UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

CARACTÉRISATION DE L'INTERFACE ENTRE DEUX MATÉRIAUX PAR TECHNIQUES LASER-ULTRASONS

VINCENT TRÉANTON
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE PHYSIQUE)
JUIN 1999

© Vincent Tréanton, 1999

National Library of Canada
Bibliothèque nationale du Canada

Acquisitions and Bibliographic Services
Acquisitions et services bibliographiques

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

Our file Notre référence

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-46663-9

Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

CARACTÉRISATION DE L'INTERFACE ENTRE DEUX MATÉRIAUX PAR TECHNIQUES LASER-ULTRASONS

présenté par: TRÉANTON Vincent

en vue de l'obtention du diplôme de: Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de:

M. MASUT Rémo, Ph.D., président

M. BERTRAND Lionel, D. d'État, membre et directeur de recherche

M. AMRAM Maurice, Ph.D., membre

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier Monsieur Lionel Bertrand, mon directeur de recherche, pour m'avoir accueilli au sein de son groupe de recherche et pour ses précieux conseils et suggestions sans lesquels la réalisation de ce travail n'aurait pas été possible.

Je remercie Monsieur Rémo Masut pour le poste de président de jury qu'il a accepté ainsi que Monsieur Maurice Amram pour le poste de membre du jury qu'il a accepté.

Je remercie Christophe Bescond pour son soutien de tous les instants autant technique que théorique et qui m'a permis de surmonter de nombreux obstacles à la réalisation de ce projet.

Je tiens à remercier Messieurs Pierre-André Dion et Yvon Lemire, techniciens au département de génie physique de l'École Polytechnique, pour leur disponibilité, leur compétence et leurs conseils qui m'ont grandement aidé.

Il me faut également remercier les étudiants du Laboratoire de Spectroscopie Photoacoustique et de Laser-Ultrason, Alain Cournoyer, Alain Hénault et Maroun Massabki, pour leur humour et le pastis hebdomadaire.

RÉSUMÉ

De nombreux modèles ont été développés pour étudier la génération d'ultrasons par laser mais ils ont tous des problèmes pour simuler la transmission des ondes ultrasonores aux interfaces. Nous avons développé un modèle de génération thermoélastique d'ultrasons par laser dans un matériau composé de deux couches isotropes et qui nous permet de simuler les déplacements ultrasonores dans le matériau. Ce modèle fait appel aux transformées de Laplace et de Hankel à deux dimensions afin de résoudre les équations de propagation des ondes acoustiques. La principale innovation de notre modèle est de traiter l'interface entre les deux couches comme un ressort avec un amortisseur: ceci permet de tenir compte de collages imparfaits et d'avoir un accord plus fin avec des signaux mesurés.

Ce modèle a été confronté à différents résultats expérimentaux mesurés sur des échantillons faits d'aluminium et de verre. L'accord entre les résultats expérimentaux et les simulations a été en général très bon validant ainsi le modèle développé. De plus, nous avons constaté que l'utilisation de conditions d'interface imparfaite a considérablement amélioré les résultats par rapport à ce qui était obtenu avec des modèles existants. Nous avons également considéré le cas où la colle avait un comportement viscoélastique et cela s'est montré très utile en certains cas.

Nous avons aussi étudié la détection de défauts sur le fuselage d'une aile d'avion. Un fuselage typique est composé de plaques d'aluminium de 1 mm d'épaisseur chacune jointes par un adhésif connu sous le nom de "scrim cloth". Les plaques sont ensuite rivetées ensemble pour plus de solidité. Nous avons effectué une étude du fuselage d'une aile d'avion. Afin d'en contrôler les caractéristiques, nous avons simulé le fuselage avec des plaques d'aluminium jointes par de l'époxy. Nous avons montré que notre modèle était sensible à des colles aussi différentes que l'époxy et la soudure liquide ou à des

colles très similaires comme des mélanges avec des proportions variées de résine et d'époxy. Nous avons pu simuler des formes d'onde qu'il aurait été impossible d'obtenir avec les autres modèles. Nous avons pu constater l'utilité des différents paramètres pour modéliser l'interface tels que les paramètres viscoélastiques ainsi que la masse interfaciale m.

Nous nous sommes également intéressés à l'étude d'un matériau où l'épaisseur d'adhésif était variable. Nous avons montré que notre modèle nous permettait de détecter la présence de défauts sous la surface et nous donnait une bonne idée de leur forme. Toutefois, nous avons constaté qu'il nous a été impossible de déterminer avec une justesse et une précision acceptable les dimensions de ces défauts. Il aurait été possible d'effectuer cette étude sans notre modèle, mais il nous a donné des informations importantes sur la qualité du collage que l'on n'aurait pas pu obtenir autrement.

Nous avons exploré d'autres domaines d'application de notre modèle que ce soit dans le cas de matériaux en couches minces ou en couches plus épaisses. Il a été mis en évidence que les applications de notre modèle étaient très prometteuses, mais qu'il faudrait lui apporter quelques modifications de façon à pouvoir étudier des matériaux orthotropes ainsi que des matériaux comprenant plus de deux couches. Nous avons vu qu'il était possible d'utiliser notre modèle pour étudier les matériaux en couches minces, mais étant donné qu'il n'existe pas de sondes pouvant détecter des signaux à très hautes fréquences, il faudrait utiliser un tout autre système de génération et de détection et ainsi modifier le modèle en conséquence. Néanmoins, il représente une étape importante pour l'étude de tels matériaux.

ABSTRACT

Many mathematical models where developed in the past decade to study laser induced generation of ultrasound in solids but they are all unable to model transmission of the ultrasonic waves at the interfaces. We have developed a model for laser induced thermoelastic generation of ultrasound in a sample made with two isotropic plates wich allows us to circumvent the aforementioned problem. We have used two-dimensional Laplace and Hankel transforms to solve the propagation equations of the acoustic waves. The main contribution of our work is to treat the interface like a spring: this allow us to study sample with imperfect interfaces and to have better fits to our experimental measurements.

We have compared our simulated results to experimental measurements performed on a variety of materials like glass and aluminium. In general, the fit between these results is very good validating our model. We have noticed a great improvement to the fit compared to calculations performed without those interfacial conditions. To improve our existing model, we have modified it to take into account the viscoelastic behaviour of some glue. When the glue is indeed viscoelastic, this modification improves the fit greatly.

We have also studied detection of defects on an airplane wing. A typical wing is made of two plates of aluminium, 1 mm in thickness, joined togheter by an adhesive named scrim cloth. The plates are then riveted togheter for an increase solidity. In order to control the defects in the wing, we have created our own samples using aluminium plates and a variety of glue. We have shown that our model was sensible to a wide variety of glues as different as epoxy and soot, or very similar like mixes of resin and epoxy. Using our model, we have simulated waves impossible to get without our

interfacial conditions. We have shown that our viscoelastic conditions and interfacial mass were very useful.

Then, we have studied a sample with different adhesive thicknesses. To create such a sample, we have printed a hallmark on one of the two plates. Our model has allowed us to detect such defects under the surface but it was impossible to determine precisely the size of those defects. Nevertheless, we were able to see the shape of the defects and to have more information on their nature. Our model gave us some invaluable informations about the defects impossible to get without it.

We have also explored other applications of our model beside an airplane wing, for thick or thin coating. We have shown that in order to study such samples, we have to modify substantially our model to take into account thin coats or more than 2 coats materials. To study thin films, we would need to change our detection and generation systems. Nevertheless, this still a very important step in the study of laser ultrasonics.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS iv

RÉSUMÉ v

ABSTRACT vii

TABLE DES MATIÈRES ix

LISTE DES TABLEAUX xii

LISTE DES FIGURES xiii

INTRODUCTION 1

CHAPITRE 1 : SURVOL DE LA THÉORIE DE LA GÉNÉRATION PAR LASER D'ULTRASONS DANS LES SOLIDES 4

1.1 Types d'ondes élastiques 4

1.2 Processus de génération par laser 6

1.3 Les régimes de génération 6

1.4 Propagation des ondes 7

1.4.1 Réflexion des ondes 7

1.4.2 Phénomènes physiques 8

CHAPITRE 2 : MODÈLE NUMÉRIQUE DE GÉNÉRATION THERMOÉLASTIQUE DANS UN MATÉRIAU BICOUCHE ISOTROPE 11
2.1 Développement du modèle 11
2.1.1 Équations 12
2.1.2 Résultats typiques 22
2.2 Montage expérimental 27
2.2.1 Dispositif expérimental 27
2.2.2 Configuration de la sonde hétérodyne 29
2.3 Validation du modèle 32
2.3.1 Aluminium sur verre Schott BG18 32
2.3.2 Verre Schott BG18 sur verre Schott BG18 36
2.3.3 Verre Schott KG3 sur aluminium 38
2.4 Viscoélasticité 42
2.4.1 Modifications apportées au modèle 42
2.4.2 Comparaison des simulations 43
2.5 Conclusions 44

CHAPITRE 3 : EXPLORATION DU MODÈLE 46
3.1 Collages divers 47
3.1.1 Soudure liquide 48
3.1.2 Epoxy 49
3.1.3 Résine 50
3.1.4 Résine et epoxy en parts égales 51
3.1.5 Mélanges de résine et epoxy 56
3.1.6 Conclusions 57
3.2 Détection de défauts subsurfaciques 58
3.2.1 Balayage et traitement des données 59
3.2.2 Étude d'une zone 66
3.2.3 Sommaire des résultats 72

3.3 Conclusions 72

CHAPITRE 4 : FUTURES APPLICATIONS DU MODÈLE 74

4.1 Application aux matériaux composites 75

4.2 Application aux matériaux en couches minces 76

CONCLUSION 79

RÉFÉRENCES 82

ANNEXE 87

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2.1 Paramètres nécessaires pour effectuer une simulation. 22
Tableau 3.1 Valeurs des paramètres de la simulation hors et à l'épicentre..... 55
Tableau 3.2 Sommaire des valeurs des paramètres d'interface pour les différents collages. 58
Tableau 1 Propriétés physiques de l'aluminium. 87
Tableau 2 Propriétés physiques du verre Schott BG18. 88
Tableau 3 Propriétés physiques du verre Schott KG3..... 88
Tableau 4 Propriétés physiques de la résine epoxy. 89

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 Réflexion d'une onde longitudinale à une interface..... 8
Figure 1.2 Définition de l'épicentre..... 8
Figure 1.3 Illustration de différents phénomènes physiques observables sur un signal ultrasonore..... 10

Figure 2.1 Représentation schématique du système d'axes choisi pour les équations du modèle..... 12
Figure 2.2 Déplacement parallèle en face arrière à 0,564 mm de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec transmissions parfaite (continu) et imparfaite (pointillé) des ondes ultrasonores..... 23
Figure 2.3 Déplacement normal en face arrière à l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec transmissions parfaite (continu) et imparfaite (pointillé) des ondes ultrasonores..... 24
Figure 2.4 Déplacement parallèle en face arrière à 2,88 mm de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec transmissions parfaite (continu) et imparfaite (pointillé) des ondes ultrasonores..... 25
Figure 2.5 Déplacement normal en face arrière à l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec transmissions parfaite (continu) et imparfaite (pointillé) des ondes ultrasonores..... 26
Figure 2.6 Schéma du montage expérimental..... 28
Figure 2.7 Schéma de la sonde pour la détection des déplacements normaux 30
Figure 2.8 Schéma de la détection des déplacements normaux.....31
Figure 2.9 Déplacements parallèles en face arrière à l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée)..... 33

Figure 2.10 Déplacements parallèles en face arrière à 0,92 mm de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée). 33
Figure 2.11 Déplacements parallèles en face arrière à 1,44 mm de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée). 34
Figure 2.12 Déplacements parallèles en face arrière à 3 mm de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée). 34
Figure 2.13 Déplacements parallèles en face arrière à 5,2 mm de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée). 35
Figure 2.14 Déplacement parallèle en face arrière à 2,88 mm de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée). 37
Figure 2.15 Déplacement normal en face arrière à l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée). 37
Figure 2.16 Déplacements parallèles en face arrière à l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée). 39
Figure 2.17 Déplacements parallèles en face arrière à 1,15 mm de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée). 39
Figure 2.18 Déplacements parallèles en face arrière à 1,67 mm de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée). 40

Figure 2.19 Déplacements parallèles en face arrière à 3,75 mm de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée). 40
Figure 2.20 Déplacements parallèles en face arrière à 6,5 mm de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée). 41
Figure 2.21 Déplacement parallèle en face arrière à de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface imparfaite et viscoélastique (ligne continue) et imparfaite (tirets) à la courbe expérimentale (ligne pointillée). 44

Figure 3.1 Vue en coupe de l'assemblage du fuselage d'une aile d'avion. 46
Figure 3.2 Déplacement normal en face arrière à l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée). 48
Figure 3.3 Déplacement normal en face arrière à l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée). 49
Figure 3.4 Déplacement normal en face arrière à l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée). 50
Figure 3.5 Déplacement normal en face arrière à l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée). 51
Figure 3.6 Déplacement normal en face arrière à 0,280 mm de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée). 52
Figure 3.7 Déplacement normal en face arrière à 0,564 mm de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée). 52

Figure 3.8 Déplacement normal en face arrière à 0,857 mm de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée). 53
Figure 3.9 Déplacement normal en face arrière à 1,165 mm de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée). 53
Figure 3.10 Déplacement normal en face arrière à 1,492 mm de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée). 54
Figure 3.11 Déplacement normal en face arrière à l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée). 56
Figure 3.12 Schéma de la marque du poinçon utilisé: a) vue de haut, b) vue en coupe. 59
Figure 3.13 Vue de dessus des déplacements ultrasonores normaux à la surface de l'échantillon pour un temps de 0,800 μs. 60
Figure 3.14 Vue de dessus des déplacements ultrasonores normaux à la surface de l'échantillon pour un temps de 1,091 μs. 61
Figure 3.15 Vue de dessus des déplacements ultrasonores normaux à la surface de l'échantillon pour un temps de 1,181 μs. 61
Figure 3.16 Vue de dessus des déplacements ultrasonores normaux à la surface de l'échantillon pour un temps de 1,306 μs. 62
Figure 3.17 Vue de profil des déplacements ultrasonores normaux à la surface de l'échantillon pour un temps de 1,091 μs. 62
Figure 3.18 Déplacement normal en face arrière à l'épicentre en périphérie de la lettre (ligne continue), près de la tranchée (ligne pointillée) et au centre de la tranchée (tirets). 64
Figure 3.19 Paramètre K (a) et m (b) en tout point de la surface étudiée. 65
Figure 3.20 Schéma de la zone étudiée. 67

Figure 3.21 Vue de dessus des déplacements ultrasonores normaux à l'épicentre en différents points de la ligne étudiée. 67
Figure 3.22 Image au microscope à balayage électronique de la tranchée de l'échantillon : zone où la profondeur de la tranchée est de 0,4593 mm. 68
Figure 3.23 Image au microscope à balayage électronique de la tranchée de l'échantillon : zone sans tranchée. 69
Figure 3.24 Image au microscope à balayage électronique de la tranchée de l'échantillon : zone où la profondeur de la tranchée est de 0,3426 mm. 69
Figure 3.25 Profondeur de la tranchée en différents points à partir des mesures expérimentales (triangles) et à partir de la régression (ligne continue). 71

Figure 4.1 Schéma du montage utilisé. 77

INTRODUCTION

La caractérisation des propriétés mécaniques et de la structure des matériaux est une des étapes les plus importantes de la chaîne de production industrielle dans tous les domaines car c'est à cette étape que l'on détermine si le produit satisfait aux critères de qualité. Cette dernière est devenue un concept incontournable dans tous les domaines : on n'a qu'a penser aux normes ISO que toutes les compagnies essaient d'atteindre. De nombreuses techniques ont été développées pour contrôler différents paramètres du matériau en cours de production ou à la fin de la chaîne. Ces techniques donnent pour la plupart des résultats satisfaisant mais ont comme désagrément d'être destructives. Par conséquent, il faut procéder par échantillonnage à différents stades de la production et détruire l'échantillon : ceci laisse supposer que le procédé à l'étude est très bien contrôlé et que les défauts seront présents ou absents sur l'ensemble de la production. Ainsi, toute la production peut être jetée aux rebuts si l'échantillon échoue le test : ceci est particulièrement inacceptable dans un environnement où la matière première est très coûteuse et où il faut donc minimiser les rebuts. En microélectronique, une étude réalisée (C.J. Morath et al., 1997) démontre que le coût annuel due à ces pertes pour une usine moyenne est de l'ordre de 2 millions de dollars américains pour des gauffres de 200 mm et 4 millions de dollars américains pour des gauffres de 300 mm.

Des techniques non-destructives de contrôle des matériaux ont donc été développées pour circonvenir ces problèmes. La plus populaire et la plus ancienne d'entre elles est la détection et génération d'ultrasons avec des transducteurs piézoélectriques (A. Pilarski, 1985). Cette technique est aujourd'hui très largement employée mais elle a ses limites et ses inconvénients. Tout d'abord, il est nécessaire d'utiliser un couplant (souvent de l'eau) pour effectuer les mesures afin d'éviter une rupture d'impédance trop importante entre le transducteur et l'air. Par conséquent, cette technique est peu adaptée au contrôle de matériaux à haute température : feuilles

d'aluminium en train d'être laminées, plaques de verre en fusion pour les écrans à cristaux liquides ou matériaux composites thermostructuraux. Ensuite, le transducteur a un certain diamètre qui ne permet pas de contrôler des zones trop petites ou des surfaces à angles. Des efforts ont été faits afin de développer de nouveaux transducteurs ou de nouvelles techniques de couplage (Hsu D.K. et Patton T.C., 1993), mais ils ont été vains et les limitations des transducteurs piézoélectriques sont toujours incontournables.

Plus récemment, des techniques de génération et de détection d'ultrasons par laser ont été développées et utilisées dans l'industrie avec un certain succès (Monchalin J.P. et al., 1995). Leur principaux avantages sont qu'elles ne nécessitent pas de milieu de couplage (le plus souvent de l'eau) avec l'échantillon et que le diamètre du faisceau de génération et de détection est faible comparé à celui d'un transducteur. Cette technique permet d'étudier des matériaux de formes variées à toutes températures sans en abîmer le fini car elle est sans contact, ce qui est un avantage supplémentaire pour de nombreuses applications où le matériau est fragile. Néanmoins, elle possède également des inconvénients liés au coût de l'équipement utilisé et à la plus grande complexité tant au niveau expérimental que de l'analyse des résultats.

Depuis de nombreuses années, les matériaux multicouches sont largement utilisés dans des domaines aussi variés que la microélectronique, l'aéronautique, l'industrie automobile ou la médecine. Une des propriétés qu'il est important de connaître pour un matériau composé de plus d'une couche est la cohésion entre les couches. En effet, le comportement des interfaces a un impact déterminant sur les caractéristiques mécaniques du matériau et donc sur sa durée de vie. C'est ce comportement que nous avons étudié.

Au chapitre 1, nous allons présenter un résumé succinct de la théorie laser-ultrasons afin d'en donner les principes généraux et quelques définitions que nous allons utiliser tout au long de ce mémoire.

Nous allons ensuite présenter le modèle de génération thermoélastique d'ultrasons par laser dans un matériau composé de deux couches isotropes que nous avons développé et qui nous permet de simuler les déplacements ultrasonores dans le matériau. Ce modèle fait appel aux transformées de Laplace et de Hankel à deux dimensions afin de résoudre les équations de propagation des ondes acoustiques. La principale innovation de notre modèle sera de traiter l'interface entre les deux couches comme un ressort avec un amortisseur: ceci permet de tenir compte de collages imparfaits et d'avoir un accord plus fin avec des signaux mesurés. Ce modèle sera confronté à différents résultats expérimentaux mesurés sur des échantillons faits d'aluminium et de verre.

Le chapitre 3 présentera l'étude que nous avons effectuée sur un collage de plaques d'aluminium supposé représenter le fuselage d'une aile d'avion. Nous avons vérifié la sensibilité de notre modèle à différents types de colles et à des variations de l'épaisseur de la colle. Pour ce faire, nous avons balayé la surface de l'échantillon pour obtenir des images tridimensionnelles de l'interface.

Enfin, nous avons étudié d'autres application possibles de notre modèle et les modifications nécessaires à y apporter. Deux grands domaines d'application se dégagent : d'une part les matériaux composites qui sont une extension naturelle de nos travaux, et d'autre part les matériaux en couches minces qui sont la pierre angulaire de l'industrie de la microélectronique et de l'optoélectronique. Ceci sera le sujet du chapitre 4.

CHAPITRE 1

SURVOL DE LA THÉORIE DE LA GÉNÉRATION PAR LASER D'ULTRASONS DANS LES SOLIDES

Dans cette section, nous présenterons quelques notions essentielles sur la génération d'ultrasons par laser. Nous n'avons pas la prétention de traiter cette théorie de façon exhaustive: nous ne voulons qu'introduire des concepts et des définitions auxquels nous ferons référence tout au long de ce mémoire. Pour la technique laser-ultrasons et l'acoustique, le lecteur pourra se reporter aux livres de Scruby et Drain (Scruby C.B. et Drain L.E., 1990) et de Royer et Dieulesaint (Royer D. et Dieulesaint E., 1996) qui font autorité en la matière.

1.1 Types d'ondes élastiques

Comme le titre de ce chapitre l'indique, nous nous intéressons aux ondes ultrasonores. Une onde ultrasonore est une onde élastique ayant une fréquence supérieure à 20 kHz. Il existe différents types d'ondes élastiques (ou acoustiques) dans les solides que l'on peut classer en deux catégories: les modes propres de vibration et les ondes de volume.

La première catégorie regroupe les ondes de Rayleigh et les ondes de Lamb. Pour un matériau dont l'épaisseur est grande par rapport à la longueur d'onde acoustique, les ondes sont appelées ondes de Rayleigh. Ce sont les ondes qui se propagent le plus lentement. Pour un matériau dont l'épaisseur est de l'ordre de la longueur d'onde acoustique, on observe des ondes de Lamb. Pour des plaques minces, la face arrière interfère avec l'onde de Rayleigh qui se propage sur la face avant rendant ainsi les mouvements des deux surfaces interdépendants.

La seconde catégorie regroupe les ondes longitudinales et les ondes transversales. Pour une onde longitudinale, le déplacement des particules se fait parallèlement à la direction de propagation. L'onde longitudinale est une onde de compression et il y a variation de la pression tout au long de son parcours causant une variation de volume. La vitesse de propagation d'une telle onde en km/s est donnée par

$$V_L = \sqrt{\frac{C_{11}}{\rho}} \tag{1}$$

où C_{11} est un des coefficients du tenseur de rigidité en GPa et ρ la densité du matériau étudié, en g/cm^3. Pour une onde transversale, le déplacement des particules se fait perpendiculairement à la direction de propagation. Elle ne cause pas de variation de volume et sa vitesse de propagation en km/s est donnée par

$$V_T = \sqrt{\frac{C_{44}}{\rho}} \tag{2}$$

où C_{44} est l'autre coefficient du tenseur de rigidité en GPa et ρ la densité du matériau étudié, en g/cm^3. Ces formules sont tirées de l'ouvrage de Daniel Royer et Eugène Dieulesaint (D. Royer et E. Dieulesaint, 1996). Dans le cadre de ce travail, nous ne nous intéresserons qu'aux ondes de volume car nous voulons sonder l'intérieur des matériaux épais. Notons que pour les matériaux anisotropes, on utilise les notions d'ondes quasi-longitudinales et d'onde quasi-transversales puisqu'alors les vecteurs d'ondes et les polarisations sont respectivement quasiment parallèle ou perpendiculaire.

1.2 Processus de génération par laser

Les ultrasons sont générés par un laser impulsionnel qui fonctionne en mode déclenché. Le laser est décrit de façon plus détaillée à la section 2.3. Un laser impulsionnel permet d'obtenir des impulsions très brèves qui causent par interaction laser matière une augmentation rapide de la température de l'échantillon. Le diamètre du faisceau laser étant faible (de l'ordre du millimètre), il causera un échauffement très localisé du matériau. Cette interaction donnera lieu à une source acoustique. La nature de cette source différera selon les mécanismes de génération qui sont le régime thermoélastique, le régime d'ablation et la génération contrainte.

1.3 Les régimes de génération

Dans le régime thermoélastique, l'impulsion laser est absorbée par le matériau ce qui cause un échauffement localisé du matériau. Le volume ainsi chauffé va se dilater causant des contraintes de compression et de cisaillement. L'amplitude des signaux générés dépend de l'énergie électromagnétique incidente, de la capacité du matériau à réfléchir ou à absorber l'énergie et du coefficient de dilatation thermique. La limite de ce régime est atteinte quand la densité d'énergie de l'impulsion est telle que le matériau commence à être endommagé.

Lorsque l'on est en régime d'ablation, la densité d'énergie de l'impulsion incidente est suffisante pour vaporiser une couche superficielle du matériau et ioniser le gaz. Il y a donc création d'un plasma à la surface de l'échantillon. L'éjection de ces particules cause, par conservation de la quantité de mouvement, une force de recul dans le matériau. L'amplitude de la déformation est plus importante dans ce régime mais on endommage l'échantillon.

Le régime de génération contrainte correspond à une source thermoélastique enfouie sous une substance solide et transparente à la radiation. Ainsi, l'expansion de la zone échauffée est alors contrainte par cette couche superficielle.

1.4 Propagation des ondes

Dans cette section, nous allons étudier le mécanisme de réflexion d'ondes à l'interface de deux milieux puis, nous expliquerons quelques phénomènes que l'on peut observer lorsque l'on détecte des ondes ultrasonores. Nous décrirons plus en détail le régime thermoélastique.

1.4.1 Réflexion des ondes

Il est très difficile d'analyser un signal ultrasonore quand il y a trop de réflexions, donc d'interfaces. Nous limiterons donc notre explication au cas d'un solide semi-infini ayant une seule interface. Supposons une onde plane longitudinale d'amplitude A_0 dont la direction de propagation a un angle d'incidence θ_0 tel qu'illustré sur la figure 1.1. Les conditions aux frontières imposent un transfert d'énergie entre le mode longitudinal et le mode transversal. L'onde sera réfléchie en une onde longitudinale d'amplitude A_1 et d'angle θ_1 et en une onde transversale d'amplitude A_2 et d'angle θ_2. Pour $\theta_0 = 0$, il n'y a pas de conversion de mode. La situation est semblable pour une onde transversale excepté qu'au delà d'un angle critique, il n'y aura plus de conversion de mode. On voit que la réflexion d'une onde longitudinale ou d'une onde transversale causera des déplacements normaux et parallèles à l'interface. Nous constatons donc que lorsqu'il y a plusieurs réflexions, le signal devient difficilement interprétable. C'est pour cette raison que l'on étudie plus volontiers les réflexions arrivant dans les premières microsecondes après le début de l'impulsion laser.

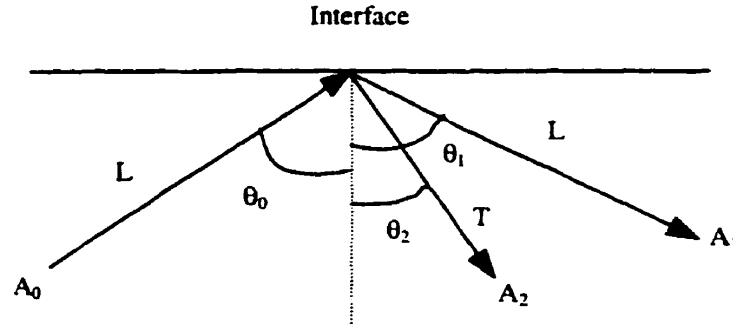


Figure 1.1 *Réflexion d'une onde longitudinale à une interface.*

1.4.2 Phénomènes physiques

Comme nous le disions, le signal ultrasonore observé peut être compliqué. On a donc intérêt à se placer au point où celui-ci est le plus simple: ce point est l'épicentre. L'épicentre est le point situé directement à l'opposé du centre de l'irradiation (voir figure 1.2). Cette appellation est communément utilisée en sismologie géophysique puisqu'elle correspond à la zone la plus proche de la source où se produisent les dégâts les plus importants.

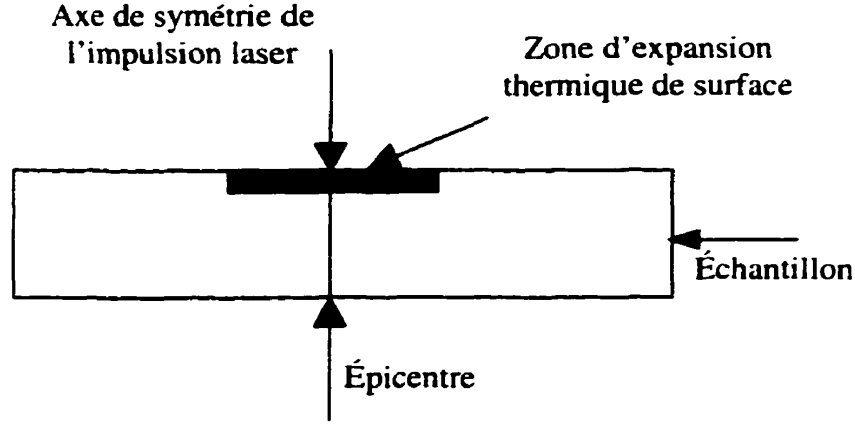


Figure 1.2 *Définition de l'épicentre.*

La première arrivée d'onde est appelée le précurseur. Deux mécanismes expliquent son existence : la pénétration de la radiation laser dans le matériau et la diffusion de la chaleur. En effet, ce précurseur est dû à une distribution de la source sous la surface de l'échantillon qui est une fonction pupillaire de la source acoustique dans le sens de l'épaisseur de l'échantillon.

L'énergie que le matériau va absorber sera en bonne partie transformée en énergie thermique. Cette quantité d'énergie dépend de la distribution de l'énergie incidente ainsi que des propriétés du matériau. La conduction thermique permet la distribution de la chaleur à travers le matériau. J.F. Ready (Ready J.F., 1965) a montré que pour les métaux, l'énergie thermique reste à la surface de l'échantillon car ils ont une faible longueur de diffusion thermique. Les isolants ont une plus grande longueur de diffusion et l'énergie sera plus étalée. L'effet de ces facteurs sera illustrée à la section 2.2. De la même manière, la profondeur de pénétration optique de la radiation laser dans l'échantillon joue un rôle prépondérant sur l'amplitude du précurseur. Le précurseur est suivi d'un recul de la paroi appelé "Wash". On peut l'attribuer à la réaction de l'échantillon à l'expansion de sa face avant (Gonthier J.C., 1996). Ces différents phénomènes sont identifiés sur le signal ultrasonore présenté à la figure 1.3. Cette courbe qui représente le déplacement normal, a été simulée à l'aide du modèle développé au chapitre 2 pour deux plaques de verre BG18 dont les propriétés physiques sont données au tableau 2 de l'annexe. On remarque également la présence d'un pic de réflexion vers 2,2 μs qui est due à la présence de l'interface entre les couches du matériau.

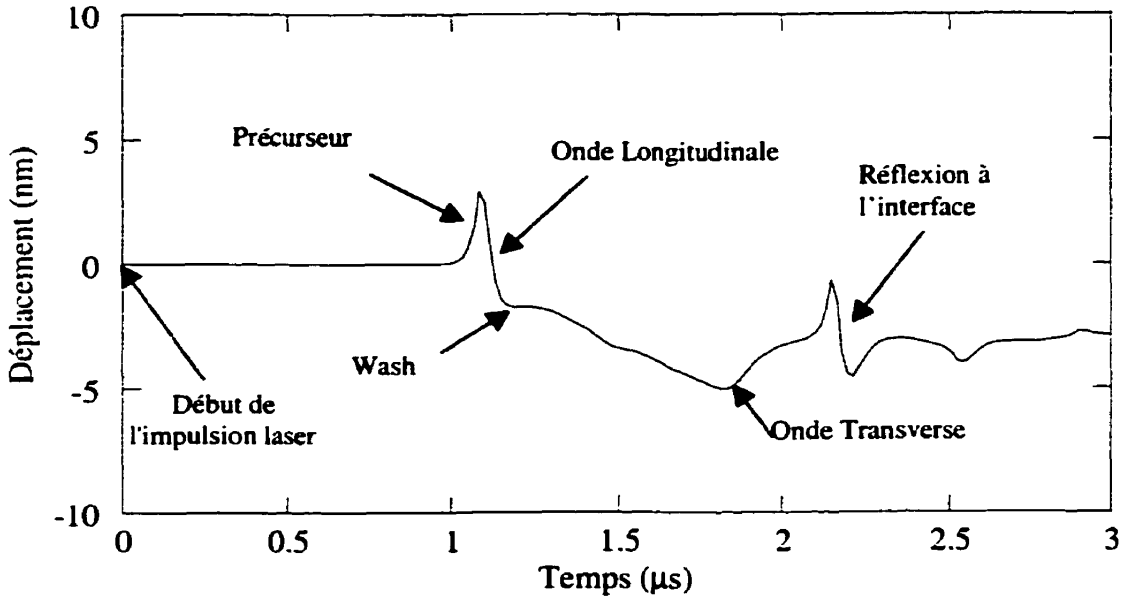


Figure 1.3 *Illustration de différents phénomènes physiques observables sur un signal ultrasonore pour le déplacement normal.*

Comme nous l'avons dit précédemment, le signal ultrasonore est assez difficile à interpréter pour des matériaux complexes composés de couches de nature différentes. En plus, si l'on se place hors-épicentre, le signal se complique encore. Afin d'analyser des matériaux multicouches il est utile de développer un modèle mathématique : c'est ce que nous nous appliquerons à réaliser au chapitre suivant.

CHAPITRE 2

MODÈLE NUMÉRIQUE DE GÉNÉRATION THERMOÉLASTIQUE DANS UN MATÉRIAU BICOUCHE ISOTROPE

La caractérisation des propriétés mécaniques des matériaux industriels par laser-ultrasons est une technique largement employée en métallurgie et en aéronautique (Scruby C.B. et Drain L.E., 1990; Monchalin et al., 1995). Au cours des dernières années, de nombreux modèles et techniques ont été développés pour analyser des matériaux massifs. Toutefois, de plus en plus de matériaux de haute technologie sont composés de plusieurs couches de natures différentes. Des modèles ont été développés pour des matériaux bicouches (Dubois M., 1994) mais ils n'ont pas été satisfaisants pour décrire la transmission des ondes ultrasonores à une interface mettant ainsi en évidence l'importance de la cohésion entre les couches du matériau. Par conséquent, il devient nécessaire de déterminer la cohésion entre les couches d'un multicouche afin de caractériser adéquatement le matériau car la cohésion est un paramètre important pour la durée de vie et les propriétés du matériau.

Dans un premier temps, nous allons présenter le développement de notre modèle qui tient compte de cette cohésion. Ensuite, nous présenterons les résultats nous permettant de valider notre modèle ainsi que le montage expérimental utilisé.

2.1 Développement du modèle

Nous allons développer ici un modèle permettant d'étudier la génération thermoélastique et la propagation d'ondes ultrasonores dans un matériau composé de deux couches aux propriétés isotropes différentes liées ou non entre elles par un adhésif quelconque. Nous obtiendrons donc un modèle bicouche pouvant modéliser des

conditions d'interface imparfaite, c'est-à-dire la transmission avec pertes des ondes ultrasonores à l'interface.

2.1.1 Équations

Considérons une plaque infinie d'épaisseur d, constituée de deux couches d'épaisseurs d - a et a respectivement, chacune faite d'un matériau homogène aux propriétés isotropes différentes. Le faisceau laser incident sur la première couche est parallèle à l'axe x_3. La figure 2.1 illustre la configuration de la plaque.

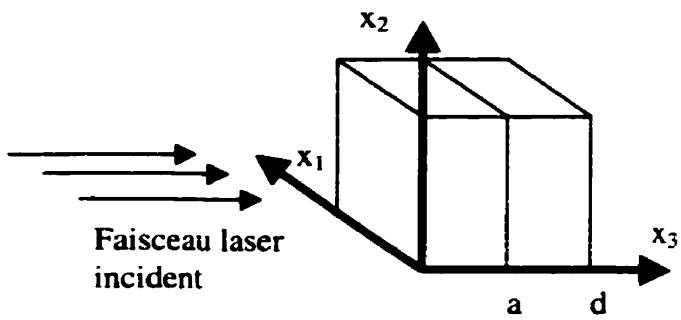


Figure 2.1 *Représentation schématique du système d'axes choisi pour les équations du modèle.*

Nous allons avoir à résoudre l'équation du mouvement pour chaque plaque. Cette équation est donnée par :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = C_{ijkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_j \partial x_i} - \lambda_{ij} \frac{\partial \Delta T}{\partial x_j} \qquad i, j, k, l = 1, 2, 3 \qquad (1)$$

où $u_m = u_m(x_1, x_2, x_3, t)$ est le déplacement ultrasonore selon l'axe m, ρ est la masse volumique du matériau, ΔT est le champ d'élévation de température, C_{ijkl} est le tenseur de rigidité du matériau donné par

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

avec $C_{11} = C_{22} = C_{33}$, $C_{44} = C_{55} = C_{66}$, $C_{12} = C_{13} = C_{23} = C_{11} - 2C_{44}$ et λ_{ij} est le tenseur de rigidité-dilatation. Le lecteur désirant plus de détails sur l'équation (1) consultera l'ouvrage de Daniel Royer et Eugène Dieulesaint (D. Royer et E. Dieulesaint, 1996) ou celui de Charles Scruby et Leonard Drain (C. Scruby et L. Drain, 1990). Puisque le problème est axisymétrique, nous allons passer en coordonnées cylindriques (r, θ, z). Pour passer de l'espace (x_1, x_2, x_3) à l'espace (r, θ, z), nous allons utiliser les transformations suivantes:

$$\begin{aligned} u_1 &= u_r \cos\theta - u_\theta \sin\theta \\ u_2 &= u_r \sin\theta + u_\theta \cos\theta \\ u_3 &= u_z \end{aligned} \tag{2}$$

Également, nous avons $u_\theta = 0$ à cause de la géométrie du problème. Afin de simplifier la présentation des équations, nous avons exprimé les paramètres qui dépendent des propriétés de la couche en question avec l'indice i. La plaque de gauche où a lieu la génération est celle où i = 1 et l'autre plaque sera notée i = 2. Les équations de propagation des ondes acoustiques se réduisent pour chacune des deux couches à:

$$\begin{aligned} \rho_i \frac{\partial^2 u_{ri}}{\partial t^2} = C_{11i}\left(\frac{\partial^2 u_{ri}}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial u_{ri}}{\partial r} - \frac{u_{ri}}{r^2}\right) + C_{44i}\frac{\partial^2 u_{ri}}{\partial z^2} + (C_{11i} - C_{44i})\frac{\partial^2 u_{zi}}{\partial r \partial z} \\ -(3C_{11i} - 4C_{44i})\alpha_i \frac{\partial \Delta T_i}{\partial r} \end{aligned} \tag{3}$$

$$\rho_i \frac{\partial^2 u_{zi}}{\partial t^2} = C_{44i}\left(\frac{\partial^2 u_{zi}}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial u_{zi}}{\partial r}\right) + C_{11i}\frac{\partial^2 u_{zi}}{\partial z^2} + (C_{11i} - C_{44i})\left(\frac{\partial^2 u_{zi}}{\partial r \partial z} + \frac{1}{r}\frac{\partial u_{ri}}{\partial z}\right) - (3C_{11i} - 4C_{44i})\alpha_i \frac{\partial \Delta T_i}{\partial z} \quad (4)$$

où u_{zi} et u_{ri} sont respectivement les composantes normales et parallèles du déplacement par rapport à l'interface, C_{11i} et C_{44i} sont les deux composantes indépendantes du tenseur de rigidité $[C]_i$, ρ_i est la densité du matériau, α_i est le coefficient d'expansion thermique et ΔT_i est le champ d'élévation de température.

Dans ce modèle, nous supposons que le champ d'élévation de température ne dépend pas de l'équation de la chaleur. Cette simplification est raisonnable car l'effet de la conduction thermique se manifeste essentiellement dans le précurseur et son effet sur le précurseur est faible comparativement à d'autres effets. Cette hypothèse a été utilisée par plusieurs auteurs (Dubois M., 1994). Dans ce cas, le champ d'élévation de température ΔT_i est simplement l'intégration dans le temps de la source thermique induite par l'irradiation laser divisée par $\rho_i C_{pi}$; son expression est :

$$\Delta T_i(r,z,t) = \frac{\beta_i E_0}{\rho_i C_{pi}} e^{-\beta_i z} g(r) \int_0^t f(\tau) d\tau \quad (5)$$

où g(r) est la distribution spatiale de l'impulsion, f(τ) est la distribution temporelle de l'impulsion, C_{pi} est la chaleur spécifique du matériau et β_i est le coefficient d'absorption optique du matériau qui dépend de la longueur d'onde de la radiation laser. Dans notre cas, nous allons utiliser un laser dont l'impulsion est gaussienne. Par conséquent, g(r) et f(t) sont données par :

$$g(r) = \frac{2e^{-2r^2/\sigma^2}}{\pi\sigma^2} \quad (6)$$

$$f(t) = \frac{t}{\tau^2} e^{-t/\tau} \qquad (7)$$

où σ est le rayon de l'impulsion incidente et τ est le temps de montée de l'impulsion laser. Ici, E_0 est l'énergie pénétrant la plaque et qui est donnée par (1 - R) E_i où E_i est l'énergie incidente émise par le laser de génération et R le coefficient de réflexion de la face irradiée à la longueur d'onde d'opération. Les fonctions g(r) et f(t) sont les profils radiaux et temporaux de l'impulsion laser et elles sont normalisées comme suit :

$$\int_0^\infty g(r) 2\pi r dr = 1 \quad \text{et} \quad \int_0^\infty f(t) dt = 1 \qquad (8).$$

Afin d'éviter de traîner des nombres trop importants, nous avons adimensionné nos paramètres de la façon suivante :

$$\beta_i^* = \beta_i d \qquad r_i^* = r_i / \sigma \qquad z^* = z/d \qquad t^* = t/t_0$$

$$a^* = a/d \qquad \Delta T_i^* = \Delta T_i / \Delta T_{0i} \qquad u_{ri}^* = u_{ri} / u_{0i} \qquad u_{zi}^* = u_{zi} / u_{0i} \qquad (9)$$

où t_0 est le temps que prend l'onde acoustique pour traverser le matériau, a est l'épaisseur de la première couche et d est l'épaisseur du matériau étudié. Également, ΔT_{0i} et u_{0i} sont définis comme suit :

$$\Delta T_{0i} = \frac{\beta_i E_0}{\rho_i C_{pi} \, 2\pi\sigma^2}$$

$$(10)$$

$$u_{0i} = \frac{d^2}{C_{11i}\sigma} \Delta T_{0i} \, \alpha_i \, (3C_{11i} - 4C_{44i})$$

En introduisant ces définitions dans les équations (3) et (4), nous obtenons :

$$\frac{1}{x_i V^2}\frac{\partial^2 u_{ri}^*}{\partial t^{*2}} = p_6^2\left(\frac{\partial^2 u_{ri}^*}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{r^*}\frac{\partial u_{ri}^*}{\partial r^*} - \frac{u_{ri}^*}{r^{*2}}\right) + p_{4i}\frac{\partial^2 u_{ri}^*}{\partial z^{*2}} + p_6(1-p_{4i})\frac{\partial^2 u_{zi}^*}{\partial r^* \partial z^*} - \frac{\partial \Delta T_i^*}{\partial r^*} \tag{11}$$

$$\frac{1}{x_i V^2}\frac{\partial^2 u_{zi}^*}{\partial t^{*2}} = p_{4i} p_6^2\left(\frac{\partial^2 u_{zi}^*}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{r^*}\frac{\partial u_{zi}^*}{\partial r^*}\right) + \frac{\partial^2 u_{zi}^*}{\partial z^{*2}} + p_6(1-p_{4i})\left(\frac{\partial^2 u_{ri}^*}{\partial r^* \partial z^*} + \frac{1}{r^*}\frac{\partial u_{ri}^*}{\partial z^*}\right) - \frac{1}{p_6}\frac{\partial \Delta T_i^*}{\partial z^*} \tag{12}$$

où trois autres paramètres adimensionnés ont été introduits : $p_6 = d/\sigma$, $p_{4i} = C_{44i}/C_{11i}$ et $V = V_{L1} t_0 / d$. Également, $x_1 = 1$ et $x_2 = \eta^2$ avec $\eta = V_{L2}/V_{L1}$ où V_{L1} est la vitesse longitudinale dans le premier matériau et V_{L2} la vitesse longitudinale dans le second matériau.

La réponse de notre milieu sera obtenue en résolvant les 4 équations précédentes (i = 1, 2) ainsi que d'autres équations représentant les conditions frontières. La résolution d'un tel système d'équations différentielles n'est pas aisée. Différentes approches sont possibles. Elles peuvent être totalement numériques (éléments finis), purement analytique ou semi-analytique. L'approche purement analytique est fort complexe et ne s'avère utile que pour certains cas très académiques comme les calculs de fonctions de Green. La source est alors une distribution spatiale et temporelle. De telles études sont cependant très riches pour véritablement comprendre les phénomènes physiques (Bescond C. et Deschamps M., 1998). Dans ce travail, nous allons utiliser une approche semi-analytique en ce sens que le système d'équation sera résolu analytiquement dans des espaces de transformée et ensuite les transformées inverses seront obtenues de façon numérique. Nous allons appliquer une transformée de Laplace (notée L) et une transformée de Hankel d'ordre 1 (notée H_1) à la première équation ainsi

qu'une transformée de Laplace et une transformée de Hankel d'ordre 0 (notée H_0) à la seconde équation. Introduisons également les notations suivantes :

$$\begin{aligned} U_{ri}(\xi^*, z^*, s^*) &= LH_1\{u^*_{ri}(r^*, z^*, t^*)\} \\ U_{zi}(\xi^*, z^*, s^*) &= LH_0\{u^*_{zi}(r^*, z^*, t^*)\} \\ \Delta\Theta_i(\xi^*, z^*, s^*) &= LH_1\{\Delta T^*_i(r^*, z^*, t^*)\} \end{aligned} \tag{13}$$

où ξ^* est la variable adimensionnée d'Hankel et s^* est la variable adimensionnée de Laplace. Les équations (11) et (12) deviennent :

$$p_{4i}\frac{\partial^2 U_{ri}}{\partial^2 z^{*2}} - \left(\frac{s^*}{x_i V^2} + p_6^2\xi^{*2}\right)U_{ri} - p_6(1-p_{4i})\xi^*\frac{\partial U_{zi}}{\partial z^*} = -\xi^*\Delta\Theta_i \tag{14}$$

$$\frac{\partial^2 U_{zi}}{\partial^2 z^{*2}} - \left(\frac{s^*}{x_i V^2} + p_{4i}p_6^2\xi^{*2}\right)U_{zi} + p_6(1-p_{4i})\xi^*\frac{\partial U_{ri}}{\partial z^*} = \frac{1}{p_6}\frac{\partial\Delta\Theta_i}{\partial z^*} \tag{15}$$

avec $\Delta\Theta_1 = \dfrac{e^{-\beta_1^* z^*}e^{-\xi^{*2}/8}}{s^*(s^*\tau^*+1)^2}$ et $\Delta\Theta_2 = \dfrac{e^{-\beta_1^* a^*}e^{-\beta_2^*(z^*-a^*)}e^{-\xi^{*2}/8}}{s^*(s^*\tau^*+1)^2}$.

Ce système d'équation est facile à intégrer et sa solution générale peut être exprimée comme suit pour chacun des deux milieux:

$$U_{ri} = Rp_{1i}e^{m_{1i}z^*} + Rm_{1i}e^{-m_{1i}z^*} + Rp_{2i}e^{m_{2i}z^*} + Rm_{2i}e^{-m_{2i}z^*} + R_{0i}e^{-\beta_i z^*} \tag{16}$$

$$U_{zi} = \frac{-m_{1i}}{p_6\xi^*}\left[Rp_{1i}e^{m_{1i}z^*} - Rm_{1i}e^{-m_{1i}z^*}\right] - \frac{p_6\xi^*}{m_{2i}}\left[Rp_{2i}e^{m_{2i}z^*} + Rm_{2i}e^{-m_{2i}z^*}\right] + Z_{0i}e^{-\beta_i z^*} \tag{17}$$

avec $m_{1i} = \sqrt{\dfrac{s^{*2}}{x_i V^2} + p_6^2\xi^{*2}}$, $m_{2i} = \sqrt{\dfrac{s^{*2}}{p_{4i}x_i V^2} + p_6^2\xi^{*2}}$, $R_{0i} = \dfrac{-\xi^* e^{-\xi^{*2}/8}F(s^*)}{(\beta_i^2 - m_{1i}^2)}y_i$

$$Z_{0i} = \frac{-\beta_i e^{-\xi^{*2}/8} F(s^*)}{p_6(\beta_i^2 - m_{1i}^2)} y_i \quad \text{pour } i = 1, 2 \text{ et } y_1 = 1 \text{ et } y_2 = e^{a^*(\beta_2 - \beta_1)}$$

où les quantités Rp_{1i}, Rm_{1i} , Rp_{2i} et Rm_{2i} sont quatre constantes d'intégration (fonction de ξ^* et de s^*) à déterminer et $F(s^*)$ est la transformée temporelle de Laplace de f(t) telle que donnée par l'équation (6). En fait, puisque i = 1, 2 nous avons 8 paramètres à déterminer : il nous faut donc 8 conditions frontières pour entièrement déterminer le système équation. Dans notre contexte d'un matériau bicouche, nous avons 4 conditions limites et 4 conditions frontières pour l'interface.

Les conditions limites disent que les contraintes mécaniques sur chacune des surfaces libres sont nulles et sont données par

$$\sigma_{rz} = C_{44}\left(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r}\right) = 0 \tag{18}$$

$$\sigma_{zz} = (C_{11} - 2C_{44})\left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r}\right) + C_{11}\frac{\partial u_z}{\partial z} - (3C_{11} - 4C_{44})\,\alpha\,\Delta T = 0 \tag{19}$$

en z = 0 et z = d, où σ_{zz} et σ_{rz} sont respectivement les contraintes normales et parallèles aux surfaces libres. Ces conditions sont classiques et ont été utilisées par de nombreux auteurs (Dubois M., 1994; Enguehard F., 1997). Après adimensionnement et application de la double transformée de Laplace-Hankel LH_1, ces équations deviennent :

$$\frac{\partial U_{ri}}{\partial z^*} - p_6 \xi^* U_{zi} = 0, \text{ à évaluer en } z^* = 0 \ (i = 1) \text{ et } z^* = 1 \ (i = 2) \tag{20}$$

$$p_6^2(1 - 2p_{4i})\xi^* U_{ri} + p_6 \frac{\partial U_{zi}}{\partial z^*} - \Delta\Theta_i = 0, \text{ à évaluer en } z^* = 0 \ (i = 1) \text{ et } z^* = 1 \ (i = 2) \tag{21}$$

Il nous manque encore 4 équations : elles nous seront données par les conditions frontières. L'ensemble des auteurs qui ont développé un modèle avec les mêmes bases

que les nôtres posent habituellement comme conditions frontières que les contraintes et les déplacements sont continus à l'interface: l'interface est donc supposée parfaite. Cela a été fait par Dubois (Dubois M., 1994) qui a remarqué que l'accord avec l'expérience était très mauvais lorsque l'on utilise ces conditions. C'est ici que l'originalité de notre modèle se situe : nous allons utiliser les conditions frontières suggérées par Baik et Thompson (Baik J.M. et Thompson R.B., 1984) mais appliquées dans un tout autre contexte. Elles supposent que l'interface agit plutôt comme un ressort muni d'un amortisseur : les déplacements et les contraintes ne seront plus intégralement transmis à l'autre couche et il y aura une perte d'énergie à l'interface entraînant un amortissement des ondes ultrasonores. Ces auteurs ont suggéré les conditions suivantes :

$$\sigma(a^+) + \sigma(a^-) \approx 2K\left(u(a^+) - u(a^-)\right) \tag{22}$$

$$\frac{-M\omega^2}{2}\left(u(a^+) + u(a^-)\right) \approx \sigma(a^+) - \sigma(a^-) \tag{23}$$

où les exposants + et – indiquent qu'il s'agit du déplacement (u) ou de la contrainte (σ) situé à droite ou à gauche de l'interface, ω est la fréquence des ondes ultrasonores (Hz), M est une masse interfaciale (kg/m^2) et K est une raideur interfaciale (N/m^3).

Ces équations reviennent à supposer que l'interface agit comme un ressort de constante de rappel K muni d'un amortisseur de masse M: toutefois K et M sont distribués sur tout l'interface. Également, il est supposé implicitement ici que l'interface n'a pas d'épaisseur: en pratique, si son épaisseur est trop importante, il y aura des réflexions multiples à l'interface et le matériau bicouche se comportera comme un matériau tricouche. Pour modéliser correctement un tel matériau, il faudrait développer un modèle comprenant trois couches. Puisque ceci n'est pas notre but, nous allons nous placer dans un contexte où l'épaisseur de l'interface est très faible par rapport à la longueur acoustique des ondes ultrasonores se déplaçant dans le matériau : ainsi, les réflexions à l'intérieur de l'interface ne seront pas détectables. Toutefois, si la détection

des déplacements ultrasonores se fait à de grandes distances de l'épicentre, l'épaisseur de l'interface traversée par les ondes s'accroîtra et on constatera la présence de réflexions multiples à l'interface. Ce phénomène est illustré à la section 2.3.

Avant d'appliquer ces équations, nous allons tout d'abord les exprimer en coordonnées cylindriques :

$$\begin{aligned}
&\sigma_{rz2}(a^*)+\sigma_{rz1}(a^*)\approx 2K_T\left(u_{r2}(a^*)-u_{r1}(a^*)\right)\\
&\sigma_{zz2}(a^*)+\sigma_{zz1}(a^*)\approx 2K_L\left(u_{z2}(a^*)-u_{z1}(a^*)\right)\\
&\frac{-M\omega^2}{2}\left(u_{r2}(a^*)+u_{r1}(a^*)\right)\approx\sigma_{rz2}(a^*)-\sigma_{rz1}(a^*)\\
&\frac{-M\omega^2}{2}\left(u_{z2}(a^*)+u_{z1}(a^*)\right)\approx\sigma_{zz2}(a^*)-\sigma_{zz1}(a^*)
\end{aligned}\tag{24}$$

Nous avons également décomposé le paramètre K en ses composantes tangentielle (k_T) et normale (k_L). Après avoir adimensionné et appliqué la double transformée de Laplace-Hankel d'ordre zéro LH_0, ces quatre équations deviennent :

$$\left(\frac{\partial U_{r1}}{\partial z^*}-p_6\xi^*U_{z1}\right)+\left[\frac{C_{442}}{C_{441}}\frac{u_{02}}{u_{01}}\right]\left(\frac{\partial U_{r2}}{\partial z^*}-p_6\xi^*U_{z2}\right)=2\frac{k_T d}{C_{441}}\left[\frac{u_{02}}{u_{01}}U_{r2}-U_{r1}\right]$$

$$\left[\frac{C_{442}}{C_{441}}\frac{u_{02}}{u_{01}}\right]\left(\frac{\partial U_{r2}}{\partial z^*}-p_6\xi^*U_{z2}\right)-\left(\frac{\partial U_{r1}}{\partial z^*}-p_6\xi^*U_{z1}\right)=-\frac{m\omega^2}{2}\frac{d}{C_{441}}\left[\frac{u_{02}}{u_{01}}U_{r2}-U_{r1}\right]$$

$$\left(p_6^2(1-2p_4)\xi^*U_{r1}+p_6\frac{\partial U_{z1}}{\partial z^*}-\Delta\Theta_1\right)+\left[\frac{C_{112}u_{02}}{C_{111}u_{01}}\right]\left(p_6^2(1-2p_{42})\xi^*U_{r2}+p_6\frac{\partial U_{z2}}{\partial z^*}-\Delta\Theta_2\right)$$
$$=2\frac{k_L d^2}{C_{111}\sigma}\left[\frac{u_{02}}{u_{01}}U_{z2}-U_{z1}\right]$$

$$\left[\frac{C_{112}u_{02}}{C_{111}u_{01}}\right]\left(p_6^2(1-2p_{42})\xi^{*}U_{r2}+p_6\frac{\partial U_{z2}}{\partial z^{*}}-\Delta\Theta_2\right)-\left(p_6^2(1-2p_4)\xi^{*}U_{r1}+p_6\frac{\partial U_{z1}}{\partial z^{*}}-\Delta\Theta_1\right)$$
$$=-\frac{m\omega^2}{2}\frac{k_L d^2}{C_{111}\sigma}\left[\frac{u_{02}}{u_{01}}U_{z2}-U_{z1}\right] \tag{25}$$

où nous avons posé $k_L=\frac{K_L d}{C_{111}}$, $k_T=\frac{K_T d}{C_{441}}$ et $m=\frac{M\omega^2 d}{C_{441}}$ qui sont les paramètres d'interface adimensionnés.

Nous avons maintenant 4 conditions frontières, 4 conditions limites et 8 coefficients d'intégration à déterminer : le problème est complètement déterminé. Nous avons donc une matrice 8x8 à inverser et deux transformées inverses à effectuer. En observant notre système d'équation, on constate qu'il est difficile de le résoudre analytiquement : nous allons donc utiliser une résolution numérique. Pour ce faire, nous avons développé un programme écrit en C++ qui effectuera les calculs. Nous devons fournir au programme divers paramètres qui sont liés à la nature des couches ainsi qu'aux caractéristiques de la source laser. Ces paramètres sont présentés au tableau 2.1. Les valeurs de ces paramètres sont soit tirées de la littérature (propriétés des matériaux utilisés), soit mesurées expérimentalement (caractéristiques de la radiation laser et géométrie de l'échantillon). En plus des paramètres présentés au tableau 2.1, il nous faut fournir au programme les valeurs des paramètres d'interface: nous avons procédé par itérations successives jusqu'à convergence des déplacements ultrasonores calculés et mesurés. Nous nous sommes imposés deux critères de sélection de la simulation qui offre le meilleur accord avec les résultats expérimentaux: la correspondance des temps d'arrivée des ondes ultrasonores et la similitude des amplitudes des déplacements ultrasonores.

Maintenant que nous disposons d'un modèle nous permettant de calculer le déplacement ultrasonore en tout point de l'échantillon avec des conditions d'interface ajustables, nous devons valider notre modèle. Nous présentons à la section suivante les résultats typiques que nous obtenons avec notre modèle. A la section 2.4, nous avons comparé les résultats calculés avec les résultats expérimentaux.

Tableau 2.1 *Paramètres nécessaires pour effectuer une simulation.*

	Description
α	Coefficient de dilatation linéaire (K^{-1})
β	Coefficient d'absorption (μm^{-1})
C_p	Chaleur spécifique (J/kg K)
C_{11}, C_{44}	Coefficients du tenseur de rigidité (GPa)
ρ	Masse volumique (kg/m^3)
a	Épaisseur de la couche située du côté de l'irradiation (mm)
d	Épaisseur de l'échantillon (mm)
σ	Rayon du faisceau laser incident (mm)
r	Distance de l'épicentre (mm)
z	Lieu où la détection a lieu (mm)
τ	Largeur à mi-hauteur de l'impulsion (ns)
t_f	Temps de fin de la simulation (μs)
E_0	Énergie du faisceau laser pénétrant le matériau (J)

2.1.2 Résultats typiques

Le modèle développé ici permet de calculer les déplacements parallèles et normaux à la surface pour des matériaux isotropes et ce pour une génération et une

détection en n'importe quel point situé entre les deux faces de l'échantillon. Nous ne présentons ici que des résultats pour une génération à l'interface air/matériau 1 et une détection à l'interface air/matériau 2 car ils sont représentatifs du type de mesures que nous avons effectuées.

La figure 2.2 montre le déplacement parallèle à 0,564 mm de l'épicentre pour un échantillon composé de deux plaques d'aluminium d'épaisseur 1,6 mm chacune et de surface 20x20 mm^2 avec des conditions d'interface parfaite (ligne continue) et avec des conditions d'interface imparfaite (ligne pointillée). Les propriétés de l'aluminium utilisé sont présentées au tableau 1 de l'annexe. L'impulsion laser, de durée 12 ns et d'énergie 10 mJ, est supposée avoir une distribution gaussienne de 1 mm de rayon. On a posé un coefficient de réflexion de 33 %. La figure 2.3 montre le déplacement normal à l'épicentre pour le même échantillon avec des conditions d'interface parfaite (ligne continue) et avec des conditions d'interface imparfaite (ligne pointillée).

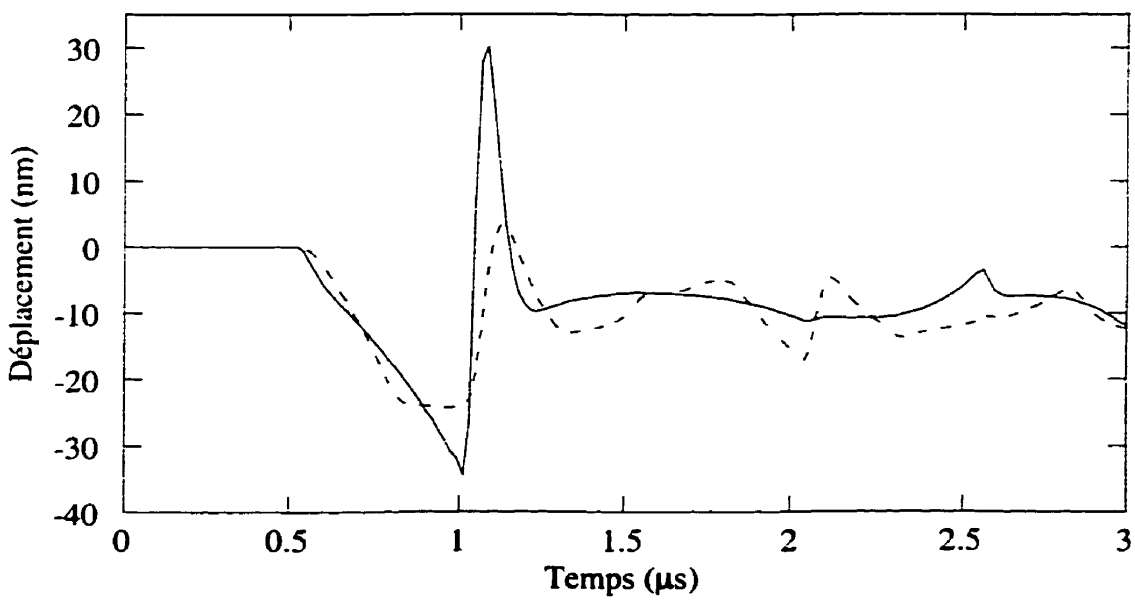


Figure 2.2 *Déplacement parallèle en face arrière à 0,564 mm de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec transmissions parfaite (continu) et imparfaite (pointillé) des ondes ultrasonores.*

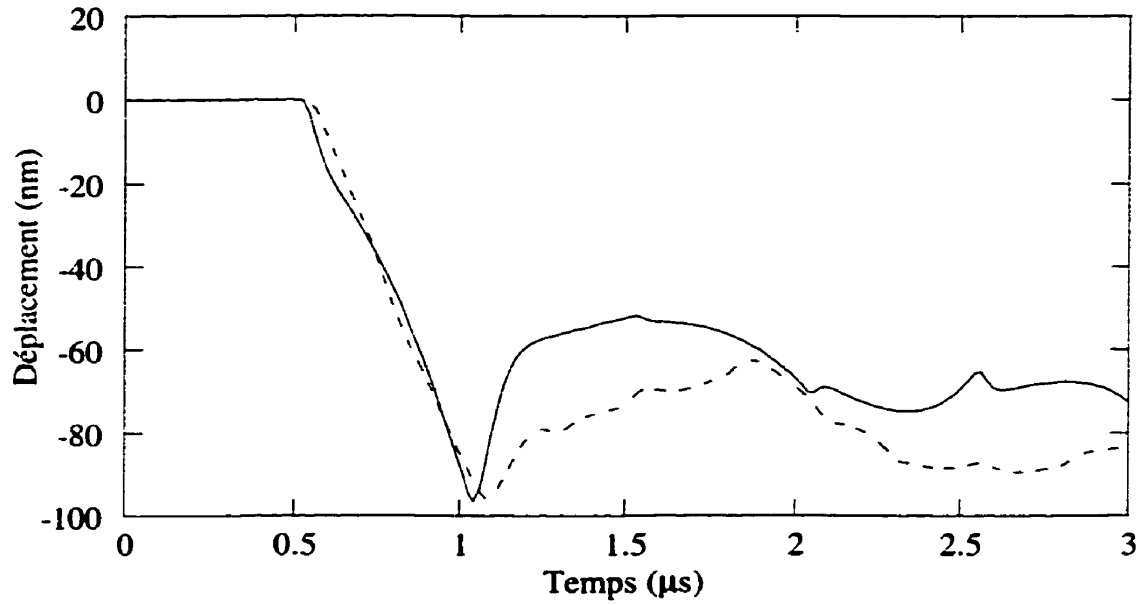


Figure 2.3 *Déplacement normal en face arrière à l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec transmissions parfaite (continu) et imparfaite (pointillé) des ondes ultrasonores.*

On constate aisément à la vue de ces figures l'effet de conditions d'interface imparfaite. Que ce soit à l'épicentre (figure 2.3) ou hors épicentre (figure 2.2) lorsque l'on suppose une transmission parfaite, on voit qu'avec deux couches identiques le signal est comme s'il n'y avait qu'une couche puisque si il y a une interface, un pic devrait apparaître vers 2 µs qui est le temps d'arrivée de l'onde longitudinale réfléchie, comme il apparaît d'ailleurs avec la simulation des conditions imparfaites. Pour ces dernières, les paramètres d'interface que nous avons utilisés sont $k_L = 5$, $k_T = 4$ et $m = 0$. On peut remarquer aussi que non seulement l'application de ces conditions modifie l'amplitude des signaux et la présence ou non de pics mais aussi créé un décalage temporel des courbes (arrivée plus tardive des ondes): la condition de ressort ralentit donc la propagation des ondes ultrasonores. Ceci est une conséquence de la présence effective de l'interface.

Nous avons effectué des simulation semblables pour des plaques de verre qui contrairement à l'aluminium absorbe beaucoup plus l'énergie du laser utilisé : la profondeur de pénétration optique du verre à la longueur de radiation est plus grande que celle de l'aluminium (tableaux de l'annexe). La figure 2.4 montre le déplacement parallèle pour un échantillon composé de deux plaques de verre Schott BG18 de 3 mm d'épaisseur chacune et de surface 20x20 mm^2 avec des conditions d'interface parfaite (ligne continue) et avec des conditions d'interface imparfaite (ligne pointillée). Les propriétés du verre utilisé sont présentées au tableau 2 de l'annexe. L'impulsion laser, de durée 12 ns et d'énergie 27 mJ, est supposée avoir une distribution circulaire uniforme de 1 mm de rayon. Le déplacement normal à l'épicentre, pour le même échantillon que précédemment, avec des conditions d'interface parfaite (ligne continue) et avec des conditions d'interface imparfaite (ligne pointillée) est présenté à la figure 2.5.

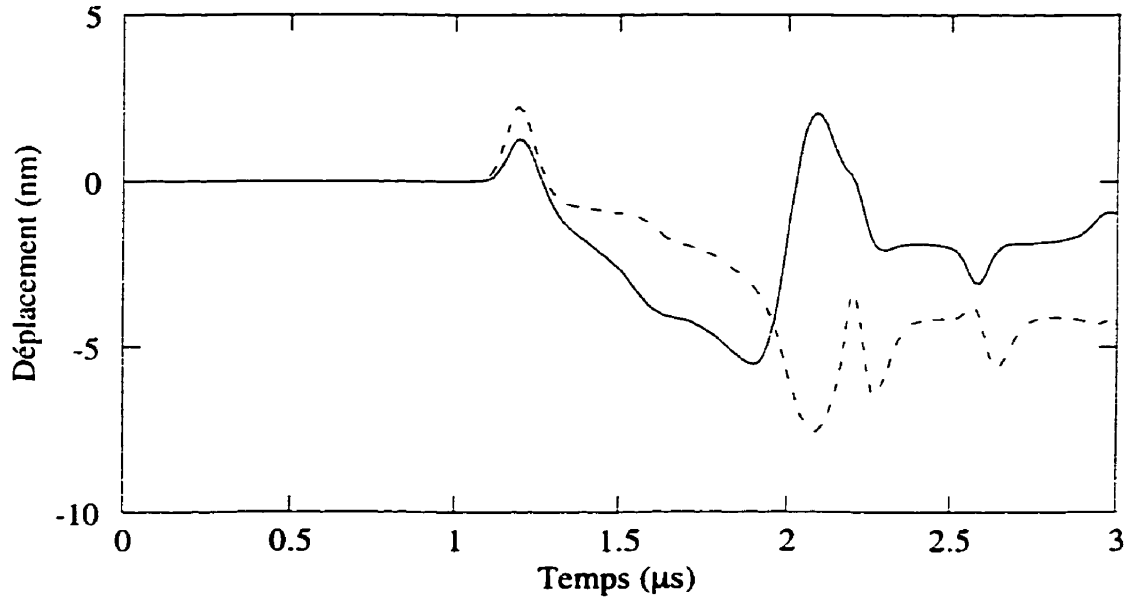


Figure 2.4 *Déplacement parallèle en face arrière à 2,88 mm de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec transmissions parfaite (continu) et imparfaite (pointillé) des ondes ultrasonores.*

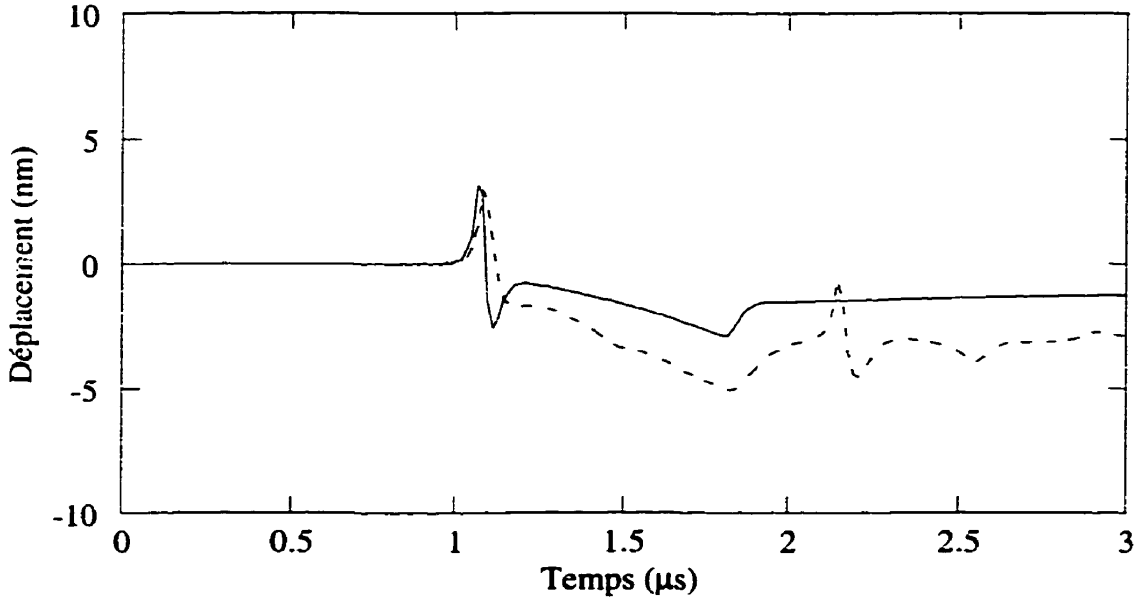


Figure 2.5 *Déplacement normal en face arrière à l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec transmissions parfaite (continu) et imparfaite (pointillé) des ondes ultrasonores.*

On constate l'effet des conditions d'interface imparfaite plus clairement qu'avec l'aluminium car les réflexions sont plus nettes. Lorsque l'on suppose une transmission parfaite, on voit qu'avec deux couches identiques le signal est comme s'il n'y avait qu'une couche: on ne peut donc pas modéliser un multicouche avec ces conditions. En effet, la réflexion aux alentours de 2 µs n'est pas présente alors qu'elle est un témoin de la présence de l'interface. Les paramètres que nous avons utilisés pour simuler l'interface imparfaite sont $k_L = 10$, $k_T = 10$ et $m = 0$. On remarque en plus que vers 1 µs il y a un pic supplémentaire que l'on n'observait pas sur l'aluminium : c'est le précurseur et il est dû au fait que le verre est beaucoup plus absorbant (Dubois M., 1994). Aussi, on voit que les amplitudes des déplacements sont beaucoup plus petits (5 fois) que précédemment. Cela est dû au fait que l'énergie incidente est plus petite. Le verre étant peu réfléchissant comparativement à l'aluminium, il n'est pas nécessaire d'utiliser un faisceau laser de grande énergie pour créer des déplacements alors que pour un échantillon d'aluminium il faut utiliser une grande énergie pour compenser les pertes par

réflexion. Egalement, la profondeur de pénétration optique du verre ($\delta = 1/\beta$) est grande comparée à celle de l'aluminium à cette longueur d'onde : cela a pour effet d'étendre la source de génération et donc la densité d'énergie en sera diminuée, faisant ainsi en sorte que l'amplitude des déplacements soit plus petite. Ceci explique la présence très marquée du précurseur pour le verre alors qu'il n'est pas présent pour l'aluminium.

2.2 Montage expérimental

Dans cette section, nous allons présenter le montage expérimental utilisé pour obtenir nos résultats. Ensuite, nous décrirons le fonctionnement de la sonde hétérodyne utilisée pour la détection des mouvements normaux.

2.2.1 Dispositif expérimental

Le montage est présenté schématiquement à la figure 2.6. Une telle configuration permet de faire des mesures en face arrière de déplacements ultrasonores normaux et parallèles d'un échantillon plan. On utilise un laser impulsionnel Nd:YAG de marque Spectron SL-801 "Q-switched", de longueur d'onde d'émission 1064 nm. Le laser comprend un amplificateur et un oscillateur dont on peut contrôler la tension d'excitation ce qui permet d'ajuster l'énergie des impulsions. Nous avons utilisé des tensions identiques pour l'oscillateur et l'amplificateur mais nous avons choisi la valeur de cette tension en fonction des caractéristiques des matériaux suivant qu'ils sont absorbant ou réfléchissant. Le laser est habituellement multimode mais il a été rendu ici monomode (distribution surfacique quasi-gaussienne) en insérant un diaphragme circulaire dans la cavité de l'oscillateur. Il est également possible de contrôler le taux de répétition des impulsions. Nous avons choisi pour toutes nos mesures un taux de deux impulsions par seconde car

cette fréquence de répétition permet d'obtenir des résultats en un temps raisonnable (1 minute) tout en laissant le temps à la chaleur de se dissiper et ainsi de rester en régime thermoélastique.

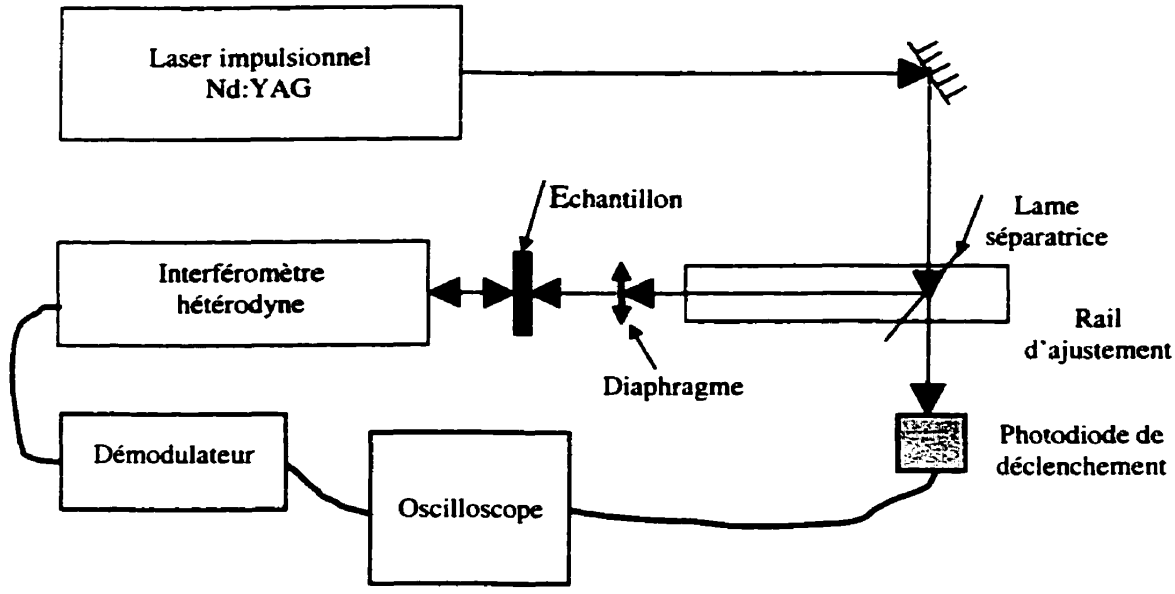


Figure 2.6 *Schéma du montage expérimental.*

Nous avons également utilisé un système optique pour diriger les impulsions sur l'échantillon. Le rail translatable permet de déplacer le point d'impact sur l'échantillon horizontalement et verticalement. C'est ce système qui permet de contrôler la position de l'excitation par rapport au système de détection.

Afin de bien aligner le faisceau sonde et le faisceau de génération, nous plaçons une feuille de papier couverte de carbone à la place de l'échantillon. Le carbone sur le papier est brûlé par le laser de génération nous permettant ainsi de déterminer approximativement la position et la forme du faisceau. Afin de protéger la sonde de détection, nous mettons une plaque d'aluminium entre la feuille de papier et la sonde. Ensuite, après avoir arrêté le laser de génération, nous ajustons la position du faisceau sonde par transparence à travers le papier afin d'aligner approximativement le faisceau de la sonde avec l'empreinte du

faisceau de génération. Ensuite, pour obtenir un ajustement plus fin, nous déplaçons le faisceau de génération itérativement jusqu'à obtention sur l'oscilloscope d'un signal ultrasonore dont les temps d'arrivée sont les plus courts possibles: on sera donc à l'épicentre. En effet, à l'épicentre, l'épaisseur de matériau traversé est plus la faible donc le temps d'arrivée sera aussi le plus faible.

Le laser a un faisceau dont le diamètre est d'environ 5 mm et sa forme n'est pas parfaitement circulaire. Afin de contrôler le diamètre et la forme du faisceau laser, nous avons utilisé un diaphragme de 2 mm de diamètre : c'est donc cette valeur que nous avons utilisé pour les simulations.

L'échantillon à étudier est placé dans un porte-échantillon doté de trois axes de translation et de deux axes de rotation. Ceci permet d'orienter adéquatement l'échantillon par rapport au système de détection.

La détection des ultrasons se fait à l'aide d'une sonde interférométrique hétérodyne de marque UltraOptec OP-351/O qui mesure les déplacements normaux et parallèles à la surface. Son fonctionnement est expliqué plus en détail à la section 2.2.2. Le signal est démodulé puis acquis par un oscilloscope de marque Lecroy. Une lame séparatrice semi-transparente est placée sur le parcours du faisceau afin d'en détourner une partie sur une photodiode de déclenchement qui est branchée sur l'oscilloscope pour effectuer la synchronisation des signaux. Les données sont ensuite transférées sur un ordinateur pour l'analyse des résultats.

2.2.2 Configuration de la sonde hétérodyne

La sonde a deux configurations suivant que l'on désire détecter seulement les déplacements perpendiculaires à la surface ou les déplacements parallèles à la surface de l'échantillon. Pour une description détaillée du fonctionnement de la sonde, on consultera

l'article de J.P. Monchalin (Monchalin J.P., 1986). La configuration de la sonde pour la détection de déplacements normaux est présentée à la figure 2.7.

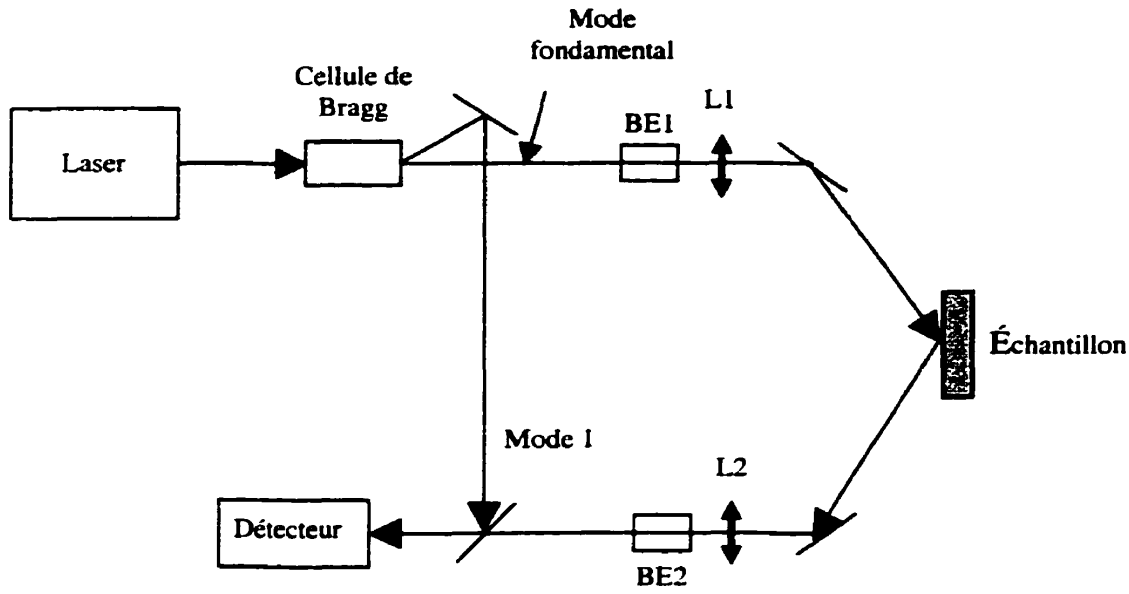


Figure 2.7 *Schéma de la sonde pour la détection des déplacements normaux.*

La sonde est constituée d'un laser de détection continu de quelques mW de puissance, d'une cellule de Bragg, d'une photodiode à avalanche et de composants optiques formant un interféromètre de Michelson. Il est possible d'utiliser deux lasers différents : un He-Ne (632 nm) et un Nd :YAG doublé en fréquence (512 nm). Nous avons principalement utilisé le Nd : YAG doublé car sa puissance est supérieure à celle du He-Ne ce qui permet de réduire de façon importante l'influence du bruit expérimental.

Le faisceau est modulé par une cellule de Bragg qui agit comme un réseau de diffraction. Le mode fondamental de diffraction est le faisceau sonde tandis que le mode 1, décalé en fréquence de 40 MHz (fréquence d'excitation de la cellule), est recueilli comme faisceau de référence. Il y a donc interférence entre deux faisceaux de fréquences différentes d'où le nom d'interféromètre hétérodyne. Selon J.P. Monchalin

(1986), on procède ainsi pour s'affranchir des effets des vibrations environnantes. L'agrandisseur de faisceau BE1 et la lentille L1 servent à mieux focaliser le faisceau laser sur l'échantillon alors que l'agrandisseur de faisceau BE2 et la lentille L2 servent à mieux collecter la lumière réfléchie. L'intensité du signal d'interférence des deux faisceaux est détectée par le photodétecteur. Le signal est ensuite démodulé par une unité de démodulation avant d'être transmis à l'oscilloscope.

En supposant que les ondes incidentes et réfléchies soient planes, on peut déterminer la différence de phase du faisceau sonde causée par le déplacement de la surface de l'échantillon. Nous raisonnerons à partir de la figure 2.8.

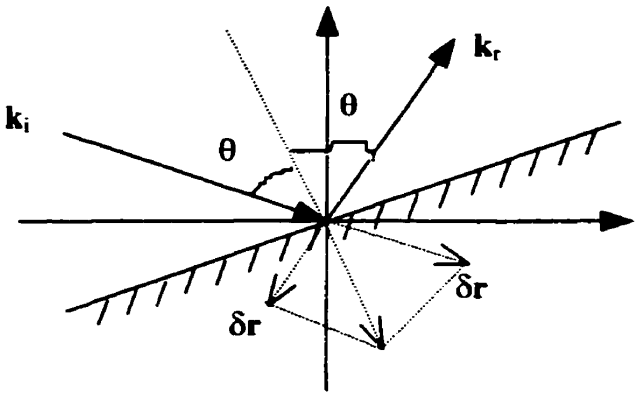


Figure 2.8 *Schéma de la détection des déplacements normaux.*

En utilisant les notations de la figure 2.8, on trouve que la différence de phase $\delta\Delta$ est donnée par

$$\delta\Delta = \mathbf{k}_i \cdot \delta\mathbf{r} - \mathbf{k}_r \cdot \delta\mathbf{r} = -2k \cos\theta \, \delta z \qquad (26)$$

où $\mathbf{k}_i$ est le vecteur d'onde du faisceau incident, $\mathbf{k}_r$ le vecteur d'onde du faisceau réfléchi, k la norme de $\mathbf{k}_i$ et $\mathbf{k}_r$ ($= 2\pi/\lambda$), $\delta\mathbf{r}$ le vecteur déplacement du point irradié et δz la composante selon z de $\delta\mathbf{r}$. On voit immédiatement que si la surface de l'échantillon a pour normale l'axe

z, on détectera les déplacements normaux à la surface par le biais de la mesure du déphasage.

2.3 Validation du modèle

Afin de valider notre modèle, nous avons effectué quelques mesures de déplacement normaux et parallèles sur des matériaux bicouches variés : aluminium sur verre BG18, verre BG18 sur verre BG18 et verre KG3 sur aluminium liés entre eux par une colle d'epoxy dont nous estimons l'épaisseur semblable pour les différents échantillons.

2.3.1 Aluminium sur verre Schott BG18

Des déplacements ont été générés dans un matériau composé d'une couche d'aluminium de 2,2 mm d'épaisseur et d'une couche de verre Schott BG18 de 3 mm d'épaisseur, liées entre elles par une colle d'epoxy. Les propriétés des matériaux utilisés sont présentées en annexe. Nous avons moyenné les signaux 1000 fois mais le bruit est encore assez important surtout au début du signal car nous avons utilisé le laser He-Ne pour la détection. L'énergie des impulsions était de 20 mJ et le diamètre du faisceau de 2 mm. Nous avons détecté les déplacements parallèles à différentes distances de l'épicentre: ils sont présentés aux figures 2.9 à 2.13. Il est à noter qu'à la figure 2.9 les courbes calculées avec conditions d'interface parfaite et imparfaite sont confondues car à l'épicentre les déplacement parallèles sont nuls : dans ce cas particulier, les deux modèles convergent. Les paramètres d'interface utilisés sont $k_L = 10$, $k_T = 10$ et $m = 0$.

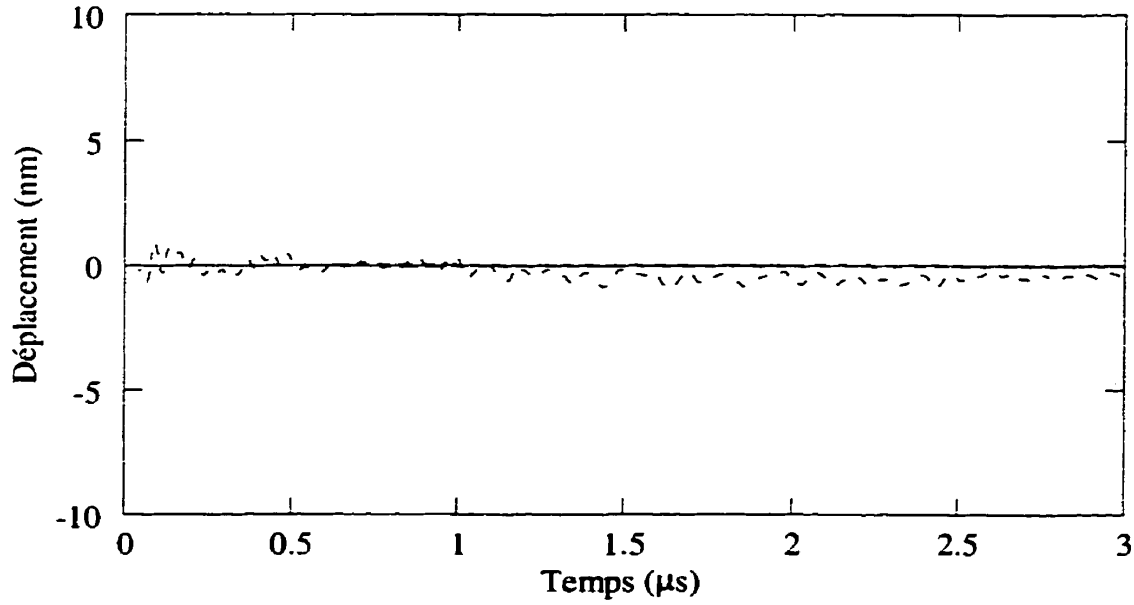


Figure 2.9 *Déplacements parallèles en face arrière à l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée).*

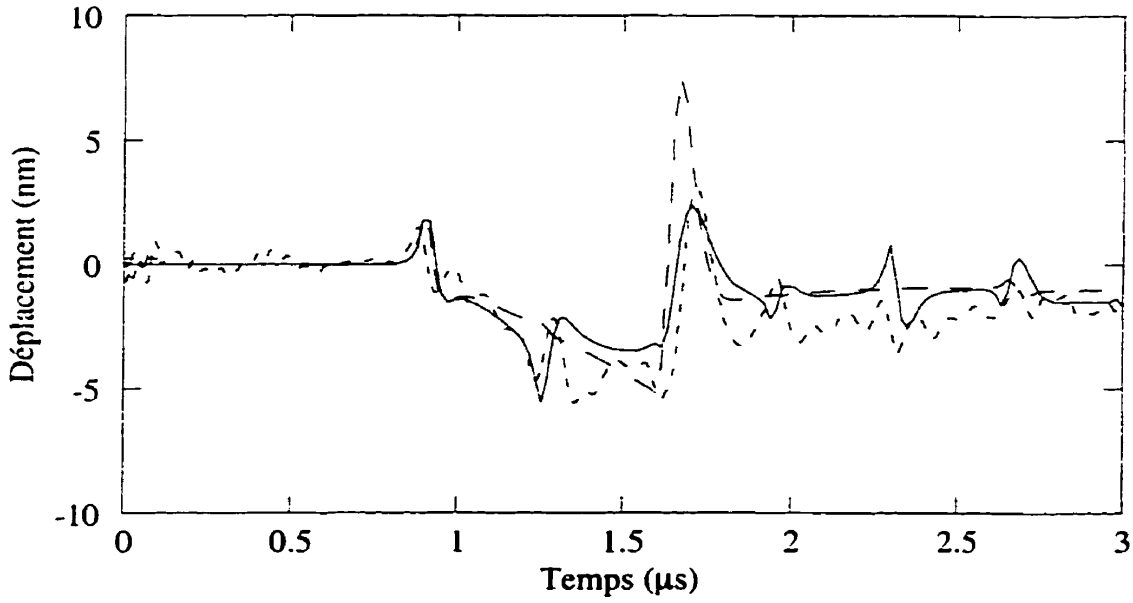


Figure 2.10 *Déplacements parallèles en face arrière à 0,92 mm de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée).*

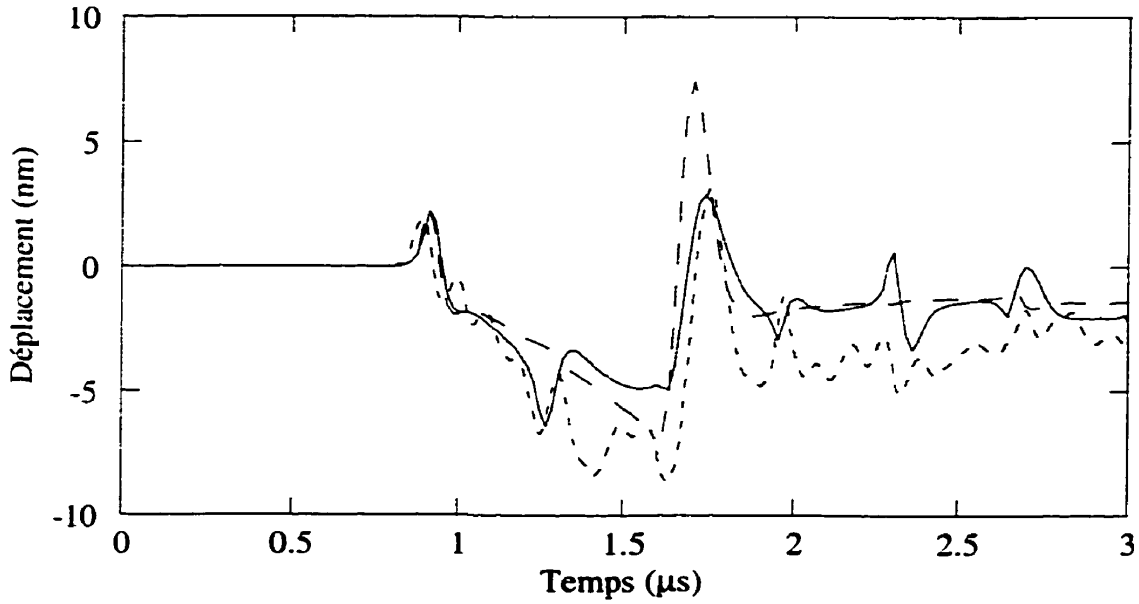


Figure 2.11 *Déplacements parallèles en face arrière à 1,44 mm de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée).*

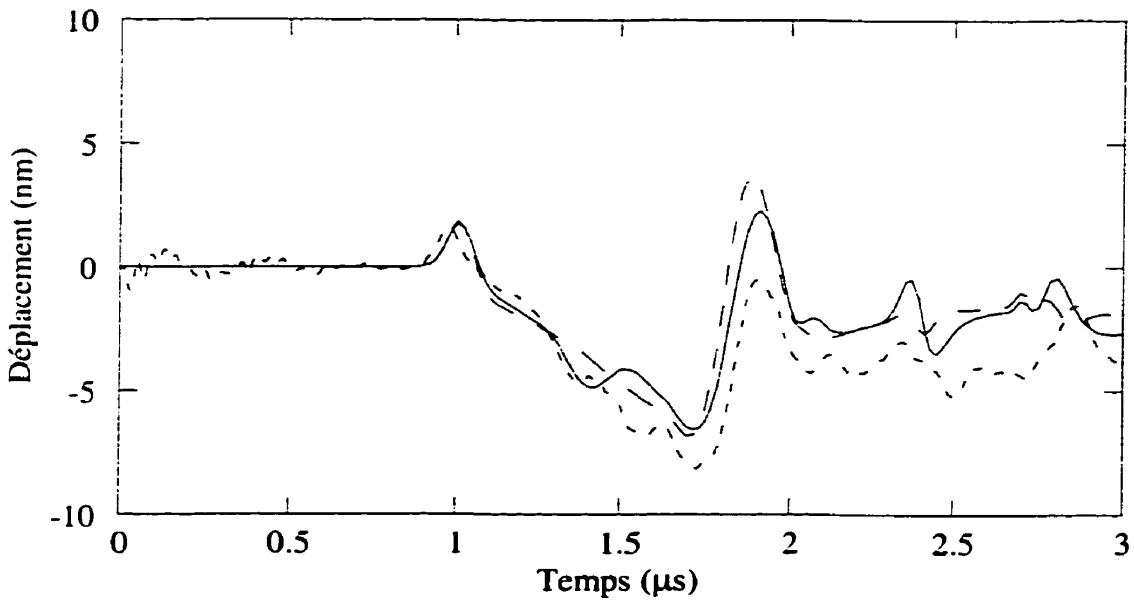


Figure 2.12 *Déplacements parallèles en face arrière à 3 mm de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée).*

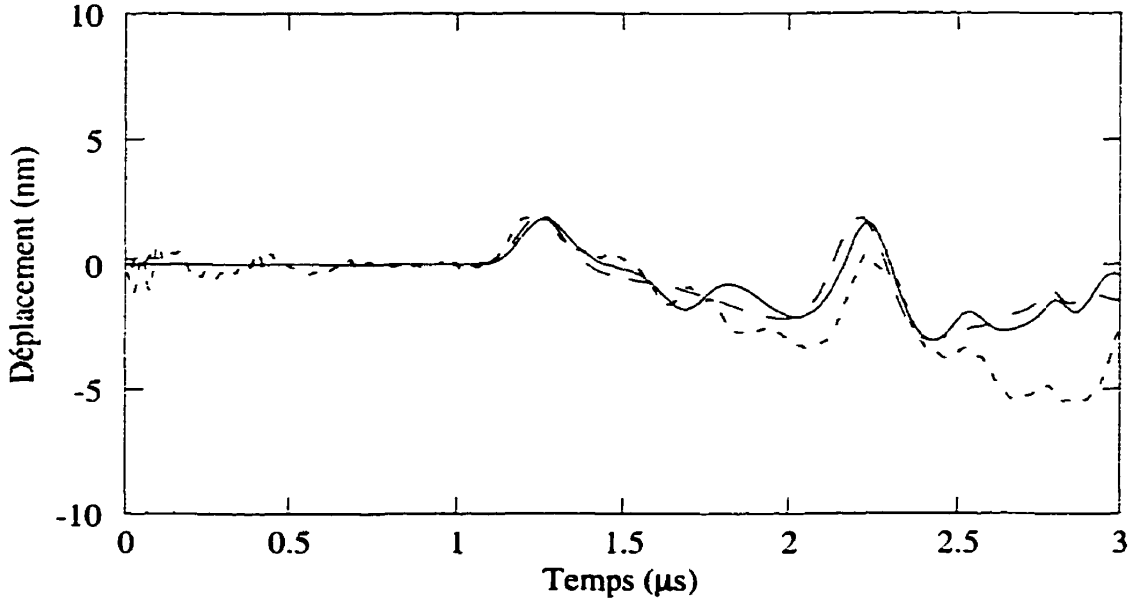


Figure 2.13 *Déplacements parallèles en face arrière à 5,2 mm de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée).*

On remarque que pour l'ensemble des figures, l'accord entre les déplacements expérimentaux et calculés à l'aide de notre modèle est généralement bon mais il se dégrade rapidement pour des distances de l'épicentre croissantes. Cela est dû au fait que plus la détection se fait loin de l'épicentre, plus il y a de réflexions qui ne sont pas prévues par notre modèle car leur simulation n'est pas simple. On constate également que plus le point de mesure est loin de l'épicentre, plus les temps d'arrivée des ondes augmentent, l'épaisseur accrue du matériau traversé ayant aussi pour effet de diminuer leur amplitude. En particulier, on voit que la réflexion aux alentours de 1,2 µs s'atténue progressivement. Néanmoins, notre modèle avec interface imparfaite donne de bien meilleurs résultats que le modèle avec interface parfaite.

2.3.2 Verre Schott BG18 sur verre Schott BG18

Des mesures du déplacement normal à l'épicentre et du déplacement parallèle à 2,88 mm de l'épicentre ont été effectuées sur un échantillon composé de deux plaques de verre Schott BG18 de 3 mm d'épaisseur jointes avec une colle d'epoxy. Toutes les propriétés des matériaux utilisés se retrouvent en l'annexe. L'énergie des impulsions laser était de 27 mJ et leur durée était de 12 ns suivant une distribution gaussienne. La figure 2.14 présente les déplacements parallèles expérimentaux et calculés alors que la figure 2.15 présente les déplacements normaux expérimentaux et calculés : les paramètres d'interface utilisés pour réaliser les simulations sont $k_L = 10$, $k_T = 10$ et $m = 0$ dans les deux cas. L'accord entre les courbes expérimentales et simulées avec condition d'interface imparfaite est en général bon mais il l'est particulièrement pour le déplacement normal jusqu'à 2,5 µs : après l'accord se détériore à cause des limitations du modèle pour de grands angles tel qu'expliqué à la section 2.1.1. On peut remarquer sur le signal expérimental de la figure 2.15 des oscillations après le précurseur qui ne sont pas visibles sur la courbe calculée. Ces oscillations se produisent après l'arrivée d'impulsions possédant des fronts très brusques et proviennent du système de démodulation de la sonde qui a du mal à suivre dans ce cas.

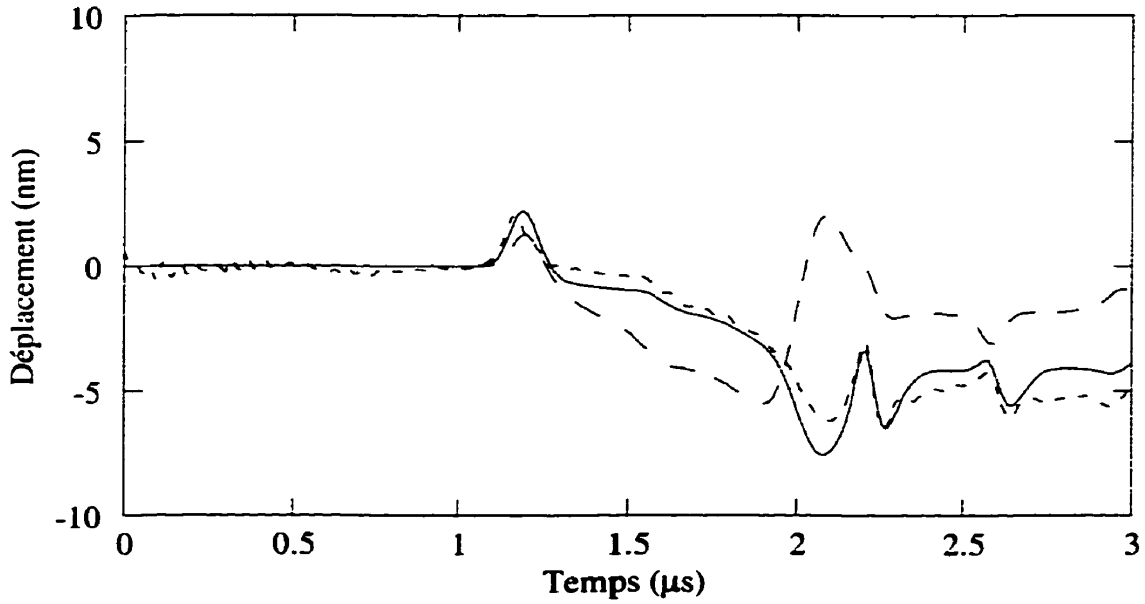


Figure 2.14 *Déplacement parallèle en face arrière à 2,88 mm de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée).*

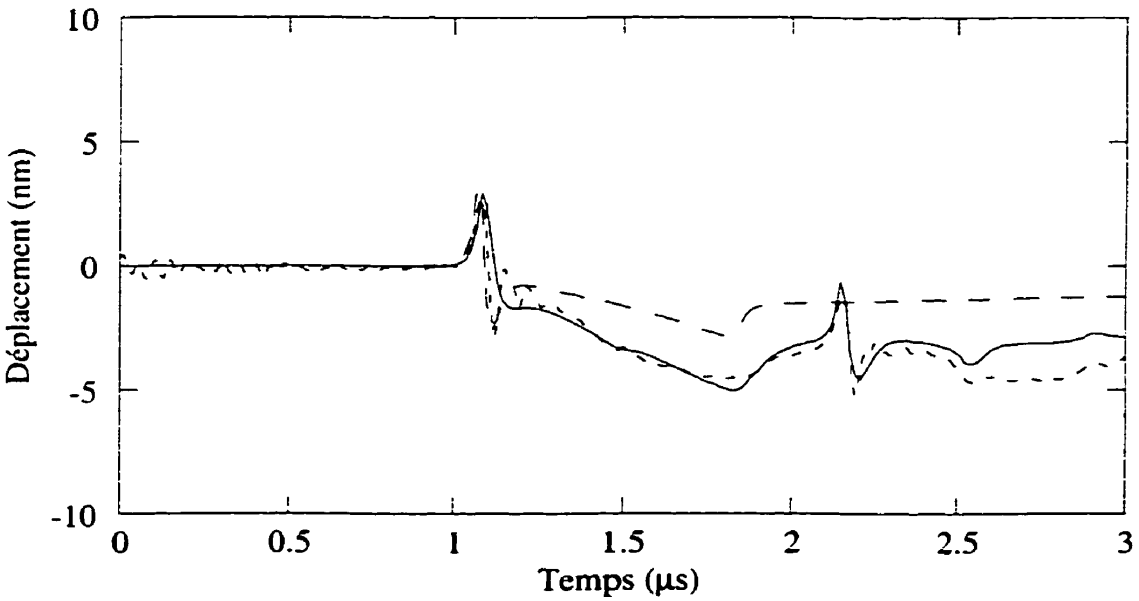


Figure 2.15 *Déplacement normal en face arrière à l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée).*

2.3.3 Verre Schott KG3 sur aluminium

Nous avons effectué des mesures des déplacements parallèles sur un échantillon composé d'une plaque de verre Schott KG3 de 3 mm d'épaisseur jointe avec de l'epoxy à une plaque d'aluminium de 2,2 mm d'épaisseur. La génération a été faite du côté du verre : nous avons fait ce choix car ainsi on obtient un signal dont les réflexions à l'interface sont plus marquées permettant plus facilement d'analyser le signal. On peut retrouver en annexe les propriétés des matériaux utilisés pour réaliser cet échantillon. L'énergie des impulsions était de 20 mJ et leur durée était de 12 ns avec une distribution gaussienne. Les déplacements sont présentés sur les figures 2.16 à 2.20 à différentes distances de l'épicentre et les signaux ont été moyennés 1000 fois. Les paramètres d'interface utilisés pour réaliser l'ensemble des simulations sont $k_L = 100$, $k_T = 10$ et $m = 0$: on remarque que la valeur de k_L utilisée est très différente de celle obtenue précédemment avec la même colle car elles n'ont pas été appliquées de la même façon. Il est à noter qu'à la figure 2.16 les courbes calculées avec conditions d'interface parfaite et imparfaite sont confondues car à l'épicentre les déplacement parallèles sont nuls : dans ce cas particulier, les deux modèles convergent.

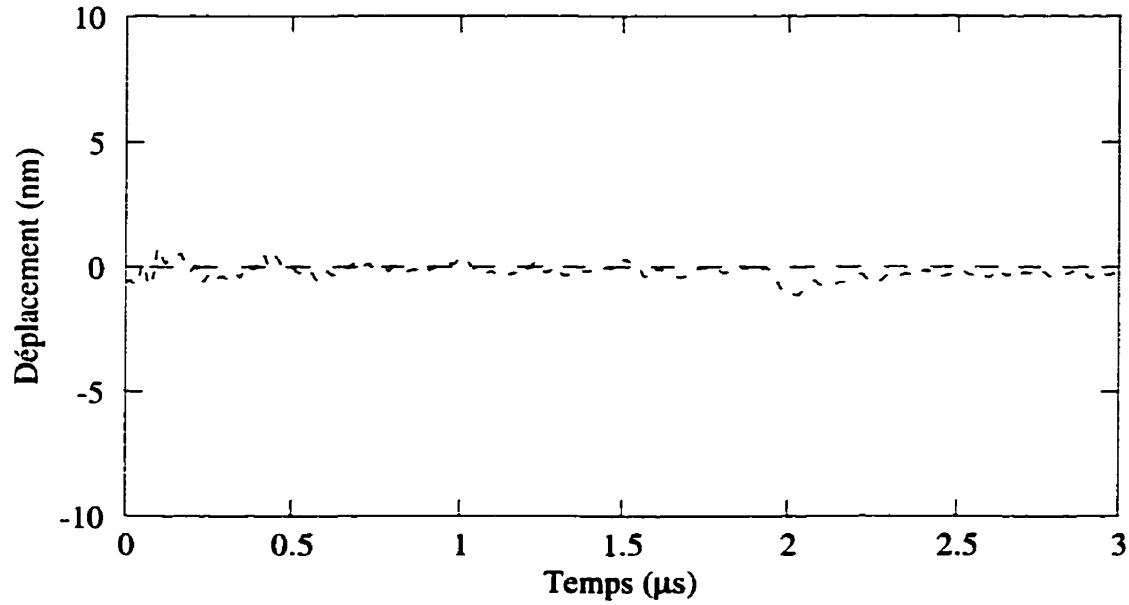


Figure 2.16 *Déplacements parallèles en face arrière à l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée).*

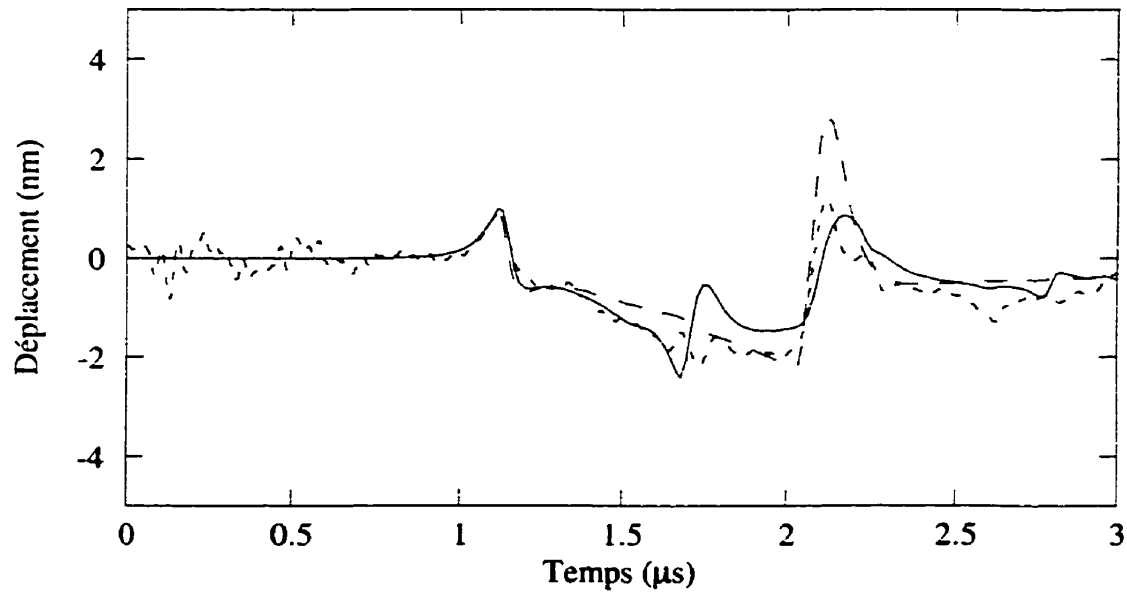


Figure 2.17 *Déplacements parallèles en face arrière à 1,15 mm de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée).*

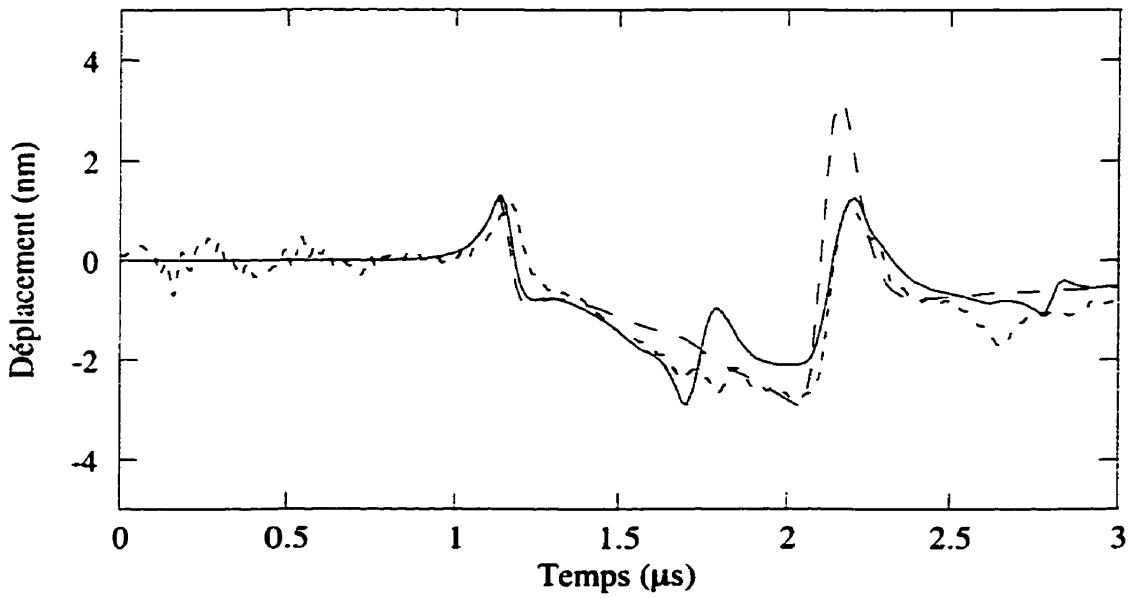


Figure 2.18 *Déplacements parallèles en face arrière à 1,67 mm de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée).*

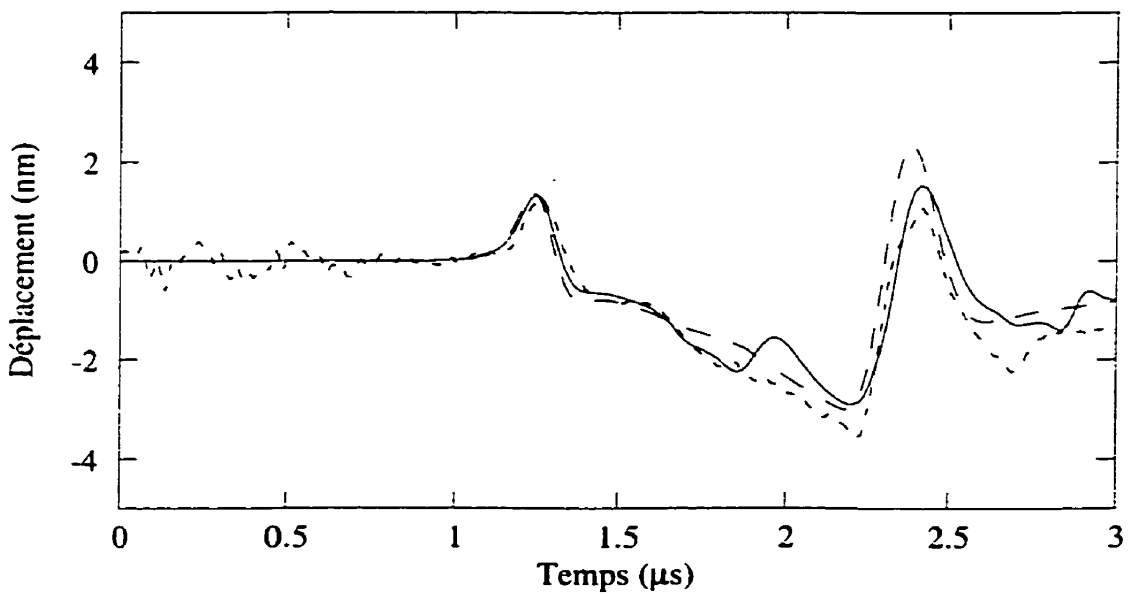


Figure 2.19 *Déplacements parallèles en face arrière à 3,75 mm de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée).*

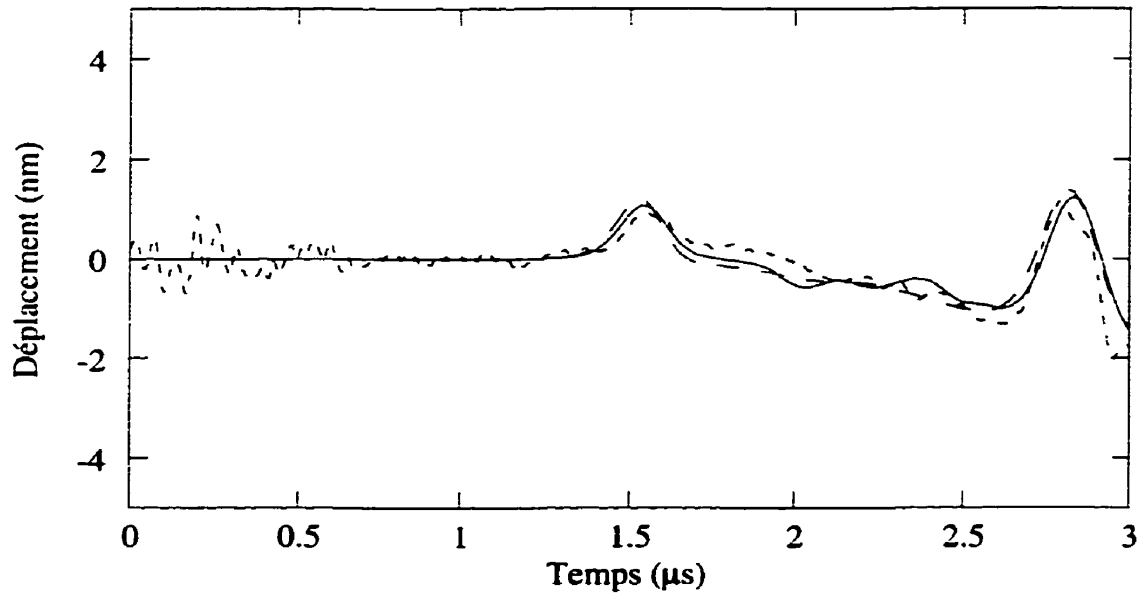


Figure 2.20 *Déplacements parallèles en face arrière à 6,5 mm de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée).*

Encore une fois on remarquera que les signaux se déplacent vers des temps plus grands et que leur amplitude s'accroît pour des distances de l'épicentre plus grandes. Ceci est un témoignage de l'augmentation de l'épaisseur de matériau traversé. Ceci a pour conséquence d'augmenter l'épaisseur de colle traversée détériorant par le fait même l'accord entre les courbes mesurées et simulées. En effet, comme il a été dit lors du développement du modèle, pour qu'il soit valide il faut que l'épaisseur de la couche d'adhésif soit très faible comparée à la longueur d'onde acoustique : ainsi les réflexions entre les deux surfaces de l'adhésif ne seront pas visibles. Pour traiter de tels cas il faudrait développer un modèle tricouche ce qui est beaucoup plus complexe à réaliser et l'on passerait ainsi d'un système à six inconnues au lieu de trois. Ceci n'est toutefois pas l'objet de notre étude .

2.4 Viscoélasticité

Nous avons constaté précédemment que les résultats numériques modélisaient correctement les résultats expérimentaux mais qu'il subsistait toutefois quelques désaccords surtout pour des temps plus longs. En effet, on peut remarquer que pour certains résultats, le modèle simule mal l'étalement temporel du déplacement et l'accord des amplitudes est imparfait. Cela peut être dû aux propriétés intrinsèques de la colle utilisée qui est connue comme étant viscoélastique : nous avons donc peut être sous-estimé ce facteur lors de l'établissement du modèle. Nous allons donc maintenant modifier le modèle pour tenir compte des propriétés viscoélastiques de la colle d'epoxy utilisée. Il est à noter que cette modification ne sera pas utile pour tous nos résultats car toutes les colles employées ne sont pas viscoélastiques.

2.4.1 Modifications apportées au modèle

La viscoélasticité agit comme un amortisseur qui modifie le signal étudié. Il est généralement admis par les experts ayant étudié le phénomène que l'on peut modéliser l'effet de la viscoélasticité d'un matériau en introduisant une partie imaginaire dans la matrice des coefficients de rigidité C_{ij}. Cela a d'ailleurs été fait par plusieurs auteurs (Lévesque D. et al., 1993; Pilarski A., 1985). Notre approche intuitive est donc d'effectuer le parallèle entre le tenseur de rigidité du matériau et la constante de rappel de notre modèle. En effet, les paramètres K et M sont représentatifs du matériau qui sert d'adhésif et par conséquent de la nature viscoélastique de ce dernier. Ainsi nous posons donc que la constante de ressort de notre modèle devient :

$$K = K_r + i\,\omega\,K_i \tag{27}$$

où K_r est la partie réelle, K_i la partie imaginaire et ω la fréquence des ondes ultrasonores (la même que celle introduite à l'équation 22). Un tel modèle conduit à une propagation dans un milieu dispersif et atténuant, en ce sens que la vitesse des ondes ultrasonores varie en fonction de leur fréquence et que leur atténuation est aussi fonction de la fréquence. En reprenant les calculs présentés en 2.1 avec cette modification, on obtient le modèle modifié qui tient compte maintenant de la nature viscoélastique de la colle. Dans la suite de notre étude nous allons noter par un indice 1 la composante réelle de la constante de ressort et par un indice 2 sa partie imaginaire.

2.4.2 Comparaison des simulations

Maintenant que nous avons modifié le modèle, nous allons reprendre certaines des simulations pour le résultat expérimental présenté à la section 2.3.2. Nous avons étudié l'ensemble des courbes présentées en 2.3 mais nous n'avons noté d'amélioration que pour le verre Schott BG18 sur verre Schott BG18. La figure suivante présente la courbe expérimentale et les deux courbes simulées avec et sans les conditions viscoélastiques pour le déplacement normal. Les paramètres de simulation utilisés ici sont $k_{L1} = 10$, $k_{L2} = 0{,}1$, $k_{T1} = 10$, $k_{T2} = 0$ et $m = 0$.

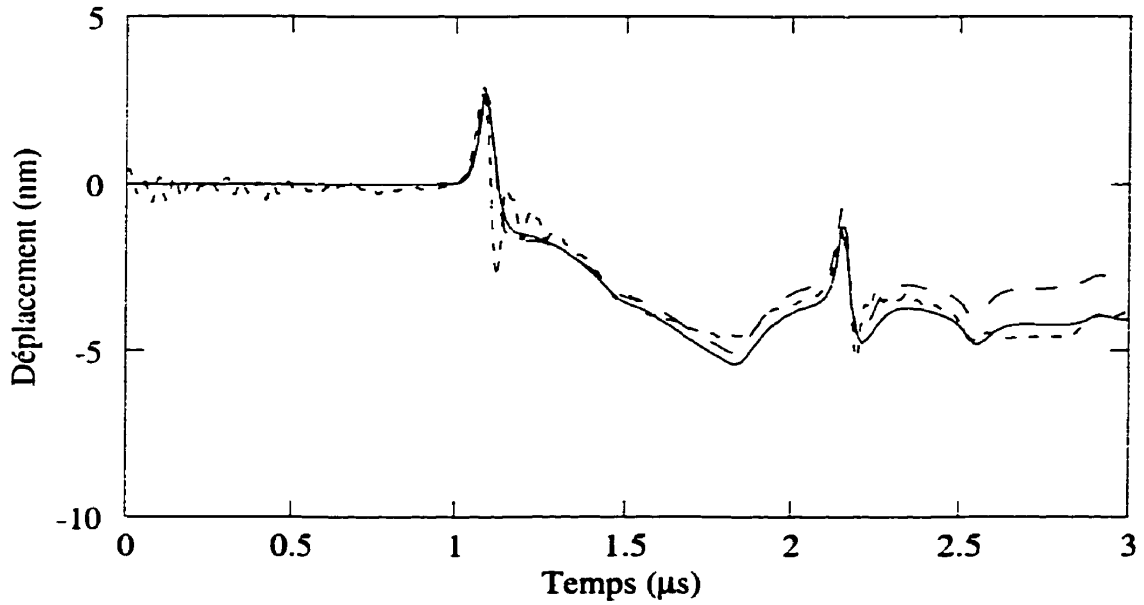


Figure 2.21 *Déplacement parallèle en face arrière à l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface imparfaite et viscoélastique (ligne continue) et imparfaite (tirets) à la courbe expérimentale (ligne pointillée).*

Nous remarquons que pour ces courbes, l'addition de l'effet viscoélastique à notre modèle améliore de façon notable l'accord avec les résultats expérimentaux en étalant les impulsions et en donnant un meilleur accord des amplitudes. Toutefois, l'accord n'est toujours pas parfait mais cette amélioration est quand même intéressante.

2.5 Conclusions

Un modèle de génération thermoélastique d'ultrasons par laser dans un matériau composé de deux couches isotropes a été développé. Ce modèle permet de calculer les déplacements normaux et parallèles en tout point du matériau en supposant que l'interface entre les couches réagit comme un ressort amorti.

Un très bon accord a été obtenu entre les données expérimentales et les déplacements calculés dans le cas de métaux et de verres ayant différentes profondeurs

de pénétration optique. Cette concordance avec les mesures expérimentales confirme la validité de notre modèle.

Nous avons également démontré que l'utilisation des conditions d'interface développées par Baik et Thompson améliore considérablement l'accord avec les signaux mesurés par rapport aux conditions utilisées généralement. Nous avons aussi vu qu'en ajoutant un caractère viscoélastique à nos conditions d'interface on arrivait à améliorer l'accord lorsque la colle utilisée avait un comportement viscoélastique.

Ce modèle va nous permettre dans le prochain chapitre d'étudier la détection de défauts subsurfaciques en déterminant la sensibilité de notre modèle à différentes qualités de collages et à différentes épaisseurs de colle.

CHAPITRE 3

EXPLORATION DU MODÈLE

Nous avons vu au chapitre 2 que le modèle développé permettait de modéliser de façon satisfaisante la présence d'une interface entre les deux plaques. Notre modèle est valable si les plaques sont suffisamment épaisses (quelques dizaines de microns) et si l'adhésif est très mince de façon à ce qu'il soit indécelable par la sonde optique. Nous allons maintenant nous intéresser à l'étude de la détection de défauts sur le fuselage d'une aile d'avion. Un fuselage typique est composé de plaques d'aluminium de 1 mm d'épaisseur chacune jointes par un adhésif connu sous le nom de "scrim cloth". Les plaques sont ensuite rivetées ensemble pour plus de solidité. Une vue en coupe d'un tel fuselage est présentée à la figure 3.1.

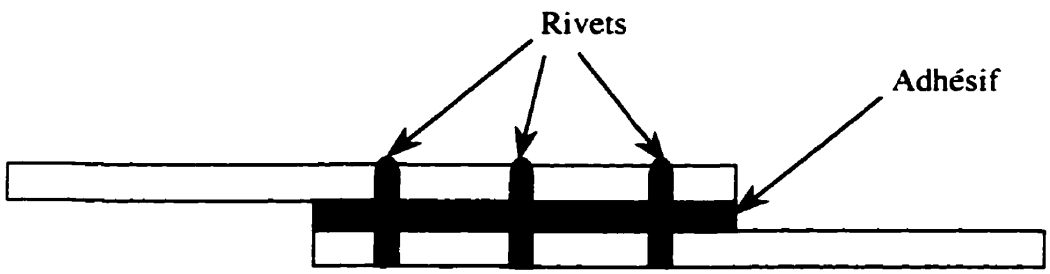


Figure 3.1 *Vue en coupe de l'assemblage du fuselage d'une aile d'avion.*

L'inspection en service du fuselage d'un avion est très importante entre autres pour la solidité du collage et la prévention de la corrosion. A l'heure actuelle, l'inspection des ailes se fait à l'aide de transducteurs piézo-électriques (Hsu D.K. et Patton T.C., 1993) mais cette technique à deux inconvénients majeurs. Tout d'abord, il faut immerger la pièce étudiée dans l'eau afin qu'il y ait un couplage entre le piézo-électrique et le

matériau pour permettre la transmission des ultrasons: il faut donc démonter l'avion et enlever l'électronique ce qui prend beaucoup de temps et coûte donc très cher. Ensuite, la surface du piézo-électrique est grande ce qui ne permet pas d'inspecter des endroits à géométrie complexe. Nous allons donc appliquer la technique laser-ultrasons pour étudier une aile d'avion ce qui nous permettra de nous affranchir des inconvénients mentionnés précédemment. Comme nous l'avons dit, il y a deux paramètres qui influencent la durée de vie d'une aile d'avion : l'état du collage et la présence de corrosion. Dans un premier temps, nous allons voir si notre modèle est sensible à l'état du collage en utilisant des colles différentes (section 3.1). Ensuite, afin de simuler la présence de corrosion, nous allons tenter de détecter la présence de défauts subsurfaciques (section 3.2).

3.1 Collages divers

Nous allons étudier des collages effectués avec des adhésifs différents, ce qui nous permettra de détecter des qualités de collage variées. Nous avons utilisé de la soudure liquide, du néoprène, de l'epoxy, de la résine et divers mélanges d'epoxy et de résine. Toutes les plaques d'aluminium étudiées sont identiques et ont une épaisseur de 1,6 mm. Les propriétés de l'aluminium utilisé se trouvent en annexe. Toutes les simulations effectuées dans cette section ont été faites en utilisant un faisceau laser de rayon gaussien de diamètre 2 mm et ayant un coefficient de réflexion de 33 %. L'énergie des impulsions est de 21 mJ et leur durée est de 12 ns.

3.1.1 Soudure liquide

Nous avons joint deux plaques d'aluminium avec de la soudure liquide. Étant donné que cet adhésif sèche très rapidement et a tendance à former des agglomérats, nous avons pris grand soin d'étendre uniformément la colle et ce rapidement. Nous avons effectué des mesures en face arrière en faisant un balayage en dix points sur l'échantillon. Ce balayage a été effectué pour vérifier qu'il n'y ait pas d'inhomogénéités dans la colle et être bien certain que l'on n'effectuait pas une mesure sur une de ces inclusions. La figure 3.2 présente les résultats obtenus sur un des points, les courbes expérimentales et les simulations étant semblables sur les neuf autres points. Les paramètres de la simulation sont $k_{L1} = 2$, $k_{L2} = 0{,}1$, $k_{T1} = 1{,}5$, $k_{T2} = 0$ et $m = 0{,}04$.

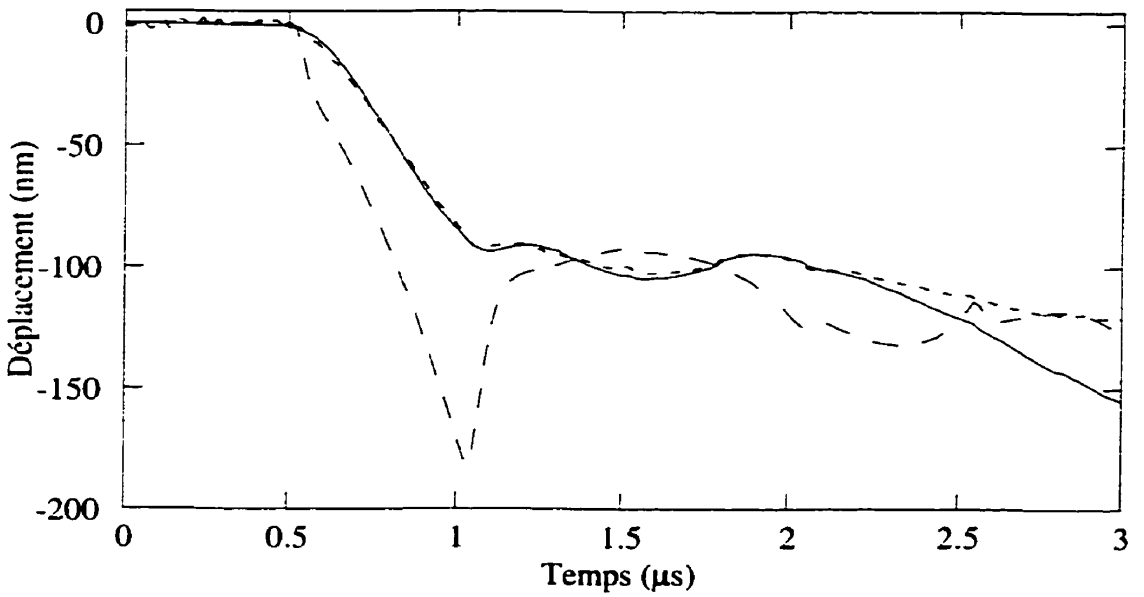


Figure 3.2 *Déplacement normal en face arrière à l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée).*

On observe que la courbe calculée et la courbe expérimentale sont très semblables, les différences notables n'apparaissant que pour des temps supérieurs à 2,3

µs. Pour obtenir ce bon accord, on utilise une valeur de m différente de zéro : cela se traduit sur la courbe par un fort amortissement (par rapport à la calculée avec une interface parfait) après le passage du précurseur. Ce phénomène est dû à la différence importante de densité de la colle par rapport à celle de l'aluminium, la colle amortissant alors le signal: on voit donc l'utilité du paramètre m dans notre modèle.

3.1.2 Epoxy

Nous avons mesuré le déplacement normal sur un échantillon composé de deux plaques d'aluminium jointes avec de l'epoxy. L'epoxy utilisé est le même que celui qui nous a servi à réaliser nos mélanges résine-epoxy au chapitre 2. Le signal obtenu est présenté à la figure 3.3. Les paramètres de la simulation sont $k_{L1} = 1{,}5$, $k_{L2} = -0{,}1$, $k_{T1} = 1$, $k_{T2} = 0$ et $m = 0.01$.

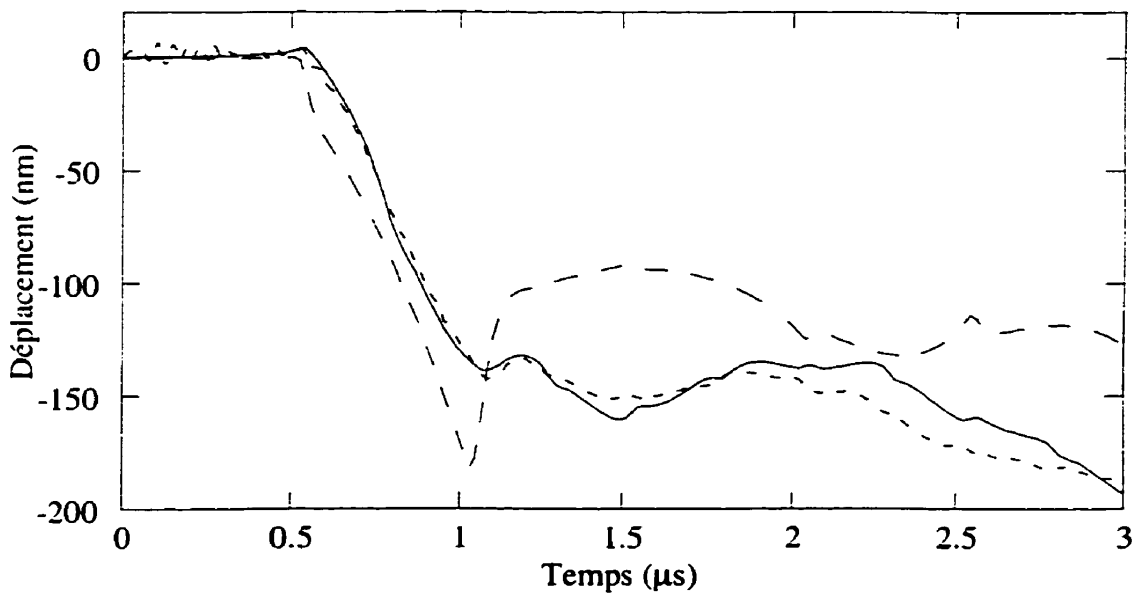


Figure 3.3 *Déplacement normal en face arrière à l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée).*

On utilise encore un m non nul; on observe donc encore une fois l'amortissement après le passage du précurseur. Les déplacements simulés et calculés avec interface sont similaires malgré d'importants désaccords à partir de 1,2 µs. Néanmoins, on réussit à simuler un signal proche de celui mesuré et on remarque que la colle utilisée démontre un comportement viscoélastique.

3.1.3 Résine

Nous avons effectué un collage similaire au précédent mais cette fois en utilisant la résine de nos mélanges résine-epoxy. Nous avons mesuré le déplacement normal et le signal obtenu est présenté à la figure 3.4. Les paramètres de la simulation sont $k_{L1} = 1{,}1$, $k_{L2} = 0{,}1$, $k_{T1} = 0{,}5$, $k_{T2} = 0$ et $m = 0$.

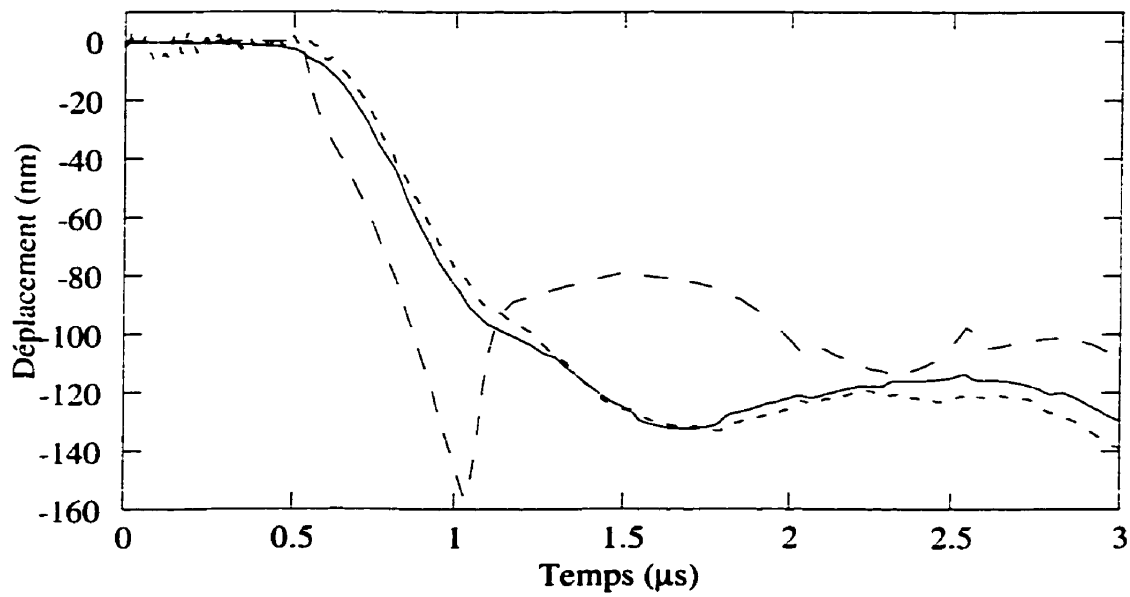


Figure 3.4 *Déplacement normal en face arrière à l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée).*

L'accord théorie/expérience est meilleur que pour le collage précédent avec l'epoxy mais comme déjà observé les courbes divergent après 2 µs. Ici le signal est encore amorti et cela se traduit mathématiquement par un paramètre m nul.

3.1.4 Résine et epoxy en parts égales

Nous avons joint deux plaques d'aluminium avec une colle résine-epoxy. La colle se présente sous forme de deux tubes, un d'epoxy et un de résine, qu'il faut mélanger en parts égales de façon à obtenir une colle homogène. Nous avons pris des mesures en face arrière à l'épicentre ainsi qu'hors épicentre à des distances allant de 0,280 mm à 1,492 mm. Ces résultats sont présentés sur les figures 3.5 à 3.10 où la courbe avec conditions idéales est incluse à titre de comparaison pour les différentes distances.

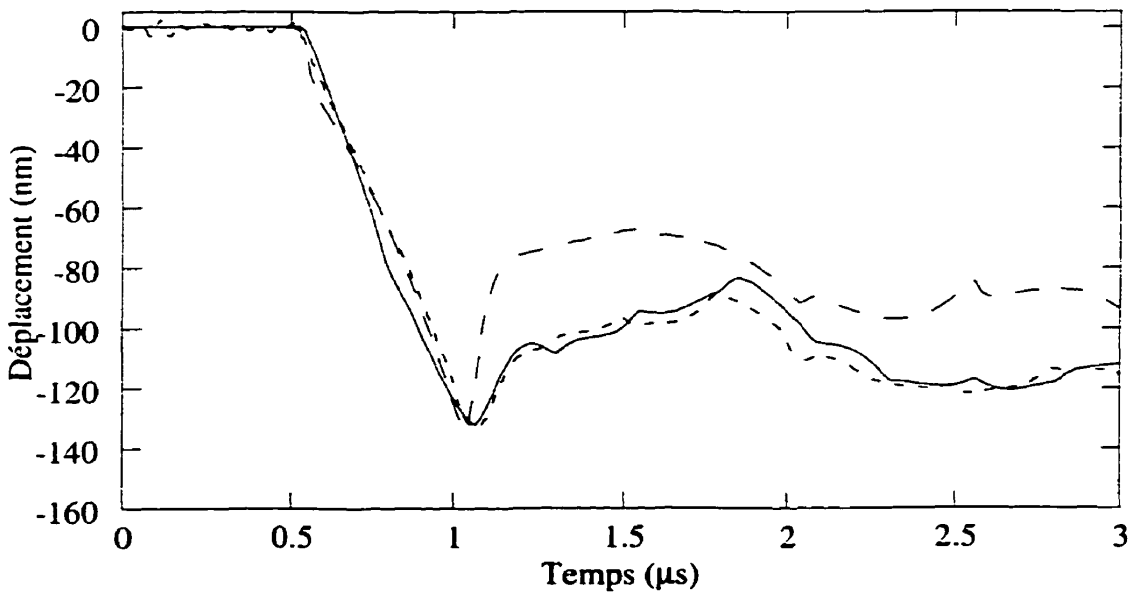


Figure 3.5 *Déplacement normal en face arrière à l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée).*

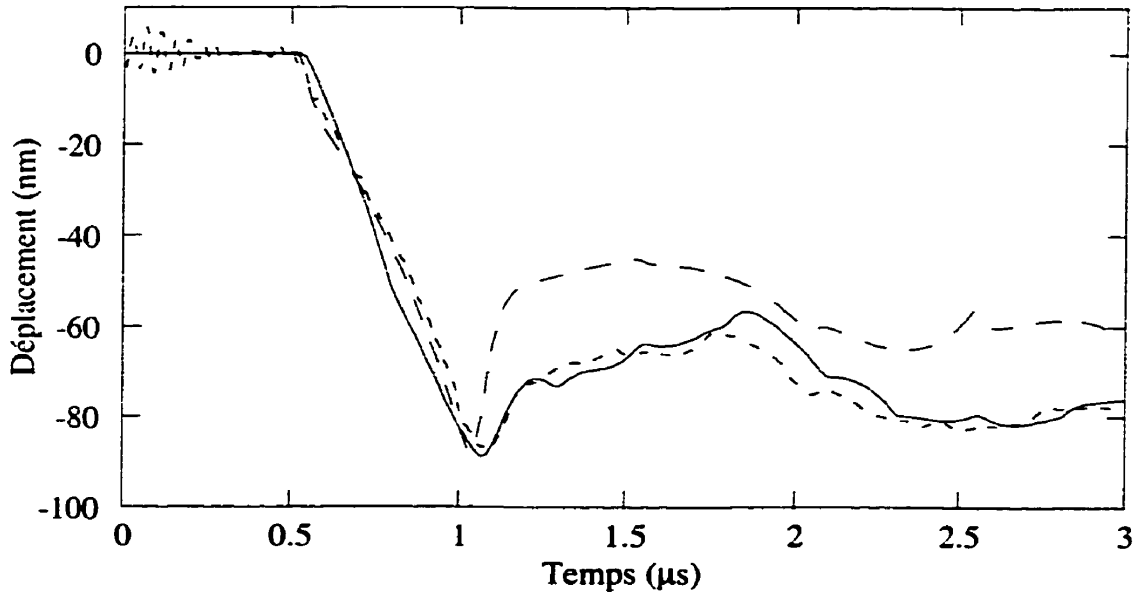


Figure 3.6 *Déplacement normal en face arrière à 0,280 mm de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée).*

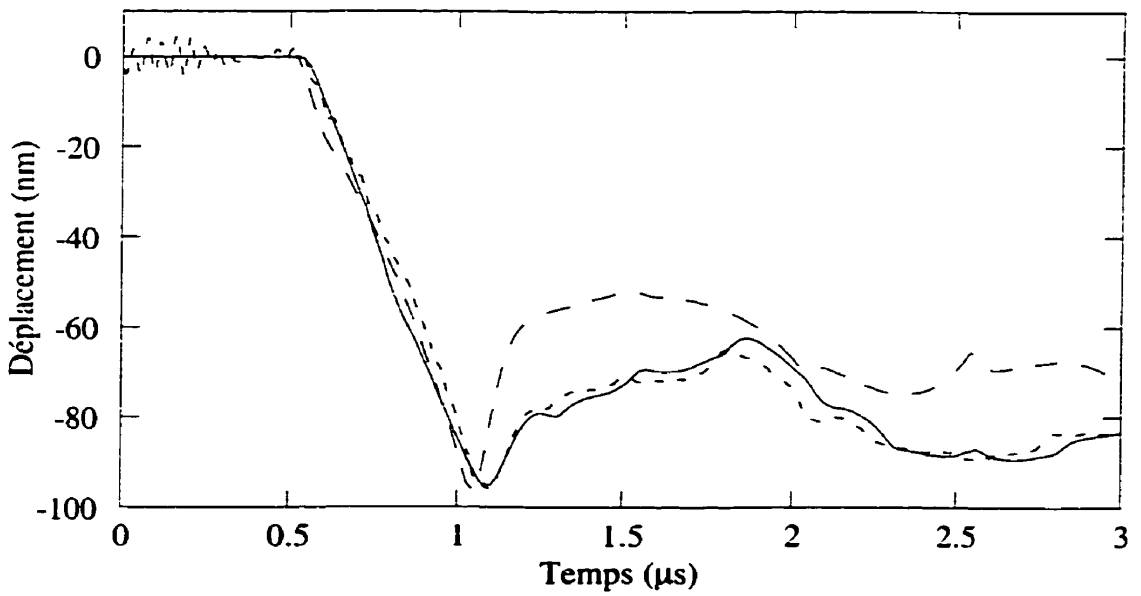


Figure 3.7 *Déplacement normal en face arrière à 0,564 mm de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée).*

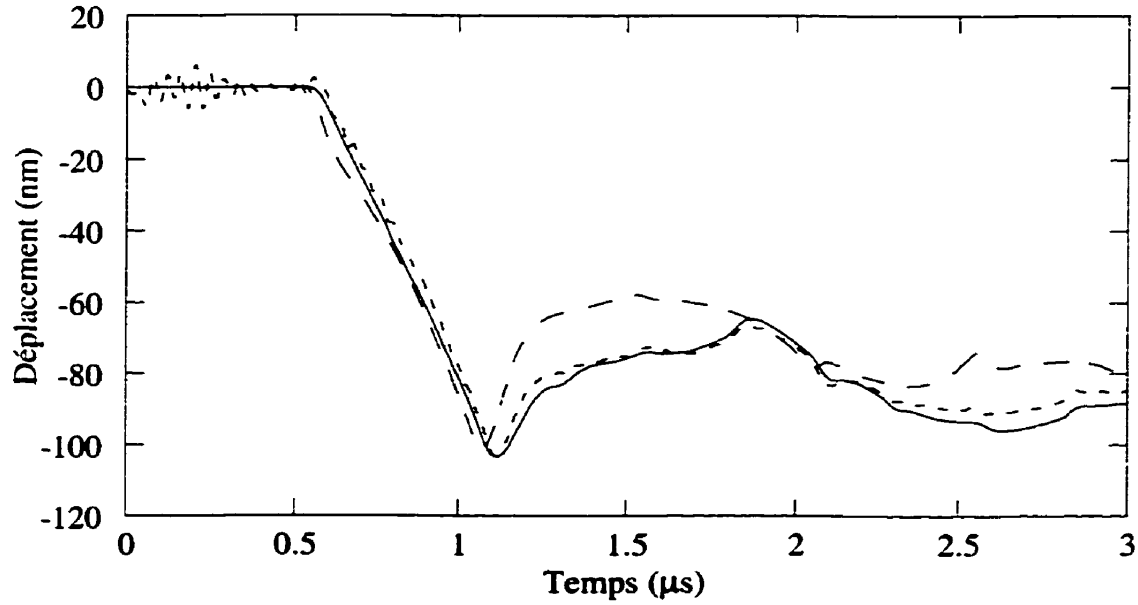


Figure 3.8 *Déplacement normal en face arrière à 0,857 mm de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée).*

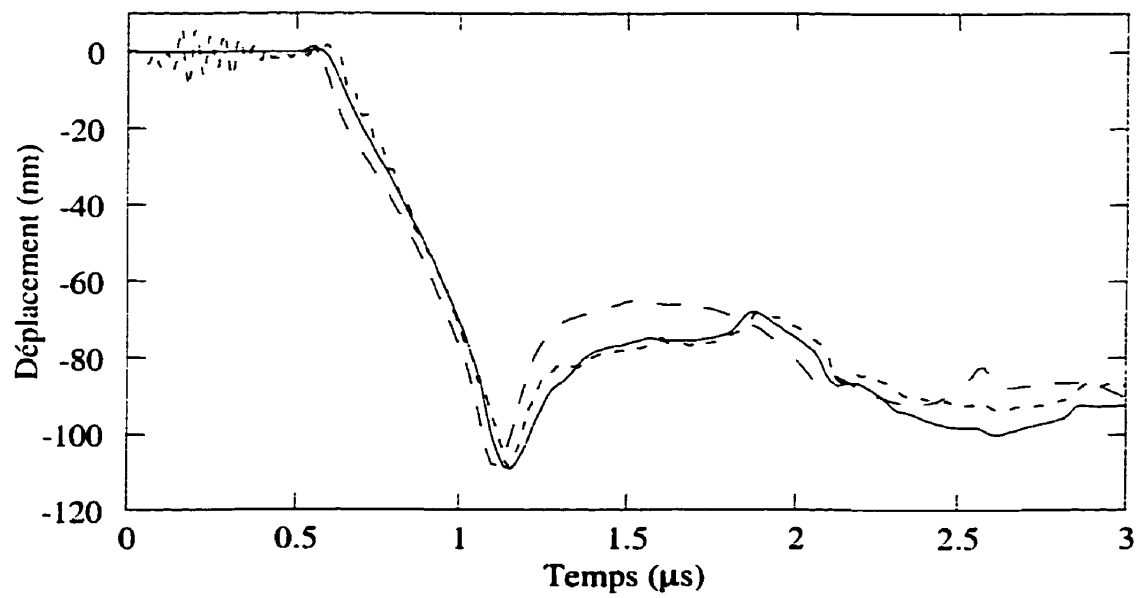


Figure 3.9 *Déplacement normal en face arrière à 1,165 mm de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée).*

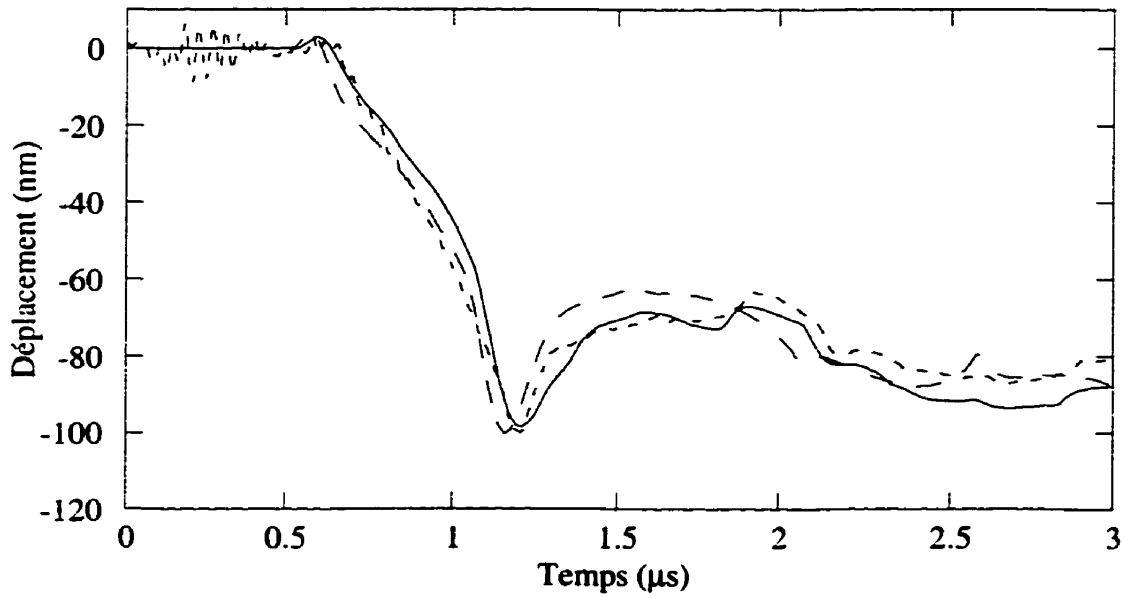


Figure 3.10 *Déplacement normal en face arrière à 1,492 mm de l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée).*

On constate à la vue de ces courbes que l'accord entre la courbe calculée avec interface imparfait et la courbe expérimentale est en général bon même si à partir de 1,165 mm les différences sont plus marquées. Cela s'explique par le fait qu'à un grand angle les ondes sont plus facilement déviées et notre modèle ne tient pas compte de ces possibilités. De manière générale, on est de toute façon plus intéressé par ce qui se passe à l'épicentre car le signal est plus facilement interprétable intuitivement. Dans tous les cas, on constate aisément que notre modèle améliore considérablement l'accord théorie-expérience comparativement aux conditions d'interface parfaites. Nous présentons au tableau 3.1 le sommaire des valeurs des paramètres d'interface à et hors épicentre.

Tableau 3.1 *Valeurs des paramètres de la simulation hors et à l'épicentre.*

Distance de l'épicentre (mm)	k_{L1}	k_{L2}	k_{T1}	k_{T2}	m
0	5	0	4	0	0
0,280	5	0	4	0	0
0,564	5	0	4	0	0
0.857	5	0	6	0	0
1,165	6	0	8	0	0
1,492	6	0	6	0	0

Nous remarquons que, sauf loin de l'épicentre, ces paramètres ne varient pas énormément en fonction de la distance à l'épicentre, ce qui est normal car nous avons posé dans le modèle qu'ils étaient indépendants de cette distance. Toutefois, pour 1,165 mm et 1,492 mm, k_{L1} et k_{T1} ont augmenté sensiblement : cela est encore une fois dû au fait que le modèle perd de sa précision aux grands angles. On a donc artificiellement corrigé cette insuffisance en changeant les paramètres de la simulation. Ceci démontre qu'il faut savoir faire preuve de discernement lorsque l'on applique le modèle et ne pas pas perdre de vue ses limitations qui sont ici le fait que l'on a supposé l'épaisseur de la couche de colle comme étant négligeable..

3.1.5 Mélanges de résine et epoxy

A la section précédente, nous avons effectué un collage en utilisant les proportions de résine et d'epoxy indiquées par le manufacturier. Nous avons également fait un autre collage en mélangeant une part d'epoxy avec 3 parts de résine. Nous avons mesuré le déplacement normal à l'épicentre et le signal obtenu est présenté à la figure 3.11.

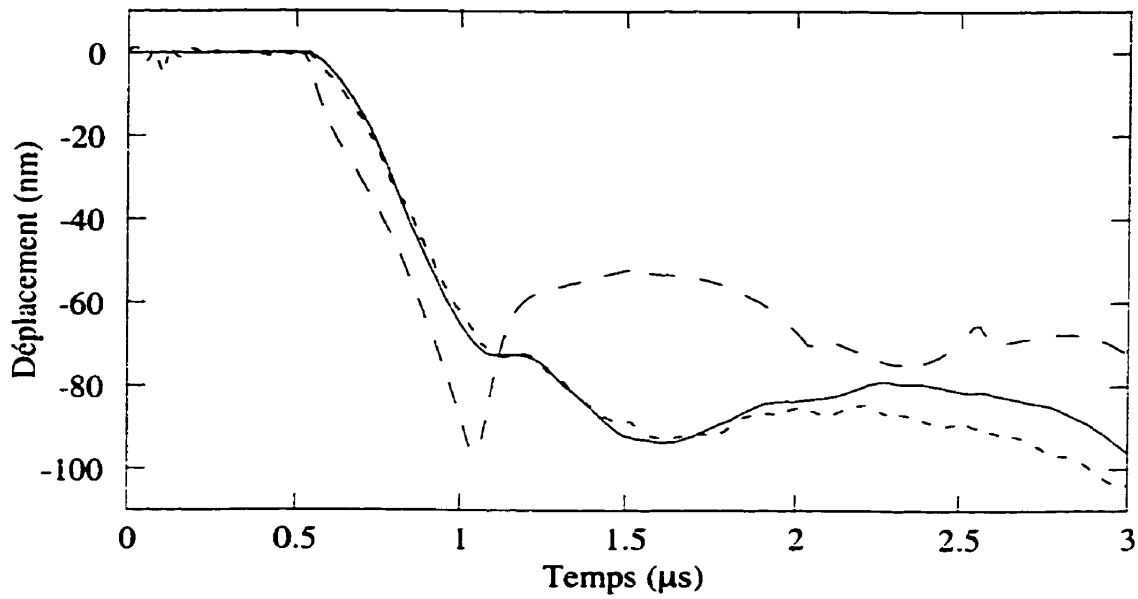


Figure 3.11 *Déplacement normal en face arrière à l'épicentre, comparaison des courbes calculées avec conditions d'interface parfaite (tirets) et imparfaite (ligne continue) à la courbe expérimentale (ligne pointillée).*

On observe que la courbe calculée avec interface imparfait et la courbe expérimentale sont semblables mais avec des différences notables pour des temps supérieurs à 2,3 μs. Les paramètres de la simulation sont $k_{L1} = 1{,}1$, $k_{L2} = -0{,}1$, $k_{T1} = 0{,}7$, $k_{T2} = 0$ et $m = 0$. On peut remarquer que le signal obtenu est très diffèrent de celui que l'on avait à la section précédente et cela transparaît de façon notable dans la valeur des paramètres de l'interface : k_{L1} et k_{T1} sont beaucoup plus petits mais surtout k_{L2} est

différent de zéro. La colle montre donc maintenant un comportement légèrement viscoélastique.

3.1.6 Conclusions

Nous pouvons conclure de ces comparaisons théorie/expérience que notre modèle permet de modéliser de façon satisfaisante différents cas de figure. De plus, on constate que l'ajout du comportement viscoélastique est d'une grande utilité pour certains collages qui présentent ces caractéristiques. Nous avons rassemblé les résultats pour les différents collages au tableau 3.2. En observant ce tableau, on voit que le comportement viscoélastique, traduit mathématiquement par un k_{L2} ou un k_{T2} diffèrent de zéro, est important pour certaines colles et il aurait été impossible de modéliser aussi bien le comportement de l'échantillon sans l'introduction de ce facteur dans notre modèle; ce qui est normal puisque avec 50% d'epoxy le collage est meilleur (proportion recommandée par le fabricant). Si l'on compare les collages effectués à base de résine ou d'epoxy, on voit que les proportions du mélange se reflètent sur les valeurs de nos paramètres. L'accord est bon pour tous nos résultats pour des temps inférieurs à 2,3 μs et dévie rapidement dès que l'on dépasse ces temps. Cela vient du fait que pour des temps élevés, il y a de multiples réflexions hors-axes et notre modèle n'en tient pas compte, la modélisation étant alors difficile. Néanmoins, cela n'est pas trop gênant car l'information des deux premières microsecondes est suffisante puisque l'on observe l'arrivée de quelques ondes ultrasonores.

A la vue de ces résultats, nous pouvons constater que notre modèle nous permet de détecter différentes variantes de collage que ce soit pour des colles très différentes comme la soudure liquide ou l'epoxy, ou bien pour des colles similaires comme les deux dernières. Nous avons donc atteint notre premier objectif : nous avons montré que notre modèle est sensible à l'état du collage, donc à sa possible dégradation.

Tableau 3.2 *Sommaire des valeurs des paramètres d'interface pour les différents collages.*

	k_{L1}	k_{L2}	k_{T1}	k_{T2}	m
Soudure Liquide	2	0,1	1,5	0	0,04
Epoxy	1,5	-0,1	1	0	0,01
Résine	1,1	0,1	0,5	0	0
25% Epoxy	1,1	-0,1	0,7	0	0
50% Epoxy	5	0	4	0	0

3.2 Détection de défauts subsurfaciques

Nous allons maintenant nous attarder à la détection de défauts situés sous la surface qui peuvent être en autre des zones de corrosion, un amincissement ou un décollement. Pour ce faire, nous avons joint avec une colle d'epoxy (50% epoxy, 50% résine) deux plaques d'aluminium de 1,6 mm d'épaisseur chacune et de 3 cm de côté. Nous avons imprimé la lettre O dans une des deux plaques à l'aide d'un poinçon tel qu'illustré à la figure 3.12. Le motif a une profondeur de 0,8 mm et s'étend sur une zone qui mesure 0,5 cm par 0,8 cm de côté. Ce procédé nous permet de créer des défauts subsurfaciques dont les paramètres sont connus avec une précision acceptable : de cette façon, nous pourrons comparer les résultats que nous avons obtenus avec la technique laser-ultrasons à ceux obtenus par des mesures conventionnelles. Comme nous le verrons, nous avons obtenu au microscope à balayage électronique des photographies d'une tranche de l'échantillon que nous avons comparées aux images ultrasonores obtenues.

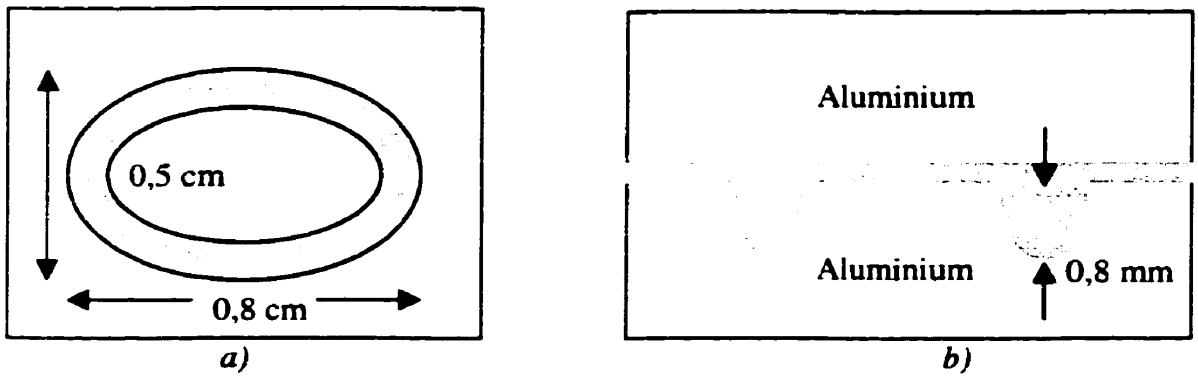


Figure 3.12 *Schéma de la marque du poinçon utilisé: a) vue de haut, b) vue en coupe.*

Nous ne nous sommes pas attardés à étudier l'ensemble de l'échantillon car les zones périphériques sont sans intérêt puisqu'elles ne contiennent aucun motif. Nous allons présenter dans les sections suivantes les différents résultats de l'étude de cet échantillon.

3.2.1 Balayage et traitement des données

Nous avons utilisé le montage expérimental présenté à la section 2.2 en régime thermoélastique, c'est-à-dire que la densité d'énergie incidente sur la surface de l'échantillon n'endommage pas cette dernière. L'ensemble des mesures ont été effectuées en face arrière et nous avons détecté les déplacements normaux, à l'épicentre. Les impulsions avaient une durée de 12 ns et une énergie de 20 mJ.

Pour effectuer le balayage de l'échantillon, nous avons fixé le porte échantillon précédemment utilisé à un positionneur motorisé de marque Newport. Ce positionneur permet de déplacer l'échantillon étudié suivant deux axes de translation, x et y, balayant ainsi complètement la surface de l'échantillon. Nous avons divisé la surface à étudier en carrés de 0,5 mm de côté et nous avons effectué une mesure en plein centre de ce carré. Nous avons balayé l'échantillon selon l'axe x tout en montant d'un incrément en fin de

course. Étant donné le grand nombre de données, nous avons choisi de les présenter sous forme de courbes d'iso-déplacements ce qui permet une plus grande lisibilité. Puisque qu'il y a plusieurs paramètres (position en x et y, temps et déplacement), nous avons choisi de fixer le temps ce qui permet de bien visualiser la topographie de l'échantillon. Des courbes du déplacement ultrasonore normal sont présentées aux figures 3.13 à 3.16 pour différents temps les plus représentatifs. Nous avons inclus deux figures pour chaque temps : une avec les données brutes (figure de droite), l'autre après interpolation des points (figure de gauche). L'interpolation consiste à faire la moyenne des points avoisinant ce qui permet d'obtenir une image plus lisse. Nous présentons aussi une vue de profil de ces déplacements pour un temps de 1,091 µs sur la figure 3.17.

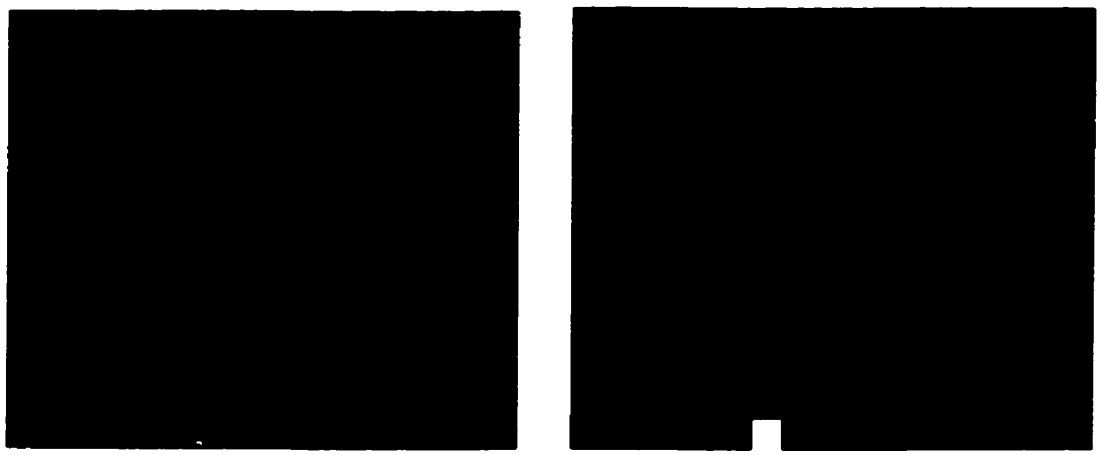


Figure 3.13 *Vue de dessus des déplacements ultrasonores normaux à la surface de l'échantillon pour un temps de 0,800 µs.*

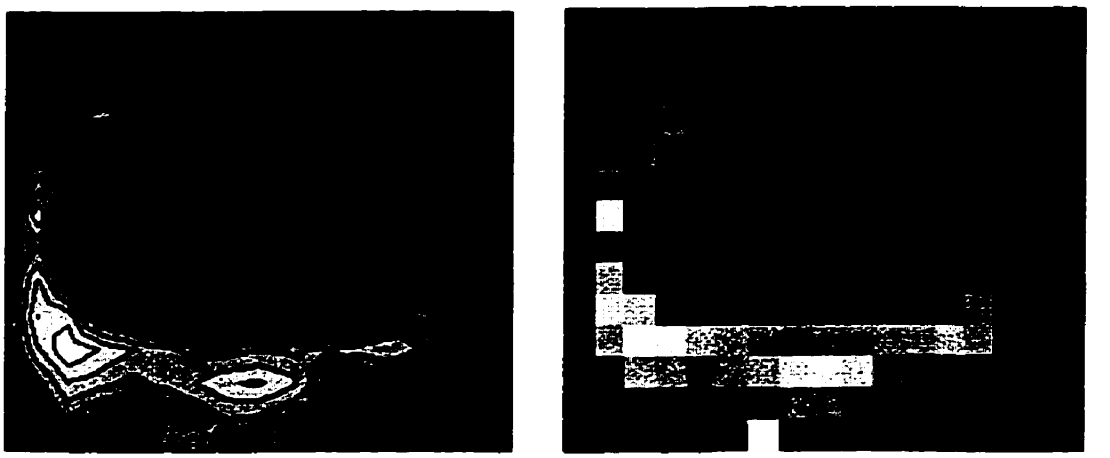


Figure 3.14 *Vue de dessus des déplacements ultrasonores normaux à la surface de l'échantillon pour un temps de 1,091 µs.*

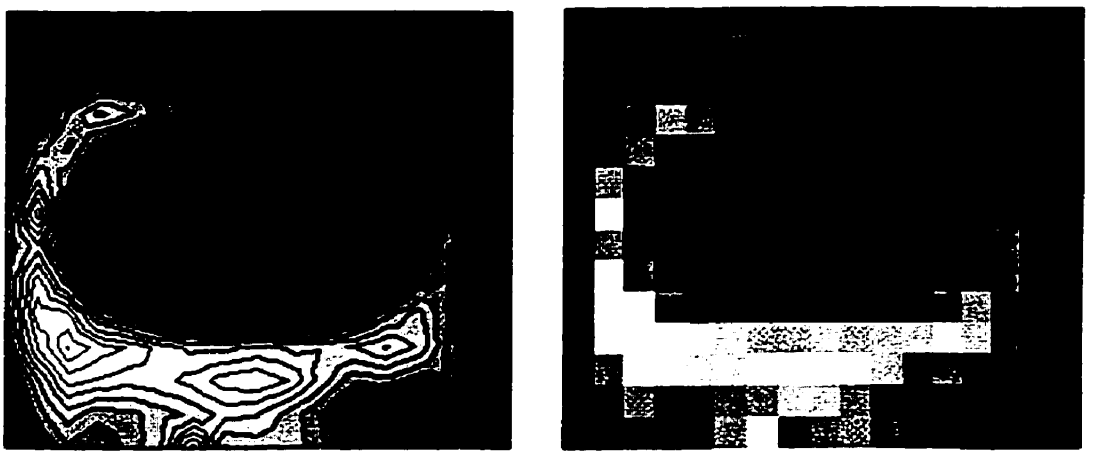


Figure 3.15 *Vue de dessus des déplacements ultrasonores normaux à la surface de l'échantillon pour un temps de 1,181 µs.*

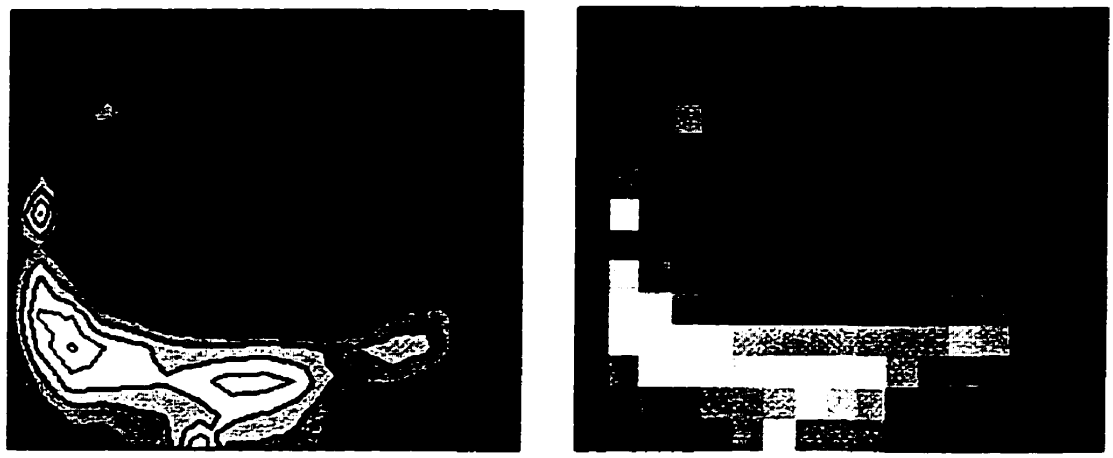


Figure 3.16 *Vue de dessus des déplacements ultrasonores normaux à la surface de l'échantillon pour un temps de 1,306 µs.*

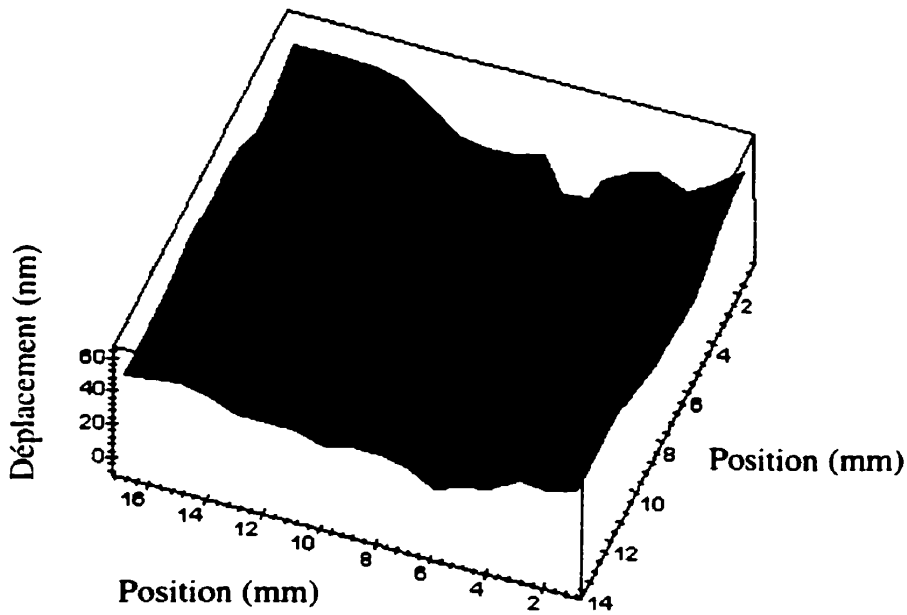


Figure 3.17 *Vue de profil des déplacements ultrasonores normaux à la surface de l'échantillon pour un temps de 1,091 µs.*

Comme on peut le voir, ces images nous donnent une représentation de l'état de l'interface : toutefois, il ne faut pas s'y tromper, on a affaire à des déplacements et non pas à une épaisseur. Les zones où il y a de la colle sont facilement repérables car à ces endroits l'arrivée des ondes ultrasonores est plus tardive puisque la vitesse de ces dernières est plus grande dans l'aluminium que dans l'epoxy (voir valeurs en annexe). Bien que plus claire pour un grand nombre de données, la représentation des figures 3.13 à 3.17 nous fait perdre l'appréciation de certains détails que la représentation déplacement versus temps nous offrait. De plus, le choix du temps est complètement arbitraire puisqu'ils sont tous valables. Nous présentons sur la figure 3.18 les signaux ultrasonores typiques que nous avons observés en différents endroits de l'échantillon. Ces figures ne représentent pas toutes les variantes de signaux observés car ces derniers sont très nombreux puisque l'on a pris 256 mesures, mais elles donnent un bon ordre d'idée du comportement des ondes ultrasonores face à différents interfaces.

La courbe continue de la figure 3.18 est un signal pris dans une zone en périphérie de la lettre, là où l'épaisseur de la colle est faible. Ce signal est tout à fait semblable à d'autres signaux obtenus lors d'autres mesures (voir section 3.1). La courbe pointillée est représentative d'un point situé à proximité de la tranchée : on remarque un décalage temporel significatif par rapport au signal précèdent mais cela demeure encore raisonnable. La courbe en tirets est pour un point situé au centre de la tranchée : ici, le décalage temporel est très important et l'amplitude du signal est très différente aussi. Comme on a pu le constater précédemment sur la figure 3.17, le déplacement ultrasonore est plus important d'un côté du O que de l'autre : cela est dû au fait que le poinçon n'a pas été frappé perpendiculairement à la plaque d'aluminium entraînant ainsi une tranchée plus profonde pour une des branches du O. Nous avons fait une étude plus approfondie de cette anomalie et les résultats obtenus sont présentés à la section 3.2.2. Il s'avère qu'une des deux tranchées a une profondeur de 0,34 mm alors que l'autre a une profondeur de 0,46 mm confirmant ainsi nos hypothèses et expliquant la différence entre les déplacements ultrasonores mesurés dans chaque zone.

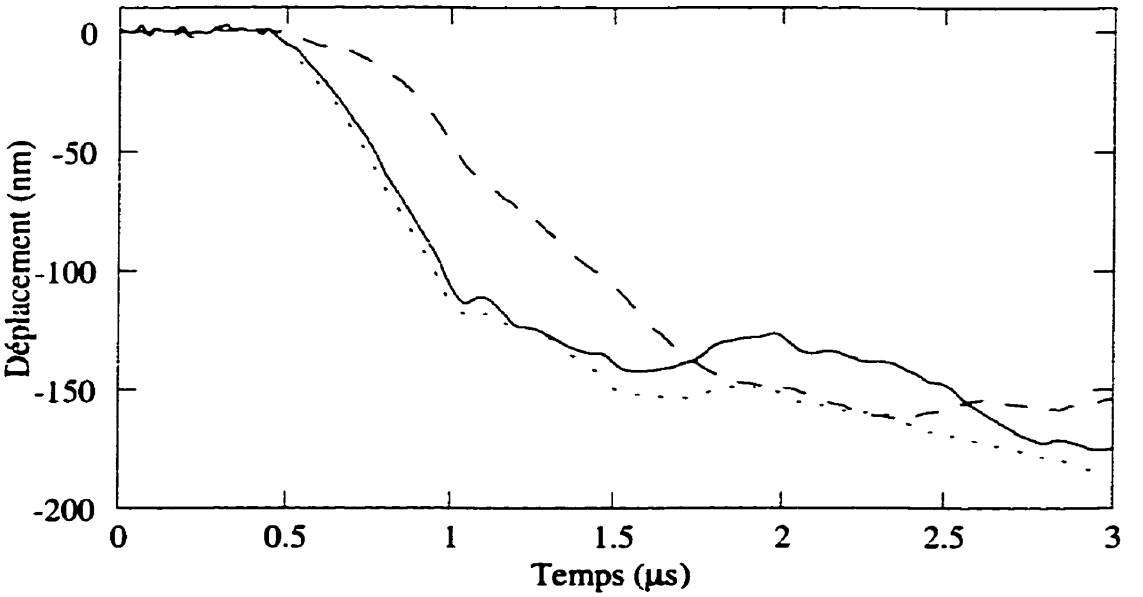


Figure 3.18 *Déplacement normal en face arrière à l'épicentre en périphérie de la lettre (ligne continue), près de la tranchée (ligne pointillée) et au centre de la tranchée (tirets).*

Par la suite, nous avons utilisé notre modèle pour simuler les déplacements de chacune des 256 courbes mesurées. Encore une fois, nous avons choisi la représentation tridimensionnelle qui est la plus appropriée. Nous n'avons pas eu à fixer le temps puisque notre modèle nous donne des paramètres indépendants du temps qui sont seulement représentatifs de l'état de l'interface. Nous avons donc obtenu 5 paramètres (k_{L1}, k_{L2}, k_{T1}, k_{T2} et m) pour chacun des points de mesure. Ceci n'étant pas très pratique, nous avons calculé le module de k_L et k_T de la façon suivante:

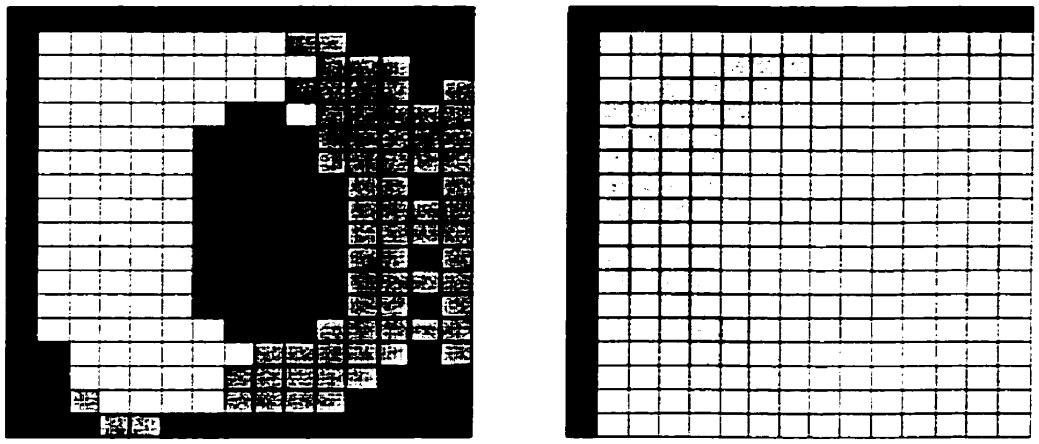
$$k_L = |k_{L1} + i\, k_{L2}| \tag{1}$$

$$k_T = |k_{T1} + i\, k_{T2}| \tag{2}$$

Ensuite, nous avons combiné k_L et k_T en posant:

$$K = \sqrt{(k_L)^2 + (k_T)^2} \tag{3}$$

Les valeurs des paramètres K et m sont tracées sur la figure 3.19 en vue de dessus. On remarque que les mêmes structures sont présentes sur les deux images bien que ces structures soient plus faciles à visualiser sur la figure 3.19 b) car celle-ci représente m qui est le paramètre le plus représentatif d'une épaisseur de colle importante. Dans l'ensemble, ces images concordent bien avec les images des déplacements ultrasonores expérimentaux présentés précédemment.



(a) *(b)*

Figure 3.19 *Paramètre K (a) et m (b) en tout point de la surface étudiée.*

Dans tous les cas, la résolution de l'image obtenue est mauvaise car le pas choisi (500 μm) est trop grand. Toutefois, nous avons choisi ce pas car il nous permettait d'avoir une idée de l'état de l'interface tout en ayant un nombre de points de mesure raisonnables. En effet, lors de cette mesure nous avons étudié 256 points ce qui est déjà considérable étant donne que le processus pour obtenir les images est très long et

demande beaucoup de manipulations mathématiques. Pour circonvenir cet inconvénient et obtenir une meilleure résolution, il faudrait complètement automatiser le système pour la prise et le traitement des données, ce qui sort complètement du cadre de ces travaux. Nous avons décidé de nous intéresser à une zone de taille plus faible nous permettant ainsi de prendre un pas plus faible. Ces résultats sont présentés à la section suivante.

3.2.2 Étude d'une zone plus fine

Nous nous intéressons dans cette section à l'étude d'une petite zone de notre échantillon tel qu'illustré sur la figure 3.20. Nous avons effectué un balayage de l'échantillon sur une ligne faisant 2 mm de long avec un pas de 50 µm. Nous obtenons donc une image bidimensionnelle de la zone avec nos 40 mesures. Les conditions expérimentales sont identiques aux précédentes, seul le pas de mesure est changé. La vue de dessus des déplacements normaux à l'épicentre est présentée sur la figure 3.21. Cette image représente l'évolution du déplacement ultrasonore avec le temps et cela nous donne indirectement le profil de la tranchée : néanmoins, on observe bien un temps en ordonnée et non pas une profondeur. En ayant une meilleure résolution, on a une image plus précise de l'état de l'interface et cela nous permet de visualiser le profil des défauts subsurfaciques.

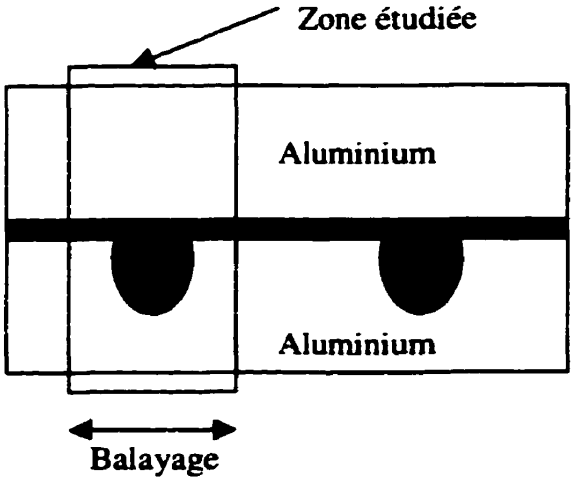


Figure 3.20 *Schéma de la zone étudiée.*

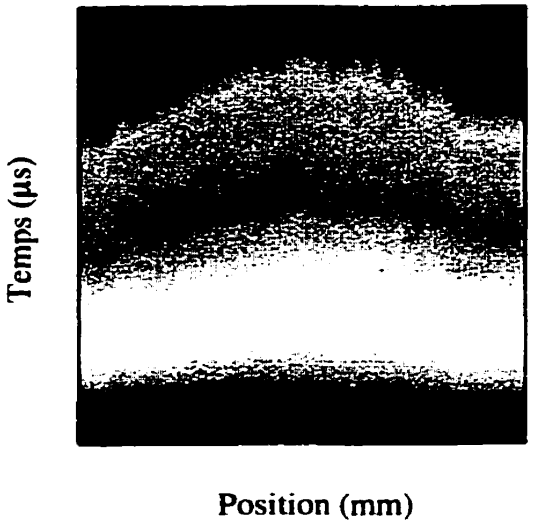


Figure 3.21 *Vue de dessus des déplacements ultrasonores normaux à l'épicentre en différents points de la zone étudiée.*

Afin de vérifier si les résultats obtenus avec les pas de 50 et de 500 µm sont bien représentatifs de l'échantillon étudié, nous avons scié notre échantillon par le milieu afin de dégager la zone où se trouve l'empreinte de la lettre O. Il est à noter que nous avons pris soin de trancher l'échantillon sur la ligne où nous avons effectué nos précédentes

mesures. Nous avons effectué des photographies au microscope à balayage électronique de la tranche de l'échantillon. Ces photographies sont présentées aux figures suivantes. Nous avons photographié la zone où la tranchée est de profondeur régulière (figure 3.24) ainsi que la zone où elle est plus creuse (figure 3.22). A titre de comparaison, nous avons aussi inclus une photographie d'une zone normale (figure 3.23). Sur ces images, x_1 indique la largeur de la tranchée alors que y_1 indique sa profondeur.

Figure 3.22 *Image au microscope à balayage électronique de la tranchée de l'échantillon : zone où la profondeur de la tranchée est de 0,4593 mm (y_1) et sa largeur de 0,8850 mm (x_1).*

Figure 3.23 *Image au microscope à balayage électronique de la tranchée de l'échantillon : zone sans tranchée.*

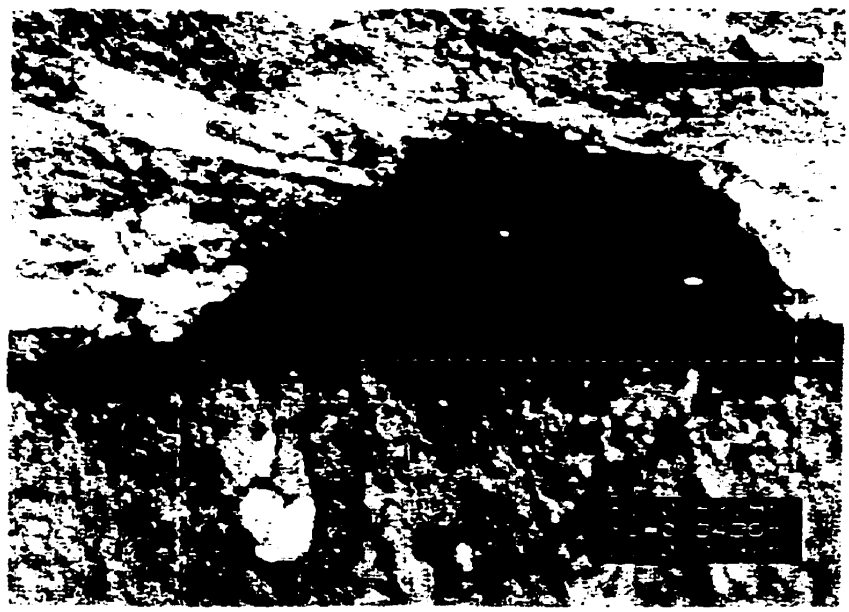


Figure 3.24 *Image au microscope à balayage électronique de la tranchée de l'échantillon : zone où la profondeur de la tranchée est de 0,3426 mm mm (y_1) et sa largeur de 0,8319 mm (x_1).*

On constate aisément la différence de profondeur entre les deux tranchées. La zone que nous avons étudié lors de nos mesures laser-ultrasons est la zone de la figure 3.24 où la tranchée est la moins profonde. Il nous reste donc maintenant à comparer les profondeurs indiquées sur la photographie à celles mesurées à l'aide de la technique laser-ultrasons. Pour ce faire, il nous faut convertir le temps de propagation des ondes en parcours (ou profondeur dans notre cas). Le temps de propagation dans l'échantillon est donné par :

$$t_{ech} = t_{al} + t_{colle} \tag{4}$$

où t_{al} est le temps de propagation des ultrasons dans l'aluminium, t_{colle} est le temps de propagation des ultrasons dans la colle et t_{ech} est le temps de propagation des ultrasons dans échantillon complet. Tous ces temps sont pour un aller simple. Pour chacun des points, nous mesurons le temps sur les signaux expérimentaux : il nous faut donc les deux autres temps. Ils sont définis comme suit :

$$t_{al} = \frac{e_{al} - e_{colle}}{v_{al}} \tag{5}$$

$$t_{colle} = \frac{e_{colle}}{v_{colle}} \tag{6}$$

où e_{Al} est l'épaisseur des deux plaques d'aluminium (soit 3,2 mm), v_{Al} la vitesse des ultrasons dans l'aluminium, e_{colle} l'épaisseur de la colle (ou de la tranchée, c'est ce que l'on recherche) et v_{colle} la vitesse des ultrasons dans la colle. Ces valeurs théoriques sont présentées en annexe: v_{colle} = 2530,49 m/s et v_{Al} = 6324,55 m/s. Notons que cette formule ne serait pas valide si il n'y avait pas de colle dans la tranchée : en effet, la vitesse de propagation des ultrasons dans l'air est très faible ce qui ferait que le temps t_{ech} tendrait vers l'infini. Le signal observé serait alors nul : nous n'avons pas observé ici de tels signaux. Qui plus est, lors de l'inspection de la tranche de l'échantillon, nous avons pu observer la présence de colle qui obturait toute la tranchée.

Nous avons donc effectué ce calcul pour chacun des signaux et nous avons tracé le résultat obtenu à la figure 3.25. Nous remarquons que les données sont assez éparpillées et il est difficile de reconnaître le profil de la figure 3.24. Cela est dû au fait qu'en convertissant le temps en profondeur en utilisant les formules précédentes, nous avons effectué une division dont l'effet sur une petite variation de la valeur du temps cause une très importante variation de la valeur de la profondeur. Nous avons donc effectué une régression d'ordre 6 avec nos points (ligne continue) mais cela est loin d'être parfait. Le coefficient de confiance de la régression est de $R^2 = 0{,}80$ ce qui est bien loin du 0,99 requis habituellement. Toutefois, on obtient ainsi une meilleure idée du profil de la courbe. L'équation de la courbe de régression est donnée plus bas.

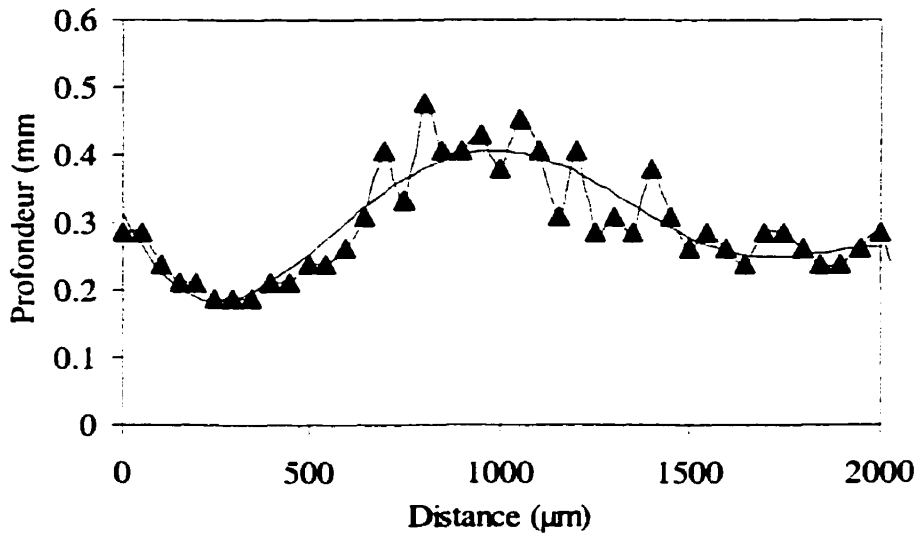


Figure 3.25 *Profondeur de la tranchée en différents points à partir des mesures expérimentales (triangles) et à partir de la régression (ligne continue).*

$$y = -3x10^{-19}x^6 + 1x10^{-15}x^5 - 2x10^{-12}x^4 - 7x10^{-10}x^3 + 3x10^{-6}x^2 - 0{,}0011x + 0{,}3144 \quad (7)$$

Si nous comparons la courbe continue à l'image de la même zone sur la photographie (figure 3.24), on voit qu'elles sont similaires bien que celle dernière soit

son image miroir. Sur l'image de la tranchée, on peut lire, bien que la résolution soit ici mauvaise, que la profondeur de la tranchée est de 0,3426 mm et sa largeur de 0,8319 mm. À la vue de notre courbe, on voit que ces valeurs ne correspondent pas très bien : connaissant l'imprécision de notre méthode de calcul, cela n'est pas étonnant.

3.2.3 Sommaire des résultats

Comme nous l'avons vu dans cette section, nous avons réussi à détecter des défauts situés sous la surface avec une bonne résolution. Néanmoins, si nous avons pu recréer l'allure du défaut avec une bonne fidélité à l'original, nous avons été incapables de déterminer avec précision les dimensions du défaut et cela à cause de la technique elle-même. Toutefois, ceci n'est pas le principal intérêt de cette technique car notre objectif était de pouvoir détecter les défauts et d'avoir une idée de leur géométrie. Nous avons constaté l'utilité de notre modèle dans cette situation car nous avons pu quantifier la cohésion des couches à l'aide des paramètres d'interface alors qu'autrement on aurait seulement pu dire qu'il y avait un défaut sans facilement pouvoir analyser sa nature ou ses propriétés.

3.3 Conclusions

Nous avons étudié un collage de deux plaques d'aluminium jointes par une colle de résine-epoxy qui simulent le fuselage d'une aile d'avion. Sachant que l'état du collage et la corrosion sont deux paramètres importants pour la durée de vie d'un tel composant, nous avons vérifié si notre modèle était sensible à différentes qualités de collages ainsi qu'à la présence de défauts subsurfaciques.

Nous avons démontré que notre modèle était bien sensible à la présence de colles différentes puisque nous avons obtenu des paramètres de simulation différents pour

différentes colles. Aussi, nous avons vu que dans le cas d'une colle avec une densité très différente de celle de l'aluminium le paramètre m devient non-nul. L'accord théorie/expérience est en général bon y compris pour les cas où m est différent de zéro.

Nous avons également montré que notre modèle nous permettait de détecter la présence de défauts sous la surface et nous donnait une bonne idée de leur forme. Toutefois, nous avons vu qu'il nous a été impossible de déterminer avec une justesse et une précision acceptable les dimensions de ces défauts.

Nous allons au chapitre suivant nous intéresser à d'autres applications possibles de notre modèle que ce soit comme ici pour des matériaux épais ou pour des matériaux en couches minces.

CHAPITRE 4

FUTURES APPLICATIONS DU MODÈLE

Au chapitre précédent, nous avons utilisé le modèle que nous avons développé pour étudier le fuselage d'une aile d'avion. Nous nous sommes limités à un échantillon composé de deux matériaux isotropes dont les épaisseurs sont relativement importantes (1,6 mm chaque plaque). Néanmoins, si notre modèle ne peut tenir compte que de couches isotropes, il peut servir à étudier des matériaux d'épaisseurs variables. Les seules limitations concernant l'épaisseur proviennent de la technique et de l'équipement utilisé. Également, il est possible d'étudier un matériau orthotrope en apportant quelques modifications au modèle ce qui demande beaucoup de temps car il faut reprendre l'ensemble des calculs. Cependant, la résolution de notre modèle est parfaitement applicable à certains matériaux anisotropes. En effet, si les deux milieux sont isotropes transverses et que leur axe d'isotropie est confondu avec la normale à l'interface ainsi qu'à l'axe du faisceau laser, le problème reste bidimensionnel.

Nous allons montrer que notre modèle peut être utile à de nombreuses applications industrielles si nous apportons les modifications précédemment énumérées. En généralisant notre modèle au cas orthotrope, nous pouvons étudier les matériaux composites qui sont de plus en plus utilisés en aéronautique. En modifiant légèrement la technique laser-ultrasons et en utilisant l'équipement approprié, nous pourrons contrôler la cohésion d'un matériau en couches minces. Dans tous les cas, il faudra généraliser notre modèle au cas de n couches.

4.1 Application aux matériaux composites

Les composites sont très utilisés en aéronautique et de plus en plus dans des situations où ils supportent des charges importantes. Il est par conséquent critique de caractériser les pièces en service en évitant au maximum de les démonter. La technique laser-ultrasons s'est avérée dans le passé très utile car elle est non-destructive et permet une inspection in-situ. Ces matériaux sont constitués d'une superposition de couches de fibres de carbone orientées suivant différentes direction pour accroître les propriétés mécaniques du composite. Les propriétés du composite dépendent fortement de la cohésion entre ses différentes couches

Ce type de matériau est de symétrie orthotrope, c'est-à-dire que les propriétés mécaniques du matériau sont différentes pour différentes direction de propagation. Le modèle développé ici permet d'étudier le cas plus simple d'un matériau isotrope: il est néanmoins relativement aisé de modifier notre modèle mais cela demande de reprendre l'ensemble des calculs depuis le début. Ceci nous permettrait d'étudier un matériau avec deux couches faites de fibres de carbone jointes par de l'epoxy. Ensuite, il faut généraliser le modèle au cas de n couches : ceci ajoutera 5 paramètres pour chaque couche additionnelle compliquant énormément la résolution du problème. Il serait donc impossible de déterminer tous ces paramètres par essai erreur comme nous l'avons fait et il faudra développer un logiciel qui donne comme sortie les divers paramètres à l'aide de techniques d'optimisation.

Néanmoins, c'est là une application particulièrement intéressante et prometteuse de notre modèle qui pourrait être d'un secours inestimable pour différentes applications industrielle car plus le matériau est complexe, plus il est difficile d'analyser les signaux ultrasonores sans l'aide d'un tel logiciel.

4.2 Application aux matériaux en couches minces

Lorsque nous avons développé notre modèle, nous avons imposé comme seule contrainte que la couche d'adhésif soit mince comparée aux deux plaques : notre modèle est donc valide pour l'étude de couches de faible épaisseur. Nous pouvons utiliser notre modèle sans y apporter de modifications pour étudier les couches minces utilisées en microélectronique, en optique, etc. Encore une fois, puisque de tels matériaux sont généralement composés d'un grand nombre de couches, il faut généraliser notre modèle au cas de n couches.

De plus, le laser de génération et la sonde interférometrique utilisés ne sont pas appropriés pour cette étude. En effet, le laser Nd:Yag dont nous disposons émet des impulsions dont la durée est de l'ordre de la nanoseconde : or pour étudier un matériau d'épaisseur quelconque et générer des réflexions à ses interfaces, il est nécessaire que le temps de propagation des ondes ultrasonores dans ce matériau soit comparable ou supérieur à la durée des impulsions laser. Sinon, l'impulsion traversera le matériau sans voir la couche et donc sans être réfléchie aux interfaces. Le temps de propagation dépend des propriétés du matériau mais en général pour les couches minces, il est préférable d'utiliser un laser ayant des impulsions de l'ordre de la picoseconde ou de la femtoseconde. D'autre part, la sonde interférometrique que nous avons utilisée ne permet pas de détecter des signaux dont la fréquence est aussi élevée : on ne peut que détecter des signaux ayant des fréquences comprises entre 1 kHz et 35 MHz. Cependant, des sondes interférométriques laser utilisant des cristaux photoréfractifs semblent être une alternative. Elles offrent une réponse en fréquence large et étendue.

Néanmoins, quelques auteurs ont étudiés la génération et la détection d'ultrasons dans les couches minces mais en utilisant un autre système de détection. Un système complet a été développé et commercialisé par des chercheurs de l'Université Brown et

Rudolph Technologies sous le nom de PULSE. Le schéma du montage utilisé est présenté à la figure 4.1.

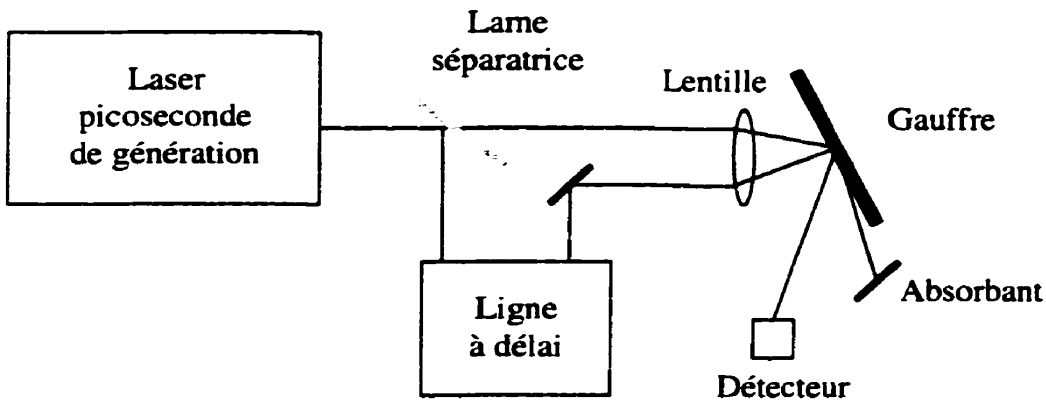


Figure 4.1 *Schéma du montage utilisé.*

Un laser Titane-saphire est utilisé pour générer des ondes ultrasonores dans l'échantillon : les impulsions ont une durée de 0,1 ps et un diamètre de 10 µm. Quand les ondes atteignent la première interface, une portion est réfléchie vers la surface et le restant est transmis vers la couche suivante. Quand les ondes retournent vers la surface, cela produit un changement de réflectivité (changement de l'indice de réfraction) qui est détecté par la partie du faisceau de génération qui a été déviée par une lame séparatrice. Ce faisceau a un délai par rapport au faisceau de génération.

Contrairement à la technique de détection que nous avons utilisée qui mesurait le déplacement, cette technique mesure la réflectivité. Même si les paramètres physiques sont différents, les acquis de notre modèle peuvent être appliqués ici. En effet, le logiciel développé par Rudolph Technologies ne permet que de déterminer les épaisseurs des couches alors que leur cohésion est également d'un grand intérêt.

Dans un tel contexte, notre modèle modifié pourrait être utilisé pour caractériser entre autres la cohésion des couches minces lors de la déposition et la cohésion des soudures électriques aux composants (wirebonding).

CONCLUSION

Nous avons développé un modèle de génération thermoélastique d'ultrasons par laser permettant de caractériser un matériau composé de deux plaques isotropes jointes à l'aide d'un adhésif ou simplement déposées l'une sur l'autre. Le profil du faisceau de génération a été supposé gaussien mais il aurait été aussi simple de considérer un autre profil. Pour ce faire, nous avons résolu les équations du mouvement dans chaque plaque en faisant une double transformée de Laplace et de Hankel. La supériorité de notre modèle comparé aux autres modèles déjà présentés dans la littérature réside dans les conditions de transmission des ondes entre les deux plaques qui considèrent que la transmission des ondes est partielle alors qu'habituellement on considère une transmission parfaite. Afin de modéliser cette interface, nous avons utilisé les conditions présentées par Baik et Thompson (Baik J.M. et Thompson R.B., 1984) dans un autre contexte. Notre modèle nous permet de simuler les déplacements ultrasonores parallèles et normaux en tout point de l'échantillon en face arrière comme en face avant.

Par la suite, nous avons effectué des mesures de déplacements normaux et parallèles en face arrière sur des échantillons composés de différents verres et d'aluminium. L'accord entre les résultats expérimentaux et les simulations a été en général très bon, validant ainsi le modèle développé. De plus, nous avons constaté que l'utilisation de conditions d'interface imparfaite a considérablement amélioré les résultats par rapport à ce qui était obtenu avec des modèles existants. Nous avons également considéré le cas où la colle avait un comportement viscoélastique et cela s'est avéré très utile dans certains cas.

Nous avons effectué une étude du fuselage d'une aile d'avion. Afin d'en contrôler les caractéristiques, nous avons simulé le fuselage avec des plaques d'aluminium jointes par de l'epoxy. Nous avons montré que notre modèle était sensible à des colles aussi

différentes que l'epoxy et la soudure liquide ou à des colles très similaires comme des mélanges avec des proportions variées de résine et d'epoxy. Nous avons pu simuler des formes d'onde qu'il aurait été impossible d'obtenir avec les autres modèles. Nous avons pu constater l'utilité des différents paramètres pour modéliser l'interface tels que les paramètres viscoélastiques ainsi que la masse m.

Ensuite, nous nous sommes intéressés à l'étude d'un matériau où l'épaisseur d'adhésif était variable. Nous avons montré que notre modèle était bien sensible à ces variations et qu'il nous permettait d'obtenir une image des défauts sans pouvoir malheureusement nous donner précisément les dimensions de ces derniers. Il aurait été possible d'effectuer cette étude sans notre modèle mais il nous a donné des informations importantes sur la qualité du collage, dont la cohesion en differents points de la surface et la nature des défauts détectés que l'on n'aurait pas pu obtenir autrement.

Nous avons mentionné d'autres domaines d'application de notre modèle que ce soit dans le cas de matériaux en couches minces ou de couches plus épaisses. Il a été mis en évidence que les applications de notre modèle étaient très prometteuses mais qu'il faudrait lui apporter quelques modifications de façon à pouvoir étudier des matériaux orthotropes ainsi que des matériaux comprenant plus de deux couches. Nous avons vu qu'il était possible d'utiliser notre modèle pour étudier les matériaux en couches minces (couches d'épaisseur de l'ordre de l'angström) mais étant donné qu'il n'existe pas de sondes pouvant détecter des signaux à très hautes fréquences, il faudrait utiliser un tout autre système de génération et de détection et ainsi modifier le modèle en conséquence. Néanmoins, notre modèle représente une étape importante pour l'étude de tels matériaux.

Nous estimons que le travail présenté ici est une contribution importante à l'étude de la génération et de la propagation des ondes ultrasonores dans les matériaux bicouches. Le modèle développé ainsi que son exploration pourront certainement servir à d'autre chercheurs dans le domaine pour considérer des cas plus complexes de matériaux orthotropes et de matériaux multicouches.

RÉFÉRENCES

BAIK, J.M. et THOMPSON, R.B. (1984). Ultrasonic scattering from imperfect interfaces: a quasi-static model. J. Nondestr. Eval., 3, 177-196.

BESCOND, C. et DESCHAMPS, M. (1998). Dynamical surface response of a semi-infinite anisotropic elastic media to an impulsive force. J. Acoust. Soc. Am., 103, 114-124.

CHO, H., OGAWA, S. et TAKEMOTO, M. (1996). Non-contact laser ultrasonics for detecting subsurface lateral defects. NDT&E International, 5, 301-306.

DAVIES, S.J., EDWARDS, C., TAYLOR, G.S. et PALMER, S.B. (1993) Laser generated ultrasound : its properties, mechanisms and multifarious applications. J. Phys. D : Appl. Phys., 26, 329-348.

DEWHURST, R.J., HE, R. et SHAN, Q. (1993). Defect visualisation in carbon fiber composite using laser ultrasound. Mat. Eval., Août, 935-940.

DUBOIS, M. (1994). Étude de la génération des ultrasons par laser dans un matériau composite. Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal, Canada.

DUBOIS, M., ENGUEHARD, F., BERTRAND, L., CHOQUET, M. et MONCHALIN, J.P. (1994). Numerical and experimental studies of the generation of ultrasound by laser. Journal de Physique IV, Colloque C7, Suppl. au J. de Phys. III, 4.

ENGUEHARD, F. et BERTRAND, L. (1997). Effects of optical penetration and laser pulse duration on laser generated longitudinal acoustic waves. J. Appl. Phys., 82, 875-881.

FRAISSE, P., SCHMIT, F. et ZAREMBOVITCH. (1992). Ultrasonic inspection of very thin adhesive layers. J. Appl. Phys., 72, 3264-3271.

GONTHIER, J.C. (1996). Optimisation de la génération d'ultrasons dans les solides par impulsions laser à l'aide de réseaux optiques. Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal, Canada.

HACK, H. et NEUROTH, N. (1982). Resistance of optical and colored glasses to 3 nsec laser pulses. Appl. Opt., 21, 3239-3248.

HAMMOUTENE, A ., ENGUEHARD, F. et BERTRAND, L. (1997). Analysis and correction of the source parameters effects for optimizing the laser ultrasonic mechanical characterization. Review of Progress in QNDE, Plenum Press, New York.

HSU, D.K. et PATTON, T.C. (1993). Development of ultrasonic inspection for adhesive bonds in aging aircraft. Mat. Eval., Décembre, 1390-1397.

KINRA, V.K., JAMINET, P., ZHU, C. et IYER, V. (1994). Ultrasonic nondestructive evaluation of a three-layered medium. Mat. Eval., Août, 948-953.

LAVRENTYEV, A.I. et ROKHLIN, S.I. (1997). Anomalous attenuation effect on reflectivity of an ultrasonic wave from a thin layer between dissimilar materials. J. Acoust. Soc. Am., 101, 3405-3414.

LAVRENTYEV, A.I. et ROKHLIN, S.I. (1998). Ultrasonic spectroscopy of imperfect contact interfaces between a layer and two solids. J. Acoust. Soc. Am., 103, 657-664.

LÉVESQUE, D. et PICHÉ, L. (1992). A robust transfer matrix formulation for the ultrasonic response of multilayered absorbing media. J. Acoust. Soc. Am., 92, 452-467.

LÉVESQUE, D., LEGROS, A., MICHEL, A. et PICHÉ, L. (1993). High resolution ultrasonic interferometry for quantitative characterization of interfacial adhesion in multilayer (metal/polymer/metal) composites. J. Adhesion Sci. Technol., 7, 719-741.

LIN, H.N., STONER, R.J. et MARIS, H.J. (1990). Nondestructive testing of microstructures by picosecond ultrasonics. J. Nondestruct. Eval., 4, 239-246.

MARGETAN, F.J., THOMPSON, R.B., ROSE, J.H. et GRAY, T.A. (1992). The interaction of ultrasound with imperfect interfaces: experimental studies of model structures. J. Nondestr.Eval., 3, 109-125.

MARTIN, P.A. (1992). Boundary integral equations for the scattering of elastic waves by elastic inclusions with thin interface layers. J. Nondestr. Eval., 3, 167-174.

MCRAE, K.I. (1990). Deconvolution techniques for ultrasonic imaging of adhesive joints. Mat. Eval., Novembre, 1380-1384.

MONCHALIN, J.P. (1986). Optical detection of ultrasound. IEEE Trans. Ultr. Ferroelectrics Freq. Contr., UFFC-33, 485-499.

MONCHALIN, J.P., AUSSEL, J.D., BOUCHARD, P. et HEON, R. (1988). Laser-ultrasonics for industrial applications, Review of Progress in QNDE, Plenum Press, New York, 1607-1614.

MONCHALIN, J.P., NÉRON, C., VAUDREUIL, G., BLOUIN, A., DROLET, D., BOUCHARD, P., CHOQUET, M., HÉON, R., PADIOLEAU, C., BERTRAND, L., DUBOIS, M. et ENGUEHARD, F. (1995). Inspection of composite materials by laser-ultrasonics. Proceedings of the international conference on composite materials and energy – Enercomp 95, 739-746.

MORATH, C.J., COLLINS, G.J., WOLF, R.G. et STONER, R.J. (1997). Ultrasonic multilayer metal film metrology. Solid State Technology, Juin, 85-92.

PILARSKI, A. (1985). Ultrasonic evaluation of the adhesion degree in layered joints. Mat. Eval., Mai, 765-770.

READY, J.F. (1965). Effects due to absorption of laser radiation. J. Appl. Phys., 36, 462-468.

ROKHLIN, S.I. et MATIKAS T.E. (1996). Ultrasonic characterization of surfaces and interphases. MRS Bulletin, Octobre, 22-29.

ROKHLIN, S.I. et WANG, Y.J. (1991). Analysis of boundary conditions for elastic wave interaction with an interface between two solids. J. Acoust. Soc. Am., 89, 503-515.

ROSE, L.R.F. (1985). Point source representation for laser-generated ultrasound. J. Acoust. Soc. Am., 75.

ROYER, D. et DIEULESAINT, E. (1996). Ondes élastiques dans les solides, Tome I Propagation libre et guidée, Masson et Cie.

SCALA, C.M. et DOYLE, P.A. (1995). Ultrasonic leaky interface waves for composite-metal adhesive bond chracterization. J. Nondestr. Eval., 2, 49-59.

SCRUBY, C.B. et DRAIN, L.E. (1990) Laser ultrasonics, techniques and applications, Adam Hilger, New York.

SMITH, A.C. et YANG, H. (1989). Ultrasonic study of adhesive bond quality at a steel-to-rubber interface by using quadrature phase detection techniques. Mat. Eval., Décembre, 1396-1400.

TAS, G., STONER, R.J., MARIS, H.J., RUBLOFF, G.W., OEHRLEIN, G.S. et HALBOUT, J.M. (1992). Noninvasive picosecond ultrasonic detection of ultrathin interfacial layers: CF_X at the Al/Si interface. Appl. Phys. Lett., 61, 1787-1789.

WEISS, P. et SIGRIST, M.W. (1995). Broadband fiber-optic interferometer as ultrasonic transducer suitable for coating adhesion measurements. Rev. Sci. Instrum., Août, 4114-4123.

WEISS, P. et SIGRIST, M.W. (1997). Measurements of coating adhesion strengths by time-resolved interferometric monitoring of laser-induced spallation. Nondestr. Test. Eval., 13, 247-291.

WU, T.T. et Chen, Y.C. (1996). Dispersion of laser generated surface waves in an epoxy-bonded layered medium. Ultrasonics, 34, 793-799.

YAMAWAKI, H., SAITO, T., FUKUHARA, H, MASUDA, C. et TANAKA, Y. (1996). Noncontact ultrasonic imaging of subsurface defects using a laser-ultrasonic technique. Jpn. J. Appl. Phys., May, 3075-3079.

ANNEXE

Nous donnons dans cette annexe toutes les propriétés physiques des matériaux que nous avons utilisés pour réaliser nos divers échantillons. Les valeurs sont tirées de la littérature (Hack, H. et Neuroth, N., 1982). Les vitesses ont été calculées avec les formules du chapitre 1.

Tableau 1 *Propriétés physiques de l'aluminium.*

Propriété	Valeur
Masse volumique (ρ)	2700 kg/m^3
Chaleur spécifique (C_p)	902 J/kg K
C_{11}	108 GPa
C_{44}	27 GPa
V_L	6324,55 m/s
V_T	3162,28 m/s
Coefficient de dilatation linéaire (α)	$2{,}5 \times 10^{-5}$ K^{-1}
Coefficient d'absorption (β)	200 μm^{-1}

Tableau 2 *Propriétés physiques du verre Schott BG18.*

Propriété	Valeur
Masse volumique (ρ)	2680 kg/m^3
Chaleur spécifique (C_p)	700 J/kg K
C_{11}	85 GPa
C_{44}	30,2 GPa
V_L	5631,73 m/s
V_T	3356,88 m/s
Coefficient de dilatation linéaire (α)	8×10^{-6} K^{-1}
Coefficient d'absorption (β)	0,0097 μm^{-1}

Tableau 3 *Propriétés physiques du verre Schott KG3.*

Propriété	Valeur
Masse volumique (ρ)	2550 kg/m^3
Chaleur spécifique (C_p)	780 J/kg K
C_{11}	77,6 GPa
C_{44}	27,9 GPa
V_L	5516,46 m/s
V_T	3307,75 m/s
Coefficient de dilatation linéaire (α)	$6,3 \times 10^{-6}$ K^{-1}
Coefficient d'absorption (β)	0,0032 μm^{-1}

Tableau 4 *Propriétés physiques de la résine epoxy.*

Propriété	Valeur
Masse volumique (ρ)	1190 kg/m^3
Chaleur spécifique (C_p)	1050 J/kg K
C_{11}	7,62 GPa
C_{44}	1,80 GPa
V_L	2530,49 m/s
V_T	1229,88 m/s
Coefficient de dilatation linéaire (α)	5×10^{-5} K^{-1}
Coefficient d'absorption (β)	0,10 mm^{-1}