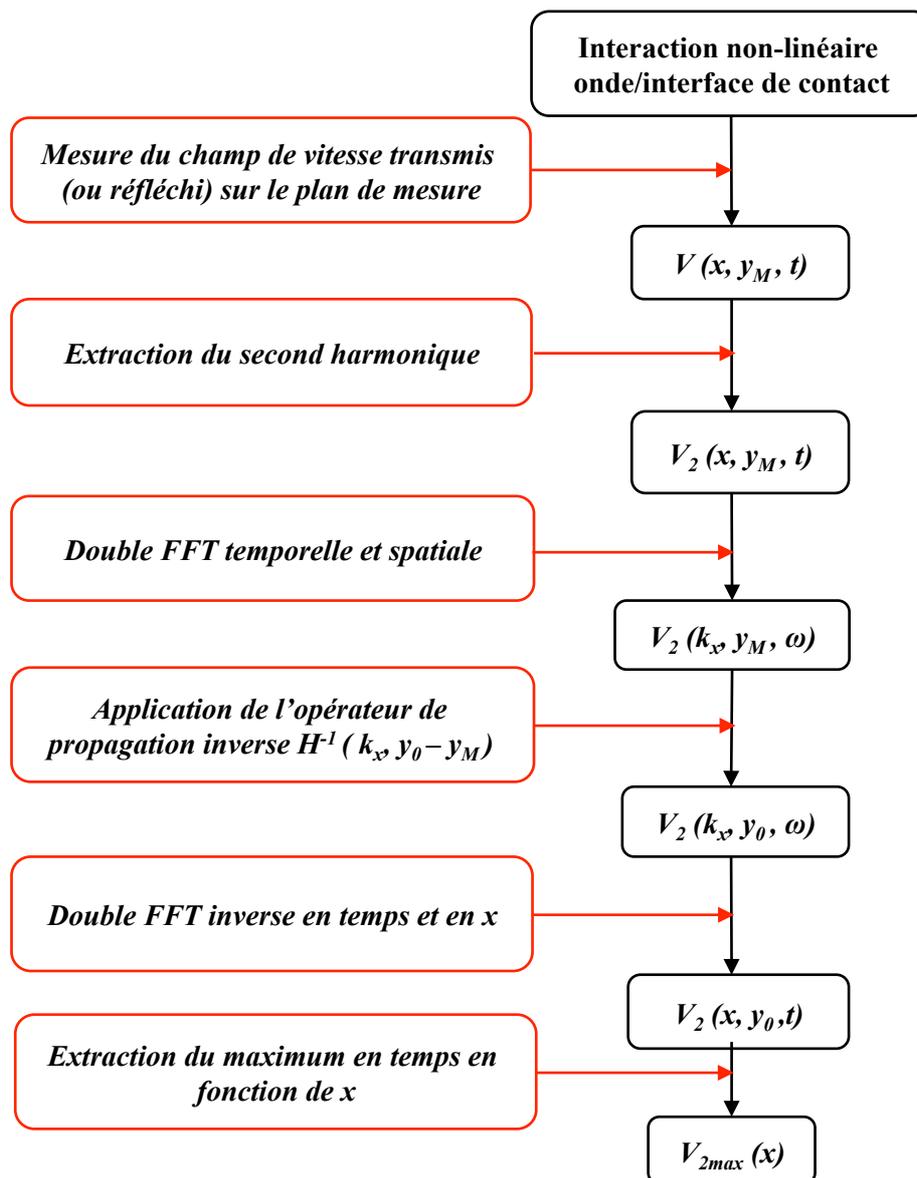


Figure 5.3. Organigramme du principe de reconstruction des sources de second harmonique.

Après l'interaction non-linéaire entre l'onde acoustique et l'interface de contact, le champ de vitesse transmis ou réfléchi est donc mesuré loin de l'interface de contact. Le champ de vitesse associé au second harmonique est extrait par la méthode présentée dans le chapitre précédent (§ 4.6.1). Le spectre de nombre d'onde sur l'axe de mesure ($y=y_M$) est obtenu par la suite en

calculant la transformée du champ de vitesse associé au second harmonique pour les variables temps et direction transverse. Une attention particulière est portée à l'extraction du signal temporel associé à l'onde longitudinale seule. La retro-propagation du spectre de nombre d'onde *via* le propagateur inverse H^{-1} et le calcul de la transformée de Fourier inverse temporelle et spatiale permet d'obtenir le champ de vitesse associé au second harmonique au niveau de l'interface de contact. Enfin, la distribution des sources de génération du second harmonique au niveau de l'interface est obtenue en représentant l'amplitude maximale à chaque position x de l'interface.

Dans la suite, la méthode de reconstruction des sources de génération du second harmonique est validée numériquement (modèles 2D) et expérimentalement (éprouvette saine). Numériquement, il est toujours possible de se placer dans une configuration permettant d'assurer une bonne reconstruction des sources. En revanche, dans le cas expérimental, une analyse de la fiabilité du dispositif expérimental est effectuée pour s'assurer de la qualité de reconstruction.

5.4.1 Reconstruction des sources de second harmonique au niveau de l'interface sur les modèles 2D

Dans cette partie, la distribution des sources de second harmonique au niveau de l'interface obtenue par la méthode de retro-propagation est comparée à celle obtenue par une mesure directe au niveau de l'interface.

Dans un premier temps, on souhaite obtenir le champ incident au niveau de l'interface par cette méthode. Pour cela, le modèle avec une interface parfaite (continuité des contraintes et déplacements) est utilisé. Ainsi, le champ de vitesse est enregistré à une distance de 30 mm de l'interface ($y_I = -30$ mm) (figure 5.4). Il est filtré temporellement et rétro-propagé jusqu'à l'interface en $y_I = 0$ mm. Le résultat est présenté sur la figure 5.5 et comparé au champ relevé directement sur l'interface.

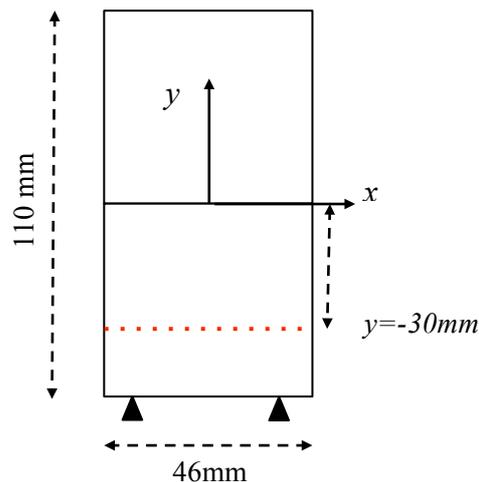


Figure 5.4. Mesure du champ de vitesse transmis à une distance $y = -30$ mm. Le champ mesuré sera utilisé pour reconstruire les sources du champ de vitesse au niveau de l'interface.

La distribution du champ de vitesse au niveau de l'interface obtenue par la méthode de rétro-propagation est en accord avec celle du champ relevé directement sur l'interface. L'amplitude

maximale ainsi que la taille du champ sont correctement reconstruites. On note des variations entre les deux distributions sur les bords. Cela, vient du fait que les réflexions mesurées sur les bords de l'interface sont filtrées temporellement à partir de la mesure à $y_I = -30$ mm. Par conséquent, ces effets sont réduits sur le champ reconstruit.

Dans la suite, la distribution des sources de second harmonique au niveau des différentes interfaces de contact est étudiée. Cette distribution est obtenue par la même méthode, présentée sur la figure 5.4. Le champ de vitesse transmis est d'abord enregistré sur l'ensemble des nœuds à une distance $y = -30$ mm. Ensuite, l'algorithme présenté sur la figure 5.3 est appliqué afin de tracer la distribution des sources de second harmonique au niveau de l'interface de contact. Cette distribution est ensuite comparée à celle obtenue sur l'interface de contact par une mesure directe.

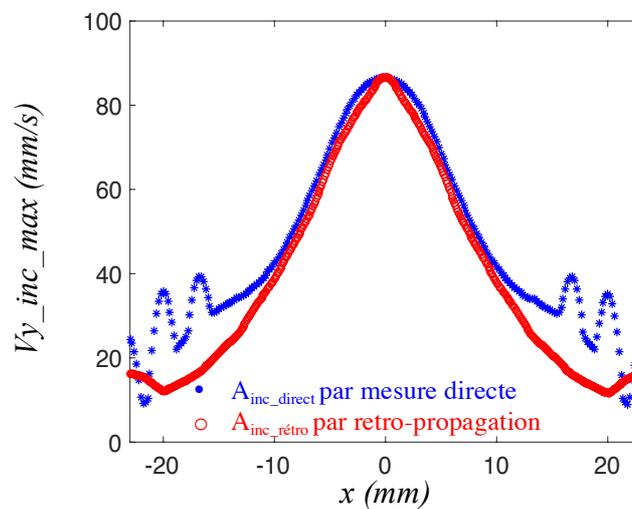


Figure 5.5. Comparaison entre la distribution de l'amplitude maximale du champ de vitesse incidente au niveau de l'interface obtenue par la méthode de rétro-propagation et celle obtenue par une mesure directe au niveau de l'interface.

5.4.1.1 Modèle 1 : interface de contact plane

La figure 5.6 présente la comparaison entre la distribution de A_2/A_{inc} le long de l'interface plane obtenue par la méthode de rétro-propagation et celle obtenue par une mesure directe sur l'interface pour deux forces différentes.

Les deux distributions de A_2/A_{inc} pour les deux forces représentées sont en accord. Les positions correspondant aux maxima de A_2/A_{inc} sont bien localisées par la méthode de rétro-propagation. On note que les effets de bords ont diminué dans la distribution obtenue par rétro-propagation par rapport à celle obtenue par une mesure directe au niveau de l'interface comme expliqué précédemment.

Il est à noter que l'amplitude du ratio A_2/A_{inc} obtenue par la méthode de rétro-propagation est légèrement inférieure à celle obtenue par la mesure directe au niveau de l'interface. Cette variation est notamment liée à la méthode de rétro-propagation. Une étude paramétrique de l'influence de différents paramètres sur la reconstruction des sources acoustiques sera présentée dans la suite, pour valider que la configuration expérimentale permet une reconstruction correcte.

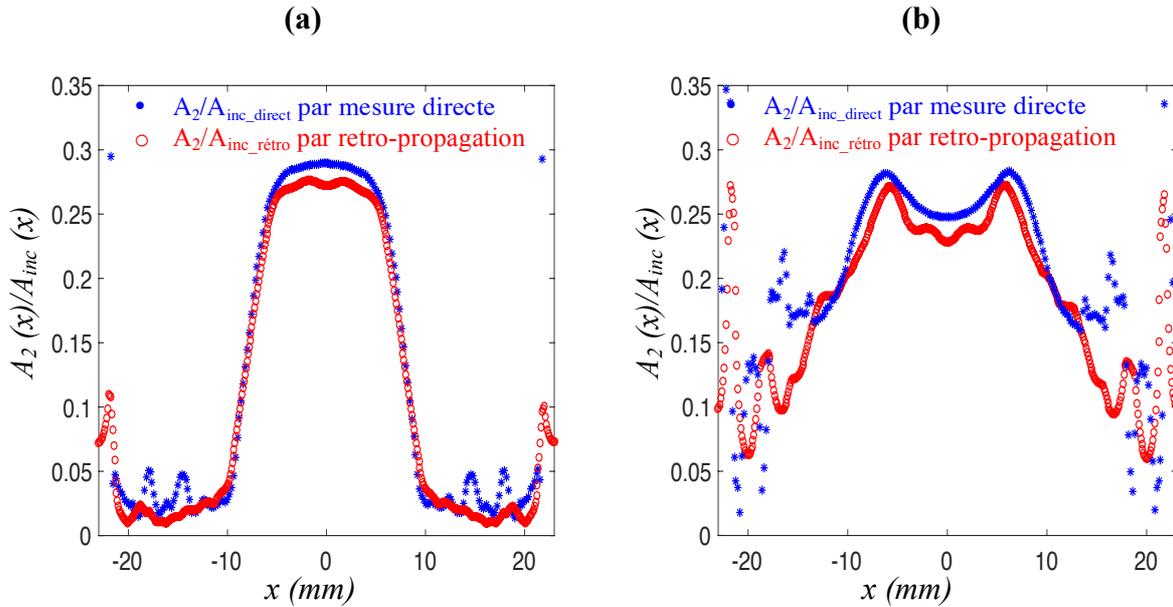


Figure 5.6. Comparaison entre la distribution des sources de second harmonique au niveau de l'interface obtenue par rétro-propagation et celle obtenue par une mesure directe au niveau de l'interface plane dans le cas d' (a) une force égale à 3 kN, (b) une force égale à 2 kN.

5.4.1.2 Modèle 2 : interface de contact concave sur une interface plane

La figure 5.7 présente une comparaison entre la distribution de A_2/A_{inc} le long de l'interface obtenue par la méthode de rétro-propagation et celle obtenue par une mesure directe au niveau de l'interface concave pour les forces, $F_1=2.5$ kN et $F_2=0.6$ kN. Comme dans le cas de l'interface plane, les distributions de A_2/A_{inc} obtenues par les deux méthodes sont très proches.

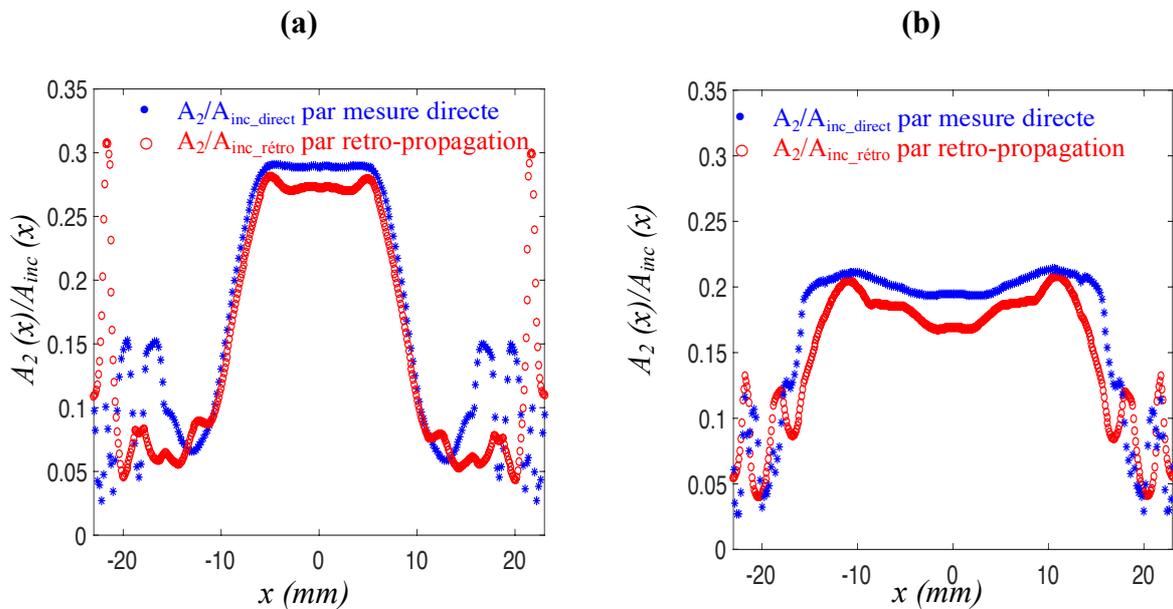


Figure 5.7. Comparaison entre la distribution des sources de second harmonique au niveau de l'interface obtenue par rétro-propagation et celle obtenue par une mesure directe au niveau de l'interface concave dans le cas de (a) une force égale à 2.5 kN, (b) une force égale à 0.6 kN.

5.4.1.3 Modèle 3 : interface de contact convexe sur une interface plane

La figure 5.8 présente une comparaison entre la distribution de A_2/A_{inc} le long de l'interface obtenue par la méthode de retro-propagation est celle obtenue par une mesure directe au niveau de l'interface convexe pour les forces, $F_1=3.5$ kN et $F_2=2.5$ kN.

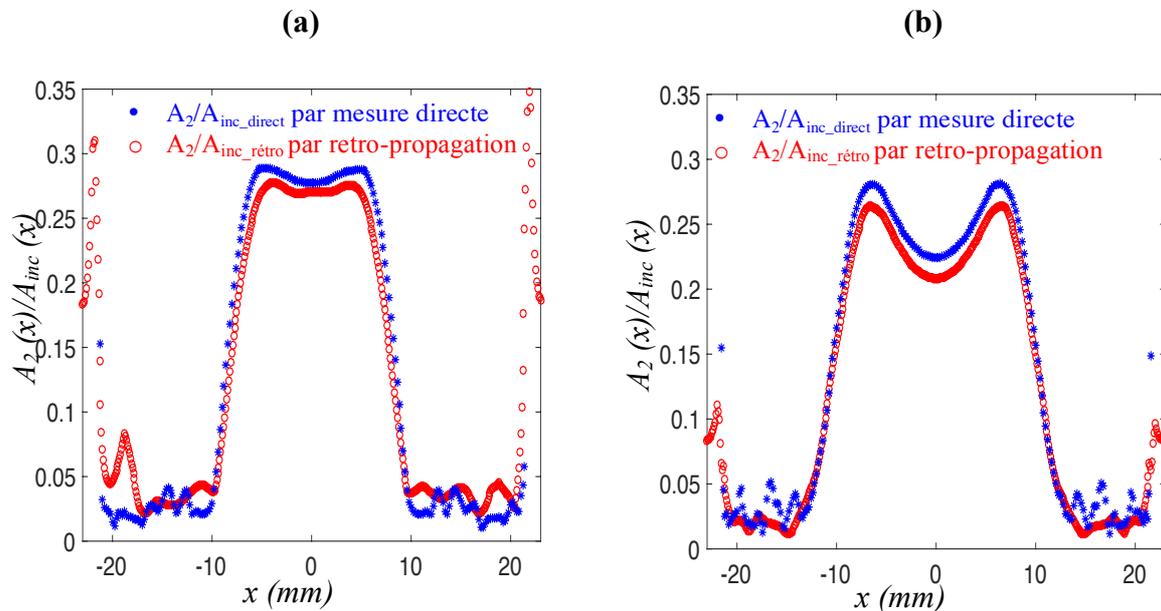


Figure 5.8. Comparaison entre la distribution des sources de second harmonique au niveau de l'interface obtenue par rétro-propagation et celle obtenue par une mesure directe au niveau de l'interface convexe dans le cas de (a) une force égale à 3.5 kN, (b) une force égale à 2.5 kN.

Les distributions obtenues par la méthode de rétro-propagation sont proches de celles relevées directement au niveau de l'interface que ce soit pour le champ incident ou pour les trois configurations étudiées. Les seules différences notables concernent les bords de l'interface qui viennent du filtrage temporel avant la rétro-propagation, et une légère diminution de l'amplitude maximale également attribuée au filtrage temporel.

Dans la suite, la reconstruction des sources de génération du second harmonique au niveau de la fissure réelle de fatigue sera étudiée en utilisant la méthode d'holographie acoustique.

5.4.2 Reconstruction des sources de génération du second harmonique au niveau de la fissure réelle

Nous rappelons que dans le chapitre 3, la méthode de génération d'harmoniques a été appliquée sur une éprouvette CT comportant une fissure de fatigue. La mesure du second harmonique a été effectuée en utilisant un capteur mono-élément. Dans ce cas, l'amplitude du second harmonique mesurée à la surface de l'éprouvette correspond à l'amplitude intégrée sur la surface du capteur.

Dans cette partie, l'objectif est de reconstruire les sources de génération du second harmonique et de tracer leur distribution au niveau de la fissure. Pour cela, la méthode d'holographie acoustique est utilisée avec la méthode de génération d'harmoniques. Le dispositif expérimental utilisé est illustré sur la figure 5.9.

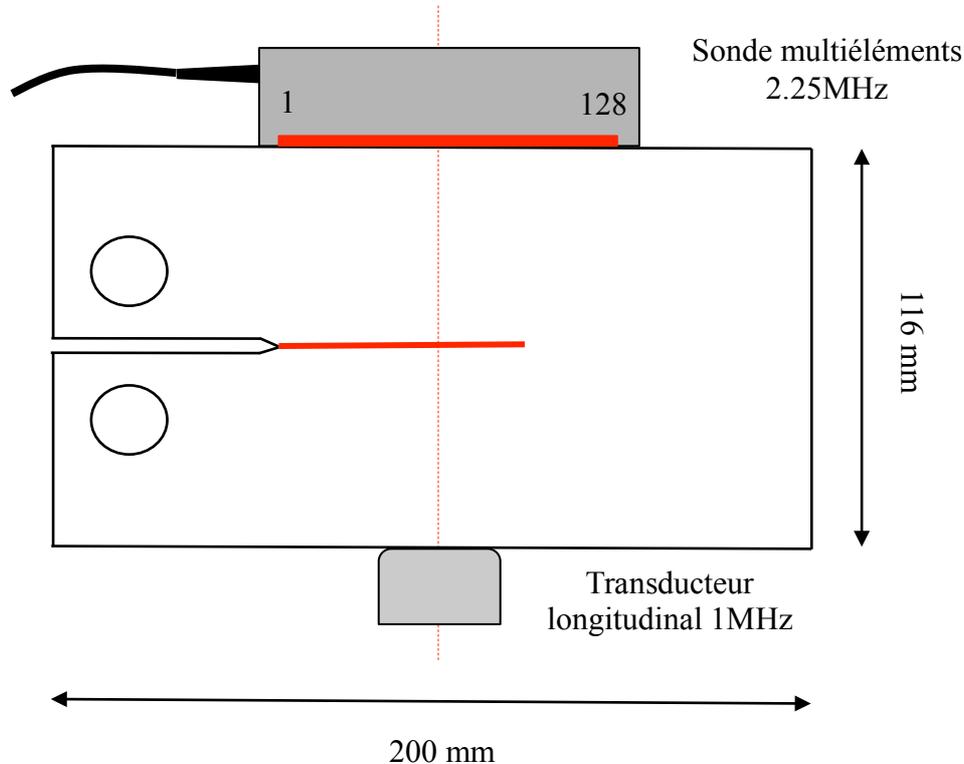


Figure 5.9. Schéma du dispositif expérimental utilisé pour l'application de la méthode de génération d'harmoniques et pour la reconstruction des sources de génération du second harmonique au niveau de la fissure par la méthode d'holographie acoustique.

Tout d'abord, un transducteur mono-élément de fréquence 1 MHz a été utilisé pour émettre un train d'onde de forte amplitude afin d'activer le CAN au niveau de la fissure. Ensuite, la réception du signal transmis est effectuée par la sonde multiéléments afin d'assurer une bonne résolution de la reconstruction des sources acoustiques. Enfin, l'algorithme présenté sur la figure 5.3 est appliqué sur les signaux reçus afin de tracer la distribution des sources de second harmonique au niveau de la fissure.

Avant d'appliquer la méthode expérimentalement, une étude paramétrique des différents paramètres influant les résultats de reconstruction a été réalisée, incluant une étude de l'influence :

- du pas d'espace en réception.
- de la taille de source.
- de la position et taille de la réception par rapport à la source.

Cela permettra d'estimer les limites de la méthode pour les paramètres expérimentaux.

5.4.2.1 Analyse paramétrique de l'influence du dispositif expérimental sur la fiabilité de reconstruction des sources acoustiques

A partir du schéma du dispositif expérimental présenté sur la figure 5.9, les principaux paramètres susceptibles d'avoir une influence sur la qualité de reconstruction des sources acoustiques sont regroupés sur le tableau 5.1.

Distance de propagation (profondeur de la fissure)	Largeur d'acquisition (sonde multiéléments)	Échantillonnage (pitch de la sonde multiéléments)	Largeur de l'éprouvette
58 mm	100 mm	0.75 mm	200 mm

Tableau 5.1. Paramètres expérimentaux utilisés dans la méthode d'holographie acoustique.

Un modèle semi-analytique bidimensionnel reprenant les paramètres présentés sur le tableau 5.1 a été mis en place afin d'analyser l'influence de ces paramètres sur la qualité de reconstruction des sources acoustiques. Le modèle est présenté sur la figure 5.10a. Tout d'abord, une discrétisation spatiale selon la direction x a été effectuée avec un pas d'espace équivalent au pitch de la sonde multiéléments $\Delta x = 0.75$ mm. Ensuite, un train d'onde de 5 cycles modulé par une fenêtre rectangulaire apodisée, avec une fréquence centrale $f = 2$ MHz et une amplitude normalisée ($A_{\max} = 1$) est générée en $y = 0$. Dans un premier temps, une source de 10 mm de largeur est considérée, la distribution spatiale de cette source est donnée sur la figure 5.10b.

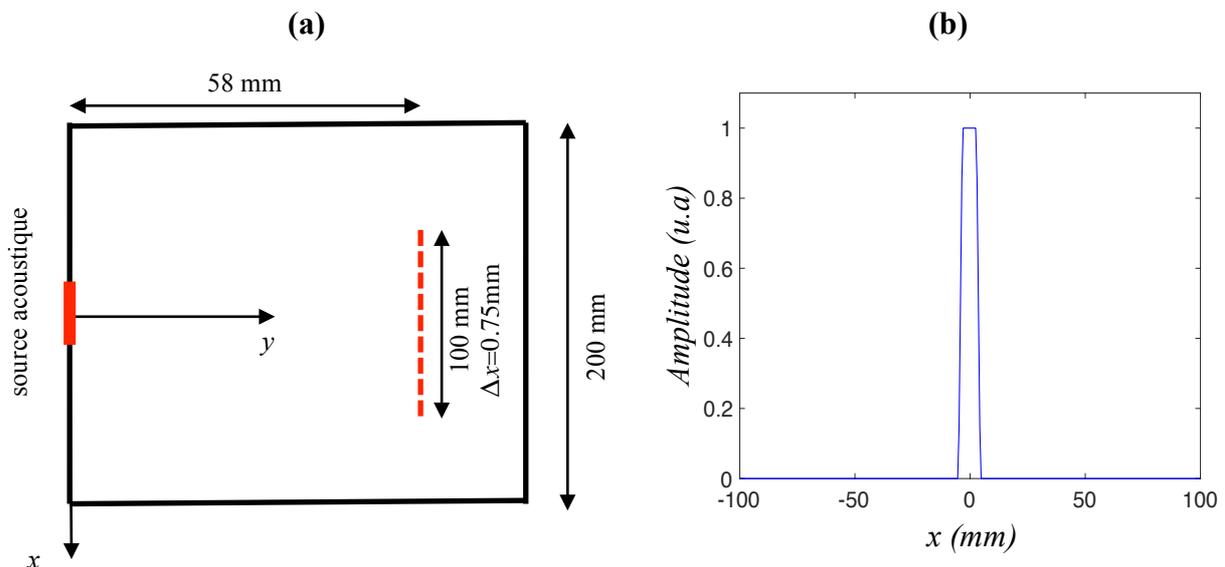


Figure 5.10. (a) Modèle semi-analytique utilisé pour l'analyse de l'influence des paramètres expérimentaux sur la qualité de reconstruction des sources acoustiques. (b) Distribution spatiale de la source acoustique selon l'axe x .

Les étapes de calcul effectuées par le modèle semi-analytique sont présentées sur la figure 5.11. D'abord, le champ correspondant à la propagation de la source acoustique jusqu'à une distance de 58 mm est calculé en utilisant l'algorithme du spectre angulaire (§ 5.3) de ce chapitre. Le champ acoustique à 58 mm est relevé sur une largeur d'acquisition de 100 mm équivalente à la largeur de la sonde multiéléments. Ensuite, le champ mesuré est rétro-propagé à une distance de 58 mm afin de reconstruire le champ au niveau de l'axe de la source acoustique ($y=0$). Enfin la distribution de la source acoustique et celle du champ reconstruit sont comparées.

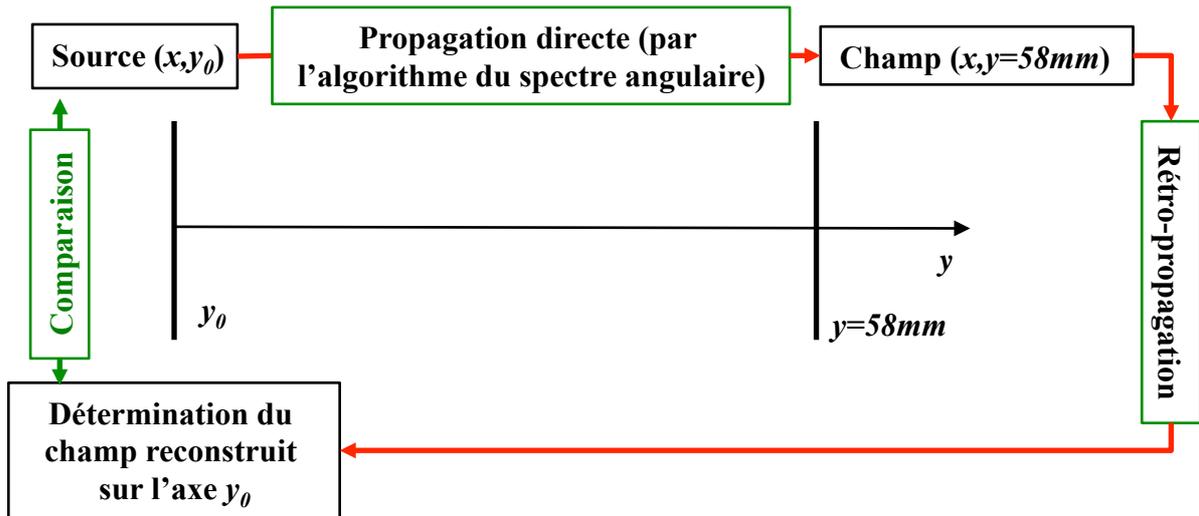


Figure 5.11. Etapes de calcul effectuées sur le modèle semi-analytique pour tester l'influence des paramètres expérimentaux sur la qualité de reconstruction des sources acoustique.

Selon [172], un critère pragmatique pour comparer une source reconstruite à la source initiale consiste à comparer la taille à la moitié de l'amplitude maximale (-6dB). Ce critère est pris en compte dans cette analyse, la reconstruction est fiable si l'erreur relative sur la taille à -6 dB est inférieure à 5 %. La localisation et l'amplitude maximale des deux distributions sont également vérifiées.

5.4.2.1.1 Résultats de l'analyse paramétrique dans le cas d'une seule source acoustique

La figure 5.12 présente les résultats obtenus dans le cas d'une source de taille 10 mm. Les résultats sont représentés en temps retardé (Eq 5.3). La figure 5.12a représente la source sur l'axe $y=0$. Le champ acoustique propagé sur une distance de 58 mm est diffracté (figure 5.12b). L'acquisition de ce champ sur une largeur de 100 mm a pour conséquence de supprimer une partie de l'information, le champ est donc tronqué comme le montre la figure 5.12c. Le champ reconstruit sur l'axe $y=0$ à partir de la mesure du champ à 58 mm est présenté sur la figure 5.12d.

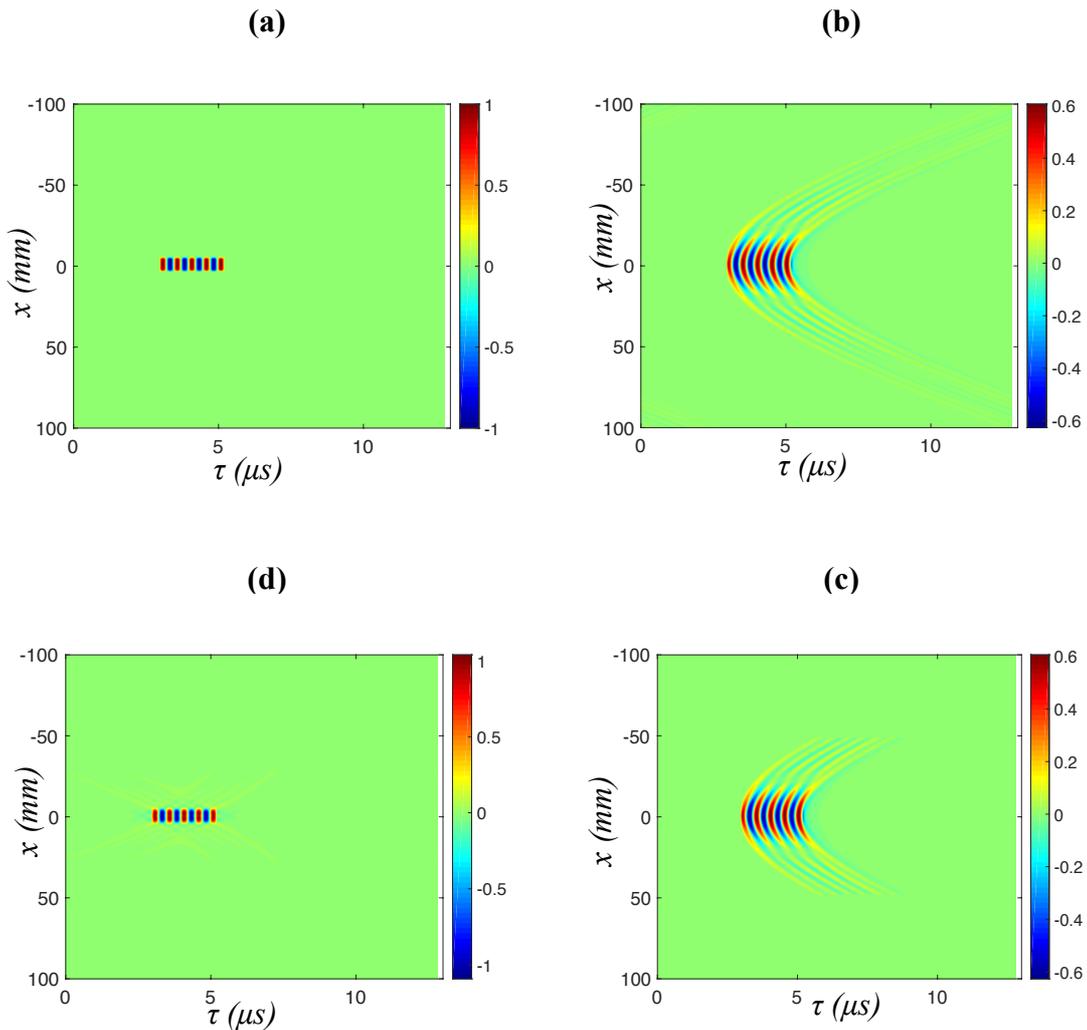


Figure 5.12. (a) Source acoustique en $y=0$. (b) Champ acoustique en $y=58$ mm. (c) Champ acoustique en $y=58$ mm mesuré sur une largeur de 100mm. (d) Champ acoustique reconstruit sur l'axe de la source $y=0$.

Afin de comparer la source initiale et celle obtenue par rétro-propagation du champ mesuré à 58 mm, la distribution de l'amplitude maximale selon la direction x des deux sources est représentée sur la figure 5.13. La source est correctement localisée. Les tailles des deux sources à -6dB sont identiques. L'erreur relative sur l'amplitude maximale de la source reconstruite est de 3.9 %. Pour une source de 10 mm de taille, la reconstruction est fiable en utilisant les paramètres expérimentaux présentés sur le tableau 5.1.

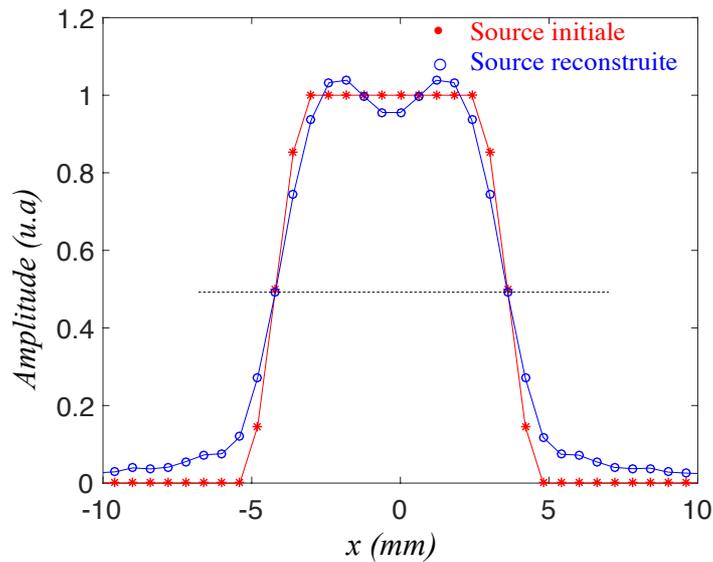


Figure 5.13. Distribution de l'amplitude maximale selon la direction x de la source initiale et celle obtenue par la méthode de rétro-propagation. La ligne noire discontinue indique la zone d'estimation de la taille à -6dB .

Dans la suite, l'influence de la taille de la source sur la qualité de reconstruction est étudiée. Les tailles de sources considérées sont 10 mm, 8 mm, 6 mm, 5 mm et 4 mm. La même procédure appliquée dans le cas d'une source de 10 mm de taille est également appliquée pour les autres cas. La figure 5.14 présente les distributions de l'amplitude maximale selon la direction x de la source initiale et celle reconstruite dans le cas des différentes tailles de source considérées. On remarque que les sources sont bien localisées.

Afin de vérifier la fiabilité de la reconstruction de la source, l'erreur relative sur la taille des sources à -6dB ainsi que l'erreur relative sur l'amplitude maximale ont été calculées. Les résultats sont présentés sur le tableau 5.2. L'erreur relative sur la taille des sources à -6 dB est très faible jusqu'à une taille de source égale à 8 mm. Ensuite, en diminuant la taille de la source acoustique, l'erreur relative sur la taille à -6 dB augmente. Cela est expliqué par l'augmentation de la diffraction en diminuant la taille de source. Ainsi, le champ mesuré sur une largeur de 100 mm ne contient qu'une partie du champ. Cela conduit à des erreurs sur le champ reconstruit.

Pour une source de taille égale à 4 mm, l'erreur relative sur la taille à -6 dB est supérieure à 5 %, la reconstruction est considérée peu fiable. Pour les paramètres indiqués sur le tableau 5.1, la taille minimale de source reconstruite avec une bonne fiabilité est de 5 mm.

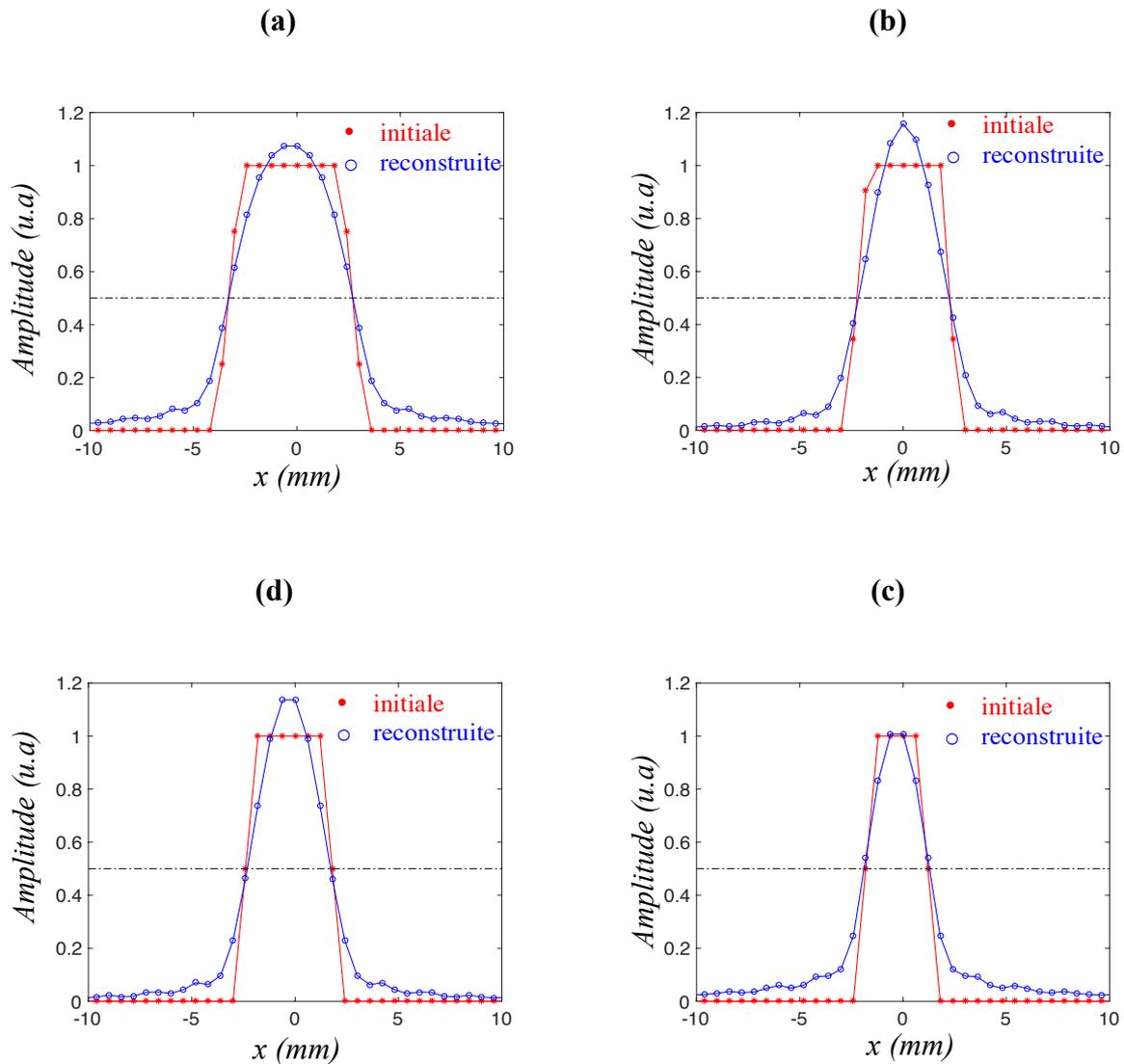


Figure 5.14. Distribution de l'amplitude maximale selon la direction x de la source initiale et celle obtenue par la méthode de rétro-propagation dans le cas de sources de tailles (a) 8 mm, (b) 6 mm, (c) 5 mm, (d) 4 mm. La ligne noire discontinue indique la zone d'estimation de la taille à -6 dB.

Taille de source	10 mm	8 mm	6 mm	5 mm	4 mm
Erreur relative sur la taille de la source à -6dB	0 %	0 %	2.45 %	3.88 %	5.3 %
Erreur relative sur l'amplitude maximale	3.9 %	7.9 %	15.7 %	13.6 %	0.7 %

Tableau 5.2. Résultats des erreurs relatives entre la source initiale et celle reconstruite sur la taille de la source à -6dB et l'erreur sur l'amplitude maximale.

5.4.2.1.2 Résultats de l'analyse paramétrique dans le cas deux sources acoustiques

L'objectif principal dans cette partie est de définir la limite de séparabilité de deux sources acoustiques de même taille en utilisant les paramètres expérimentaux. Pour cela, nous considérons deux sources acoustiques de tailles égales à 5 mm. Les deux sources acoustiques sont des trains d'onde de 5 cycles modulés par une fenêtre rectangulaire apodisée, avec une fréquence centrale $f = 2$ MHz et une amplitude maximale égale à 1. Dans un premier temps, un écart de 5 mm est considéré entre les deux sources. On définit le critère de séparabilité des sources acoustiques à -6 dB (comme précédemment).

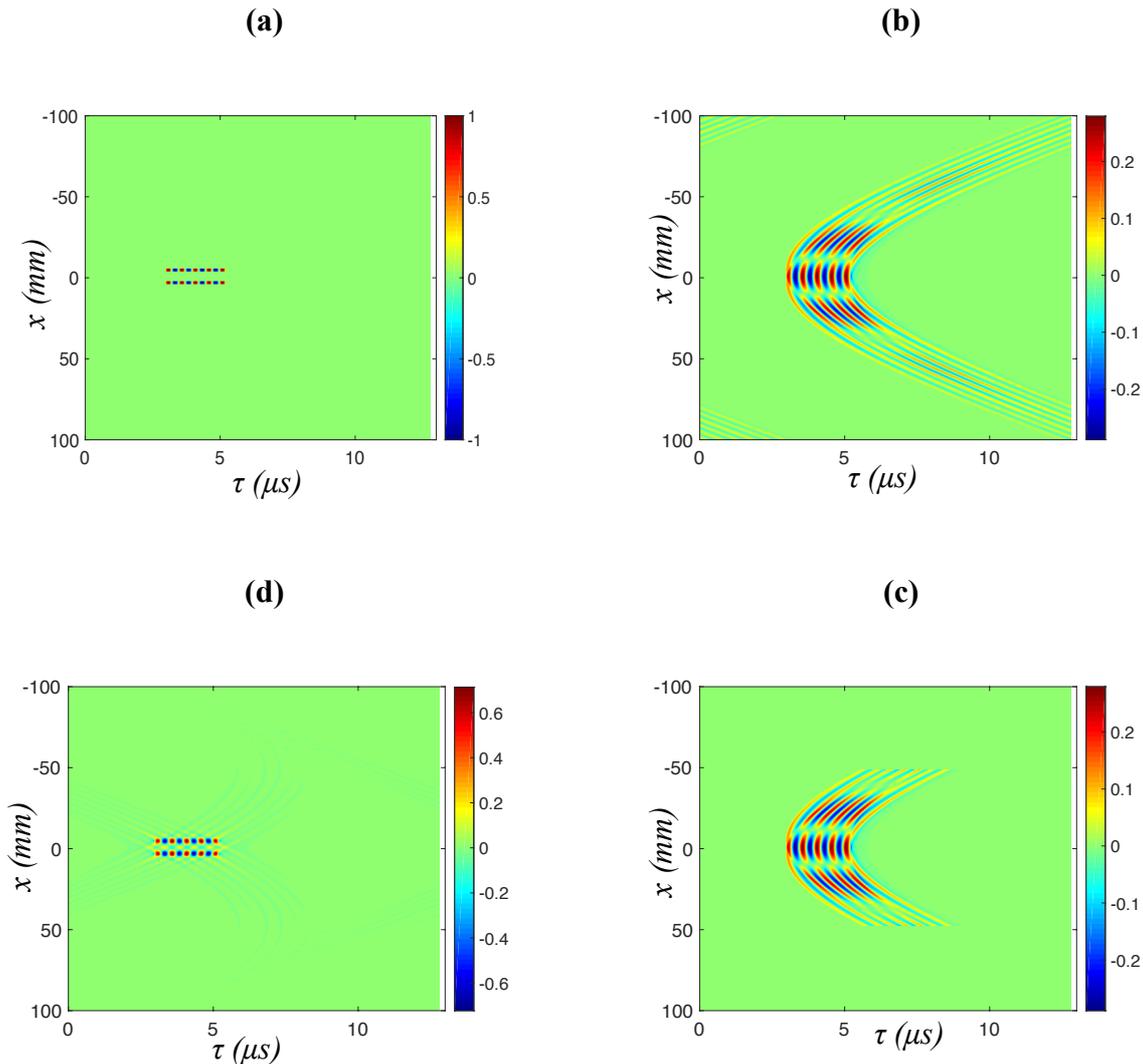


Figure 5.15. (a) Deux sources acoustiques en $y=0$. (b) Champ acoustique en $y=58$ mm. (c) Champ acoustique en $y=58$ mm mesuré sur une largeur de 100mm. (d) Champ acoustique reconstruit sur l'axe de la source $y=0$. Résultats exprimés en temps retardé.

La figure 5.15 présente les résultats obtenus dans le cas de deux sources de 5 mm de taille espacées de 5 mm. La figure 5.15a représente les sources sur l'axe $y=0$. Le champ acoustique propagé sur une distance de 58 mm est diffracté comme présenté sur la figure 5.15b. L'acquisition de ce champ sur une largeur de 100 mm a pour conséquence de supprimer une

partie de l'information, le champ est donc tronqué comme le montre la figure 5.15c. Le champ reconstruit sur l'axe $y=0$ à partir de la mesure du champ à 58 mm est présenté sur la figure 5.15d.

Afin de vérifier la séparabilité des deux sources obtenues par rétro-propagation du champ mesuré à 58 mm, la distribution de l'amplitude maximale selon la direction x est représentée sur la figure 5.16. Tout d'abord, les sources sont correctement localisées. De plus, les deux sources reconstruites sont bien séparées à -6 dB, même si leur taille et amplitude ne sont pas parfaitement retrouvées.

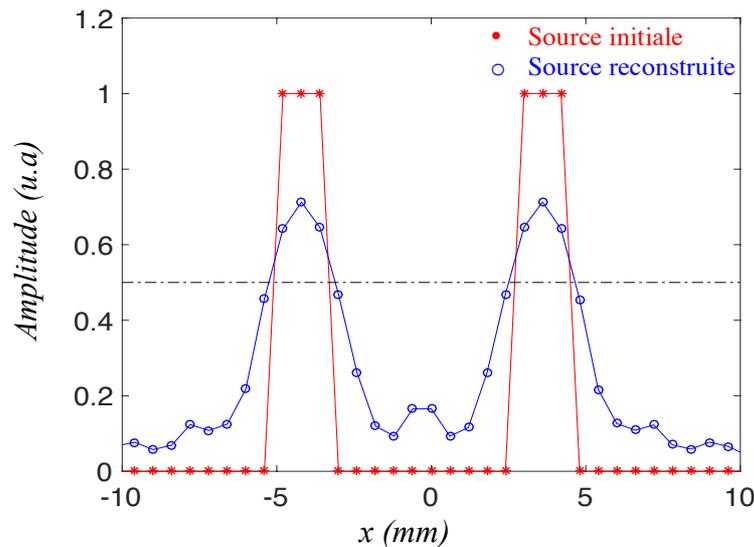


Figure 5.16. Distribution de l'amplitude maximale selon la direction x des sources initiales et celles obtenues par la méthode de rétro-propagation. La ligne noire en discontinu indique la séparation des deux sources à -6 dB.

Dans la suite, l'écart entre les deux sources est réduit afin de définir la limite de séparabilité de deux sources de 5 mm de taille. La figure 5.17 présente les distributions de l'amplitude maximale selon la direction x des sources initiales et celles reconstruites dans le cas des écarts suivants: 4 mm, 3 mm, 2 mm et 1 mm.

D'après les résultats présentés sur la figure 5.17, les sources acoustiques sont bien localisées et séparées jusqu'à un écart égal à 2 mm. La résolution maximale des paramètres expérimentaux est de 2 mm.

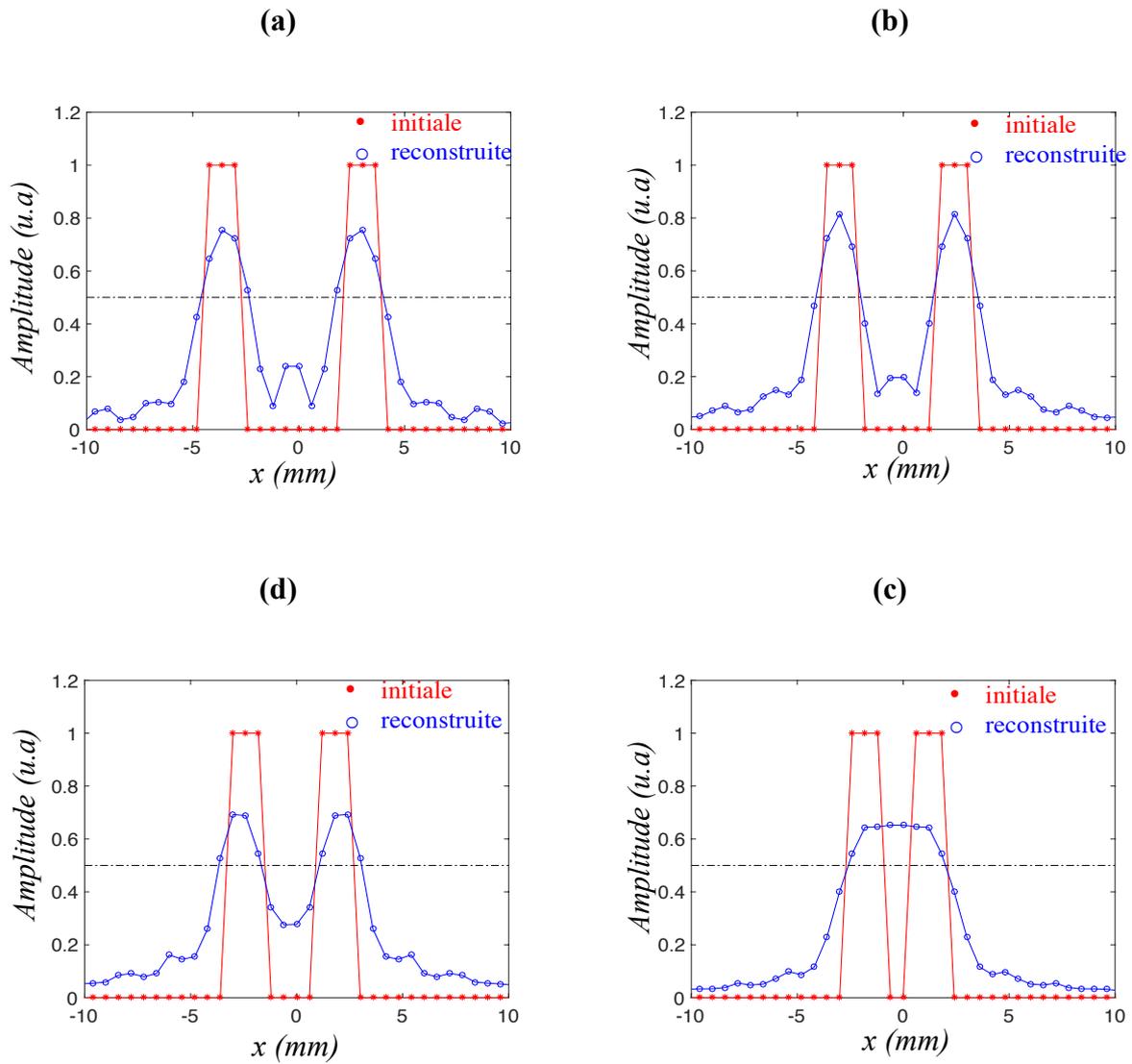


Figure 5.17. Distribution de l'amplitude maximale selon la direction x des sources initiales et celles obtenues par la méthode de rétro-propagation dans le cas de deux sources espacées de **(a)** 4 mm, **(b)** 3 mm, **(c)** 2 mm et **(d)** 1 mm. La ligne noire discontinue indique la séparabilité des sources à -6 dB.

Dans cette partie, l'influence des paramètres expérimentaux sur la fiabilité de reconstruction des sources acoustiques a été analysée à l'aide d'un modèle semi-analytique 2D permettant le calcul des propagations directe et inverse.

Les résultats de cette analyse montrent que les paramètres expérimentaux permettent une localisation correcte des sources acoustiques. Ils montrent également que le paramètre influent sur la qualité de reconstruction est la taille de la source acoustique. La qualité de reconstruction des sources acoustiques diminue en fonction de la taille de ces sources. La taille minimale de source bien reconstruite est de 5 mm.

Dans le cas de deux sources acoustiques, la résolution maximale obtenue en utilisant les paramètres expérimentaux est de 2 mm.

Au final, cette analyse a permis d'apprécier la qualité de reconstruction pour la configuration expérimentale. Dans la suite, une validation expérimentale dans le cas d'une éprouvette saine est étudiée.

5.4.2.2 Validation expérimentale de la reconstruction des sources acoustiques dans le cas d'une éprouvette saine

Dans cette partie, l'objectif est de valider expérimentalement la reconstruction des sources acoustiques par la méthode d'holographie acoustique et de déterminer la résolution maximale obtenue par le dispositif expérimental utilisé. La figure 5.18 présente un schéma de la méthode utilisée. Une éprouvette saine est utilisée pour cette validation. Dans un premier temps deux éléments séparés par écart connu de la sonde multiéléments à 2.25 MHz sont utilisés pour émettre dans l'éprouvette deux trains d'ondes de 5 cycles avec une fréquence $f = 2.5$ MHz. Les signaux sont enregistrés par les 128 éléments de la sonde multiéléments à 5 MHz située à une distance de 116 mm. Ensuite, les signaux reçus sont rétro-propagés sur une distance de 116 mm en utilisant le modèle semi-analytique 2D présenté précédemment.

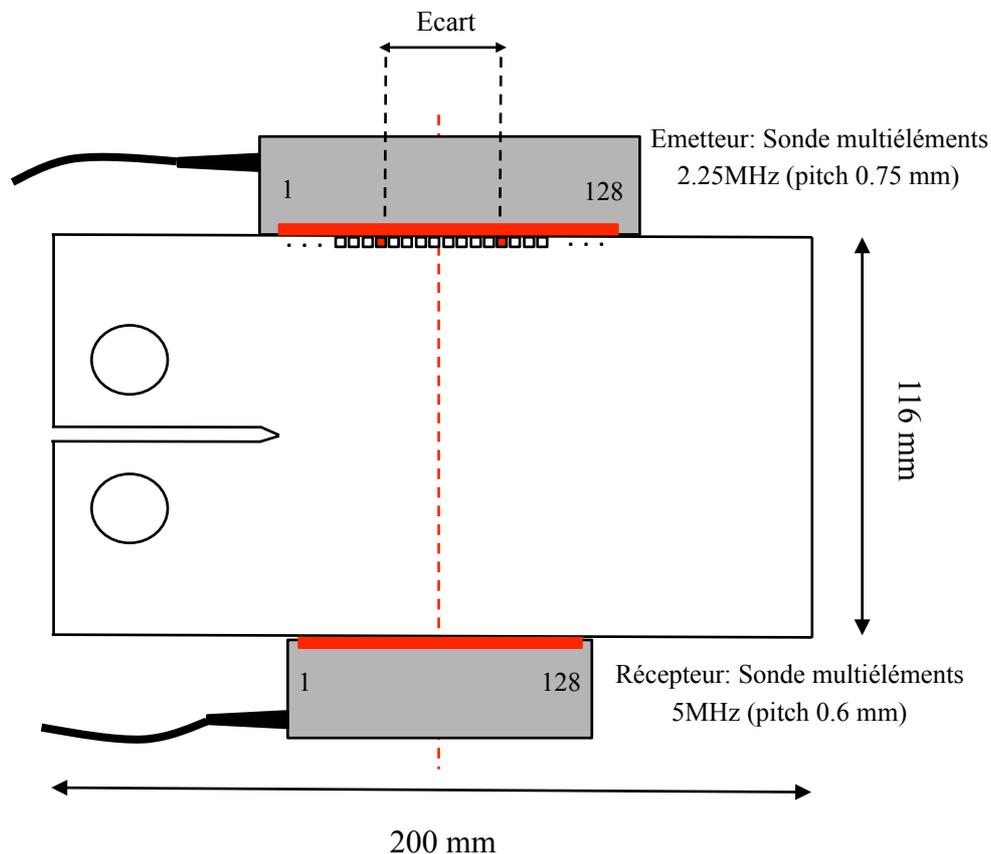


Figure 5.18. Schéma du dispositif expérimental utilisé pour la validation de la reconstruction des sources acoustiques par la méthode d'holographie acoustique dans le cas d'une éprouvette saine.

En raison de différence de largeur entre les deux sondes multiéléments utilisées, les deux éléments émetteurs ont été choisis au centre de la sonde à 2.25 MHz afin d'assurer une meilleure acquisition des signaux par la sonde à 5 MHz.

La taille de chaque élément de la sonde à 2.25 MHz est environ 0.5 mm. D'après les résultats de l'analyse paramétrique effectuée précédemment, il n'est pas possible de reconstruire avec fiabilité la taille et l'amplitude de la source initiale. En revanche, on souhaite vérifier la position et la séparabilité des sources. Cette dernière est vérifiée à une amplitude égale à -6 dB. Les écarts considérés dans cette études sont : 7.5 mm, 6.0 mm, 4.5 mm et 3.0 mm.

La figure 5.19 présente la distribution de l'amplitude maximale des sources reconstruites sur l'axe de l'émission pour les différents écarts considérés. Pour l'ensemble des résultats les sources sont bien localisées. Les écarts entre les sources sont en accord avec les écarts initiaux. Suivant le critère de séparabilité imposé, la résolution maximale du dispositif expérimental utilisé est de l'ordre de 4.5 mm.

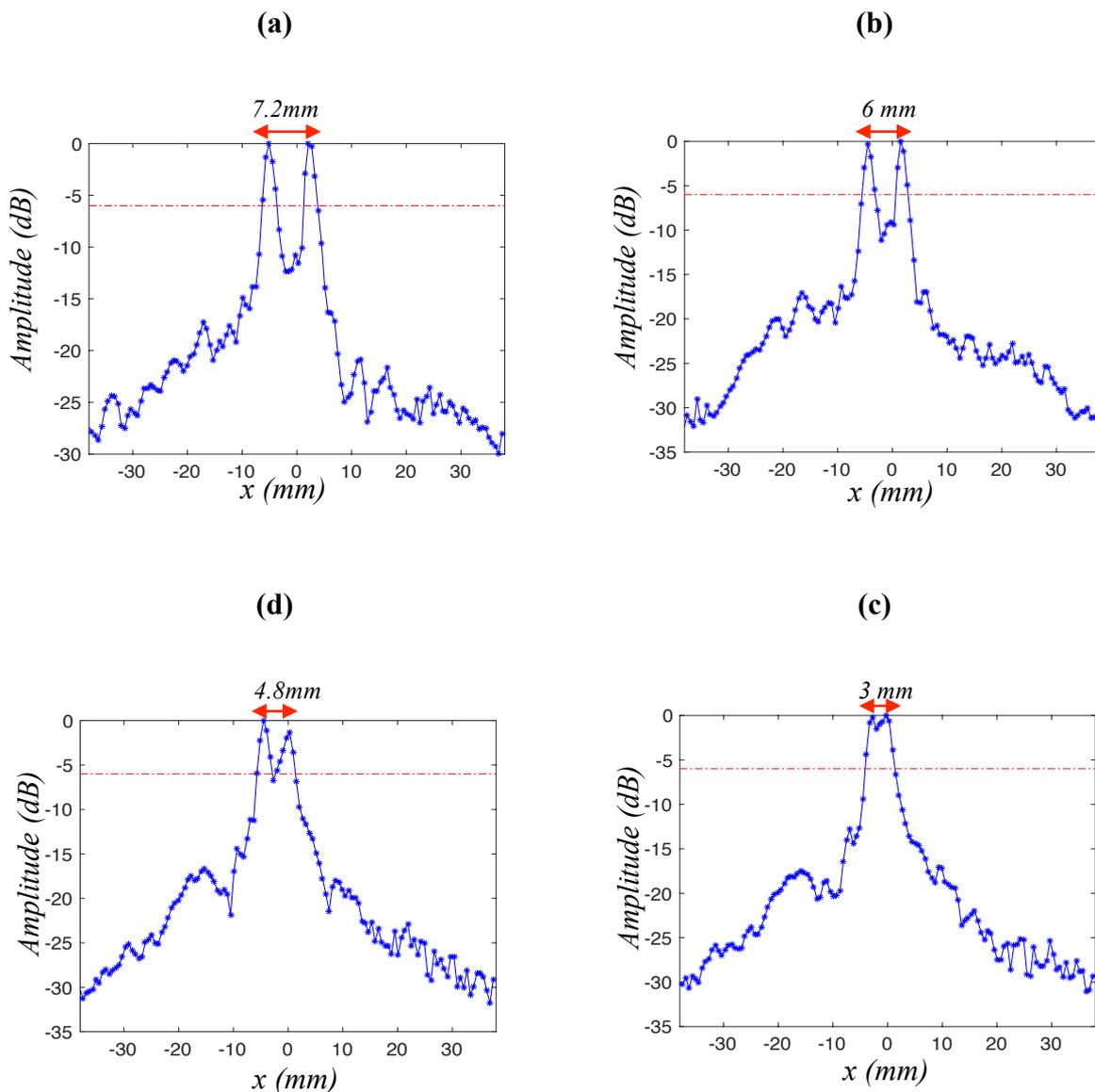


Figure 5.19. Distribution de l'amplitude maximale en décibel selon la largeur de la sonde multiéléments des sources obtenues par la méthode de rétro-propagation dans le cas de deux sources espacées de (a) 7.5 mm, (b) 6 mm, (c) 4.5 mm et (d) 3 mm. La ligne rouge discontinue indique la séparabilité des sources à -6 dB.

Dans la suite, la reconstruction du champ incident généré par le transducteur mono-élément au niveau du plan de la fissure est étudiée dans le cas d'une éprouvette saine. La figure 5.20 présente le principe général de la démarche utilisée. D'abord, les deux transducteurs utilisés à l'émission et à la réception sont centrés l'un par rapport à l'autre. Dans un premier temps, un train d'ondes de 5 cycles avec une fréquence de 1 MHz et une amplitude maximale de 14 nm est généré *via* le transducteur mono-éléments de fréquence centrale 1 MHz. Le signal incident est modulé par une fenêtre rectangulaire apodisée. Le signal transmis à travers l'éprouvette saine est mesuré par une sonde de 128 éléments de fréquence centrale 2.25 MHz. Ensuite, afin de reconstruire le champ incident au niveau du plan correspondant à la profondeur de la fissure, l'ensembles des signaux reçus sont retro-propagés en utilisant le modèle semi-analytique 2D sur une distance de 58 mm équivalente à la position du plan de fissure.

Il est à noter que dans le cas d'une éprouvette fissurée, l'idéal est d'exciter la totalité de la fissure par une onde plane. Cependant, le champ incident généré par le transducteur mono-élément utilisé ne peut exciter qu'une zone limitée de la fissure. Pour cela, afin de couvrir toute la zone fissure, il faut déplacer le transducteur sur la surface de l'éprouvette. Mais avant d'effectuer cette opération, il faut d'abord s'assurer de la reproductibilité du champ incident en déplaçant le transducteur dans le cas d'une éprouvette saine. Le champ incident a été étudié sur 9 positions différentes de l'éprouvette saine, à partir de la fin de l'encoche ($x=0$ mm) jusqu'à une position $x=80$ mm en déplaçant les deux transducteurs simultanément avec un pas de 10 mm à chaque mesure comme le montre la figure 5.20.

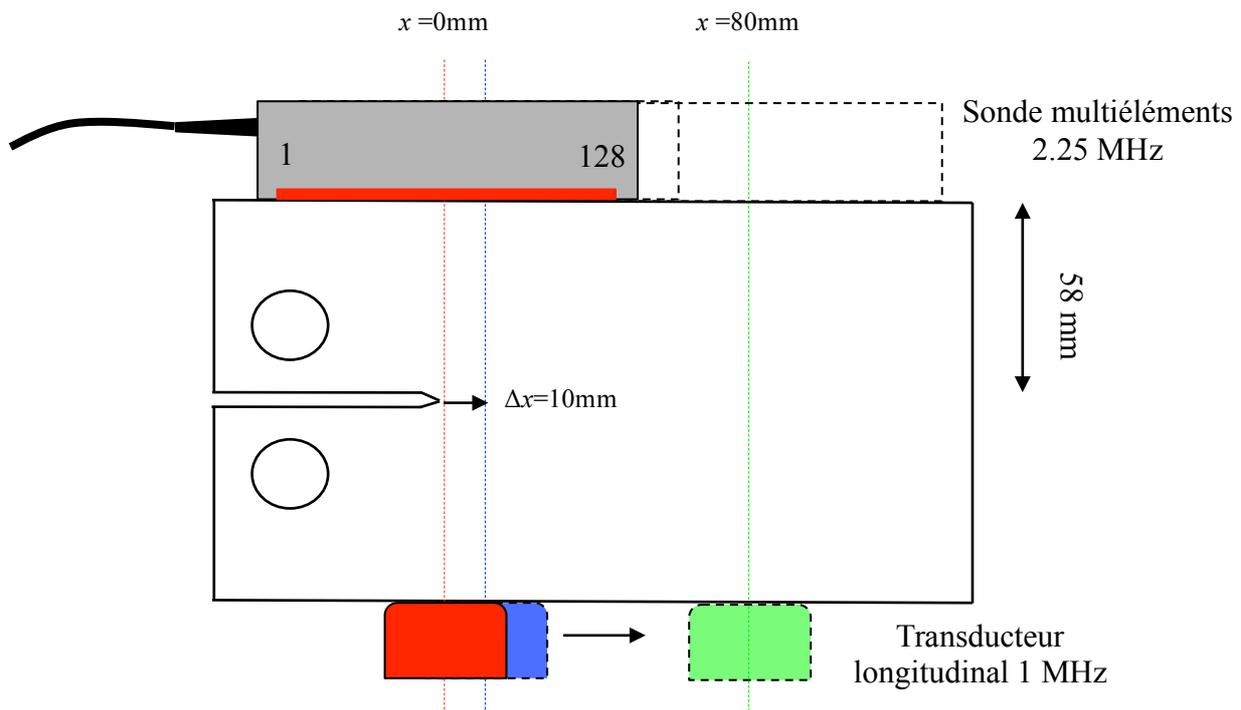


Figure 5.20. Schéma du dispositif expérimental utilisé pour la reconstruction du champ incident généré par le transducteur mono-élément au niveau du plan de la fissure par la méthode d'holographie acoustique dans le cas d'une éprouvette saine.

Les résultats de la reconstruction du champ incident généré par le transducteur mono-élément dans l'éprouvette saine au niveau du plan de fissure pour les différentes positions étudiées sont représentés sur la figure 5.21. Les mesures sont assez reproductibles. On observe une légère

différence sur l'amplitude maximale du champ incident entre les différentes positions étudiées. Cette différence est probablement liée aux conditions de couplage entre les transducteurs et la surface de l'éprouvette.

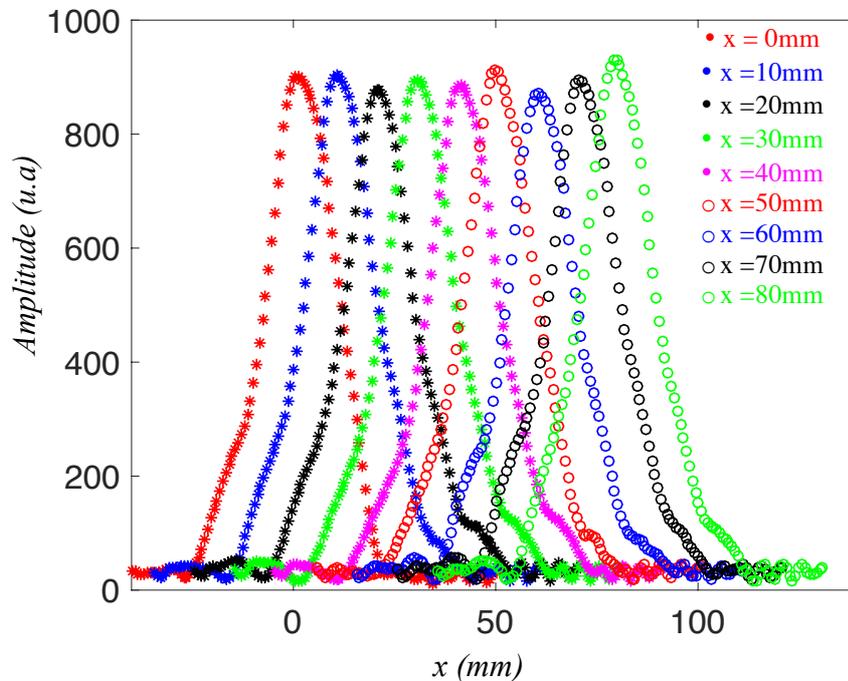


Figure 5.21. Distribution du champ incident au niveau du plan correspondant à la position de la fissure en fonction des différentes positions des transducteurs étudiées.

Comme expliqué dans le chapitre 3, il est important de définir le niveau de la non-linéarité classique dans le cas d'une zone saine avant d'étudier la non-linéarité du contact. Pour cela, le ratio A_2/A_1 est calculé au niveau du plan correspondant à la position de la fissure sur l'éprouvette saine. La distribution de A_2 en décibel est présentée sur la figure 5.22. Le niveau moyen de l'amplitude du second harmonique généré par la non-linéarité classique est environ -38dB.

Dans la section 5.4.2, la reconstruction expérimentale des sources acoustiques par la méthode d'holographie acoustique a été étudiée. Les mesures ont été effectuées sur une éprouvette CT saine qui a la même géométrie que l'éprouvette fissurée. Dans un premier temps, une analyse sur la séparabilité de deux sources émises par un multiéléments a été effectuée afin de définir la résolution maximale obtenue par le dispositif expérimental. Dans un deuxième temps, la reconstruction du champ incident généré par le transducteur mono-élément au niveau du plan correspondant à la position de la fissure a été étudiée. Les mesures ont été effectuées sur plusieurs positions de l'éprouvette saine afin de vérifier la reproductibilité du champ incident lorsqu'on déplace les transducteurs.

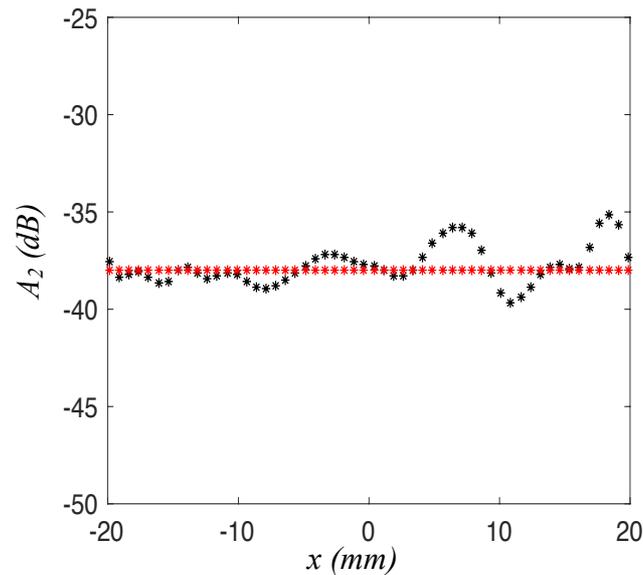


Figure 5.22. Distribution de l'amplitude du second harmonique généré par la non-linéarité classique (la ligne rouge représente la valeur moyenne de la distribution qui est égale à -38dB).

5.4.3 Reconstruction des sources des deux premiers harmoniques dans le cas d'une éprouvette fissurée (T2C) sans chargement appliqué

Dans cette partie, l'objectif est de reconstruire les sources des deux premiers harmoniques au niveau de la fissure de l'éprouvette T2C (utilisée précédemment dans le chapitre 3). La reconstruction de l'harmonique fondamental au niveau de la fissure permet d'indiquer localement les zones correspondant à une forte ou faible transmission du signal. Tandis que la reconstruction du second harmonique permet de définir les zones correspondant à une forte activité du contact acoustique non-linéaire.

Le principe de la méthode utilisée pour reconstruire les deux premiers harmoniques est présenté sur la figure 5.23. Comme expliqué précédemment, afin de s'approcher au mieux possible des conditions d'excitation de la fissure par une onde plane, on déplace les deux transducteurs avec un pas de 10 mm à partir de la fin de l'encoche jusqu'à 80 mm. Les mesures sont effectuées sans chargement. Le signal incident est un pulse de 5 cycles, de fréquence 1MHz et d'amplitude maximale générée dans le matériau de 14 nm.

La figure 5.24 présente les résultats de la distribution de l'amplitude de l'harmonique fondamental et du second harmonique au niveau de la fissure de l'éprouvette T2C en fonction des positions de mesures effectuées.

La distribution de l'amplitude de l'harmonique fondamental est présentée sur la figure 5.24a. La transmission est faible et assez variable dans la zone entre 0 et 40mm. Cela correspond probablement à une zone très ouverte de l'interface. Pour $x=50\text{mm}$ la transmission augmente considérablement indiquant une diminution du saut de déplacement de la fissure à ce niveau. A partir de $x=60\text{mm}$, la transmission est quasi-constante, ce qui correspond probablement à une zone saine.

La distribution de l'amplitude du second harmonique est présentée sur la figure 5.24b. Bien que l'amplitude de la transmission soit faible dans la zone fissurée comparée à la zone saine, l'amplitude du second harmonique généré dans cette zone est plus importante.

Afin de différencier le second harmonique généré par le contact acoustique non-linéaire de la non-linéarité classique, la distribution de l'amplitude du second harmonique en décibel par rapport à l'amplitude de l'harmonique fondamental au niveau de la fissure est présentée sur la figure 5.24c. Cette distribution est comparée au niveau de la non-linéarité classique qui est environ -38 dB.

Pour les positions entre 0mm et 60 mm, le niveau du second harmonique est nettement supérieur à -38 dB. Ainsi, le contact acoustique non-linéaire est généré dans ces zones.

Pour les positions supérieures à 60 mm, le niveau de A_2/A_1 est légèrement plus haut que celui mesuré sur l'éprouvette saine. On peut penser que le CAN n'est pas activé dans cette zone. Cette légère différence d'amplitude observée peut être liée la différence d'acier entre les deux éprouvettes (voir chapitre 3, tableau 3.1).

La figure 5.24d présente l'évolution de l'amplitude maximale du fondamental en unité arbitraire et du second harmonique en décibel à chaque position de mesure. La transmission est faible et variable dans les zones fissurées. L'amplitude du second harmonique est maximale à $x=30$ mm. Cette distribution est plus détaillée et en accord avec le résultat présenté dans le chapitre 3 (figure 3.14).

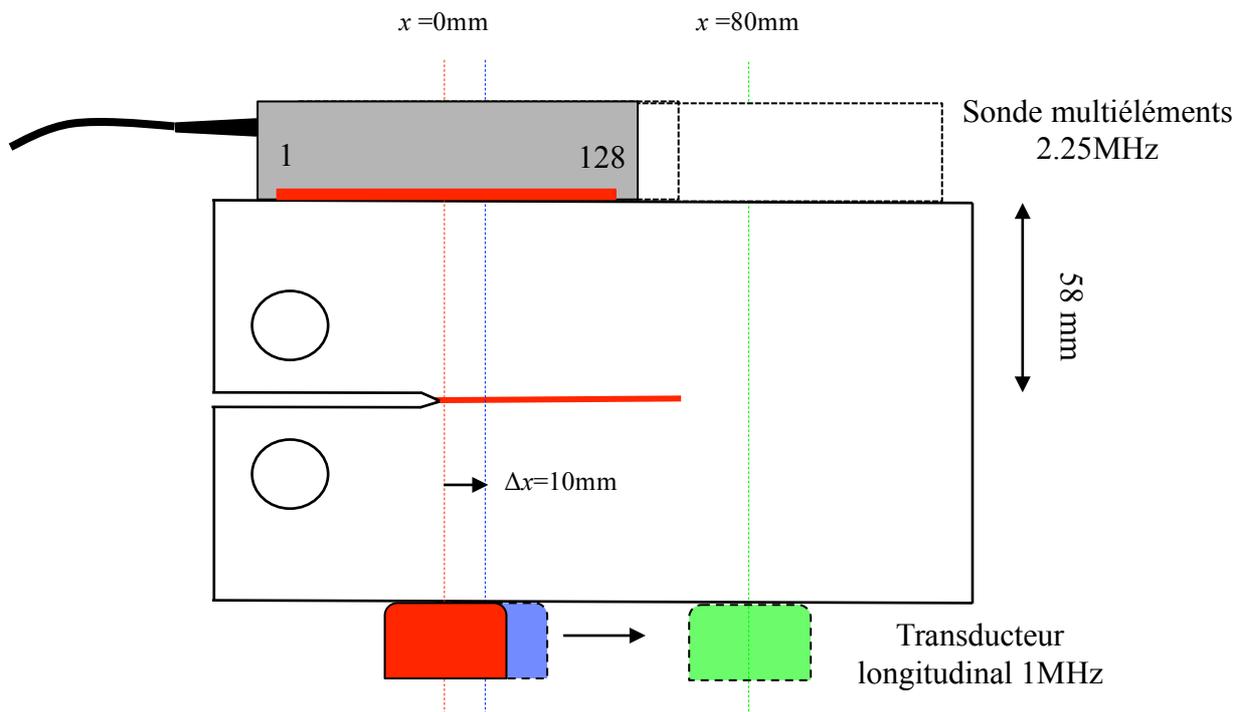


Figure 5.23. Schéma du dispositif expérimental utilisé pour la reconstruction des deux premiers harmoniques au niveau de la fissure par la méthode d'holographie acoustique dans le cas d'une éprouvette fissurée (T2C).

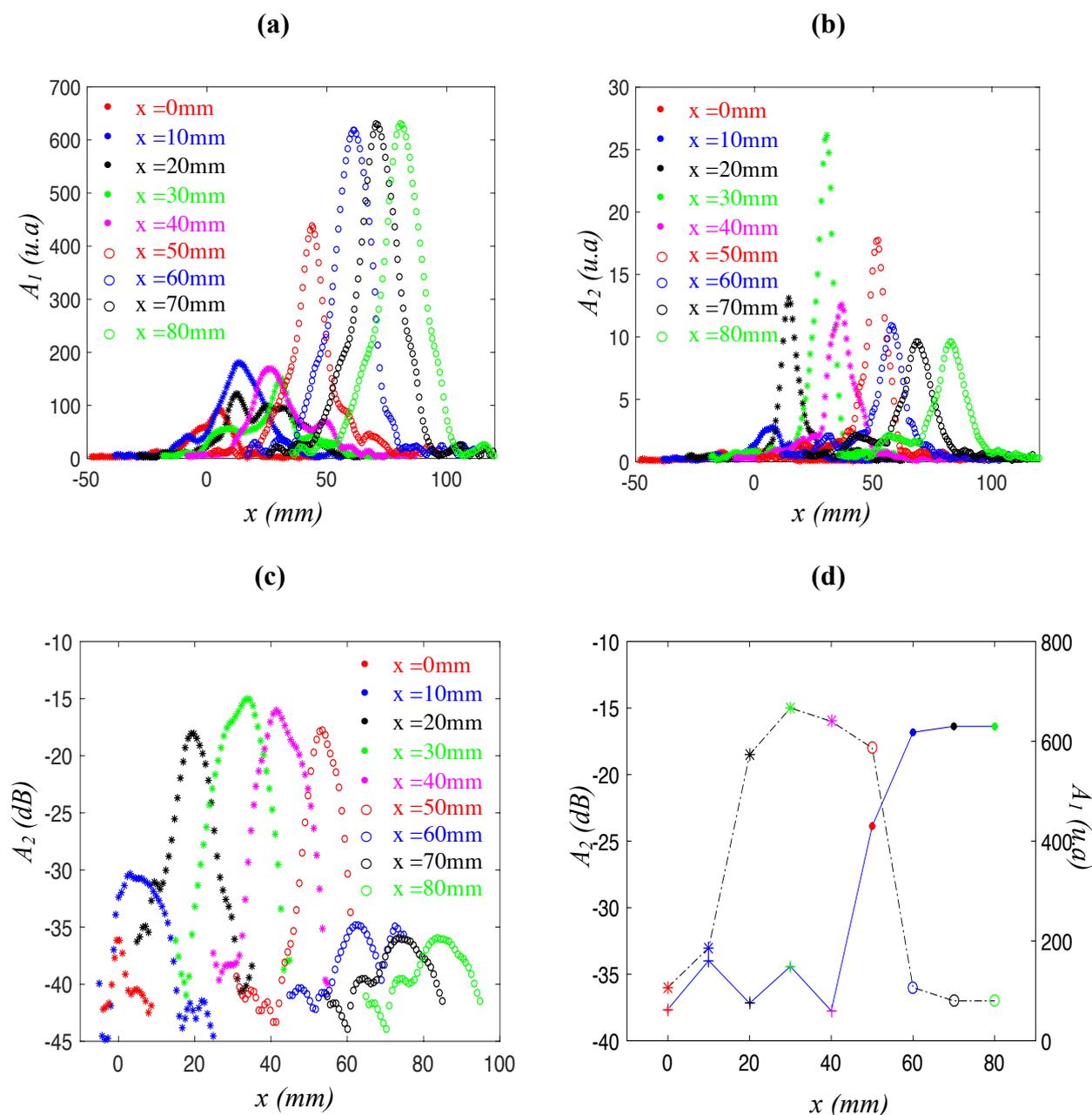


Figure 5.24. Résultats de la distribution des deux premiers harmoniques au niveau de la fissure de l'éprouvette fissurée (T2C). **(a)** Distribution de l'harmonique fondamental. **(b)** Distribution du second harmonique. **(c)** Distribution de l'amplitude du second harmonique en décibel par rapport à l'amplitude du fondamental. **(d)** Distribution de l'amplitude maximale du second harmonique en décibel et du fondamental relevés à chaque position de mesure.

5.4.3.1 Imagerie linéaire de la fissure (T2C) par la méthode Delay And Sum (DAS) sans chargement appliqué

Dans cette partie, l'objectif est de comparer les résultats obtenus par la méthode non-linéaire dans le cas de l'éprouvette T2C sans chargement appliqué par rapport à l'imagerie linéaire de la fissure. Cette dernière est réalisée en utilisant la méthode Delay And Sum (DAS). Le dispositif expérimental utilisé est présenté sur la figure 5.25. Une sonde Olympus de fréquence 5 MHz,

128 éléments, pitch 0.6mm est utilisée pour réaliser l'émission et la réception d'une onde plane générée en excitant les 128 éléments en phase par des impulsions de 5 MHz. Ensuite, des lois de retard sont appliquées sur les signaux reçus par la sonde afin de focaliser sur une zone autour de la fissure. Les dimensions de la zone reconstruite sont présentées sur la figure 5.25.

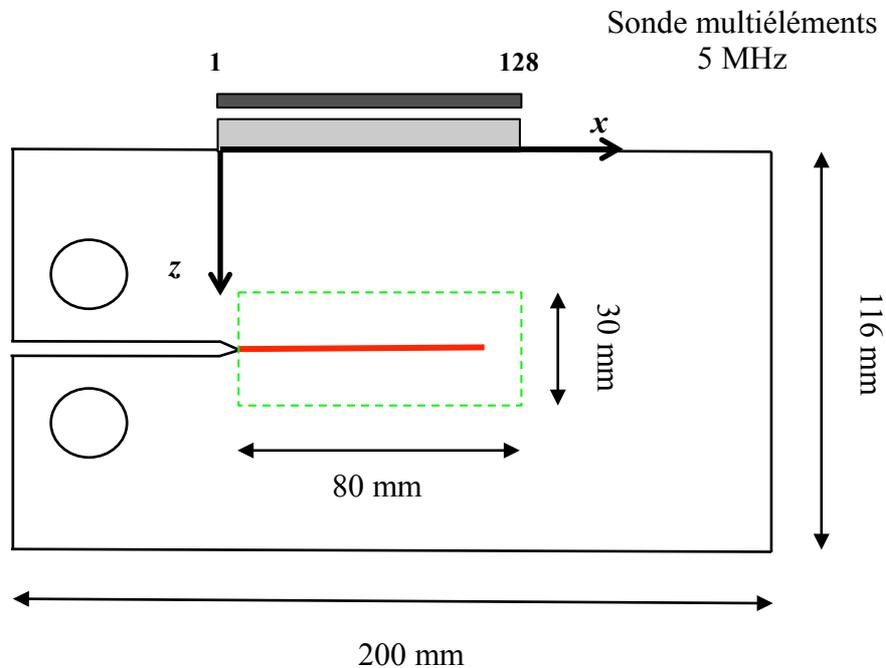


Figure 5.25. Schéma du dispositif expérimental utilisé pour l'application de la méthode Delay And Sum pour l'imagerie linéaire de la fissure.

La figure 5.26a présente une image de la distribution de l'amplitude des signaux focalisés dans la zone reconstruite prédéfinie. Les multiples échos observés sur l'image de la fissure peuvent être liés à plusieurs paramètres (longueur d'onde des impulsions d'excitation, échos de « falaises » ou l'algorithme de la méthode DAS).

Le profil de la fissure est relativement droit entre $x=0$ mm et $x=35$ mm. A partir de 35 mm, une déviation de la fissure est observée. Nous rappelons que cette déviation est due à la taille non normalisée de l'éprouvette CT utilisée comme expliqué dans le chapitre 3 (§ 3.2).

La figure 5.26b présente la distribution de l'amplitude maximale selon la direction x . La réflexion des signaux est variable dans la zone fissurée. Elle est en accord avec les résultats de la transmission présentés sur la figure 5.26a. En effet, lorsque la transmission est faible, la réflexion est importante et inversement.

Le pic observé à $x=54.5$ mm sur la figure 5.26b correspond probablement à la diffraction au fond de la fissure. Ainsi, cette technique d'imagerie linéaire ne permet pas la détection de la zone fissurée entre 54.5 mm et 60 mm comme indiqué par la distribution du second harmonique présentée précédemment.

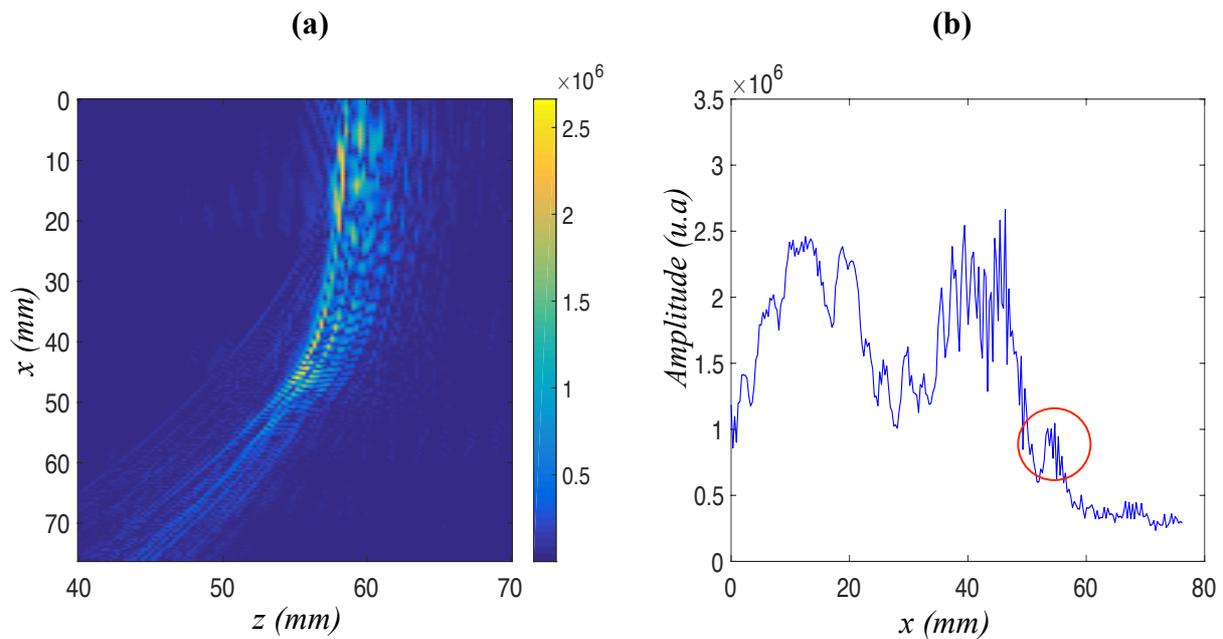


Figure 5.26. (a) Image DAS de la fissure de l'éprouvette T2C sans chargement appliqué. (b) Distribution de l'amplitude maximale selon la direction x de la fissure. Le cercle rouge indique le pic de diffraction au fond de fissure.

5.4.4 Reconstruction des sources des deux premiers harmoniques dans le cas d'une éprouvette fissurée sous chargement de traction

L'objectif initial de cette étude est de vérifier s'il existe une zone fermée précontrainte le long de la fissure et notamment en fond de fissure. Pour cela, dans un premier temps, le comportement non-linéaire en fond de fissure est étudié sous chargement de traction afin de faire varier l'état de contrainte et celui du déplacement en fond de fissure. Dans un deuxième temps, les résultats obtenus par la méthode non-linéaire sont comparés à ceux obtenus par l'imagerie linéaire.

5.4.4.1 Eprouvette T2C sous chargement de traction

Le dispositif expérimental utilisé est présenté sur la figure 5.27. L'effort de traction a été appliqué de part et d'autre de l'éprouvette *via* une machine de traction Zwick Roell d'une capacité de 200 kN à l'aide des mors en acier. En raison des multiples jeux du montage expérimental une précharge de 2.5 kN est appliquée pour maintenir la stabilité du système.

Les deux transducteurs ont été centrés à 45 mm de l'encoche afin que le champ incident couvre le fond de fissure. Un train d'ondes de 5 cycles avec une fréquence de 1 MHz et une amplitude maximale de 14 nm est généré *via* le transducteur mono-éléments d'une fréquence central 1 MHz. Le signal incident est modulé par une fenêtre rectangulaire apodisée. Le signal transmis est mesuré par une sonde de 128 éléments d'une fréquence centrale 2.25 MHz. Ensuite, les signaux associés aux deux premiers harmoniques sont retro-propagés jusqu'au plan de fissure (58 mm), en utilisant le modèle semi-analytique 2D (§ 5.4.2.1).

Du fait de la déviation, la profondeur en fin de fissure varie légèrement par rapport la position du plan droit considérée dans la méthode de rétro-propagation ($y=58$ mm). Cette variation est faible ($\Delta y_{max} \approx 4$ mm) et affecte peu les résultats de reconstruction des sources acoustiques.

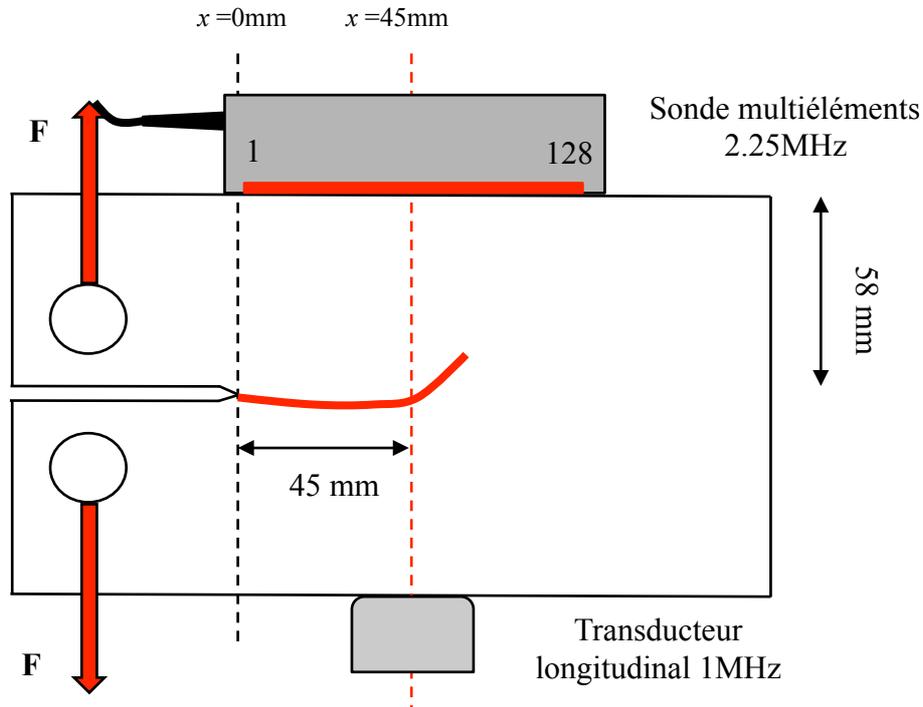


Figure 5.27. Schéma du dispositif expérimental utilisé pour la reconstruction des deux premiers harmoniques au niveau de la fissure par la méthode d'holographie acoustique dans le cas d'une éprouvette fissurée (T2C) sous chargement de traction.

La figure 5.28 présente les résultats de la distribution des deux premiers harmoniques au niveau du fond de fissure sous les charges de traction indiquées en légendes. La distribution du champ incident obtenue dans le cas de l'éprouvette saine (figure 5.21) pour la même position des transducteurs est également représentée. Cette distribution montre que le champ incident couvre bien la fin de la fissure estimée précédemment à environ 60mm.

La distribution de l'amplitude de l'harmonique fondamental présentée sur la figure 5.28a montre que la transmission diminue entre 2.5 kN et 5 kN. De plus, on observe un décalage du pic de la transmission vers les $x>0$ entre ces deux charges. Ces deux résultats indiquent que le saut de déplacement au niveau de la fissure augmente. Ainsi, la transmission se décale vers les zones les plus fermées ($x>0$). A partir de 5 kN, la transmission reste quasi-constante en fonction de la variation du chargement de traction.

La distribution de l'amplitude du second harmonique est présentée sur la figure 5.28b. Comme dans le cas de la transmission, l'amplitude du second harmonique diminue d'une façon importante entre 2.5 kN et 5 kN. De même, le pic de génération du second harmonique au niveau de la fissure se décale vers les $x>0$. A partir de 5 kN, l'amplitude maximale du second harmonique est quasi-constante en fonction de la variation du chargement de traction.

Afin de vérifier si le contact acoustique non-linéaire est activé pour les mesures effectuées, la transformée de Fourier en dB pour les positions correspondant aux maximums de A_2 (figure 5.28b) est tracée sur la figure 5.29. Pour une force de 2.5 kN, on observe un pic clair du second harmonique avec une amplitude $A_2 = -32.55$ dB supérieure au niveau de la non-linéarité classique

($A_2 = -38$ dB). Cependant, à partir de 5 kN, l'amplitude du A_2 est équivalente à celle de la non-linéarité classique, le CAN n'est probablement pas activé pour ces valeurs de charges. Cela montre que le saut de déplacement de cette zone de la fissure est supérieur au déplacement incident maximal (§ 2.4.2).

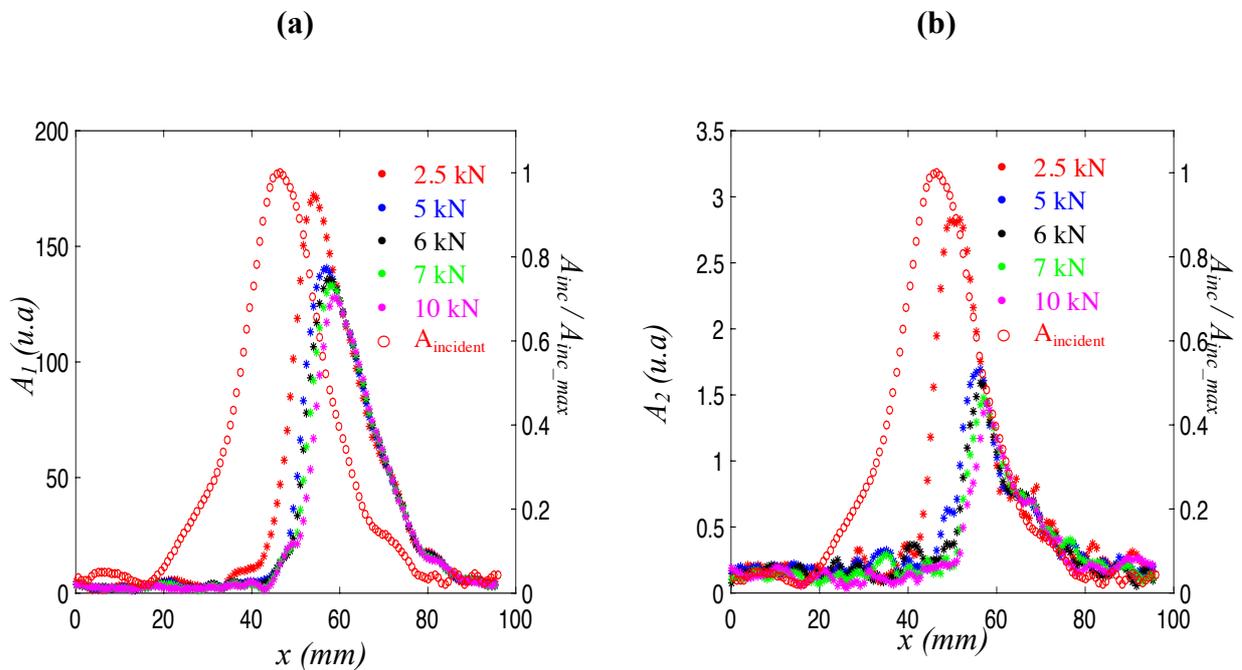


Figure 5.28. Résultats de la distribution des sources du fondamental et du second harmonique au niveau de la fissure de l'éprouvette fissurée (T2C) sous chargement de traction. (a) Distribution de l'harmonique fondamental. (b) Distribution du second harmonique.

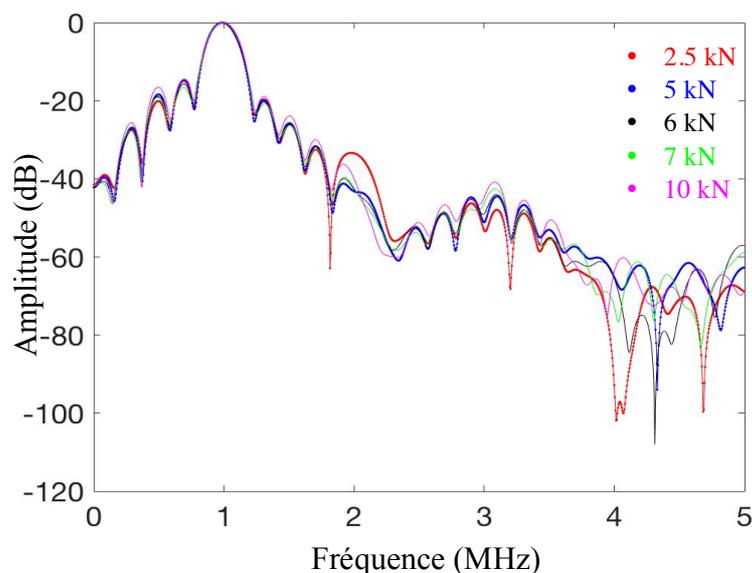


Figure 5.29. Transformée de Fourier en dB des signaux correspondant à la position de la génération maximale du second harmonique au niveau de la fissure de l'éprouvette fissurée (T2C) sous chargement de traction.

5.4.4.2 Epreuve T3C sous chargement de traction

Dans un premier temps, une image DAS de la fissure de l'éprouvette T3C est réalisée sans application de charge afin de positionner les transducteurs de façon à étudier l'extrémité de la fissure. La configuration expérimentale utilisée pour effectuer l'image DAS est identique à celle présentée sur la figure 5.25.

La figure 5.30a présente une image de la distribution de l'amplitude des signaux focalisés dans la zone reconstruite. Une déviation en fin de fissure est observée comme dans le cas de l'éprouvette T2C. La figure 5.30b présente la distribution de l'amplitude maximale selon la direction x . Le pic de diffraction n'est pas clair sur cette figure. Cependant, l'amplitude maximale est très faible à partir de 40 mm ce qui indique probablement la fin de la fissure.

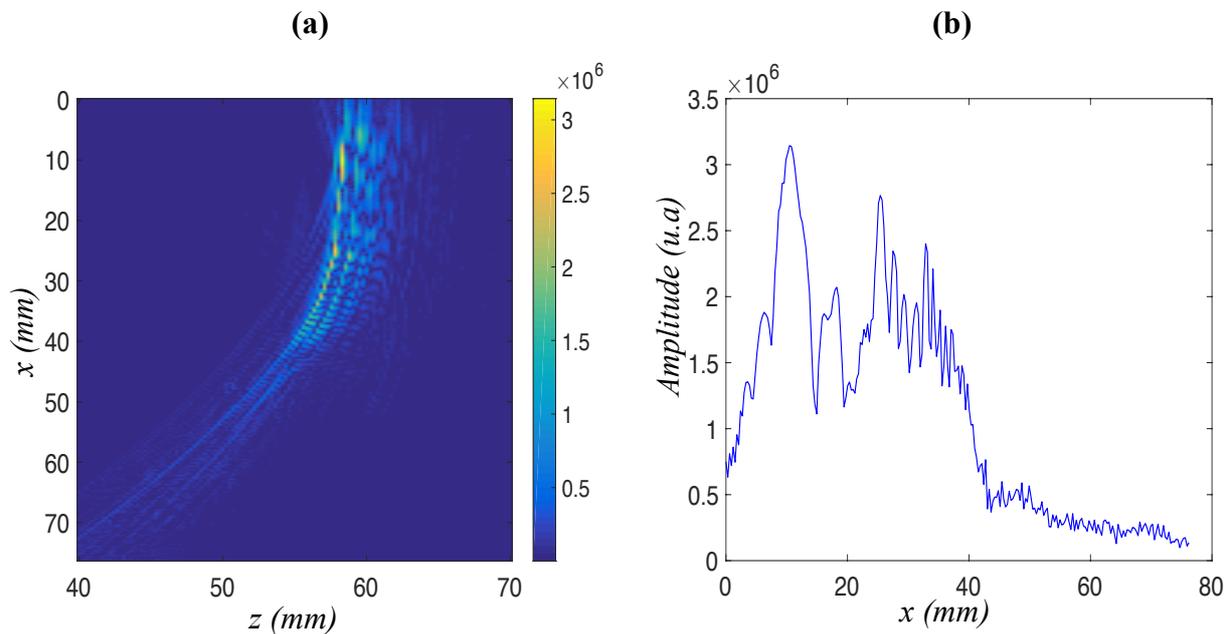


Figure 5.30. (a) Image DAS de la fissure de l'éprouvette T3C sans chargement appliqué. (b) Distribution de l'amplitude maximale selon la direction x de la fissure de l'éprouvette T3C.

La figure 5.31 présente le dispositif expérimental utilisé dans un premier temps pour reconstruire les sources des deux premiers harmoniques au niveau de la fissure. Dans un deuxième temps, ce même montage est utilisé pour effectuer l'imagerie linéaire de la fissure par la méthode DAS en utilisant la sonde multiéléments à 2.25 MHz.

Afin d'exciter l'extrémité de la fissure, les deux transducteurs sont centrés à 40 mm. Ensuite, le principe de la méthode utilisée pour reconstruire les sources des deux premiers harmoniques est identique à celui présenté précédemment (§ 5.4.4.1). La précharge appliquée pour maintenir la stabilité du système est de 5 kN.

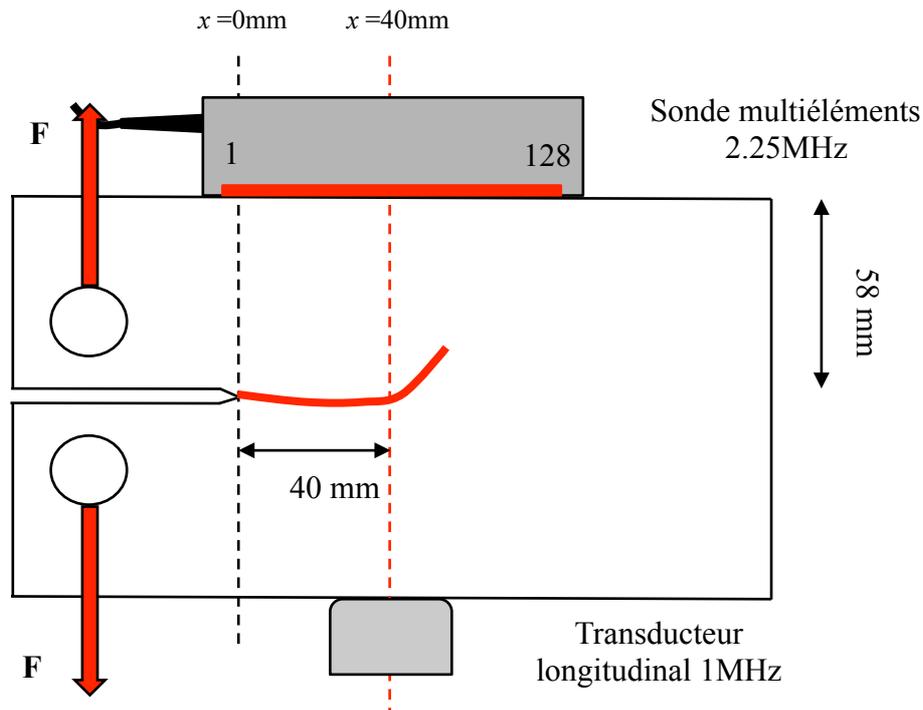


Figure 5.31. Schéma du dispositif expérimental utilisé pour la reconstruction des deux premiers harmoniques au niveau de la fissure par la méthode d'holographie acoustique dans le cas d'une éprouvette fissurée (T3C) sous chargement de traction.

La figure 5.32 présente les résultats de la distribution des deux premiers harmoniques au niveau du fond de fissure sous plusieurs charges de traction entre 5 et 20 kN. La distribution du champ incident obtenue dans le cas de l'éprouvette saine (figure 5.21) pour la même position des transducteurs est également représentée.

La figure.5.32a présente la distribution de l'amplitude de l'harmonique fondamental pour les différents niveaux de chargement. D'après ces résultats, deux zones sont distinguées :

- Première zone comprise entre 20 mm et 35 mm : la transmission diminue en fonction de la traction appliquée. Cette diminution est faible entre 5 kN et 11 kN ce qui indique probablement que la charge appliquée ne modifie pas le saut de déplacement. A partir de 12 kN, l'amplitude de l'harmonique fondamental diminue d'une façon importante indiquant l'ouverture de la fissure. A partir d'une force de traction égale à 17 kN la transmission est quasiment nulle, ce qui implique que le saut de déplacement est supérieur au déplacement incident sur cette zone.
- Deuxième zone comprise entre 35 mm et 60 mm. : la variation de la transmission est moins importante en fonction de la traction appliquée par rapport à la première zone. De plus, la distribution de l'harmonique fondamental est proche de celle de l'onde incidente. Cela, correspond probablement à une zone saine de l'éprouvette.

La figure.5.32b présente la distribution de l'amplitude du second harmonique en fonction des différents niveaux de chargement. Cette distribution reste quasiment invariante entre 5 kN et 11 kN ce qui est en accord avec les résultats de la transmission. A partir de 12 kN, l'amplitude du second harmonique diminue et le maximum se décale vers les $x > 0$. En effet, comme la fissure est ouverte, la génération du second harmonique est dominée par le paramètre $\Psi_{L,local}$ (chapitre

2 (Eq 2.50)). Le décalage de la distribution des sources du second harmonique correspond à un changement de morphologie de la fissure. Les amplitudes maximales du second harmonique correspondent aux valeurs les plus faibles de Ψ_{L_local} .

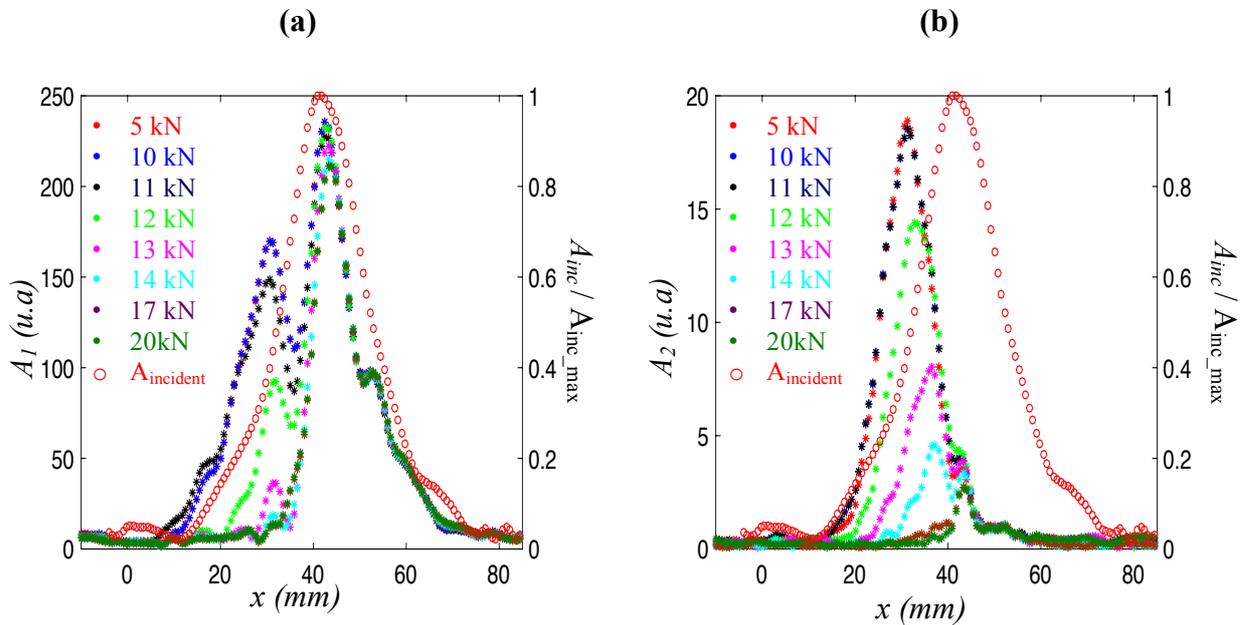


Figure 5.32. Résultats de la distribution des deux premiers harmoniques au niveau de la fissure de l'éprouvette fissurée (T3C) sous chargement de traction. **(a)** Distribution de l'harmonique fondamental. **(b)** Distribution du second harmonique.

Afin de vérifier si le contact acoustique non-linéaire est activé pour les mesures effectuées, la transformée de Fourier en dB pour les positions correspondant aux maximums de A_2 (figure 5.32b) est tracée sur la figure 5.33. Des pics clairs du second harmonique sont observés pour les charges inférieures à 17 kN avec des amplitudes supérieures au seuil de la non-linéarité classique. A partir de 17 kN, l'amplitude du second harmonique est proche du seuil défini pour la non-linéarité classique (-38 dB).

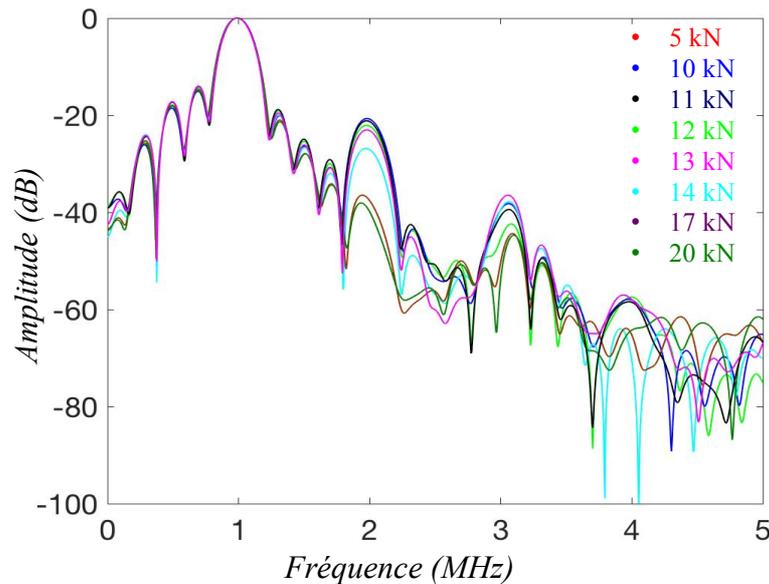


Figure 5.33. Transformée de Fourier en dB des signaux correspondant à la position de la génération maximale du second harmonique au niveau de la fissure de l'éprouvette fissurée (T3C) sous chargement de traction.

5.4.4.3 Imagerie linéaire de la fissure (T3C) par la méthode Delay And Sum (DAS) sous chargement de traction appliqué

Comme expliqué précédemment, l'imagerie linéaire de la fissure de l'éprouvette T3C est réalisée par la méthode DAS. Les deux méthodes (DAS et non-linéaire) sont appliquées successivement en fonction de la charge de traction.

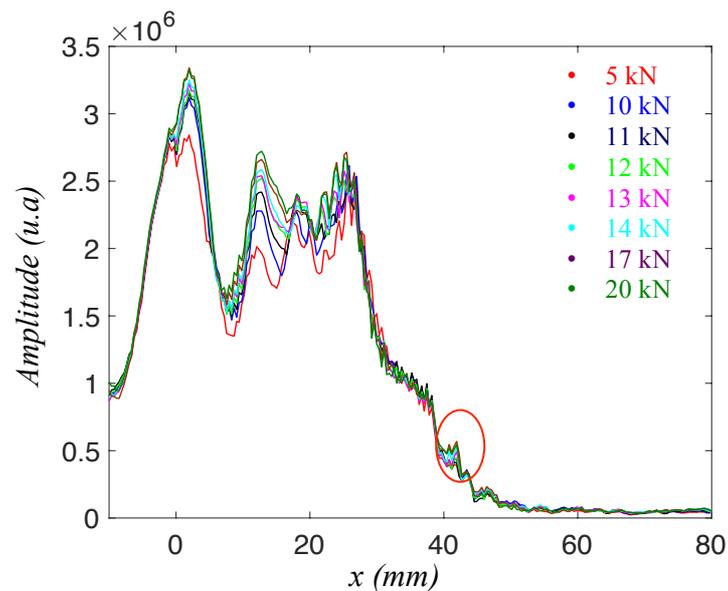


Figure 5.34. Distribution de l'amplitude maximale selon la direction x de la fissure de l'éprouvette T3C sous chargement de traction. Le cercle rouge indique le pic de diffraction au fond de fissure.

La figure 5.34 présente la distribution de l'amplitude maximale selon la direction x pour les différents cas de chargements. L'amplitude de l'onde réfléchie varie en fonction du chargement de traction ce qui indique l'ouverture progressive de la fissure. En revanche, la position du pic de diffraction indiquant l'extrémité de la fissure ne varie pas. La taille de la fissure estimée par cette méthode est environ 43 mm.

5.4.4.4 Discussion sur les résultats obtenus par la méthode US linéaire et la méthode US non-linéaire proposée

Les distributions des sources des deux premiers harmoniques au niveau du fond de fissure sont variables en fonction de la traction appliquée. Ces variations sont directement liées au changement de morphologie de l'extrémité de la fissure en fonction du chargement. En effet, la distribution de l'harmonique fondamental indique localement l'évolution de la transmission. Lorsque la traction augmente, la transmission diminue dans la zone fissurée et le pic de A_1 se décale vers les zones où le saut de déplacement est plus faible ($x > 0$).

La distribution du second harmonique au niveau du fond de fissure indique localement l'activation du contact acoustique non-linéaire. Ce dernier est généré si le déplacement incident est supérieur au saut de déplacement de la fissure dans le cas d'une fissure ouverte. Ainsi, la distribution de A_2 donne des informations sur l'évolution du saut de déplacement en fin de fissure en fonction de la traction appliquée. Sur la figure 5.35a, le pic de A_2 se décale de 12.25mm vers les $x > 0$ entre la première et la dernière charge appliquée. Cela montre que lorsque la traction augmente, le saut de déplacement au niveau de l'extrémité de la fissure est de plus en plus faible en allant vers les $x > 0$. De plus, l'extrémité de la fissure indiquée par la distribution du second harmonique est en accord avec celle estimée par l'imagerie linéaire en utilisant la méthode DAS (figure 5.35b).

Dans cette étude, l'analyse a été effectuée sur une zone limitée de la fissure en raison de la taille du champ incident généré par le transducteur mono-élément utilisé. Il serait intéressant d'effectuer la même étude mais en excitant toute la fissure avec onde plane afin d'avoir une information sur toute la fissure pour le même essai. Cette étude fait une partie des perspectives de ce travail.

De même, cette analyse en traction a permis de mettre en évidence le comportement non-linéaire d'une fissure ouverte. Une autre perspective sera de faire la même étude en compression, pour compléter l'analyse et retrouver des comportements d'interfaces fermées.

Cette étude a montré que l'acoustique non-linéaire offre le potentiel d'obtenir de l'information supplémentaire (pour l'instant qualitative) sur l'état de la fissure (ouvert/fermée), le saut de déplacement et la précontrainte.

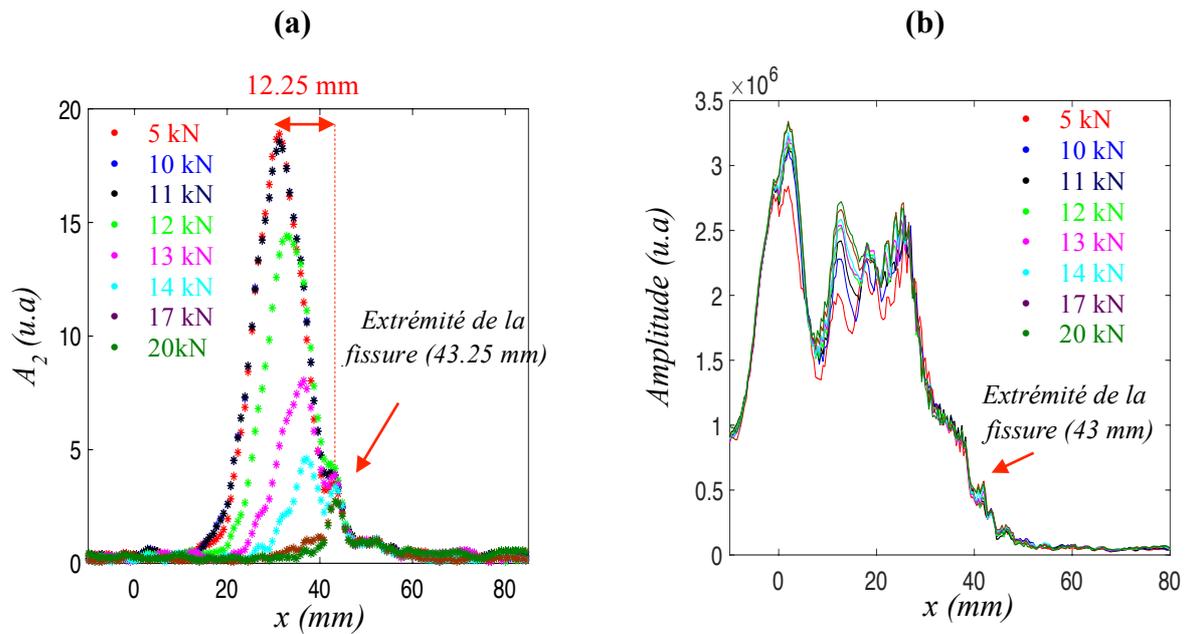


Figure 5.35. Comparaison entre (a) la distribution du second harmonique au niveau de la fissure de l'éprouvette fissurée (T3C) et (b) la distribution de l'amplitude maximale de l'image DAS selon la direction x de la fissure de l'éprouvette T3C sous chargement de traction.

5.5 Conclusions

Dans ce chapitre, la reconstruction des sources de l'harmonique fondamental et du second harmonique au niveau de la fissure a été appliquée.

Une première étape consistait à valider la reconstruction :

- numériquement en comparant les résultats avec les mesures directes.
- numériquement et expérimentalement pour définir les limites de la méthode pour la configuration expérimentale et en fonction de la taille de la source.

Cela a permis de montrer que cette méthode est un bon moyen d'accès aux sources de génération du second harmonique au niveau de la fissure. (avec une limitation sur l'amplitude absolue reconstruite).

En plus de la reconstruction du champ incident sur une éprouvette saine, une analyse des résultats de reconstruction a été présentée pour deux cas :

- le cas d'une éprouvette fissurée sans chargement.
- le cas d'une éprouvette fissurée sous chargement de traction.

Dans le cas des éprouvettes fissurées, l'évolution de la distribution des sources de génération du second harmonique en fonction du chargement appliquée permet de fournir une information plus précise sur le profil de la fissure par rapport à la méthode d'imagerie linéaire « delay and sum ». En s'appuyant sur les résultats de l'analyse numérique effectuée précédemment (chapitre

4), nous sommes en mesure de savoir si la fissure est ouverte ou fermée et d'en déduire une indication de précontrainte ou de saut de déplacement.

L'information fournie par la répartition des sources sur le plan de la fissure donne une bonne indication sur les zones où le CAN est activé. C'est un premier pas vers la caractérisation des fissures fermées (Précontrainte σ_0 , saut de déplacement u_0 et taille de la fissure).

Conclusion générale

Bilan de travail effectué

L'objectif central de la thèse concerne l'étude de l'interaction non-linéaire entre une onde longitudinale et une fissure fermée, dans le but de la détecter et de la caractériser par ultrasons.

Les phénomènes linéaires tels qu'une modification de l'amplitude ou de la phase n'étant pas suffisamment sensibles à la présence des fissures fermées, les phénomènes non-linéaires sont potentiellement intéressants à exploiter pour la caractérisation de ces défauts. Ces phénomènes non-linéaires sont principalement liés au contact acoustique non-linéaire (CAN).

Dans un premier temps, l'analyse de la littérature a permis de faire un état de la connaissance sur cette problématique. Les différents processus responsables de la fermeture des fissures de fatigue ont été présentés. Ils conduisent généralement à des profils complexes de fissures. Il existe différentes méthodes d'acoustique non-linéaire qui ont montré leur efficacité pour mettre en évidence la présence des non-linéarités dont le CAN. Pour aller vers une caractérisation des fissures fermées, il faut différencier le CAN des autres sources de non-linéarités et en extraire des signatures spécifiques. La modélisation et la simulation numérique représentent un outil indispensable pour une analyse profonde du problème du CAN.

Dans ce contexte, la démarche suivie dans ce travail de thèse se base sur l'association d'une analyse numérique et d'une étude expérimentale conduisant à une meilleure compréhension des mécanismes physiques mis en jeu lors du CAN. De part sa simplicité de mise en œuvre et d'analyse, la méthode de génération d'harmoniques supérieures a été retenue pour notre analyse et en vue de proposer une stratégie d'identification des zones de la fissure où le CAN est activé, premier pas vers la caractérisation des fissures fermées. Les différentes études effectuées dans ce travail de thèse sont résumées sur la figure 6.1.

Du point de vue numérique, dans un premier temps, un modèle unidimensionnel du CAN par la méthode de Différences finies est proposé dans le but de comprendre les mécanismes physiques mis en jeu. Les résultats obtenus ont montré deux signatures différentes pour l'évolution du second harmonique dans le cas d'une interface ouverte et une interface fermée. L'amplitude du second harmonique généré est plus importante dans le cas d'une interface fermée. Ce modèle a également permis d'optimiser le signal d'excitation en vue de l'analyse expérimentale.

Dans un deuxième temps, une modélisation du CAN par la méthode des Eléments finis (EF) en 2D est effectuée. Des morphologies de contact ainsi que des conditions d'excitation plus complexes ont été considérées prenant en compte la coexistence des zones ouvertes et fermées au sein de l'interface de contact. Une analyse du CAN vis-à-vis de la distribution locale des paramètres physiques (contraintes et sauts de déplacement) au niveau de l'interface de contact est proposée. Elle a conduit à l'établissement d'un lien direct entre ces grandeurs locales et la distribution des sources de second harmonique au niveau de l'interface.

Du point de vue expérimental, la méthode de génération d'harmoniques supérieures a été appliquée sur une éprouvette comportant une fissure de fatigue réelle. La génération du second harmonique par le CAN ainsi que son évolution en fonction du chargement appliqué était au centre de l'attention de cette étude. L'analyse du niveau des harmoniques supérieures notamment le second harmonique généré par le système électronique ainsi que la non-linéarité classique a fait l'objet d'un intérêt particulier dans cette étude afin de mettre en évidence l'activation du CAN. Cette étude a permis de retrouver les deux signatures non-linéaires des interfaces ouverte et fermée et a également mis en évidence des évolutions proches d'un des modèles numérique 2D par EF, ce qui semble montrer la contribution de zones ouvertes et fermées dans le comportement non-linéaire de la fissure.

Dans le but d'exploiter la méthode de génération d'harmoniques supérieure, une stratégie expérimentale/numérique basée sur le principe de l'holographie acoustique est proposée, permettant la reconstruction des sources d'harmoniques au niveau de la fissure. Une validation numérique (modèle 2D) et expérimentale (éprouvette saine) a été effectuée et a permis de montrer l'applicabilité de cette méthode. La reconstruction des sources de l'harmonique fondamental et du second harmonique au niveau de la fissure a été effectuée d'abord sans chargement, et puis sous chargement de traction. En parallèle de cette étude, l'imagerie linéaire de la fissure avec la méthode *Delay And Sum* a été effectuée afin de confronter ses résultats à ceux obtenus par la méthode non-linéaire. Les zones d'activation du CAN ont été identifiées localement au niveau de la fissure et donne une indication de l'état ouvert/fermée de la fissure. Là où la méthode linéaire est peu sensible au chargement appliqué au niveau de la pointe de fissure, la méthode non-linéaire apporte de l'information sur les zones d'activation du CAN et montre une bonne sensibilité à la charge appliquée qui permet d'identifier avec précision la pointe de fissure sur les essais réalisés. Cette méthode est également une opportunité pour accéder localement à la précontrainte et à l'ouverture de fissure.

Apport et originalité de la thèse

Avant d'énoncer les apports de ce travail, il convient de replacer rapidement le contexte de l'étude. La caractérisation des fissures fermées passe notamment par une connaissance fine de l'interaction non-linéaire entre une onde acoustique de forte amplitude et une fissure fermée. Dans ce contexte, une analyse numérique et d'une étude expérimentale ont été effectuées et ont permis une meilleure compréhension des mécanismes physiques mis en jeu lors du CAN.

Du point de vue numérique, une modélisation par la méthode des Eléments Finis de l'interaction non-linéaire entre une onde longitudinale et une interface de contact est effectuée. Le profil d'une fissure réelle étant complexe, des morphologies d'interfaces de contact incluant des zones ouvertes et fermées ont été considérées afin d'étudier leur influence sur le CAN. Ce type de modélisation est absent de la littérature dans le cadre de l'acoustique non-linéaire à notre connaissance.

Ce travail propose une analyse approfondie du contact acoustique non-linéaire. La génération du second harmonique est analysée par rapport à un état local de contrainte et déplacement au niveau de l'interface. Un lien direct est obtenu entre la distribution locale des sources du second harmonique au niveau de l'interface et celles des deux paramètres physiques (contrainte et déplacement).

Du point de vue expérimental, le contact acoustique non-linéaire a été validé dans le cas d'une fissure de fatigue réelle. Les signatures non-linéaires caractérisant le comportement d'une fissure initialement ouverte et une fissure initialement fermée ont été mises en évidence. L'évolution particulière du second harmonique en fonction de la compression appliquée est proche du résultat

obtenu dans le cas du modèle 2D avec une interface convexe. Ainsi, il est possible d'avoir une indication sur l'état de la fissure (partiellement ou complètement fermé).

Dans ce travail, une stratégie expérimentale/numérique basée sur le principe de l'holographie acoustique est proposée afin de reconstruire les sources des harmoniques notamment le second harmonique au niveau de la fissure. Cette stratégie nous semble être une approche originale dans le cadre de l'acoustique non-linéaire, avec des résultats intéressants qui montrent bien un lien entre la variation du profil (saut de déplacement et précontrainte) de la fissure et la distribution du second harmonique. Cette stratégie est potentiellement intéressante pour la caractérisation des fissures fermées.

Perspectives

La modélisation numérique par la méthode des Eléments Finies proposée dans ce travail a permis de considérer des cas plus réalistes et d'apporter une meilleure compréhension du CAN. Afin de se rapprocher de la configuration expérimentale, le modèle pourrait être étendu à la prise en compte d'un profil de fissure fidèle à la configuration expérimentale (profil courbé, plus de zones ouvertes/fermées et présence de la pointe de fissure) et de la géométrie exacte de l'éprouvette expérimentale. Cela permettrait d'aller plus loin dans la confrontation des modèles numériques avec les résultats expérimentaux.

La stratégie de reconstruction des sources des harmoniques a permis l'accès à la distribution des sources de génération du second harmonique au niveau de la fissure sans charge et en traction. Cela a permis de mettre en évidence le comportement de fissure ouverte et d'identifier avec précision la pointe de fissure. Afin de compléter cette analyse, il serait intéressant de réaliser les mesures sous chargement de compression afin de se mettre dans les conditions d'une fissure fermée. L'utilisation d'un capteur large permettrait d'optimiser la méthode car l'ensemble de la fissure pourrait être analysé en une seule mesure.

Une autre perspective intéressante serait d'appliquer cette méthodologie à d'autres techniques d'acoustique non-linéaire comme la méthode de mixage d'ondes non-colinéaire et la méthode de modulation non-linéaire de fréquences. La première technique consiste, par exemple, à faire interagir deux ondes de cisaillement au niveau de la fissure pour générer une onde longitudinale qui se propage dans une direction différente de fréquence égale à la somme des fréquences des ondes incidentes. Malgré une mise en œuvre plus compliquée que la méthode de génération d'harmonique, cette méthode a l'avantage d'une sélectivité modale, spatiale et fréquentielle, qui constitue un fort potentiel d'imagerie de fissures fermées. Concernant la méthode de modulation non-linéaire de fréquences, il s'agit de faire interagir deux ondes de fréquences différentes et de générer des composantes sommes et différences en plus des harmoniques. La configuration qui fait interagir une onde basse fréquence et une onde haute fréquence permet d'activer aisément la non-linéarité de contact par la basse fréquence. La stratégie proposée permettrait de reconstruire les sources de non-linéarité et ainsi de fournir un outil d'analyse supplémentaire.

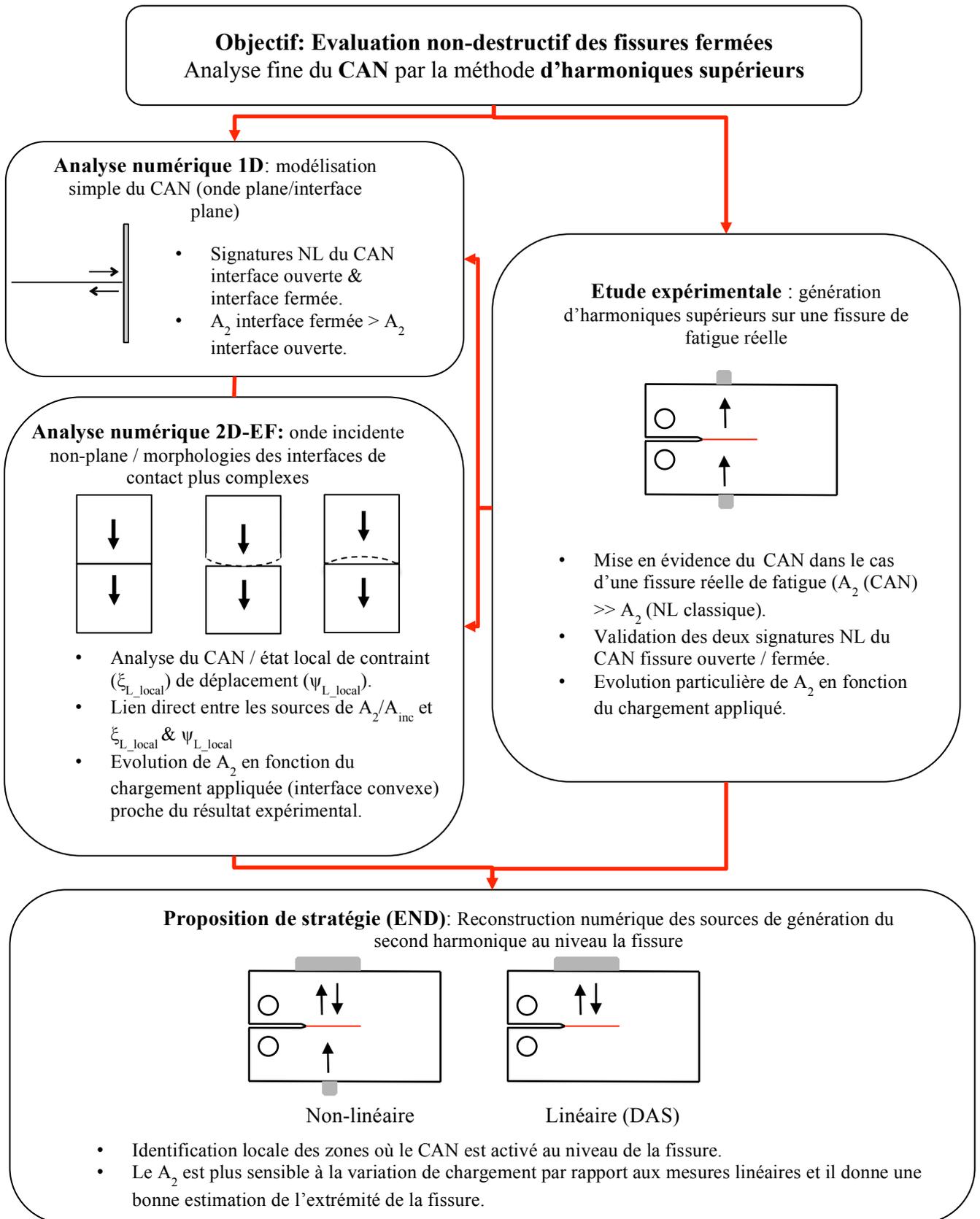


Figure 6.1. Organigramme des différentes études réalisées dans ce travail et les principaux résultats obtenus.

Bibliographie

- [1] W. Elbert, "The significance of fatigue crack closure," *ASTM STP*, pp. 230-242, 1971.
- [2] S. Ritchie and R.O. Suresh, "A geometric of model for fatigue crack closure induced by fracture surface roughness," *Metallurgical transaction*, vol. 13A, pp. 1627-1631, 1982.
- [3] L. Farcy, "Etude comparative des mécanismes de fissuration des deux alliages d'aluminium 2024 et aluminium-lithium 2091," *thèse de doctorat*, 1990.
- [4] P. Bernasovský, "Failure analysis of welded components – importance for technical practice," *IIW International Congress in Central and East European Region. Slovakia*, 2009.
- [5] Y. Ohara and al, "Ultrasonic Measurement of Closed Stress Corrosion Crack Depth Using Subharmonic Phased Array," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 48, 2009.
- [6] Mark F. Hamilton and David T. Blackstock, "Nonlinear Acoustics," *The Acoustical Society of America*, 1998.
- [7] C. Payan and al, "Determination of third order elastic constants in a complex solid applying coda wave interferometry," *Applied physics letters*, vol. 94, p. 011904, 2009.
- [8] R. El.Guerjouma, M. Deschamps, and A. Gérard, "Acoustoélasticité sous incidence variable : une détermination des constantes élastiques du troisième ordre," *Acustica*, vol. 77, 1992.
- [9] G.E. Dace, R.B. Thompson, and O. Buck, "Measurement of the acoustic harmonic generation for characterization using contact transducer," *Review of progress in Quantitative Nondestructive Evaluation(RPQNDE)*, vol. 11, pp. 2069-2076, 1992.
- [10] A. LeBrun, "Méthodes ultrasonores de caractérisation des matériaux endommagés.," *Thèse de doctorat, Université Paris VI-Pierre et Marie Curie*, 1997.
- [11] C. Barrière, "Effet de la diffraction sur l'interaction paramétrique d'ondes acoustiques. Application à la mesure de paramètres de non linéarité et de champs acoustiques," *Thèse de doctorat, Université Paris VII*, 2001.
- [12] C. Barrière and D. Royer, "Diffraction effects in the parametric interaction of acoustic waves : application to measurements of the nonlinearity parameter b/a in liquids," *IEEE Trans. on UFFC*, vol. 48(6), pp. 1706–1715, 2001.
- [13] X. Jacob, "Applications de l'interaction d'ondes élastiques à la mesure des propriétés non-linéaires des matériaux et à la caractérisation de champ de pression," *thèse de doctorat. Université de Paris 7*, 1990.
- [14] O. Bou Matar, S. Dos Santos, M. Vila, and F.V. Meulen, "Acoustic Nonlinear Parameter Measurement in Solid with a Contact Phase Modulation Method," *IEEE ULTRASONICS SYMPOSIUM*, vol. 881, 2002.
- [15] Y. Zheng and al, "Nonlinear acoustic applications for material characterization: A review.," *J. Phys.*, vol. 7, p. 940, 1999.
- [16] H.C. John, "Nondestructive Evaluation of Metal Fatigue using Nonlinear Acoustics,"

- Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, vol. 28, pp. 19-32, 2009.
- [17] L.K. Zarembo and V.A. Krasil'nikov, "Nonlinear phenomena in the propagation of elastic waves in solids," *Soviet Physics Uspekhi*, vol. 13(6), p. 778, 1971.
- [18] A.A. Shah and Y. Ribakov, "Non-linear ultrasonic evaluation of damaged concrete based on higher order harmonic generation," *Materials and Design*, vol. 30(10), pp. 4095 – 4102, 2009.
- [19] Kyung Young. Jhang, "Applications of nonlinear ultrasonics to the NDE of material degradation," *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions*, vol. 47(3), pp. 540–548, may 2000.
- [20] Jan Herrmann et al., "Assessment of material damage in a nickel-base superalloy using nonlinear rayleigh surface waves," *Journal of Applied Physics*, vol. 99(12), pp. 124913 – 124913, jun 2006.
- [21] Jin-Yeon Kim, Laurence J. Jacobs, Jianmin Qu, and Jerrol W. Littles, "Experimental characterization of fatigue damage in a nickel-base superalloy using nonlinear ultrasonic waves," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 120(3), pp. 1266–1273, 2006.
- [22] D. O. Thompson M. A. Breazeale, "Finite-amplitude ultrasonic waves in aluminum," *Applied Physics Letters*, vol. 3(5), pp. 77–78, 1963.
- [23] R.A. Guyer and P.A. Johnson, "Nonlinear mesoscopic elasticity: evidence for a new class of materials," *Physics Today*, vol. 52 (4), p. 30, 1999.
- [24] J.C. Jaeger, N.G.W. Cook, and R.W. Zimmerman, "Fundamentals of Rock Mechanics," 4th ed. s.l.: Blackwell Publishing, Malden, USA, 2007.
- [25] D. Broda and al, "Modelling of nonlinear crack–wave interactions for damage detection based on ultrasound—A review," *Journal of Sound ans Vibration*, vol. 333, pp. 1097-1118, 2014.
- [26] A.E.H. Love, "A Treatise on the Mathematical Theory of Elasticity," *Dover Publications, Inc., Mineola*, 1944.
- [27] P. Blanloeuil, "Analyse de la non-linéarité acoustique de contact pour l'Evaluation et le Contrôle Non Destructif," *Thèse de doctorat. Université de Bordeaux*, 2013.
- [28] B. McKavanagh and F.D. Stacey, "Mechanical hysteresis in rocks at low strain amplitudes and seismic frequencies," *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, vol. 8, pp. 246–250, 1974.
- [29] J.B. Walsh, "The effect of cracks on the uniaxial elastic compression of rocks," *Journal of Geophysical Research*, vol. 70 (2), pp. 399–411, 1965.
- [30] D.J. Holcomb, "Memory, relaxation, and microfracturing in dilatant rock," *Journal of Geophysical Research*, vol. 86 (B7), pp. 6235–6248, 1981.
- [31] C.H. Scholz and S.H. Hickman, "Hysteresis in the closure of a nominally flat crack," *Journal of Geophysical Research*, vol. 88, 1983.
- [32] V. Gusev, V. Tournat, and B. Castagnede, "Nonlinear acoustic phenomena in micro-inhomogeneous media," *Materials and Acoustic Handbook, ISTE Ltd, London*, 2009.
- [33] K. Van Den Abeele, J. Carmeliet, J.A.Ten Cate, and P.A Johnson, "Nonlinear elastic wave spectroscopy [NEWS] techniques to discern material damage. Part II: Single mode
-

- nonlinear resonance acoustic spectroscopy," *Research in Nondestructive Evaluation*, vol. 12 (1), pp. 31–42, 2000.
- [34] P. A. Johnson and P. N. J. Rasolofosaon, "Manifestation of nonlinear elasticity in rock : convincing evidence over large frequency and strain intervals from laboratory studies," *Nonlinear Processes in Geophysics*, vol. 3(2), pp. 77–88, 1996.
- [35] K. Van Den Abeele, "Elastic pulsed wave propagation in media with second or higher-order nonlinearity. part I. theoretical framework," *J. Acoust. Soc. Am*, vol. 99(6), pp. 3334–3345, 1996.
- [36] K. Van Den Abeele and P.A. Johnson, "Elastic pulsed wave propagation in media with second- or higher-order nonlinearity. part II. simulation of experimental measurements on berea sandstone," *J. Acoust. Soc. Am*, vol. 99(6), pp. 3346–3352, 1996.
- [37] V.E. Nazarov, A.V. Radostin, L.A. Ostrovsky, and I.A. Soustova, "Wave processes in media with hysteretic nonlinearity. part i," *Acoustical Physics*, vol. 49, pp. 344–353, 2003.
- [38] V.E. Nazarov and A.B. Kolpakov, "Experimental investigations of nonlinear acoustic phenomena in polycrystalline zinc," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 107(4), pp. 1915–1921, 2000.
- [39] K.R. McCall and R.A. Guyer, "A new theoretical paradigm to describe hysteresis, discrete memory and nonlinear elastic wave propagation in rock," *Nonlinear Processes in Geophysics*, vol. 3, pp. 89–101, 1996.
- [40] K.R. McCall and R.A. Guyer, "Equation of state and wave propagation in hysteretic nonlinear elastic materials," *Journal of Geophysical Research*, vol. 99 (B12), pp. 887–897, 1994.
- [41] R.A. Guyer, K.R. McCall, and G.N. Boitnott, "Hysteresis, discrete memory, and nonlinear wave propagation in rock: a new paradigm," *Physical Review Letters*, vol. 74, p. 17, 1995.
- [42] R.A. Guyer, K.R. McCall, G.N. Boitnott, L.B. Hilbert, and T.J. Plona, "Quantitative implementation of Preisach – Mayergoyz space to find static and dynamic elastic moduli in rock," *Journal of Geophysical Research*, vol. 102 (B3), pp. 5281–5293, 1997.
- [43] J. Ortin, "Preisach modeling of hysteresis for a pseudoelastic Cu–Zn–Al single crystal," *Journal of Applied Physics*, vol. 71, p. 3, 1992.
- [44] M. Scalerandi, V. Agostini, P. P. Delsanto, K. E.-A. Van Den Abeele, and P. A. Johnson, "Local interaction simulation approach to modeling nonclassical, nonlinear behavior in solids," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 113, 2003.
- [45] K. Van Den Abeele, F. Schubert, V. Aleshin, F. Windels, and J. Carmeliet, "Resonant bar simulations in media with localized damage," *Ultrasonics*, vol. 42(1-9), pp. 1017 – 1024, 2004.
- [46] Baik and Thompson, "Ultrasonic Scattering From Imperfect Interfaces," *Journal of Nondestructive Evaluation*, vol. Vol.4, pp. 177-196, 1984, 1984.
- [47] M. Godet, "The third-body approach: a mechanical view of wear," *Wear*, vol. 100, 1984.
- [48] D. Majcherczak, P. Dufrenoy, and Y. Berthier, "Tribological, thermal and mechanical coupling aspects of the dry sliding contact," *Tribology International*, vol. 40 (5), pp. 834–843, 2007.
-

-
- [49] D. Richard, I. Iordanoff, M. Renouf, and Y. Berthier, "Thermal Study of the Dry Sliding Contact With Third Body Presence," *Journal of Tribology*, 2008.
- [50] I.Y. Solodov, N. Krohn, and G. Busse, "CAN: an example of nonclassical acoustic nonlinearity in solids," *Ultrasonics*, vol. 40, pp. 621–625, 2002.
- [51] B.Chantal, "Étude de la réactivité de surface par mesure d'angle de contact: Influence de la fonctionnalisation et de la structure Applications aux films d'oxyde de zinc électro-déposés.," *Thèse de doctorat de l'université pierre et marie curie*, 2007.
- [52] O. Buck, W.L. Morris, and J.M. Richardson, "Acoustic harmonic generation at unbonded interfaces and fatigue cracks," *Applied Physics Letters*, vol. 33(5), pp. 371–373, sep 1978.
- [53] I. Solodov, "Ultrasonics of non-linear contacts: propagation, reflection and NDE-applications," *Ultrasonics*, vol. 36, pp. 383-390, 1998.
- [54] S.I. Rokhlin and Y.J. Wang, "Analysis of Boundary Conditions for Elastic Wave Interaction with an Interface between Two Solids," *The journal of Acoustical Society of America*, vol. 89, pp. 503-515, 1991.
- [55] N.A. Burnham, A.J. Kulik, G. Gremaud, P.J. Gallo, and F. Oulevey, "Scanning local acceleration microscopy," *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, vol. 14(2), pp. 794–799, 1996.
- [56] J.M. Richardson, "Acoustic Harmonic Generation at Diffusion Bonds," *Eng.Sci*, vol. 17, p. 73, 1979.
- [57] J.M. Richardson, "Harmonic Generation at an Unbonded Interface: I. Planar Interface Between Semi-Infinite Elastic Media," *Int. J. Eng. Sci*, vol. 17, pp. 73–85, 1979.
- [58] Korshak.B.A, Solodov.I. Y, and Ballad.E. M., "Dc effects, sub-harmonics, stochasticity and "memory" for contact acoustic nonlinearity," *Ultrasonics*, vol. 40, pp. 707–716, 2002.
- [59] I.Y. Solodov, N. Krohn, and G. Busse, "CAN: an example of nonclassical acoustic nonlinearity in solids," *Ultrasonics*, vol. 40, pp. 621–625, 2002.
- [60] M.I. Friswell and J.E.T. Penny, "A simple, nonlinear model of a cracked beam," *Proceedings of 10th International Modal Analysis Conference, San Diego, California*, pp. 516–521, 1992.
- [61] K. Worden and G.R. Tomlinson, "Nonlinearity in Structural Dynamics: Detection, Identification and Modelling," *IOP Publishing Ltd, Bristol*, 2001.
- [62] Debaditya Dutta, Hoon Sohn, Kent A. Harries, and Piervincenzo Rizzo, "A nonlinear acoustic technique for crack detection in metallic structures," *Structural Health Monitoring*, vol. 8(3), pp. 251–262, 2009.
- [63] L. A. Ostrovsky, "Wave processes in media with strong acoustic nonlinearity," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 90(6), pp. 3332–3337, 1991.
- [64] J.A. Greenwood and J.B. Williamson, "Contact of nominally flat surfaces," *Proceedings of the Royal Society*, vol. 295A, pp. 300–319, 1966.
- [65] S. Biwa, S. Yamaji, and E. Mastumoto, "Quantitative evaluation of harmonic generation at contacting interface," *American Institute of Physics*, p. 978, 2008.
- [66] S. Biwa, S. Hiraiwa, and E. Mastumoto, "Stiffness evaluation of contacting surfaces by
-

- bulk and interface waves," *Ultrasonics*, vol. 47, pp. 123–129, 2007.
- [67] S. Biwa, A. Suzuki, and N. Ohno, "Evaluation of interface wave velocity, reflection coefficients and interfacial stiffnesses of contacting surfaces," *Ultrasonics*, vol. 43, pp. 495–502, 2005.
- [68] S. Biwa, S. Hiraiwa, and E. Mastumoto, "Pressure-dependent stiffnesses and nonlinear ultrasonic response of contacting surfaces," *Journal of Solid Mechanics and Materials Engineering*, vol. 3(1), pp. 10–21, 2009.
- [69] K. Kendall and D. Tabor, "An ultrasonic study of the area of contact between stationary and sliding surfaces," *Proceedings of the Royal Society of London A. Mathematical and Physical Sciences*, vol. 323(1554), pp. 321–340, 1971.
- [70] M. Scalerandi, V. Agostini, P. P. Delsanto, K. E.-A. Van Den Abeele, and P. A. Johnson, "Local interaction simulation approach to modeling nonclassical, nonlinear behavior in solids," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 113, 2003.
- [71] A. Moussatov, V. Gusev, and B. Castagnede, "Self-induced hysteresis for nonlinear acoustic waves in cracked material," *Physical Review Letters*, vol. 90, p. 12, 2003.
- [72] I. Solodov, J. Wackerl, K. Pfeleiderer, and G. Busse, "Nonlinear, Self-modulation and subharmonic acoustic spectroscopy for damage detection and location," *Applied Physics Letters*, vol. 84, p. 5386, 2004.
- [73] V. Aleshin and K. Van Den Abeele, "Microcontact-based theory for acoustics in microdamaged materials," *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, vol. 55(2), pp. 366 – 390, 2007.
- [74] Ohara.Y, Mihara.T, and Yamanaka.K, "Effect of adhesion between crack planes on subharmonic and dc responses in nonlinear ultrasound," *Ultrasonics*, vol. 44, pp. 194–199, 2005.
- [75] Yamanaka.K, Mihara.T, and Tsuji.T, "Evaluation of closed cracks by model analysis of subharmonic ultrasound," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 43(5B), pp. 3082–3087, 2004.
- [76] K.W. Man, "Contact mechanics using boundary elements", *Engineering*, vol. 22, pp. 4–182, 1994.
- [77] S. Hirose and J.D. Achenbach, "Higher harmonics in the far field due to dynamic crack-face contacting," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 93(1), pp. 142–147, 1993.
- [78] S. Hirose, "2d scattering by a crack with contact-boundary conditions," *Wave Motion*, vol. 19, pp. 37–49, 1993.
- [79] T.Maruyama, Hirose.S, and al, "Numerical Simulation of Nonlinear Ultrasonic Wave Generation by an Interface Crack of Bi-materia," *ICCM*, 2014.
- [80] P. Wriggers, "Computational contact mechanics," *Springer*, 2006.
- [81] T.A. Laursen, "Computational contact and impact mechanics : fundamentals of modeling interfacial phenomena in nonlinear finite element analysis," *Springer*, 2003.
- [82] M. Kögl, S. Hurlbaas, and L. Gaul, "Finite element simulation of non-destructive damage detection with higher harmonics," *NDT & E International*, vol. 37, pp. 195–205, 2004.
-

-
- [83] J. E. Akin, "The generation of elements with singularities," *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, vol. 10(6), pp. 1249–1259, 1976.
- [84] P.R.Heyllger, "On conventional and quarter-point mixed elements in linear elastic fracture mechanics," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 31(1), pp. 157 – 171, 1988.
- [85] P.Blanloeuil, A.Meziane, and C.Bacon, "Numerical study of nonlinear interaction between a crack and elastic waves under an oblique incidence," *Wave Motion*, vol. 51, pp. 425-437, 2014.
- [86] A.K. Singh and al, "Numerical investigations of non-linear acoustics/ultrasonics for damage detection," *EWSHM*, 2016.
- [87] P.Blanloeuil and al, "Closed crack imaging using time reversal method based on fundamental and second harmonic scattering," *Wave Motion*, vol. 66, pp. 156-176, 2016.
- [88] Rose.L.R.F, Chan.E, and Wang.C.H, "A comparison and extensions of algorithms for quantitative imaging of laminar damage in plates. I. Point spread functions and near field imaging," *Wave Motion*, vol. 58, pp. 222–243, 2015.
- [89] J. Haslinger and Y. Renard, "A new fictitious domain approach inspired by the extended finite element method," *Journal of Numerical Analysis*, vol. 47(2), pp. 1474–1499, 2009.
- [90] A. Gedroits and V. A. Krasilnikov, *Sov. Phys. – JETP* , vol. 16, pp. 1122-1126, 1963.
- [91] A. Hikata, B. B. Chick, and C. Elbaum, "Effect of dislocations on finite amplitude ultrasonic waves in aluminium ," *J. Appl. Phys*, vol. 36, pp. 229-236., 1965.
- [92] J. V. Yermilin et al., *Phys. Met. Metallogr*, vol. 36, p. 174, 1973.
- [93] O. Buck, *IEEE Trans. Son. Ultrason*, vol. 23, p. 346, 1976.
- [94] N.Taehyung, L.Taehun, K.Chungseok, Jhang.Kyung-Young, and K.Nohyu, "Harmonic generation of an obliquely incident ultrasonic wave in solid–solid contact interfaces," *Ultrasonics*, vol. 52, pp. 778–783, 2012.
- [95] Tae Hun Lee and Kyung-Young Jhang, "Experimental investigation of nonlinear acoustic effect at crack," *NDT & E International*, vol. 42 , pp. 757–764, 2009.
- [96] Dawei Yan, "The detectability of kissing bonds in adhesive joints using non-linear ultrasonic techniques," *PhD thesis, University of Bristol*, 2010.
- [97] Cantrell, J.H.Yost, and W.T, "Nonlinear ultrasonic characterization of fatigue microstructures," *Int. J. Fatigue* , vol. 23, pp. S487–S490, 2001.
- [98] Cantrell and J.H, "Quantitative assessment of fatigue damage accumulation in wavy slip metals from acoustic harmonic generation," *Philos. Mag*, vol. 86, pp. 1539–1554, 2006.
- [99] J.Rao., Kannan, E. Prakash, and Balasubramaniam, "Fatigue damage characterization using surface acoustic wave nonlinearity in aluminum alloy AA7175-T7351," *J. Appl. Phys*, vol. 104, p. 123508, 2008.
- [100] W.L.Morris, O.Buck, and R.V.Inman, "Acoustic harmonic generation due to fatigue damage in high-strength aluminum," *J. Appl. Phys*, vol. 50, pp. 6737–6741, 1979.
- [101] Yost.W.T. and Cantrell.J.H, "The effects of fatigue on acoustic nonlinearity in aluminum alloys," *IEEE Ultrason. Symp*, pp. 947–955, 1992.
-

-
- [102] J.Herrmann, J.Y. Kim, L.J.Jacobs, Littles, and al, "Assessment of material damage in a nickel-base superalloy using nonlinear Rayleigh surface waves," *J. Appl. Phys*, vol. 99, p. 124913, 2006.
- [103] Kim.J.Y, Jacobs.L.J, Qu.J, and Littles.J.W, "Experimental characterization of fatigue damage in a nickel-base superalloy using nonlinear ultrasonic waves," *J. Acoust. Soc. Am*, vol. 120, pp. 1266–1273, 2006.
- [104] Walker.S.V, Kim.J.Y, Qu.J, and Jacobs.L.J, "Fatigue damage evaluation in A36 steel using nonlinear Rayleigh surface waves," *NDT E Int*, vol. 48, pp. 10–15 , 2012.
- [105] Ogi.H, Hirao.M, and Aoki.S, "Noncontact monitoring of surfacewave nonlinearity for predicting the remaining life of fatigued steels," *J. Appl. Phys*, vol. 90, pp. 438–442, 2001.
- [106] Jhang.K.Y and Kim.K.C, "Evaluation of material degradation using nonlinear acoustic effect," *Ultrasonics*, vol. 37, pp. 39–44, 1999.
- [107] Na.J.K, Yost.W.T, and Cantrell.J.H, "Linear and nonlinear ultrasonic properties of fatigued 410CB stainless steel," *Thompson, D.O., Chimenti, D.E. (eds.) Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, p. 1347, 1996.
- [108] Barnard.D.J, Brasche..J.H, Raulerson.D, and Degtyar.A.D, "Monitoring fatigue damage accumulation with rayleigh wave harmonic generation measurements," *Thompson, D.O., Chimenti, D.E. (eds.) Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, AIP, New York*, pp. 1393–1400, 2003.
- [109] Sathish, S., Na, J.K., Frouin, J.: Nonlinear laser ultrasonic measurements of localized fatigue damage. In: Thompson, D.O., Chimenti, D.E. (eds.) *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, pp. 1479–1488. AIP, New York (). Blackshire.J.L., , 2003.
- [110] Frouin.J, Sathish.S, Matikas.T.E, and Na.J.K, "Ultrasonic linear and nonlinear behavior of fatigued Ti-6Al-4V. J.," *Mater. Res*, vol. 14, pp. 1295–1298, 1998.
- [111] Thiele.S, "Air-coupled detection of Rayleigh surface waves to asses material nonlinearity due to precipitation in alloy steel.," *Master's Thesis, Georgia Institute of Technology*, 2013.
- [112] Cantrell.J.H and Zhang.X.G, "Nonlinear acoustic response from precipitate-matrix misfit in a dislocation network," *J. Appl. Phys*, vol. 84, pp. 5469–5472, 1998.
- [113] Cantrell.J.H and Yost.W.T, "Determination of precipitate nucleation and growth rates from ultrasonic harmonic generation," *Appl. Phys. Lett*, vol. 77, pp. 1952–1954, 2000.
- [114] Cantrell.J.H and Yost.W.T, "Effect of precipitate coherency strains on acoustic harmonic generation," *J. Appl. Phys.*, vol. 81, pp. 2957–2962, 1997.
- [115] Mukhopadhyay.A et al., "Scatter in nonlinear ultrasonic measurements due to crystallographic orientation change induced anisotropy in harmonics generation," *J. Appl. Phys*, vol. 111, p. 054905, 2012.
- [116] Baby.S et al., "Creep damage assessment in titanium alloy using a nonlinear ultrasonic technique," *Scr. Mater*, vol. 59, pp. 818–821, 2008.
- [117] Kim.C.S, Park.I.K, and Jhang.K.Y, "Nonlinear ultrasonic characterization of thermal degradation in ferritic 2.25Cr-1Mo steel," *NDT&E Int*, vol. 42, pp. 204–209, 2009.
-

-
- [118] Xiang.Y, Deng.M, Xuan.F.Z, and Liu.C.J, "Experimental study of thermal degradation in ferritic Cr-Ni alloy steel plates using nonlinear Lamb waves," *NDT&E Int*, vol. 44, pp. 768–774, 2011.
- [119] Hurley.D.C, Balzar.D, and Purtscher.P.T, "Nonlinear ultrasonic assessment of precipitation hardening in ASTM A710 steel," *J. Mater. Res*, vol. 15, pp. 2036–2042, 2000.
- [120] Ruiz.A, Ortiz.N, Medina.A, Kim.J.Y, and Jacobs.L.J, "Application of ultrasonic methods for early detection of thermal damage in 2205 duplex stainless steel.," *NDT E Int*, vol. 54, pp. 19–26, 2013.
- [121] Dawei Yan, Bruce W.Drinkwater, and Simon A.Neild, "Measurement of the ultrasonic nonlinearity of kissing bonds in adhesive joints," *NDT & E International*, vol. 42(5), pp. 459–466, 2009.
- [122] Y. Ohara, K. Kawashima, R. Yamada, and H. Horio, "Evaluation of amorphous diffusion bonding by nonlinear ultrasonic method," *AIP Conference Proceedings*, vol. 700(1), pp. 944–951, 2004.
- [123] Xander.A.A and al, "Experimental investigation of the pulse inversion technique for imaging ultrasound contrast agents," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 107(4), pp. 2281–2290, 2000.
- [124] Kyung-Young Jhang, "Applications of nonlinear ultrasonics to the NDE of material degradation," *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions*, vol. 47(3), pp. 540–548, may 2000.
- [125] Makoto Fukuda, Takayuki Harada, and Kazuhiko Imano, "Application of high-polymer adhesive tape to closed-crack detection using second-harmonic ultrasonic pulse waves," *Acoust. Sci. & Tech*, vol. 36, pp. 175-177, 2015.
- [126] Jhang Kyung-Young, "Nonlinear ultrasonic techniques for nondestructive assessment of micro damage in material : A review," *International Journal of Precision Engineering and Manufacturing*, vol. 10(1), pp. 123–135, 2009.
- [127] Zaitsev.V, Nazarov.V, Gusev.V, and Castagnede.B, *NDT & E International 39*, vol. 3, pp. 184-194 , 2006.
- [128] K. Van Den Abeele, P. A. Johnson, and A.Sutin, "Nonlinear elastic wave spectroscopy (news) techniques to discern material damage, part i : Nonlinear wave modulation spectroscopy (nwms)," *Journal of Nondestructive Evaluation*, vol. 12, pp. 17–30, 2000.
- [129] Koen Van Den Abeele, "Nonlinear Elastic Wave Spectroscopy combined with Time Reversal for the localization of defects," *4th Workshop on "Nonlinear acoustics" GDRE-US.*, 2014.
- [130] P. Duffour, P. Cawley, and M. Morbidini, "Vibro-acoustic modulation NDE technique. Part 1: Theoretical study," *Thompson, DO and Chimenti, DE, (eds.) Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation. AMER INST PHYSICS*, vol. 24A ; 24B, pp. 608 - 615, 2005.
- [131] Korotkov and al, "Nonlinear Vibro-Acoustic Methods for Diagnostics of Metal Strength Properties," *Advances in Nonlinear Acoustics, ed. by H.Hobak. World Scientific, Singapore-New Jersey-London-Hong Kong*, pp. 370-375.
-

-
- [132] A. J. Croxford, P. D. Wilcox, B. W. Drinkwater, and P. B. Nagy, *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 126, pp. EL117-EL122, 2009.
- [133] Z. Zhang and al, "On the feasibility of nonlinear assessment of fatigue damage in hardened IN718 specimens based on non-collinear shear wave mixing," *AIP Conference Proceedings*, vol. 1706, p. 060003, 2016.
- [134] P. Blanloeuil, A. Meziane, and C. Bacon, "2D finite element modeling of the non-collinear mixing method for detection and characterization of closed cracks," *NDT & E International*, vol. 76, pp. 43-51, 2015.
- [135] P.M.Shankar, P.D. Krishna, and V.L, "Newhouse Subharmonic backscattering from ultrasound contrast agents," *J Acoust Soc Am*, vol. 106 (4), pp. 2104–2110, 1999.
- [136] Yoshikazu Ohara, Tsuyoki Mihara, and Kazushi Yamanaka, "Effect of adhesion between crack planes on subharmonic and dc responses in nonlinear ultrasound," *Ultrasonics*, vol. 44, pp. 194–199, 2005.
- [137] K. Yamanaka, T. Mihara, and T. Tsuji, *Jpn. J. Appl. Phys*, vol. 43, p. 3082, 2004.
- [138] Ohara.Y et al., "Appl. Phys. Lett," vol. 90, p. 011902, 2007.
- [139] Ohara.Y, S. Yamamoto, T.Miahara, and K. Yamanaka, *Jpn. J. Appl. Phys*, vol. 47, p. 3908, 2008.
- [140] Y. Ohara, Y. Shintaku, S. Horinouchi, M. Ikeuchi, and K. yamanaka, *Jpn. J. Appl. Phys*, vol. 51, p. 07GB18, 2012.
- [141] M. Ikeuchi, K. Jinno, Y. Ohara, and K. Yamanaka, *Jpn. J. Appl. Phys. 52*, vol. 07HC08, 2013.
- [142] J. Cantrell, "Nondestructive Evaluation Of Metal Fatigue Using Nonlinear Acoustics," *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, vol. 28, pp. 19-32, 2009.
- [143] J.H.Cantrell, "Ultrasonic harmonic generation from fatigueinduced dislocation substructures in planar slip metals and assessment of remaining fatigue life," *J. Appl. Phys*, vol. 106, pp. 1–6, 2009.
- [144] L. Baillet and T. Sassi, "Simulation numériques de différentes méthodes d'éléments finis pour les problèmes de contact avec frottement," *Comptes Rendus de Mécanique*, vol. 331, pp. 789–796, 2003.
- [145] D.Chamoret, "Modélisation du contact: nouvelles approches numériques," *Thèse, École Centrale de Lyon*, 2002.
- [146] T. Belytschko and M. O. Neal, "Contact-impact by the piball algorithm with penalty and lagrangian methods," *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, vol. 31, pp. 547-572, 1991.
- [147] R. L. Taylor and P. Papadopoulos, "On a finite element method for dynamic contact/impact problems," *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, vol. 36, pp. 2123-2140, 1993.
- [148] P. Papadopoulos and R.L. Taylor, "A simple algorithm for three-dimensional finite element analysis of contact problems," *Computers E4 Structures*, vol. 46, pp. 1107-1118, 1993.
-

-
- [149] D. Peric and D.R.J. Owen, "Computational model for 3d contact problems with friction based on the penalty method," *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, vol. 35, pp. 1289-1309, 1992.
- [150] C. Staub, "Modélisation dynamique des procédés de forgeage," *Thèse, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon*, 1998.
- [151] A. B. Chaudhary and K.J. Bathe, "A solution method for static and dynamic analysis for three-dimensional contact problems with friction," *Computers & Structures*, vol. 24(6), pp. 855-873, 1986.
- [152] R. Glowinski and P. Le Tallec, "Numerical solution of problems in incompressible finite elasticity by augmented lagrangian methods: (ii) three-dimensional problems," *SIAM Journal of Applied Maths*, vol. 44(4), pp. 710–733, 1984.
- [153] Juan C. Simo, Peter Wriggers, and Robert L. Taylor, "A perturbed lagrangian formulation for the finite element solution of contact problems," *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 50(2), pp. 163 – 180, 1985.
- [154] T. A. Laursen, "Formulation Treatment of Frictional Contact Problems Using Finite Elements," *PhD thesis, Stanford University*, 1992.
- [155] D Vola, E Pratt, M Jean, and M Raous, "Consistent time discretization for dynamical frictional contact problems and complementarity techniques," *Revue Européenne des éléments finis*, vol. 7 (1-3), pp. 149–162, 1998.
- [156] L. Baillet and T.Sassi, "Mixed finite element formulation in large deformation frictional contact problem," *Revue Européenne des Eléments Finis*, vol. 14(2-3), pp. 287–304, 2005.
- [157] L. Baillet, "Du mécanisme au contact – modélisation par éléments finis," 2002.
- [158] Carpenter, J. Nicholas, L. Robert Taylor, and Michael Katona, "Lagrange constraints for transient finite element surface contact," *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, vol. 32(1), pp. 103–128, 1991.
- [159] J. Haslinger and J.C. Nedlec, "Approximation of the signorini problem with friction, obeying the coulomb law," *Mathematical Methods in the Applied Sciences*, vol. 5(1), pp. 422–437, 1983.
- [160] L.Baillet and T.Sassi, "Mixed finite element methods for the signorini problem with friction," *Numerical Methods for Partial Differential Equations*, vol. 22(6), pp. 1489–1508, 2006.
- [161] P. Coorevits, P. Hild, K. Lhalouani, and T. Sassi, "Mixed finite element methods for unilateral problems : convergence analysis and numerical studies," *Mathematics of Computation*, vol. 71 (237), pp. 1–25, 2001.
- [162] P. SMIGIELSKI, "Holographie industrielle," *Teknea, Toulouse*, 1994.
- [163] M. Fink, "Time reversal of ultrasonic fields-part I : Basic principles," *IEEE Trans. on UFFC*, vol. 39(5) , pp. 555–566, 1992.
- [164] J.-L. Thomas, and M. Fink F. Wu, "Time reversal of ultrasonic fields-part II : Experimental results," *IEEE Trans. on UFFC*, vol. 39(5), pp. 567–578, 1992.
- [165] T. Goursolle, *Thèse de doctorat, Université François Rabelais - Tours*, 2008.
-

-
- [166] E. G. Williams, J. D. Maynard, and E. Skudrzyk, "Sound source reconstructions using a microphone array," *J. Acoust. Soc. Am*, vol. 68 (1), pp. 340–344, 1980.
- [167] E. G. Williams and J. D. Maynard, "Holographic Imaging without the wavelength resolution limit," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 45, pp. 54–557, 1980.
- [168] H.-S. Kwon, Y. Niu, and Y.-J. Kim, "Planar nearfield acoustical holography in moving fluid medium at subsonic and uniform velocity," *J. Acoust. Soc. Am*, vol. 128 (4), pp. 1823–1832, 2010.
- [169] B. Hosten, "Imagerie ultrasonore numérique de type holographique," Thèse de doctorat, Université Bordeaux 1, Thèse 1984.
- [170] P. Smiegelski, *Holographie industrielle.*, 1994.
- [171] Y. Goyat et al., "Détection de fissures par interférométrie holographique et par interférométrie de speckle," Rapport LCPC, 2002.
- [172] L.R.F. Francis Rose C.H. Wang, "Imaging damage using mixed passive and active sensors," *Key Engineering Materials. Trans Tech*, vol. 558, pp. 244–251, 2013.
- [173] Shkolnik, "Effect of nonlinear response of concrete on its elastic modulus and strength," *Cement and Concrete Composites*, vol. 27(7-8), pp. 747–757, 2005.
- [174] S. Biwa, S. Yamaji, and E. Mastumoto, "Quantitative evaluation of harmonic generation at contacting interface," *American Institute of Physics*, p. 978, 2008.
- [175] Blackshire.J.L, Sathish.S, Na.J.K, and Frouin.J, "Nonlinear laser ultrasonic measurements of localized fatigue damage," *Thompson, D.O., Chimenti, D.E. (eds.) Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, AIP, New York*, pp. 1479–1488, 2003.
- [176] A. Moussatov, V. Gusev, and B. Castagnede, "Self-induced hysteresis for nonlinear acoustic waves in cracked material," *Phys Rev Lett*, vol. 90 , p. 124301, 2003.
- [177] R. Sasaki, T. Ogata, Y. Ohara, T. Mihara, and K. Yamanaka, *Jpn. J. Appl. Phys*, vol. 44, p. 4389, 2005.
- [178] J. Potter, A. Croxford, and P. Wilcox, "Nonlinear ultrasonic phased array imaging," *Physical review letters*, vol. 113, p. 144301, 2014.
- [179] J.M. Richardson, "Acoustic Harmonic Generation at Diffusion Bonds," *Eng.Sci*, vol. 17, p. 73, 1979.
- [180] Guyer and Johnson, "Nonlinear Mesoscopic Elasticity: Evidence for a New Class of Materials," *PhysicsToday*, vol. 52(4), pp. 30–36, 1999.
- [181] O. Buck, R.B. Thompson & D.K. Rehbein, "The interaction of ultrasound with contacting asperities: Applications to crack closure and fatigue crack growth," *Journal of Nondestructive Evaluation*, vol. 4(3-4), pp. 203–212, 1984.
- [182] D.K. Rehbein, R.B. Thompson, and O. Buck, "Interaction of ultrasonic waves with simulated and real fatigue cracks," *Review of progress in quantitative nondestructive evaluation*, vol. 4A-Proceedings of the 11th Annual Review, pp. 61–71, 1985.
- [183] S. Baby, T. Balasubramanian, and R.J. Pardikar, "Ultrasonic sizing of embedded vertical cracks in ferritic steel welds.," *Theoretical and Applied Fracture Mechanics*, vol. 40(2), pp. 145–151, 2003.
-

-
- [184] K. Van Den Abeele and De Visscher, "Damage assessment in reinforced concrete using spectral and temporal nonlinear vibration techniques," *Cement and Concrete Research*, vol. 30(9), pp. 1453–1464, 2000.
- [185] Delsanto and P.P. ed, "Universality of Nonclassical Nonlinearity 1sted," *Springer*, 2006.
- [186] Kyung-Young Jhang, "Applications of nonlinear ultrasonics to the NDE of material degradation," *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, vol. 47(3), pp. 540–548, may 2000.
- [187] O. Buck, L. Morris, and J.M. Richardson, "Acoustic harmonic generation at unbonded interfaces and fatigue cracks," *Applied Physics Letters*, vol. 33(5), pp. 371–373, sep 1978.
- [188] R.A. Guyer and P.A. Johnson, "Nonlinear mesoscopic elasticity: evidence for a new class of materials," *Physics Today*, vol. 52 (4), p. 30, 1999.
-