

N° d'ordre : 2667

THÈSE DE DOCTORAT

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

Pour obtenir le grade de

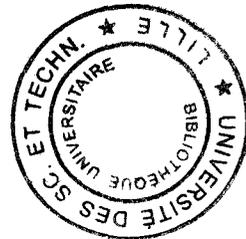
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ

en

SCIENCES DES MATÉRIAUX

par

Abdellghfar ZAHID



**VÉLOCIMÉTRIE DES ONDES DE RAYLEIGH-SEZAWA SUR
ASSEMBLAGES STRATIFIÉS, RÉALISÉS PAR COLLAGE, EN
VUE DE CARACTÉRISER LES INTERFACES**

soutenue le 16 décembre 1999, devant la commission d'examen :

Membres de jury :

Rapporteurs :

B. CASTAGNÈDE
J. RIPOCHE

Examineurs :

A. DEFEBVRE (Président du jury)
B. DJAFARI-ROUHANI (Co-Directeur de thèse)
S. LEBRUN
J. POULIQUEN (Directeur de thèse)

REMERCIEMENTS

Cette thèse a été préparée au laboratoire d'Acoustique-Ultrasons de la Faculté Libre des Sciences de l'Université Catholique de LILLE. Je remercie Monsieur O. TRANCHANT, Doyen de la Faculté au début de ce travail, et Monsieur B. MILHAU, Doyen actuel, pour leur accueil.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur J. POULIQUEN, Directeur de cette thèse, pour la qualité de son encadrement et les nombreux conseils qu'il m'a apportés tout au long de ses trois années. Ces remarques et enseignements m'ont toujours été précieux. Son soutien constant et ses aides multiples ont été pour moi, et le resteront, un gage de reconnaissance.

Je dois également à Monsieur le Professeur B. DJAFARI-ROUHANI d'avoir suivi ce travail de recherche en tant que Co-directeur, et le remercie de l'intérêt qu'il a manifesté pour cette étude. Ses conseils et ses remarques m'ont très souvent éclairé au cours de nos rencontres.

J'exprime ma reconnaissance à Messieurs les Professeurs B. CASTAGNÈDE et J. RIPOCHE d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail.

Mes remerciements vont également à Monsieur A. DEFEBVRE d'avoir accepté de participer au jury de cette thèse. Qu'il soit ici sincèrement remercié.

Je remercie Madame S. LEBRUN-HUE pour son soutien ainsi que pour la relecture de cette thèse et ses observations judicieuses

Je n'oublie pas tous les membres du laboratoire et une particulière gratitude pour Monsieur G. TARTARE pour sa disponibilité et son aide technique, ainsi que les services de reprographie qui ont édité ce travail.

Enfin, je souhaite remercier toute ma famille pour leur précieux soutien durant ce travail.

A la mémoire de ma grand mère, que son
souvenir reste à jamais dans mon coeur.

A mes très chers parents.

A mes frères et soeurs.

A toute la famille.

A tous mes amis. Merci

NOTES PRELIMINAIRES

- Les références bibliographiques sont désignées par les trois premières lettres du nom de l'auteur suivies de l'année correspondante.
- La partie entière des nombres est séparée de la partie décimale par des virgules, sauf pour les graphes réalisés avec MATLAB ou MATHCAD qui utilisent des points.

TABLES DES MATIERES

REMERCIEMENTS

TABLE DES MATIÈRES

APPROCHE GÉNÉRALE

1 - INTÉRÊTS ET LIMITES DU COLLAGE	2
1.1 - <i>Avantages des assemblages collés</i>	2
1.2. <i>Inconvénients des assemblages collés</i>	3
2. CONTRÔLE DES ASSEMBLAGES COLLÉS	3
2.1. <i>Les défauts de collage</i>	5
2.2. <i>L'adhésion</i>	6
2.2.1- <i>Théories de adhésion</i>	7
a - <i>Adhésion mécanique</i>	8
b - <i>Adhésion physique</i>	8
c - <i>Adhésion chimique</i>	9
d - <i>Adhésion physico-chimique</i>	9
3. ADHÉSION ET COHÉSION	10
4. MODÈLES D'INTERFACE	10
5. PRÉSENTATION DES TRAVAUX RÉCENTS DU LABORATOIRE.....	11
5.1. <i>Travaux liés à notre étude</i>	11
5.2. <i>Autres travaux</i>	13

INTRODUCTION.....14

CHAPITRE 1 : RAPPELS THÉORIQUES

1. <i>ÉQUATIONS FONDAMENTALES</i>	16
1.1. <i>Loi de Hooke</i>	16
1.2. <i>Principe fondamental de la dynamique</i>	16
1.3. <i>Calcul des composantes du déplacement pour un milieu isotrope</i>	17
1.4. <i>Calcul des composantes du tenseur des contraintes</i>	20

1.5. Répartition d'énergie.....	20
2. ÉTUDE DE DIFFÉRENTS SYSTÈMES.....	21
2.1. Milieu semi-infini.....	21
2.2. Milieu lamellaire	22
2.3. Système composé de trois milieux.....	26
2.3.1. Étude du système.....	26
2.3.2. Expression littérale du déterminant.....	27
2.3.3. Expression du déterminant par blocs.....	28
2.4. Système à 5 milieux et généralisation à $n+1$ milieux.....	30
2.4.1. Système à cinq milieux.....	30
2.4.2. Système à $n+1$ milieux.....	31

CHAPITRE 2 : CALCUL DE QUELQUES ASSEMBLAGES

DÉFINITION DE L'ASSEMBLAGE À RÉALISER

1. CALCUL DE LA DISPERSION DE CÉLÉRITÉ DE PHASE POUR DIFFÉRENTES GÉOMÉTRIES.....	32
2. DÉFINITION D'UN ASSEMBLAGE À RÉALISER.....	36
3. ÉTUDE DES RÉPARTITIONS D'ÉNERGIE DE DÉFORMATION EN FONCTION DE LA PROFONDEUR.....	37
4. CONCLUSION.....	39

Chapitre 3 : TECHNIQUE DE MESURE ET PRÉCISION

1. EXCITATION DES ONDES DE SURFACES.....	40
1.1. Par conversion d'ondes de volume.....	40
1.1.1. Coin de plastique.....	42
1.1.2. Sabots gravés.....	42
1.1.3. Coins gravés.....	43

1.2. Par peignes interdigités	45
2. EXCITATION ET DÉTECTION DE L'ONDE DE SURFACE À L'AIDE DE LA SONDE HÉTÉRODYNE	46
3. TRAITEMENT DU SIGNAL	47
3.1. Méthode analogique	47
3.1.1. Traitement électronique du signal $s(t)$	47
3.1.2. Traitement numérique du signal $s(t)$ par transformée de Fourier	48
3.1.3. Inconvénients de la méthode	48
3.2. Méthode numérique	48
3.3. Comparaison des deux méthodes	49
3.4. Méthode d'ajustement	50
3.5. Etude de la reproductibilité des mesures par les trois méthodes	51
3.6. Causes d'imprécisions des mesures	52
3.6.1. Fluctuations d'amplitudes	52
3.6.2. Fluctuations de la sonde hétérodyne	52
3.6.3. Origine des fluctuations	52
3.6.4. Évaluation de l'imprécision due à ces fluctuations	55
4. ÉTUDE DES CHAMPS DE PHASE	56
4.1. Description du dispositif	56
4.2. Imprécision	57
4.2.1. Étude des maximums de phase	57
4.2.2. Ajustement linéaire	57
5. BANC DE MESURE DU « KNIFE-EDGE » (B.K.E)	58
5.1. Caractéristiques générales	58
5.2. Système optique	58
5.3. Traitement électrique	60
6. CONCLUSION	60

Chapitre 4 : ASSEMBLAGES RÉALISÉS

1. OBJECTIFS	61
2. CARACTÉRISATION DES DIFFÉRENTS ÉLÉMENTS	62
2.1. Caractérisation acoustique	62

2.2. Vérification de l'isotropie des substrats	63
2.2.1. Excitation des ondes de surface	63
2.2.2. Résultats	64
Cas des Blocs de verre	64
Cas du Bloc d'aluminium (AU4G).....	65
2.3. Nature de l'adhésif	66
2.4. Traitements avant collage.....	66
2.5. Procédure de collage	66
3. ASSEMBLAGES RÉALISÉS	67
3.1. Assemblage avec gravures dans l'adhésif V1	67
3.2. Assemblages Verre sur Aluminium Al1 et Al2	69
3.3. Assemblages verre sur verre V2 et V3.	69
3.4. Assemblages verre-peinture-verre nommés P1, P2 et P3 *	70
3.5. Ensemble des caractéristiques de chaque assemblage	71

Chapitre 5 : MESURES

1. ETUDE DE L'ASSEMBLAGE V1	72
1.1. Dispositif expérimental	73
1.2. Mesures	74
2. ETUDE DES ASSEMBLAGES AL1 ET AL2.....	75
3. ETUDE DES ASSEMBLAGES V2 ET V3	77
4. ETUDE DES ASSEMBLAGES P1, P2 ET P3	77

Chapitre 6 : CARACTÉRISATION DES ASSEMBLAGES RÉALISÉS

1. LES GRADIENTS CONJUGUES.....	80
2. POSITION DU PROBLÈME	82
3. IDENTIFICATION DES DIFFÉRENTS PARAMÈTRES.....	83
3.1. Sensibilité des différents paramètres.....	83
3.2. Procédure d'identification	85
4. IDENTIFICATION	89

4.1. Assemblages d'aluminium A11 et A12	89
4.1.1. Identification de λ_2 , μ_2 , e_2 (ID1)	89
4.1.2. Identification de λ_2 , μ_2 , e_2 , μ_1 et μ_3 (ID2)	91
4.2. Assemblages de verre V2 et V3.....	93
4.2.1. Identification de μ_1 , λ_2 , μ_2 , e_2 , μ_3	93
4.2.2. Répartitions d'énergie de déformation pour V2.....	97
4.3. Assemblages de peinture P1, P2 et P3.....	99
4.3.1. Identification de λ_2 et μ_2	99
4.3.2. Évolution de λ et μ avec l'épaisseur	102
4.3.3. Incidence des imprécisions des mesures sur les résultats.....	103
5. CONCLUSION	104
CONCLUSION GENERALE.....	105
ANNEXES.....	109

ANNEXE 1 : FONCTIONNEMENT DE LA SONDE OPTIQUE HETERODYNE

1. DISPOSITIF OPTIQUE	109
1.1. Description.....	109
1.2. Principe de fonctionnement.....	110
1.3. Système de détection.....	112
1.4. Expression du courant $i(t)$	112
2. TRAITEMENT ELECTRONIQUE DU SIGNAL I(T)	113
2.1. Démodulation électronique.....	113
2.2. Sorties disponibles.....	116
3. REGLAGE DE LA SONDE	116

ANNEXE 2 : METHODE DU « KNIFE-EDGE »

1. EXCITATION DES ONDES DE SURFACE	119
2. SYSTEME OPTIQUE	119

ANNEXE 3 : CARACTÉRISTIQUES DE L'ADHESIF UTILISE

ANNEXE 4 : CARACTERISATION DES ELEMENTS A ASSEMBLER

CARACTERISATION ACOUSTIQUE DU BLOC DE VERRE122
Procédé expérimental122

ANNEXE 5 : RÉALISATION DES DENTS AU SEIN DE L'ADHÉSIF

1. DÉCOUPAGE DES LAMELLES DE 1 MM DE LARGEUR DANS LA LAME
COUVRE OBJET DE MICROSCOPE124
2. MARQUAGE DES EMBLEMES ET DÉPÔT DES DENTS SUR LA LAME
DE VERRE124

ANNEXE 6 : CARACTÉRISTIQUES DU VERRE CORNING 1737 F125

ANNEXE 7 : DÉPÔT DE PEINTURE : MÉTHODE DU FILMOGRAPHE

-1- Réalisation d'un échantillon.....126
-2- Méthode du filmographe.126

BIBLIOGRAPHIE.....127

APPROCHE GÉNÉRALE

1 - INTÉRÊTS ET LIMITES DU COLLAGE	2
1.1 - <i>Avantages des assemblages collés</i>	2
1.2. <i>Inconvénients des assemblages collés</i>	3
2. CONTRÔLE DES ASSEMBLAGES COLLÉS.....	5
2.1. <i>Les défauts de collage</i>	5
2.2. <i>L'adhésion</i>	6
2.2.1- Théories de adhésion	7
a - Adhésion mécanique	8
b - Adhésion physique.....	8
c - Adhésion chimique	9
d - Adhésion physico-chimique	9
3. ADHÉSION ET COHÉSION.....	10
4. MODÈLES D'INTERFACE.....	10
5. PRÉSENTATION DES TRAVAUX RÉCENTS DU LABORATOIRE	11
5.1. <i>Travaux liés à notre étude</i>	11
5.2. <i>Autres travaux</i>	13

APPROCHE GÉNÉRALE

Depuis fort longtemps, l'homme réalise des assemblages collés, qu'il utilise dans sa vie quotidienne, et ce, à des titres très divers, allant des outils aux objets de décoration.

Afin de retracer brièvement l'histoire du collage, de l'époque artisanale à nos jours, nous rappelons d'abord l'évolution des adhésifs.

Les premiers adhésifs « colles » étaient principalement :

- d'origine **minérale**. En effet, on a souvent réalisé des collages sans le savoir, ou plutôt en confondant les termes *collage* et *soudage*. Ainsi, la brasure et la soudure à l'étain sont des techniques de collage.

- d'origine **animale ou végétale** sous forme de feuilles d'or collées à l'aide de blanc d'oeuf. Si certaines de ces colles existent encore aujourd'hui, elles servent principalement à la pose de papiers peints ou à la réalisation d'autres assemblages ne nécessitant que peu de résistance mécanique.

Cependant, c'est vers les années 1920 que le collage est apparu en tant que technique d'assemblage industrielle, avec la mise au point des colles phénoliques et des polyuréthanes. Ainsi sont réalisés les premiers collages métal-adhésif-métal, dont les liaisons offrent une résistance mécanique satisfaisante pour servir à l'industrie aéronautique.

Dans les années 1940, viennent les résines epoxy, qui permettent d'effectuer des assemblages sous faible pression. Puis apparaissent les polymères silicones qui offrent la possibilité d'assembler des matériaux réputés non collables. C'est à partir de ce moment que se développe l'utilisation des adhésifs dans le monde industriel. Aujourd'hui dans les bureaux d'études, le collage se substitue progressivement à d'autres techniques d'assemblage comme le rivetage, le boulonnage,... Alors, pour chaque application, les avantages et les inconvénients du collage sont mis en balance.

1 - INTÉRÊTS ET LIMITES DU COLLAGE

Si le collage connaît un tel essor, c'est parce qu'il possède un grand nombre d'avantages comparé aux autres techniques d'assemblage.

Voici une liste des avantages techniques des assemblages collés et des inconvénients qui n'est pas encore exhaustive; elle complète celle donnée par S.Lebrun [LEB96], liste tirée du livre intitulé « Le collage moderne » [COU90].

1.1 - Avantages des assemblages collés

- Assemblage de matériaux différents sans risque d'effet de pile.
- Diminution, voire disparition, des risques de corrosion,

Dans le cas d'assemblage de métaux ou d'alliages différents, l'adhésif joue un rôle d'isolant électrique et limite la corrosion (intérêt pour les constructeurs automobiles).

- Répartition uniforme des contraintes,

Les contraintes se répartissent sur toute la surface collée contrairement aux assemblages soudés par points, rivetés ou boulonnés. Ainsi la tenue à la fatigue est améliorée pour les collages.

- Amortissement des vibrations.
- Étanchéité,

Elle est assurée par la continuité du film qui empêche le passage de liquide ou de gaz contrairement aux assemblages rivetés, filetés ou soudés par points.

- Bonne tenue à la fatigue.
- Possibilité d'assemblages de formes complexes.
- Légèreté des assemblages,

L'adhésif est souvent plus léger que les rivets. De plus le collage n'imposant pas de trous comme le rivetage ou le vissage dans les tôles à assembler, leur épaisseur peut être diminuée.

- Élasticité possible du film adhésif.
- Conservation de la structure et de la forme des matériaux,

Le collage s'effectuant à basse température, les phénomènes de détrempe des métaux, de modification de leur état de surface ou de leurs propriétés physiques sont éliminés. Aussi l'assemblage de matériaux comme l'aluminium et le magnésium se fait sans déformation et de plus l'absence de trous, de vis ou de rivets conserve des surfaces lisses et améliore l'esthétique.

- Atténuation des chocs.
- Rigidité accrue.
- Coût inférieur aux assemblages traditionnels.

1.2. Inconvénients des assemblages collés

- Limite des températures d'utilisation,

Bien qu'il existe maintenant des adhésifs à base de céramique capables de résister à des températures voisines de 1300°C, de nombreux adhésifs perdent leurs propriétés à des températures supérieures à 200°C.

- Temps de prise (cependant réduit par l'utilisation de produits thermofusibles et d'adhésifs dits "anaérobies"),
- Résistances directionnelles,

L'assemblage collé n'a pas une résistance isotrope. La résistance au cisaillement et aux compressions est plus forte qu'au pelage et au clivage.

- Temps de durcissement long et outillage parfois onéreux,

Le temps de durcissement d'un adhésif varie de quelques minutes à plusieurs heures; ceci peut être un handicap dans la fabrication en grande série. De plus, il est parfois nécessaire de réaliser des gabarits pour maintenir les matériaux pendant la prise de la colle.

- Difficulté de collage de certains matériaux,

Les matériaux contenant des agents de démoulage (polyéthylène, polypropylène, Téflon) sont difficiles à coller.

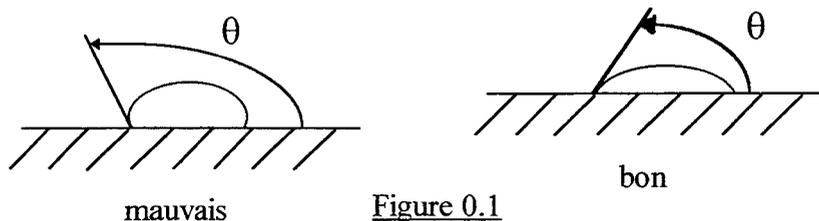
- Préparation des surfaces (traitements par abrasifs ou traitements chimiques).
- Nocivité de certains produits.

- Démontage difficile,

Pour démonter un système collé, il faut soit dépasser la température de transition de l'adhésif, soit le plonger dans un solvant pour dissoudre le joint d'adhésif, opération souvent de longue durée.

- Mouillabilité,

L'adhésif doit se répandre sur le substrat pour occuper la plus grande surface possible; ce qui se traduit par un faible angle de contact θ (Figure 0.1).



A bien regarder, rien dans la liste des inconvénients n'est réellement insurmontable d'un point de vue technologique; c'est la raison pour laquelle l'assemblage par collage est utilisé de plus en plus dans le secteur industriel.

Ce qui a été mentionné précédemment concerne ce qui est appelé "**collage avec apport**". Cependant, chauffer deux matériaux, les faire adhérer en les mettant en contact sous pression, constituent encore des techniques d'assemblage. Rapides et peu coûteuses, on leur réserve l'appellation "collage" lorsqu'il n'y a pas de changement cristallographique de l'un ou l'autre des matériaux en contact (s'il y a changement on parle de soudage). Cette seconde technique de collage est davantage utilisée pour des milieux bien spécifiques comme les polymères, c'est ce qui constitue le "**collage sans apport**".

2. CONTRÔLE DES ASSEMBLAGES COLLÉS

Le collage obéissant à un cahier des charges, il est important de vérifier que les qualités désirées (tenue mécanique, taux d'absorption hydrométrique,...) sont effectivement obtenues. Ceci passe par le contrôle de la structure collée et ce à différents stades de l'opération.

Il existe deux types de contrôle : le contrôle destructif et le contrôle non destructif. En effet, une fois l'assemblage réalisé, il est impératif d'évaluer si le joint est correct et si les performances mécaniques et thermomécaniques correspondent à celles prévues.

Le premier type de contrôle permet d'évaluer la résistance à la rupture du collage (essais de pelage, de clivage, de résistance au cisaillement,...), la tenue au choc et enfin de déterminer les caractéristiques mécaniques du joint.

Le second utilise l'interférométrie holographique laser, la thermographie infrarouge, les ondes ultrasonores [MUN95] ,...permet d'étudier la répartition d'adhésif à l'interface et de détecter les défauts de collage (adhésion ou cohésion) sans endommager le système collé.

Dans les deux cas, ces contrôles nécessitent un matériel technologique de pointe essentiellement utilisable en laboratoire. Seul le contrôle par ondes ultrasonores peut être effectué sur site et sans risque. C'est pour cette raison que le laboratoire travaille en ce sens.

2.1. Les défauts de collage

Il existe deux grands types de défauts, ceux dits de cohésion qui sont situés à l'intérieur du joint de colle et ceux dits d'interface ou d'adhésion.

Les premiers apparaissent dans le cas où les épaisseurs des milieux, et en particulier celles du joint de colle, sont significatives. Ils sont dus essentiellement à la présence d'hétérogénéité et peuvent être à l'origine d'amorces de rupture de l'ensemble.

Les seconds sont dus à un manque d'adhésif (présence de bulles d'air, délaminage,...) ou à un défaut d'adhésion pouvant aller jusqu'au simple contact.

Le contrôle de ces différents types de défaut repose sur des techniques et des modélisations différentes. Plusieurs auteurs ont contribué à mettre au point des techniques de contrôle des défauts de cohésion, en étudiant : la réémission d'ondes de surface ou de modes guidés [XU90], le régime transitoire [DES91], la propagation d'ondes planes (coefficients de réflexion et de transmission) [LEO90], ou de faisceaux focalisés [MAT93] ou non (effets non spéculaires), ou bien encore en s'appuyant sur des méthodes énergétiques [MUR95]. Ces études sont abordées d'un point de vue expérimental, semi-analytique et numérique (méthodes intégrales,...) ou asymptotique.

On pourrait aussi envisager une modélisation de l'adhésif par un modèle de Biot [BIO56], le taux de diffusion acoustique donnant une évaluation du pourcentage d'hétérogénéité.

De même, la présence de bulles d'air aux interfaces peut être détectée par une chute d'impédance acoustique [ROC91], [LEE89], [MOS90]. Une synthèse des différentes méthodes utilisées et mises en application a été éditée par Rockhlin en 1992. Elle regroupe les différents travaux sur la modélisation et le contrôle non destructif ultrasonore des interfaces [ROC92] .

Toutefois, c'est sur la caractérisation de l'adhésion et de la cohésion que nous avons concentré nos efforts.

2.2. L'adhésion

L'homme a résolu le premier problème de l'adhésion, le jour où il a attaché son âne à un arbre. Il a très vite constaté la précarité d'un tel système au vu de trois phénomènes:

« - le licol a cassé,
- l'arbre a cassé,
- l'âne s'est étranglé. »

[PET69]

2.2.1- Théories de l'adhésion

Un adhésif est un matériau non métallique capable de maintenir ensemble des matériaux par un phénomène physique ou chimique ou les deux. L'adhésion résulte de forces intermoléculaires à l'interface entre les matériaux collés et l'adhésif.

En effet, aujourd'hui, on sait assembler pratiquement tous les types de matériaux, réalisant ainsi des structures capables de résister à des conditions extrêmes. Cependant, ce savoir faire résulte davantage de connaissances empiriques que de données sur les fondements physiques réels de l'adhésion. Différentes communautés scientifiques de chimistes, de physiciens, de physico-chimistes et de mécaniciens ont toutefois essayé d'expliquer l'adhésion au travers de paramètres propres à leur discipline. C'est l'ensemble de ces différents points de vue qui permet de mieux cerner le phénomène de l'adhésion.

L'idée la plus ancienne (années 1920) est basée sur le fait que l'adhésion entre deux milieux est d'autant meilleure que la surface réelle de contact est grande. Cette technique, qui a le mérite d'être simple, est connue sous le nom d'ancrage mécanique. Elle est utilisée dans le monde industriel où l'aire de contact est augmentée par sablage, grenailage ou attaque acide.

Une autre idée consiste à modifier les propriétés des surfaces des substrats (exemple par oxydation), afin d'obtenir des liaisons fortes (covalentes) à l'interface, à la place de liaisons faibles (de type Van der Waals) .

Pour tenter donc d'expliquer les mécanismes d'adhésion entrant en jeu dans un collage, nous pouvons classer les modèles théoriques qui ont été élaborés dans ce

domaine en quatre groupes : adhésion mécanique, physique, chimique ou physico-chimique.

a - Adhésion mécanique

En mécanique, l'adhésif liquide pénètre dans les aspérités des matériaux; quand il durcit, une liaison mécanique se crée par ancrage entre l'adhésif et les matériaux. Cette théorie ne permet d'expliquer l'adhésion que pour des corps poreux, rugueux (béton, bois, ...).

b - Adhésion physique

D'un point de vue physique, la théorie de l'adhésion est diversement interprétée, il convient de citer d'abord *la théorie électrostatique*, développée à l'initiative de Deryagin et Krotova de l'école russe, à partir de 1948. Cette théorie est basée sur l'existence de charges de signes opposés à la surface de l'adhésif et du matériau en contact, créant ainsi des forces électrostatiques et conçoit le processus d'adhésion comme un réajustement des niveaux de Fermi, au moment du contact. Bien sûr, ce point de vue ne permet pas d'expliquer l'adhésion entre deux milieux électrostatiquement incompatibles. De plus, lorsqu'il y a attraction électrostatique entre deux milieux, l'énergie mise en jeu est considérablement plus faible que celle qu'il faut fournir pour rompre l'adhésion. Toutefois, l'étude des affinités électroniques des substrats est très utile, car elle permet de sélectionner la gamme d'adhésifs la mieux adaptée pour réaliser l'assemblage.

Dans la *théorie de l'adsorption*, les macromolécules constitutives de l'adhésif sont adsorbées en surface du matériau et maintenues par des forces d'attraction appelées forces de Van der Waals. Elles ne se produisent que pour de très faibles distances entre les molécules (de l'ordre de 3 à 5 Å).

La *théorie de la diffusion* suppose que quelques molécules migrent du liant vers le substrat et réciproquement. Cette théorie suppose que les molécules sont suffisamment mobiles et qu'elles sont mutuellement solubles. Elle n'est applicable qu'aux polymères (caoutchoucs, matières plastiques). Ainsi certains caoutchoucs se collent lorsqu'on les juxtapose en exerçant une pression (vulcanisation). Il arrive même que l'interface disparaisse pour laisser une zone de transition contenant des molécules de chaque matériau et dans laquelle les variations des propriétés physico-chimiques sont continues.

Enfin la *théorie thermodynamique* repose sur le phénomène de mouillage, c'est à dire la capacité qu'a l'adhésif à se répandre sur la surface à coller. Des travaux sur l'aluminium et le titane ont montré que la résistance d'un joint collé était proportionnelle à l'énergie libre de surface. D'après cette théorie, plus le support présente une forte mouillabilité, plus l'aire de contact est grande et plus les forces d'adhésion sont importantes.

c - Adhésion chimique

Elle considère qu'une véritable réaction chimique se produit entre les atomes et les molécules des surfaces en contact (chimisorption). Il peut y avoir formation de liaisons covalentes, ioniques ou métalliques.

d - Adhésion physico-chimique

Le domaine de la physico-chimie a donné naissance au modèle de l'interdiffusion qui concerne tout particulièrement l'adhésion entre polymères. En fait, lorsque deux polymères sont mis en contact à une certaine température et sous une pression donnée, les chaînes de polymères s'interpénètrent, réalisant ainsi l'adhésion entre les deux milieux. Les mécanismes fondamentaux de diffusion des macromolécules ont été décrits et analysés par P.G. de Gennes [GEN80], dans les années 80, en utilisant le concept de la diffusion.

Ainsi plusieurs théories cherchent à décrire le mécanisme de l'adhésion car un seul modèle ne permet pas de l'expliquer totalement. Le plus souvent il résulte de la superposition de phénomènes physiques et chimiques, mais l'adhésion chimique est toujours plus forte que l'adhésion physique.

3. ADHÉSION ET COHÉSION

La résistance du collage dépendra non seulement des forces d'interaction aux interfaces entre supports et adhésif, c'est à dire de l'adhésion, mais aussi des forces de liaison entre les molécules de l'adhésif, ce qui définit la cohésion. Elle est propre à chaque adhésif et dépend entre autres de la température.

Néanmoins l'adhésion devrait toujours être plus forte que la cohésion pour assurer une bonne tenue du collage.

4. MODÈLES D'INTERFACE

Dans la littérature, nous avons pu extraire principalement trois modèles.

Le premier introduit par Jones [JON67] consiste à modéliser les liaisons entre deux milieux par une distribution continue de ressorts. Alors, les contraintes de part et d'autre de l'interface s'expriment en fonction des sauts de déplacements, et des constantes de raideur des ressorts. Ces constantes de raideur sont définies comme paramètres d'adhésion et permettent de modéliser l'ensemble des défauts d'adhésion, y compris les cas extrêmes que sont l'encastrement et le glissement, [PIL88], [ROC91], [ROS92], [OUA90].

Le deuxième modèle considère que la rupture d'un assemblage collé se produit toujours au sein de l'adhésif, dans une zone présentant une faible cohésion. L'ensemble adhésif-zones d'adhésion est alors modélisé par une succession de couches possédant des

propriétés mécaniques différentes, les couches étant reliées entre elles par la continuité des contraintes et des déplacements, ([BIC78] et bien d'autres auteurs ayant travaillé sur les milieux multicouches périodiques [ROU89] ou non).

Dans le troisième modèle [MAU85], l'interface est considérée comme un milieu continu à deux dimensions, possédant sa propre loi de comportement. Cette loi de comportement relie la tension de surface à la courbure de l'interface. Il en résulte des conditions de saut en contraintes, qui dépendent de la tension de surface.

5. PRÉSENTATION DES TRAVAUX RÉCENTS DU LABORATOIRE

5.1. Travaux liés à notre étude

L'approche que nous venons de citer montre que l'adhésion et la cohésion pourraient être contrôlées à l'aide des ondes d'interface, C'est pourquoi notre laboratoire s'est intéressé à la propagation d'*ondes de surface* de type Rayleigh, Rayleigh-Sezawa ou Sezawa (O.R.S.) dans des milieux stratifiés.

Cependant, leur étude a commencé par une modélisation de ces milieux (de 1 à 10 couches). Elle rendait accessibles différentes caractéristiques de l'onde de surface, comme sa célérité, son amplitude ou encore la répartition de l'énergie. En appliquant la méthode du "Knife-edge", grâce à un banc opto-acoustique mis au point au laboratoire, ces caractéristiques purent être mesurées pour divers échantillons. Les résultats confirmèrent le modèle théorique. Plusieurs thèses poursuivirent cette étude, celle de G. HAW en 1983 (comment obtenir les caractéristiques acoustiques du matériau [verres trempés] en fonction des courbes de dispersion) ou celle de C. BOUZID en 1988 (étude d'un système constitué d'une monocouche de chrome sur de l'acier ou d'un traitement métallurgique de surface). Le modèle théorique fut ensuite adapté à la modélisation de fonds marins (milieux stratifiés immergés). On a pu grâce, à ce modèle, déterminer quels types d'onde étaient susceptibles d'exister dans ces milieux. En poursuivant l'étude du problème, il fut ensuite possible de déterminer les paramètres inconnus des couches stratifiées à partir de quelques mesures expérimentales de dispersion. Afin de vérifier la

justesse des modèles, des courbes de dispersion pseudo-expérimentales furent étudiées. La précision des résultats obtenus fut satisfaisante, voire excellente (Thèse de M. MOUKALA, 1992) [MOU92]. La recherche fut ensuite dirigée vers la caractérisation de collages à partir des courbes de dispersion de célérité d'ondes de Rayleigh-Sezawa (ondes de structure Rayleigh mais de célérités intermédiaires entre les célérités transversales et longitudinales $c_t < c < c_l$).

En effet, un modèle théorique montra une forte variation de la célérité de ces ondes suivant la zone ou la durée du durcissement de l'adhésif. On conçoit donc que l'étude de ces ondes puisse fournir de nombreuses informations sur les collages (travaux de thèse de B. ZOUHRI) [ZOU94]. Ces calculs théoriques furent vérifiés par des résultats expérimentaux, obtenus par une sonde opto-acoustique et une sonde hétérodyne.

L'utilisation de ces deux sondes rendit possible l'étude de l'adhésion et de la cohésion d'une lame collée à un substrat épais (thèse de Sabine LEBRUN, 1996, université du Maine) [LEB96].

5.2. Autres travaux

Par ailleurs, le laboratoire possède d'autres activités, Sans nous attarder sur les travaux concernant l'audiométrie dans la gamme 10 Hz - 10 kHz (thèse de L. LEDOUX) [LED91], la caractérisation acoustique de matériaux isotropes par impédancemétrie électrique (Thèse d'Abdelouahed ES SAIDI en 1994) [ESS94], Université des Sciences et Techniques de Lille) et [POU92], [POU93]₁, [POU93]₂, [POU94]₁, a été développée. Les études impédancémétriques sont basées sur l'utilisation de transducteurs fonctionnant en émetteurs/récepteurs. Ceux-ci traduisent les vibrations électriques en vibrations

mécaniques et inversement. Il est alors possible de mesurer des variations d'impédances engendrées par la transformation de la charge mécanique.

Plusieurs méthodes ont été développées afin de déterminer les caractéristiques acoustiques des matériaux à savoir la célérité de propagation des ondes et leur atténuation.

INTRODUCTION

.

INTRODUCTION

Depuis l'apparition des adhésifs synthétiques au début du XX^{ème}, le collage représente un mode d'assemblage utilisé dans de nombreux domaines industriels comme l'automobile ou l'aéronautique. Malgré ses avantages techniques et économiques, optimiser son application exige un contrôle efficace de ses qualités.

C'est dans ce but que le Laboratoire d'Acoustique et d'Ultrasons propose une méthode de caractérisation non destructive du collage, et ce, par ondes ultrasonores. Son principe consiste à relever les courbes de dispersion de célérité de phase, ceci pour les premiers modes des ondes de Rayleigh-Sezawa (O.R.S) excités sur des assemblages collés.

Comme le montre la bibliographie, non exhaustive, citée dans l'approche générale, plusieurs auteurs se sont intéressés à l'étude des défauts d'adhésion dans les assemblages collés pratiquement tous antérieurs à 1990. Le travail que nous proposons ici, bénéficie des résultats de travaux antérieurs récents au laboratoire [POU94-95-95] et [ZOU97].

La majeure partie de notre étude a été faite avec un modèle à trois milieux, l'adhésif constituant le milieu intermédiaire. Ce sont les répartitions d'énergie qui ont inspiré la modélisation par cinq milieux, les deux milieux de contact (2 et 4), contigües aux matériaux collés (1 et 5) caractérisant la zone d'adhésion et le milieu médian (3) la zone de cohésion. Suivant la localisation de l'énergie des O.R.S., nous espérons déterminer les modes et les fréquences plus sensibles à l'un des deux phénomènes.

Cette étude comporte plusieurs objectifs :

- tenter d'exciter et de détecter des ondes dans une gamme de fréquences où elles n'ont pu l'être antérieurement, là, précisément, où l'énergie est localisée dans l'adhésif.
- étudier plusieurs méthodes de mesures des célérités de phases des ondes de Rayleigh-Sezawa et les comparer.
- mettre au point une méthode pour traiter des matériaux non réfléchissants.

Le premier chapitre rappellera les notions théoriques de la propagation d'ondes élastiques en milieux isotropes. Nous envisagerons trois systèmes : un milieu semi-infini (onde de Rayleigh), une lame (onde de Lamb), et un milieu stratifié (O.R.S). Un assemblage collé sera alors considéré comme un système à trois milieux (lame-adhésif-substrat).

Dans le second chapitre, nous calculerons des courbes de dispersion du premier mode des O.R.S se propageant dans quelques assemblages constitués d'une lame de verre collée à un bloc de verre ainsi que les répartitions d'énergie de déformation permettant de localiser les zones de meilleure sensibilité de l'adhésion et de la cohésion. Cette étude servira à définir au mieux les échantillons à réaliser.

Dans le troisième chapitre, nous présenterons les méthodes de phase synchrone utilisées pour la détermination des courbes de dispersion de célérité ainsi que les deux bancs de mesures (banc à sonde B.M.I et banc du Knife-Edge) permettant la détection des O.R.S et à l'aide desquels les mesures seront réalisées. Nous exposerons aussi les différentes techniques d'excitation des ondes de surface : coin de plastique, sabots gravés, coins gravés ou peignes interdigités. Nous tenterons également d'identifier les causes d'évolutions de phase d'une des chaînes de mesure, pouvant entraîner des imprécisions.

Dans le quatrième chapitre nous caractériserons les différents éléments des assemblages que nous aurons à réaliser et en particulier, nous déterminerons les célérités longitudinale et transversale des éléments de ces assemblages, quand leurs dimensions le permettent.

Le cinquième chapitre traitera une partie essentielle de ce travail : l'étude des ondes de Rayleigh-Sesawa se propageant à la surface des assemblages prédéfinis et réalisés. Nous appliquerons différents traitements de surface en vue de modifier l'adhésion et de déterminer son incidence sur les courbes de dispersion. Nous tenterons aussi l'étude de milieu peu réfléchissants en les surmontant d'une lame réfléchissante (assemblage à quatre milieux).

Le sixième, et dernier chapitre, portera sur l'étude du problème inverse (identification). Par un algorithme approprié, nous calculerons les caractéristiques de l'adhésif afin de vérifier l'incidence des traitements de surface sur les caractéristiques de l'adhésif et du milieu peu réfléchissant.

La conclusion devra permettre de qualifier les ondes de Rayleigh-Sezawa pour ces différentes études et de proposer d'éventuels développements.

CHAPITRE 1 : RAPPELS THÉORIQUES

1. ÉQUATIONS FONDAMENTALES	16
1.1. Loi de Hooke.....	16
1.2. Principe fondamental de la dynamique.....	16
1.3. Calcul des composantes du déplacement pour un milieu isotrope	17
1.4. Calcul des composantes du tenseur des contraintes.....	20
1.5. Répartition d'énergie	20
2. ÉTUDE DE DIFFÉRENTS SYSTÈMES	21
2.1. Milieu semi-infini.....	21
2.2. Milieu lamellaire.....	22
2.3. Système composé de trois milieux.....	26
2.3.1. Étude du système	26
2.3.2. Expression littérale du déterminant	27
2.3.3. Expression du déterminant par blocs.....	28
2.4. Système à 5 milieux et généralisation à $n+1$ milieux.....	30
2.4.1. Système à cinq milieux.....	30
2.4.2. Système à $n+1$ milieux.....	31

Chapitre 1

RAPPELS THÉORIQUES

Ces rappels théoriques [LEB96] vont se borner à l'étude de la propagation d'ondes acoustiques de surface dans des milieux isotropes, sans perte et en acoustique linéaire.

1. ÉQUATIONS FONDAMENTALES

1.1. Loi de Hooke

Soit e_{kl} le tenseur des déformations; *en acoustique linéaire*, il peut s'exprimer en fonction du déplacement $\vec{D} = (u_1, u_2, u_3)$ par la relation :

$$e_{kl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) \quad (1.1.1)$$

où x_k est la $k^{\text{ième}}$ coordonnée d'un point dans le *repère orthonormé* $0, x_1, x_2, x_3$.

La loi de Hooke généralisée donne les composantes du tenseur des contraintes T_{ij} en fonction des composantes du tenseur des déformations par la relation :

$$T_{ij} = C_{ijkl} e_{kl} \quad (1.1.2)$$

avec C_{ijkl} tenseur de rigidité.

1.2. Principe fondamental de la dynamique

Le principe fondamental de la dynamique s'écrit :

$$m \vec{\gamma} = \sum \vec{F}$$

m étant la masse, $\vec{\gamma}$ l'accélération et \vec{F} les forces agissant sur le système.

Pour l'unité de volume, il s'écrit :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} = C_{ijkl} \frac{\partial e_{kl}}{\partial x_j} = \frac{1}{2} C_{ijkl} \left(\frac{\partial^2 u_k}{\partial x_j \partial x_l} + \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} \right) = C_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} \quad (1.2.1)$$

ρ étant la masse volumique.

Dans un milieu isotrope, les C_{ijkl} non nuls s'écrivent à l'aide des coefficients de Lamé μ et λ :

$$\left. \begin{aligned} C_{llll} &= \lambda + 2\mu \\ C_{llkk} &= \lambda \\ C_{lklk} &= C_{lkk l} = \mu \end{aligned} \right\} \text{ avec } l \neq k$$

Pour un milieu isotrope, la relation (1.2.1) devient :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i^2} + \lambda \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_i \partial x_j} + \mu \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_j \partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2}$$

Nous posons alors :

$$c_l = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \quad \text{et} \quad c_t = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (1.2.2)$$

les célérités des ondes de volume de compression (ondes longitudinales) et de cisaillement (ondes transversales). L'équation précédente devient :

$$\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = c_l^2 \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_i \partial x_j} \right) + c_t^2 \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_i \partial x_j} \right) \quad (1.2.3).$$

1.3. Calcul des composantes du déplacement pour un milieu isotrope

Nous étudions des ondes de surface pour lesquelles le vecteur de déplacement \vec{D} est contenu dans le plan sagittal défini par la direction de propagation Ox_1 et Ox_2 la normale à l'interface (profondeur) et donc $u_3 = 0$, l'équation (1.2.3) est vraie pour $i, j = 1, 2$ avec $i \neq j$.

Pour simplifier l'écriture nous posons alors $x_1 = x$, $x_2 = y$, $u_1 = u$ et $u_2 = v$ et l'équation devient,

pour $i = 1$ et $j = 2$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c_l^2 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} \right) + c_t^2 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} \right) \quad (1.3.1)$$

pour $i = 2$ et $j = 1$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = c_l^2 \left(\frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} \right) + c_t^2 \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} \right) \quad (1.3.2)$$

Nous posons $\bar{D} = \bar{D}_1(u_1, v_1, 0) + \bar{D}_t(u_t, v_t, 0)$.

La composante $\bar{D}_1(u_1, v_1, 0)$, dépendant seulement de c_1 , est un vecteur irrotationnel.

$$\begin{aligned} \text{rôt}(\bar{D}_1) &= \bar{0} \\ \text{rôt}(\bar{D}_1) = \bar{0} &\Rightarrow \frac{\partial v_1}{\partial x} - \frac{\partial u_1}{\partial y} = 0 \end{aligned} \quad (1.3.3)$$

La composante $\bar{D}_t(u_t, v_t, 0)$, dépendant seulement de c_t , est un vecteur à divergence nulle :

$$\begin{aligned} \text{div}(\bar{D}_t) &= 0 \\ \text{div}(\bar{D}_t) = 0 &\Rightarrow \frac{\partial u_t}{\partial x} + \frac{\partial v_t}{\partial y} = 0 \end{aligned} \quad (1.3.4)$$

$$\text{d'où} \quad \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 u_t}{\partial t^2} \quad \text{et} \quad \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 v_1}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 v_t}{\partial t^2} \quad (1.3.5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \bar{D}_1}{\partial t^2} &= c_1^2 \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_1}{\partial x \partial y} \\ \frac{\partial^2 v_1}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_1}{\partial x \partial y} \end{pmatrix} = c_1^2 \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_1}{\partial y^2} \\ \frac{\partial^2 v_1}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_1}{\partial x^2} \end{pmatrix} = c_1^2 \Delta(\bar{D}_1) \\ \frac{\partial^2 \bar{D}_t}{\partial t^2} &= c_t^2 \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 u_t}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 v_t}{\partial x \partial y} \\ \frac{\partial^2 v_t}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 u_t}{\partial x \partial y} \end{pmatrix} = c_t^2 \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 u_t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_t}{\partial x^2} \\ \frac{\partial^2 v_t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_t}{\partial y^2} \end{pmatrix} = c_t^2 \Delta(\bar{D}_t) \end{aligned}$$

Nous recherchons des solutions du type $u = f(y) e^{j(kx - \omega t)}$ (onde progressive se propageant suivant Ox et ayant une amplitude fonction de l'ordonnée y (pénétration de l'onde)).

$$\begin{aligned} \text{La relation} \quad \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_1}{\partial y^2} \quad \text{s'écrit alors} \\ -\omega^2 f(y) = -c_1^2 k^2 f(y) + c_1^2 \frac{\partial^2 f(y)}{\partial y^2} \end{aligned}$$

$$\text{Donc} \quad \frac{\partial^2 f(y)}{\partial y^2} - \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c_1^2}\right) f(y) = 0$$

En posant $r^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c_1^2}$ nous obtenons :

$$u_1 = (A_u e^{ry} + B_u e^{-ry}) e^{j(kx - \omega t)} \quad (1.3.6)$$

De même, en posant $s^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c_t^2}$:

$$u_t = (C_u e^{sy} + D_u e^{-sy}) e^{j(kx - \omega t)} \quad (1.3.7)$$

Pareillement pour les composantes de v , nous obtenons :

$$v_l = (A_v e^{ry} + B_v e^{-ry}) e^{j(kx - \omega t)} \quad \text{et} \quad v_t = (C_v e^{sy} + D_v e^{-sy}) e^{j(kx - \omega t)} \quad (1.3.8)$$

où les quantités A_u , B_u , C_u , D_u , A_v , B_v , C_v , et D_v sont des constantes d'intégration.

Or comme nous avons
$$\frac{\partial u_l}{\partial y} = \frac{\partial v_l}{\partial x} \quad \text{cf (1.3.3)}$$

il faut que
$$A_u r e^{ry} - B_u r e^{-ry} = j k A_v e^{ry} + j k B_v e^{-ry}$$

D'où par identification
$$A_v = -j \frac{r}{k} A_u \quad \text{et} \quad B_v = j \frac{r}{k} B_u$$

De même comme
$$\frac{\partial u_t}{\partial x} = -\frac{\partial v_t}{\partial y} \quad \text{cf (1.3.4)}$$

il faut que
$$C_v = -j \frac{k}{s} C_u \quad \text{et} \quad D_v = j \frac{k}{s} D_u$$

D'où l'expression des déplacements :

$$u = u_l + u_t = (A_u e^{ry} + C_u e^{sy} + B_u e^{-ry} + D_u e^{-sy}) e^{j(kx - \omega t)}$$

$$v = v_l + v_t = -j \left(\frac{r A_u}{k} e^{ry} - \frac{r B_u}{k} e^{-ry} + \frac{k C_u}{s} e^{sy} - \frac{k D_u}{s} e^{-sy} \right) e^{j(kx - \omega t)}$$

En posant pour simplifier l'écriture $A_u = k A$, $B_u = k B$, $C_u = s C$, $D_u = s D$

$$u = [k(A e^{ry} + B e^{-ry}) + s(C e^{sy} + D e^{-sy})] e^{j(kx - \omega t)} \quad (1.3.9)$$

$$v = -j[r(A e^{ry} - B e^{-ry}) + k(C e^{sy} - D e^{-sy})] e^{j(kx - \omega t)} \quad (1.3.10)$$

Si plusieurs milieux sont considérés, nous les distinguerons par un indice m , les constantes d'intégration seront obtenues par les conditions de passage (continuité des déplacements et des contraintes normales pour des liaisons solides) d'un milieu à un autre.

1.4. Calcul des composantes du tenseur des contraintes

D'après (1.1.1) et (1.1.2) :

$$T_{yy} = 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} + \lambda \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)$$

$$T_{yy} = [(-2 \mu j r^2 + j k^2 \lambda - j \lambda r^2) (A e^{ry} + B e^{-ry}) + (-2 \mu j k s + j k \lambda s - j k \lambda s) (C e^{sy} + D e^{-sy})] e^{j(kx-\omega t)}$$

$$\text{Or } r^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c_1^2} \quad \text{et} \quad s^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c_t^2} \quad \text{d'où} \quad r^2 = k^2 - \frac{(k^2 - s^2)c_t^2}{c_1^2} = k^2 - \frac{(k^2 - s^2)\mu}{(\lambda + 2\mu)}$$

$$\text{Donc } (2\mu + \lambda)r^2 - \lambda k^2 = (2\mu + \lambda)k^2 - (k^2 - s^2)\mu - \lambda k^2 = \mu(k^2 + s^2)$$

En posant $\alpha = \mu(k^2 + s^2)$ et $\beta = 2 \mu k s$, nous obtenons:

$$T_{yy} = -j[\alpha (A e^{ry} + B e^{-ry}) + \beta (C e^{sy} + D e^{-sy})] e^{j(kx-\omega t)} \quad (1.4.1)$$

De même

$$T_{xy} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad \text{et en posant } \Gamma = 2 \mu k r, \text{ nous obtenons :}$$

$$T_{xy} = [\Gamma(A e^{ry} - B e^{-ry}) + \alpha(C e^{sy} - D e^{-sy})] e^{j(kx-\omega t)} \quad (1.4.2)$$

1.5. Répartition d'énergie

L'énergie acoustique de déformation, par unité de volume, dans un milieu quelconque est donnée par $W = \frac{1}{2} C_{ijkl} e_{kl} e_{ij}$, soit pour un milieu isotrope

$$W = \frac{1}{2} \lambda e_{ii} \delta_{ij} e_{ij} + \mu e_{ij}^2$$

Pour l'onde étudiée, l'énergie acoustique s'écrit :

$$W = \frac{1}{2} \lambda (e_{11} + e_{22})^2 + \mu (e_{11}^2 + 2e_{12}^2 + e_{22}^2)$$

$$\text{avec } e_{11} = \frac{\partial u}{\partial x}, \quad e_{12} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \quad e_{22} = \frac{\partial v}{\partial y}.$$

En utilisant les parties réelles des composantes des déplacements, et en prenant la valeur moyenne temporelle de W , nous obtenons :

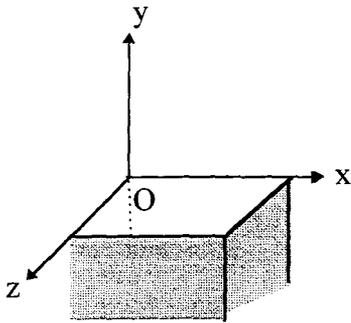
$$\langle W \rangle = \frac{\lambda}{4}(r^2 - k^2)L^{+2} + \frac{\mu}{2}(k^2L^+ + ksM^+)^2 + \frac{\mu}{2}(r^2L^+ - ksM^+)^2 + \frac{\mu}{4}(2krL^- + (k^2 + s^2)M^-)^2$$

avec $L^\pm = A e^{ry} \pm B e^{-ry}$ et $M^\pm = C e^{sy} \pm D e^{-sy}$.

Toutes ces expressions ainsi que celles des paragraphes 1.3 et 1.4 sont valables pour un milieu donné, A, B, C, D, s, r, α , β , Γ , μ , λ , c_1 et c_2 dépendent du milieu dans lequel la déformation se propage.

2. ÉTUDE DE DIFFÉRENTS SYSTÈMES

2.1. Milieu semi-infini



Soit un milieu m semi-infini dont la surface libre est confondue avec le plan Oxz (figure 1.1). Dans ce milieu peuvent se propager des ondes de Rayleigh, localisées en surface dont le vecteur polarisation est contenu dans le plan sagittal (Ox,Oy).

Figure 1.1

Pour être confinée, l'onde de surface doit décroître au fur et à mesure de sa pénétration dans le milieu, donc quand y tend vers $-\infty$, il faut que

$$\begin{cases} u \rightarrow 0 \\ v \rightarrow 0 \end{cases}$$

ce qui impose $B = D = 0$ dans les relations (1.3.9), (1.3.10), (1.4.1) et (1.4.2);

soit

$$\begin{cases} u = [kA e^{ry} + sC e^{sy}] e^{j(kx - \omega t)} \\ v = -j[rA e^{ry} + kC e^{sy}] e^{j(kx - \omega t)} \end{cases}$$

et

$$\begin{cases} T_{xy} = [\Gamma A e^{ry} + \alpha C e^{sy}] e^{j(kx - \omega t)} \\ T_{yy} = -j[\alpha A e^{ry} + \beta C e^{sy}] e^{j(kx - \omega t)} \end{cases}$$

Les conditions aux limites à la surface libre, en $y = 0$, imposent $(T_{yy})_{y=0} = 0$ et $(T_{xy})_{y=0} = 0$.

Cette double condition doit être vérifiée quels que soient x et t , le déterminant $\begin{vmatrix} \alpha & \beta \\ \Gamma & \alpha \end{vmatrix}$ doit donc être nul, c'est à dire $\alpha^2 - \beta\Gamma = 0$.

En remplaçant α , β , Γ par leurs expressions données au paragraphe 1.4 et en posant $\eta = \frac{c_R}{c_t}$ et $\xi = \frac{c_t}{c_l}$, nous aboutissons à l'équation classique dite de Rayleigh :

$$\eta^6 - 8\eta^4 + 8(3 - 2\xi^2)\eta^2 - 16(1 - \xi^2) = 0$$

c_R désignant la célérité des ondes de Rayleigh se propageant dans le milieu semi-infini.

Cette équation peut aussi s'écrire :

$$\left(2 - \frac{c_R^2}{c_t^2}\right)^2 = 4\left(1 - \frac{c_R^2}{c_t^2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{c_R^2}{c_l^2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.1.1)$$

Remarque : Les ondes de Rayleigh ne sont pas dispersives puisque l'équation (2.1.1) ne dépend pas de la fréquence.

2.2. Milieu lamellaire

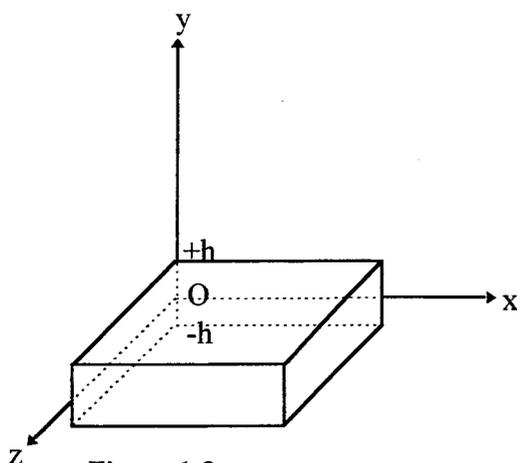


Figure 1.2

Soit le milieu m constitué d'une lame illimitée en étendue, d'épaisseur $e_m = 2h$, les plans de surface libre étant parallèles à (Oxz) d'ordonnées respectives $y = \pm h$ (figure 1.2).

Les composantes du vecteur déplacement (1.3.9) et (1.3.10) se réécrivent sous la forme :

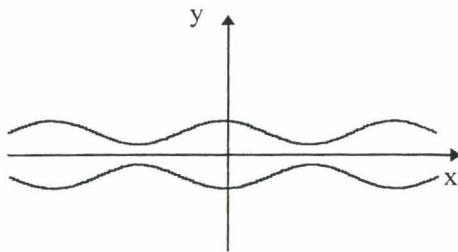
$$u = [kA \operatorname{ch}(ry) + sC \operatorname{ch}(sy) + kB \operatorname{sh}(ry) + sD \operatorname{sh}(sy)] e^{j(kx - \omega t)}$$

$$v = -j[rB \operatorname{ch}(ry) + kD \operatorname{ch}(sy) + rA \operatorname{sh}(ry) + kC \operatorname{sh}(sy)] e^{j(kx - \omega t)}$$

Remarque : Les constantes d'intégrations A, B, C et D n'ont plus la même signification que celles d'auparavant.

Alors le déplacement peut se décomposer en deux parties :

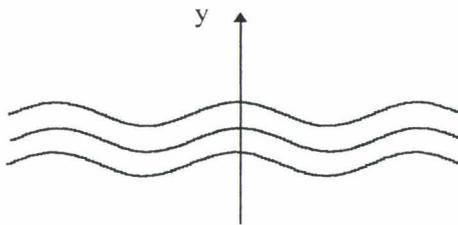
- un *mouvement symétrique* par rapport au plan médian, ce qui impose :



$$u_s(y) = u_s(-y) \quad \forall x$$

$$v_s(y) = -v_s(-y)$$

- un *mouvement antisymétrique* par rapport à la surface médiane, ce qui impose :



$$u_a(y) = -u_a(-y) \quad \forall x$$

$$v_a(y) = v_a(-y)$$

Chacune de ces parties est facilement reconnaissable dans les expressions de u et v

qui deviennent

$$\begin{cases} u = u_s + u_a \\ v = v_s + v_a \end{cases}$$

avec

$$u_s = [kA \operatorname{ch}(r_s y) + s_s C \operatorname{ch}(s_s y)] e^{j(kx - \omega t)}$$

$$v_s = -j[r_s A \operatorname{sh}(r_s y) + k C \operatorname{sh}(s_s y)] e^{j(kx - \omega t)}$$

et

$$u_a = [kB \operatorname{sh}(r_a y) + s_a D \operatorname{sh}(s_a y)] e^{j(kx - \omega t)}$$

$$v_a = -j[r_a B \operatorname{ch}(r_a y) + kD \operatorname{ch}(s_a y)] e^{j(kx - \omega t)}$$

r_s, s_s, r_a et s_a étant définis comme r et s par les équations du paragraphe 1.3, avec c égal respectivement à c_s ou c_a célérité des modes symétriques ou antisymétriques.

Ces deux types de déplacements correspondent à deux groupes différents : modes symétriques (u_s et v_s) et modes antisymétriques (u_a et v_a) des ondes de Lamb qui peuvent se propager dans la lame indépendamment l'un de l'autre.

Pour le mode symétrique, les contraintes s'écrivent :

$$\begin{aligned} T_{yy_s} &= -j[\alpha_s A \operatorname{ch}(r_s y) + \beta_s C \operatorname{ch}(s_s y)] e^{j(kx - \omega t)} \\ T_{xy_s} &= [\Gamma_s A \operatorname{sh}(r_s y) + \alpha_s C \operatorname{sh}(s_s y)] e^{j(kx - \omega t)}. \end{aligned}$$

Les conditions aux limites imposent $(T_{yy})_{y=\pm h} = 0$ et $(T_{xy})_{y=\pm h} = 0$, conditions équivalentes à l'annulation du déterminant $\begin{vmatrix} \alpha_s \operatorname{ch}(r_s h) & \beta_s \operatorname{ch}(s_s h) \\ \Gamma_s \operatorname{sh}(r_s h) & \alpha_s \operatorname{sh}(s_s h) \end{vmatrix}$.

Le même raisonnement est appliqué au mode antisymétrique.

Il en résulte les équations de propagation :

$$\text{- des modes symétriques : } \quad \left(2 - \frac{c_s^2}{c_t^2}\right)^2 \operatorname{th}(s_s h) = 4 \left(1 - \frac{c_s^2}{c_t^2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{c_s^2}{c_l^2}\right)^{\frac{1}{2}} \operatorname{th}(r_s h) \quad (2.2.1)$$

$$\text{- des modes antisymétriques : } \quad \left(2 - \frac{c_a^2}{c_t^2}\right)^2 \operatorname{th}(r_a h) = 4 \left(1 - \frac{c_a^2}{c_t^2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{c_a^2}{c_l^2}\right)^{\frac{1}{2}} \operatorname{th}(s_a h) \quad (2.2.2)$$

Les ondes de Lamb sont dispersives puisque les relations (2.2.1) et (2.2.2) dépendent de la fréquence à travers r et s . Les modes symétriques et antisymétriques se propagent avec des célérités différentes. Le comportement asymptotique des équations de dispersion ((2.2.1) et (2.2.2)) est obtenu en faisant tendre ωh vers ∞ pour diverses valeurs possibles de c_a et c_s par rapport à c_l et c_t , le tableau 1.1 rassemble ces résultats.

La célérité des ondes de Lamb symétriques tend vers celle des ondes de Rayleigh ou des ondes transversales selon leur valeur comparée à c_t (tableau 1.1a).

Mode	Symétrique		
Conditions sur c_s	$c_s < c_t$	$c_t \leq c_s < c_l$	$c_l \leq c_s$
Nature de r et s	r et s réels	r réel et s imaginaire	r et s imaginaires
Limite des tangentes hyperb	$\text{th}(r_s h) \rightarrow 1$ $\text{th}(s_s h) \rightarrow 1$	$\text{th}(r_s h) \rightarrow 1$ $-1 < \text{th}(s_s h) < 1$	$-1 < \text{th}(r_s h) < 1$ $-1 < \text{th}(s_s h) < 1$
Equation asymptotiques	$(2 - \frac{c_s^2}{c_t^2})^2 = 4(1 - \frac{c_s^2}{c_t^2})^{\frac{1}{2}}(1 - \frac{c_s^2}{c_l^2})^{\frac{1}{2}}$ équ de Rayleigh (2.1.1)	$\text{th}(s_s h)(2 - \frac{c_s^2}{c_t^2})^2 = 4(1 - \frac{c_s^2}{c_t^2})^{\frac{1}{2}}(1 - \frac{c_s^2}{c_l^2})^{\frac{1}{2}}$	$\text{th}(s_s h)(2 - \frac{c_s^2}{c_t^2})^2 = 4(1 - \frac{c_s^2}{c_t^2})^{\frac{1}{2}}(1 - \frac{c_s^2}{c_l^2})^{\frac{1}{2}} \text{th}(r_s h)$ (2.2.1)
Cél. asympt	c_R	c_t	pas de limite apparente

Tableau 1.1a

Par contre pour les *modes antisymétriques*, une seule limite est trouvée : la célérité des ondes de Rayleigh (tableau 1.1b).

Mode	Antisymétrique		
Condition sur c_a	$c_a < c_t$	$c_t \leq c_a < c_l$	$c_l \leq c_a$
Nature de r et s	r et s réels	r réel et s imaginaire	r et s imaginaires
Limite des tangentes hyperbo	$\text{th}(r_a h) \rightarrow 1$ $\text{th}(s_a h) \rightarrow 1$	$\text{th}(r_a h) \rightarrow 1$ $-1 < \text{th}(s_a h) < 1$	$-1 < \text{th}(r_a h) < 1$ $-1 < \text{th}(s_a h) < 1$
Equation asymptotiques	$(2 - \frac{c_a^2}{c_t^2})^2 = 4(1 - \frac{c_a^2}{c_t^2})^{\frac{1}{2}}(1 - \frac{c_a^2}{c_l^2})^{\frac{1}{2}}$ équation de Rayleigh (2.1.1)	$(2 - \frac{c_a^2}{c_t^2})^2 = 4(1 - \frac{c_a^2}{c_t^2})^{\frac{1}{2}}(1 - \frac{c_a^2}{c_l^2})^{\frac{1}{2}} \text{th}(s_a h)$	$\text{th}(r_a h)(2 - \frac{c_a^2}{c_t^2})^2 = 4(1 - \frac{c_a^2}{c_t^2})^{\frac{1}{2}}(1 - \frac{c_a^2}{c_l^2})^{\frac{1}{2}} \text{th}(s_a h)$ (2.2.2)
Cél. asympt	c_R	pas de limite apparente	pas de limite apparente

Tableau 1.1b

2.3. Système composé de trois milieux

2.3.1. Étude du système

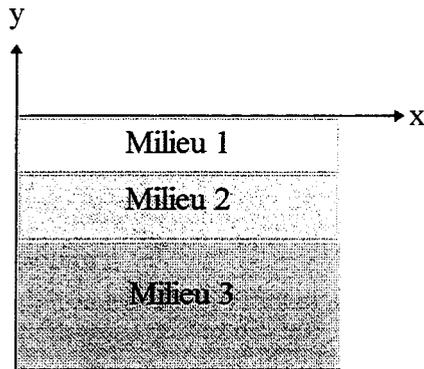


Figure 1.3

Soit maintenant un système stratifié (figure 1.3) composé d'un substrat semi-infini (milieu 3) sur lequel sont déposées 2 couches solides de matériaux différents. Ces 3 milieux sont toujours supposés isotropes, homogènes et sans perte.

Chaque milieu est caractérisé par un indice ($m = 1, 2, 3$).

Pour chaque milieu, les déplacements u_m et v_m et les contraintes T_{yy_m} et T_{xy_m} , peuvent s'exprimer en fonction de quatre constantes d'intégration A_m, B_m, C_m, D_m (l'indice m repérant le milieu considéré) à partir des équations (1.3.9), (1.3.10) et les expressions du paragraphe (1.4).

L'onde étant localisée en surface, elle doit s'évanouir dans le substrat : il faut donc que, lorsque y tend vers $-\infty$, les déplacements dans ce milieu soient nuls. Ceci impose $B_3 = D_3 = 0$.

Il reste donc 10 ($= 4 \cdot 2 + 2$) constantes d'intégration à déterminer à partir des conditions aux limites pour exprimer les déplacements et la répartition d'énergie.

—→ l'interface air-milieu 1 est une surface libre, d'où $(T_{yy})_{y=0} = (T_{xy})_{y=0} = 0$, ce qui donne deux équations.

Chaque interface nous impose des conditions de continuité (en supposant un contact parfait et solide entre deux couches) :

—→ à chaque interface milieu m - milieu $m+1$, il y a continuité des déplacements

et des contraintes, ce qui impose

$$\begin{matrix} u_m = u_{m+1} \\ v_m = v_{m+1} \end{matrix} \text{ et } \begin{matrix} T_{yy_m} = T_{yy_{m+1}} \\ T_{xy_m} = T_{xy_{m+1}} \end{matrix},$$

soit huit équations.

Finalement nous obtenons un système de dix équations à dix inconnues : les constantes d'intégration. Afin que puissent exister des solutions non triviales, le déterminant formé par ce système doit s'annuler. Sa complexité n'autorise que des solutions numériques qui permettent de calculer la célérité de phase c des ondes de surface en fonction de la fréquence.

2.3.2. Expression littérale du déterminant

Posant $X_{ij} = \exp(r_i h_j)$ et $Y_{ij} = \exp(s_i h_j)$ où l'indice m devenant i ($i = 1, 2$ ou 3) représente le milieu considéré, et l'indice j ($j = 1$ ou 2) l'ordonnée de l'interface considérée, r_i et s_i définis au paragraphe 1.3 sont relatifs au milieu considéré d'indice i .

exemple : $r_1 h_1$ r_1 (caractéristique du milieu 1).

h_1 (ordonnée de l'interface (1-2)).

Nous pouvons toujours rendre réel le déterminant en multipliant des colonnes par le nombre complexe j , nous obtenons un déterminant dont l'écriture, pour être simplifiée, peut être décomposée en différents blocs.

2.3.3. Expression du déterminant par blocs

$$\begin{vmatrix}
 \boxed{(0)} & 0 & 0 \\
 \boxed{(11)} & \boxed{(21)} & 0 \\
 0 & \boxed{(22)} & \boxed{(32)}
 \end{vmatrix} = 0$$

Le bloc (0) contient l'expression des contraintes à la surface libre de l'assemblage.

(11) l'expression des déplacements et des contraintes dans le milieu 1 à l'interface 1.

(21) l'expression opposée des déplacements et des contraintes dans le milieu 2 à l'interface 1.

(22) l'expression des déplacements et des contraintes dans le milieu 2 à l'interface 2.

(32) l'expression opposée des déplacements et des contraintes dans le milieu 3 à l'interface 2.

L'écriture du déterminant par blocs est facilement programmable et peut être étendue à des systèmes comportant un plus grand nombre de milieux.

$$\begin{matrix}
 j=1 & \boxed{i=1} \\
 & i=2 \\
 j=2 & \boxed{i=3}
 \end{matrix}$$

$$\text{bloc (0)} = \begin{array}{|cccc|} \hline +\alpha_1 & +\alpha_1 & +\beta_1 & +\beta_1 \\ \hline +\Gamma_1 & -\Gamma_1 & +\alpha_1 & -\alpha_1 \\ \hline \end{array}$$

$$\text{bloc (11)} = \begin{array}{|cccc|} \hline ke^{r_1 h_1} & ke^{-r_1 h_1} & s_1 e^{s_1 h_1} & s_1 e^{-s_1 h_1} \\ r_1 e^{r_1 h_1} & -r_1 e^{-r_1 h_1} & ke^{s_1 h_1} & -ke^{-s_1 h_1} \\ \alpha_1 e^{r_1 h_1} & \alpha_1 e^{-r_1 h_1} & \beta_1 e^{s_1 h_1} & \beta_1 e^{-s_1 h_1} \\ \Gamma_1 e^{r_1 h_1} & -\Gamma_1 e^{-r_1 h_1} & \alpha_1 e^{s_1 h_1} & -\alpha_1 e^{-s_1 h_1} \\ \hline \end{array}$$

$$\text{bloc (21)} = \begin{array}{|cccc|} \hline -ke^{r_2 h_1} & -ke^{-r_2 h_1} & -s_2 e^{s_2 h_1} & -s_2 e^{-s_2 h_1} \\ -r_2 e^{r_2 h_1} & r_2 e^{-r_2 h_1} & -ke^{s_2 h_1} & ke^{-s_2 h_1} \\ -\alpha_2 e^{r_2 h_1} & -\alpha_2 e^{-r_2 h_1} & -\beta_2 e^{s_2 h_1} & -\beta_2 e^{-s_2 h_1} \\ -\Gamma_2 e^{r_2 h_1} & \Gamma_2 e^{-r_2 h_1} & -\alpha_2 e^{s_2 h_1} & \alpha_2 e^{-s_2 h_1} \\ \hline \end{array}$$

$$\text{bloc (22)} = \begin{array}{|cccc|} \hline ke^{r_2 h_2} & ke^{-r_2 h_2} & s_2 e^{s_2 h_2} & s_2 e^{-s_2 h_2} \\ r_2 e^{r_2 h_2} & -r_2 e^{-r_2 h_2} & ke^{s_2 h_2} & -ke^{-s_2 h_2} \\ \alpha_2 e^{r_2 h_2} & \alpha_2 e^{-r_2 h_2} & \beta_2 e^{s_2 h_2} & \beta_2 e^{-s_2 h_2} \\ \Gamma_2 e^{r_2 h_2} & -\Gamma_2 e^{-r_2 h_2} & \alpha_2 e^{s_2 h_2} & -\alpha_2 e^{-s_2 h_2} \\ \hline \end{array}$$

$$\text{bloc (32)} = \begin{array}{|cc|} \hline -ke^{r_3 h_2} & -s_3 e^{s_3 h_2} \\ -r_3 e^{r_3 h_2} & -ke^{s_3 h_2} \\ -\alpha_3 e^{r_3 h_2} & -\beta_3 e^{s_3 h_2} \\ -\Gamma_3 e^{r_3 h_2} & -\alpha_3 e^{s_3 h_2} \\ \hline \end{array}$$

Ainsi en annulant le déterminant, nous trouvons les courbes de dispersion de célérité de phase des ondes se propageant dans l'assemblage considéré, nous pouvons aussi calculer les variations des amplitudes de déplacements en fonction de la profondeur dans l'échantillon ainsi que la répartition d'énergie de déformation et ce pour différents points de ces courbes. Ceci constitue le problème direct.

2.4.2. Système à n+1 milieux

La généralisation du procédé précédent à n + 1 milieux est facile :

En $y = 0$ il faut avoir : $T_{xy1} = 0$ et $T_{yy1} = 0$ et, puisque l'onde doit être de surface,

$$B_{n+1} = D_{n+1} = 0$$

La continuité des déplacements et des contraintes donne:

$$\text{Pour } m \neq 0 \text{ en } y = h_m \text{ et } \forall x, u_m = u_{m+1}, v_m = v_{m+1}, T_{yym} = T_{yym+1} \text{ et } T_{xym} = T_{xym+1}$$

Il faudra donc annuler un déterminant $(4n+2)*(4n+2)$ pour obtenir la célérité c en fonction de la fréquence.

Remarques : Dénomination des différents types d'ondes

Dans un milieu d'indice m ,

- si $c < c_1 < c_1$: les amplitudes de déplacement et les énergies sont exprimées par des exponentielles réelles, ce sont des ondes dites de Rayleigh,
- si $c_1 < c < c_1$: les amplitudes de déplacement et les énergies comportent des exponentielles réelles en r_m et des sinus et des cosinus en s_m , ce sont des ondes dites de Rayleigh-Sezawa,
- si $c_1 < c_1 < c$: les amplitudes et les énergies sont exprimées par des sinus et des cosinus, ce sont des ondes dites de Sezawa.

Il est évident que ces qualificatifs sont relatifs à un milieu et peuvent changer pour un autre milieu d'indice différent.

CHAPITRE 2 : CALCUL DE QUELQUES ASSEMBLAGES

DÉFINITION DE L'ASSEMBLAGE À RÉALISER

<i>1. CALCUL DE LA DISPERSION DE CÉLÉRITÉ DE PHASE POUR DIFFÉRENTES GÉOMÉTRIES</i>	<i>32</i>
<i>2. DÉFINITION D'UN ASSEMBLAGE À RÉALISER.....</i>	<i>36</i>
<i>3. ÉTUDE DES RÉPARTITIONS D'ÉNERGIE DE DÉFORMATION EN FONCTION DE LA PROFONDEUR.....</i>	<i>37</i>
<i>4. CONCLUSION</i>	<i>39</i>

Chapitre 2

CALCUL DE QUELQUES ASSEMBLAGES

DÉFINITION DE L'ASSEMBLAGE À RÉALISER

Dans ce chapitre, nous calculerons des courbes de dispersion des ondes de Rayleigh-Sezawa se propageant dans quelques assemblages constitués d'une lame de verre collée sur un bloc de verre en nous limitant aux premiers modes. Nous allons étudier les répartitions d'énergie de déformation afin de localiser les zones de fréquences où la sensibilité à l'adhésion ou à la cohésion est la meilleure. Cette étude part de valeurs numériques réalistes tenant compte d'études antérieures faites au laboratoire [LEB96]. Son objectif premier est de définir au mieux les échantillons à réaliser.

1. CALCUL DE LA DISPERSION DE CÉLÉRITÉ DE PHASE POUR DIFFÉRENTES GÉOMÉTRIES

La célérité des ondes de RAYLEIGH-SEZAWA est calculée en fonction de la fréquence par annulation du déterminant à 3 milieux établi au paragraphe 2.3.3 du chapitre précédent. Afin d'analyser les différents modes de célérité d'ondes de Rayleigh-Sezawa se propageant à la surface d'une lame de verre collée à l'aide de l'adhésif NOA 68 à un substrat de verre, nous avons réalisé une étude systématique pour différentes valeurs du rapport e_2/e_1 de l'épaisseur e_2 de l'adhésif sur celle e_1 de la lame. L'épaisseur de l'adhésif est choisie constante et égale à 50 μ m, seule celle de la lame varie. Le tableau 2.1 donne les différentes valeurs de e_1 et du rapport e_2/e_1 exprimé en % pour lesquelles les calculs ont été réalisés.

Épaisseur e_1 (mm) de la lame	0,5	1,5	2,5	3,3	5	10
Rapport e_2/e_1 en %	10	3,3	2	1,5	1	0,5

Tableau 2.1

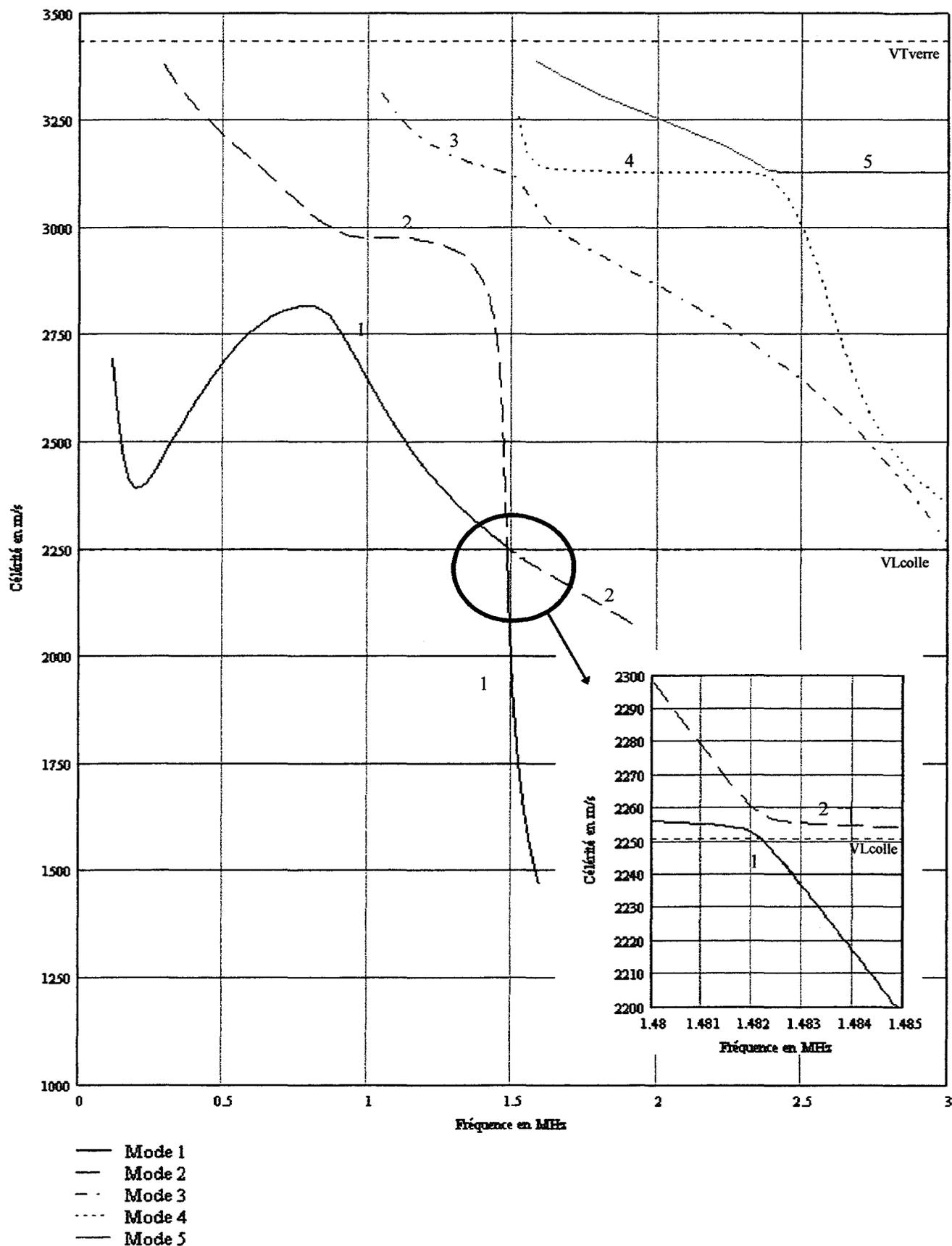


Figure 2.1 : Courbes de dispersion des différents modes d'un assemblage verre sur verre collés à l'aide de la NOA68 et de rapport $\underline{e_2/e_1}$ de 3,3%.

La figure 2.1 représente les courbes de dispersion de célérité de phase des différents modes pour un rapport e_2/e_1 de 3,3%.

Au premier abord, nous pourrions croire à l'intersection des modes (1) et (2) pour une fréquence voisine de 1,5 MHz et une célérité de 2250 m/s. Mais un balayage en fréquences très serré montre qu'il n'en est rien. Ceci est illustré par l'agrandissement de la figure 2.1 au voisinage de cette fréquence.

Plutôt que de donner toutes les courbes de dispersion $c = f(F)$ calculées pour les différents rapports e_2/e_1 du tableau 2.1, nous avons préféré choisir une représentation généralisée en fonction du produit fréquence \times épaisseur de la lame (e_1).

En effet l'analyse du déterminant montre que les α_i , β_i , Γ_i , r_i et s_i qui apparaissent dans le déterminant ne sont fonction que du milieu; par contre les arguments $r_i h_j$ et $s_i h_j$ des exponentielles peuvent s'écrire :

$$r h = \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c_1^2} \right)^{1/2} h = (1/c^2 - 1/c_1^2)^{1/2} 2 \pi f h ,$$

$$s h = \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c_t^2} \right)^{1/2} h = (1/c^2 - 1/c_t^2)^{1/2} 2 \pi f h .$$

Ces deux termes sont fonction du produit fréquence f par l'épaisseur h , ce qui explique le mode de représentation choisi plus général.

La figure 2.2 représente les courbes de dispersion de célérité du premier mode obtenues pour les différents rapports e_2/e_1 du tableau 2.1 dans les mêmes conditions et avec les mêmes données que celles de la figure 2.1.

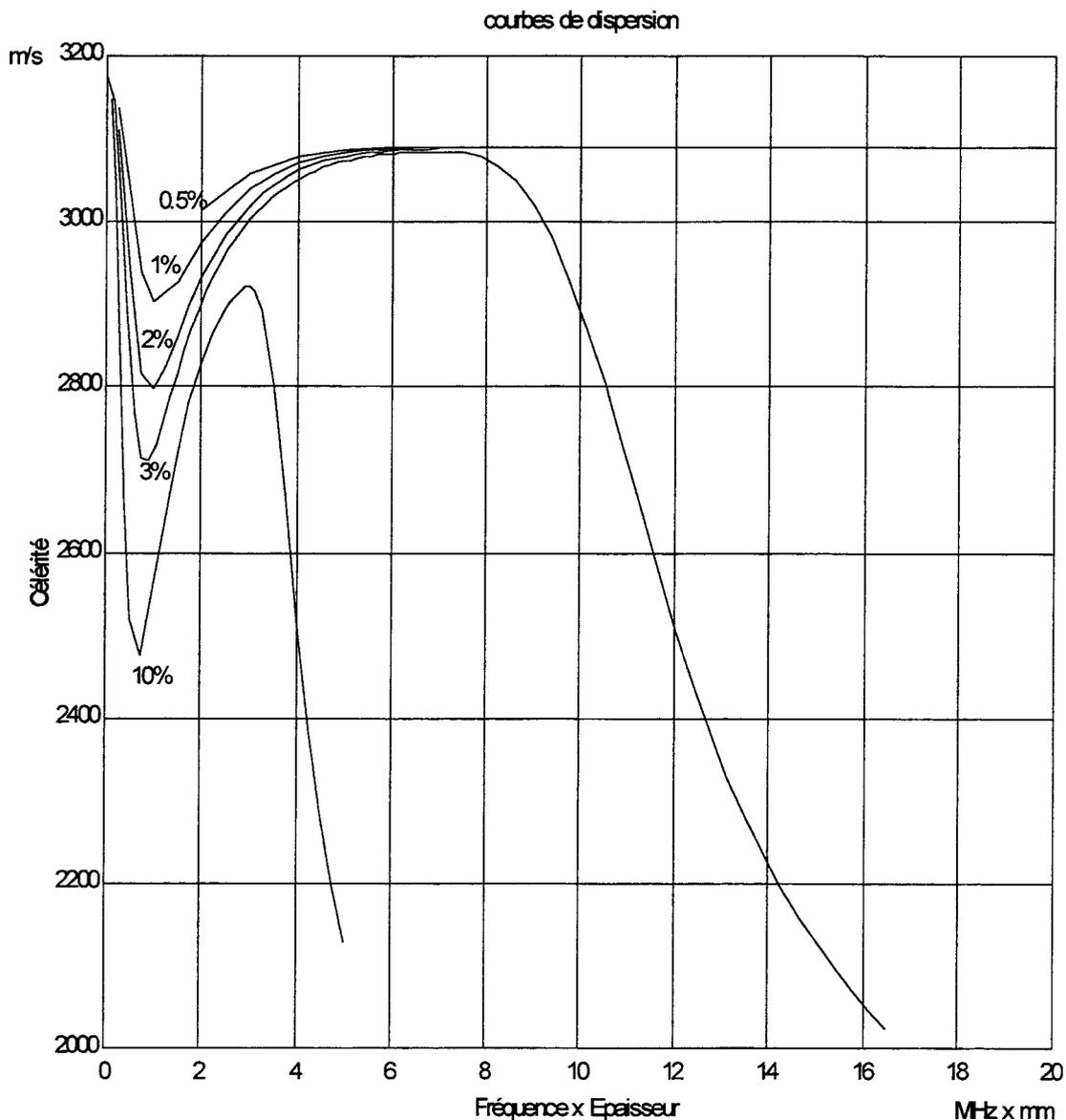


Figure 2.2 : courbe de célérité de phase du mode 1 en fonction
du produit fréquence \times épaisseur de la lame (e_1)
pour différents rapports e_2/e_1

Ces résultats numériques montrent que ces courbes se « compriment » vers la gauche avec la croissance du rapport e_2/e_1 , le creux est d'autant profond que l'épaisseur de la lame est faible et aux fréquences assez élevées, les célérités du premier mode décroissent rapidement.

2. DÉFINITION D'UN ASSEMBLAGE À RÉALISER

Un assemblage S intéressant avait été réalisé [LEB96]; il s'agit d'un assemblage lame de verre-adhésif (NOA 68)-substrat de verre dont les caractéristiques sont reportées dans le tableau 2.2 (assemblage S). La courbe de dispersion du premier mode est donnée à la figure 2.3 (courbe S). La partie intéressante, partie où Sabine LEBRUN avait remarqué que la célérité semblait sensible à la cohésion et à l'adhésion se situe pour les fréquences les plus hautes $F > 1,6$ MHz. Or la sonde de mesure est peu sensible dans cette région. Nous avons donc cherché à modifier les épaisseurs pour déplacer la courbe vers les fréquences basses, cela permettra par ailleurs d'augmenter la longueur d'onde acoustique et de faciliter la réalisation de transducteurs immergés dans la colle comme nous le verrons au paragraphe suivant.

Pour atteindre cet objectif, les épaisseurs de la lame et de l'adhésif ont été multipliées par 1,5 conformément au tableau 2.2 (assemblage Z).

Milieu	Assemblage S			Assemblage Z		
	lame	adhésif	substrat	lame	adhésif	substrat
$\rho(\text{kg/m}^3)$	2530	1120	2530	idem		
$C_l(\text{m/s})$	5849	2251	5849			
$C_t(\text{m/s})$	3437	932	3437			
$e(\mu\text{m})$	1981	380	infini	2971,5	570	infini

Tableau 2.2

La courbe de dispersion calculée (courbe Z) (figure 2.3) décale la courbe S vers des fréquences plus basses et la zone descendante est beaucoup plus étendue.

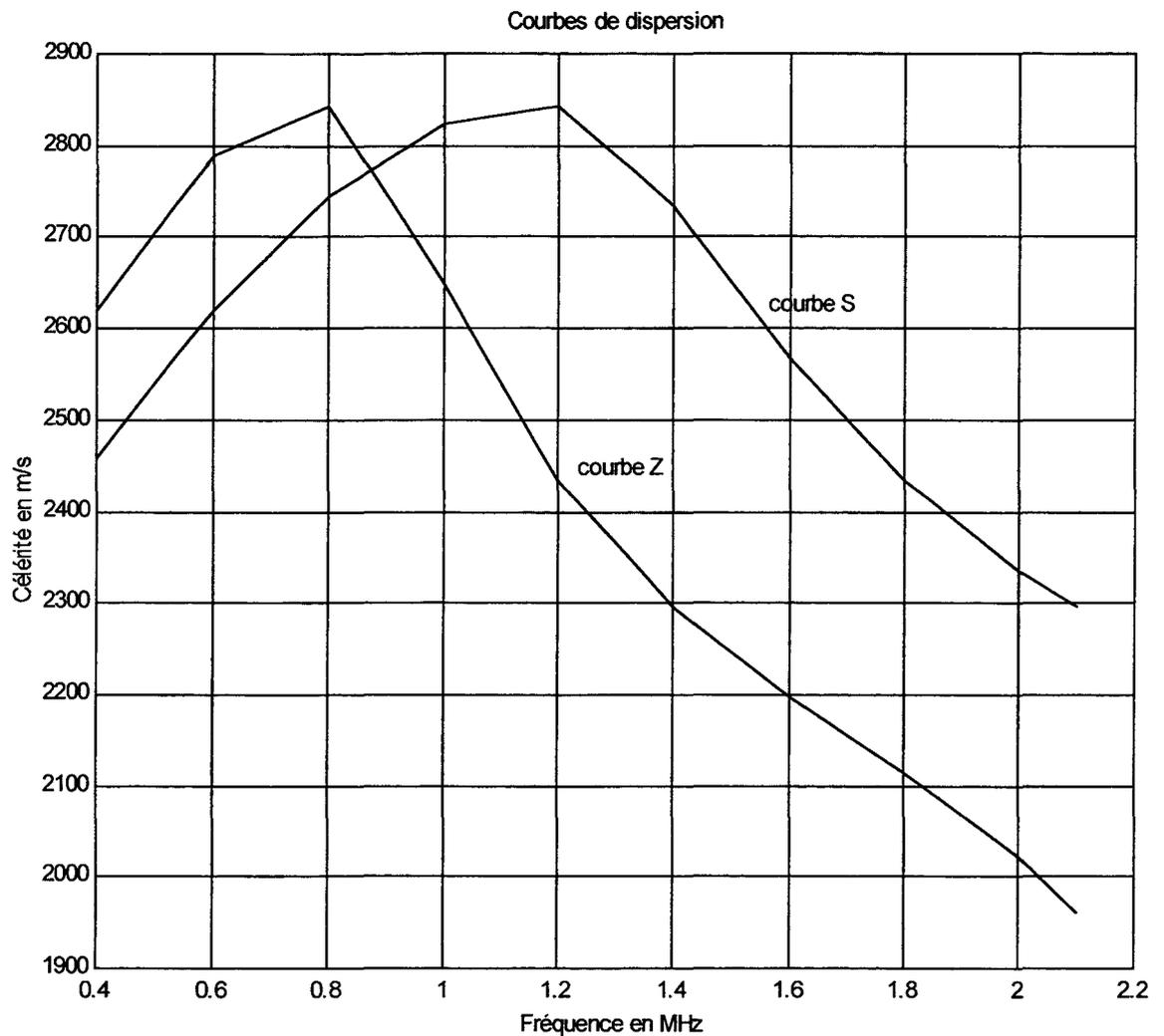
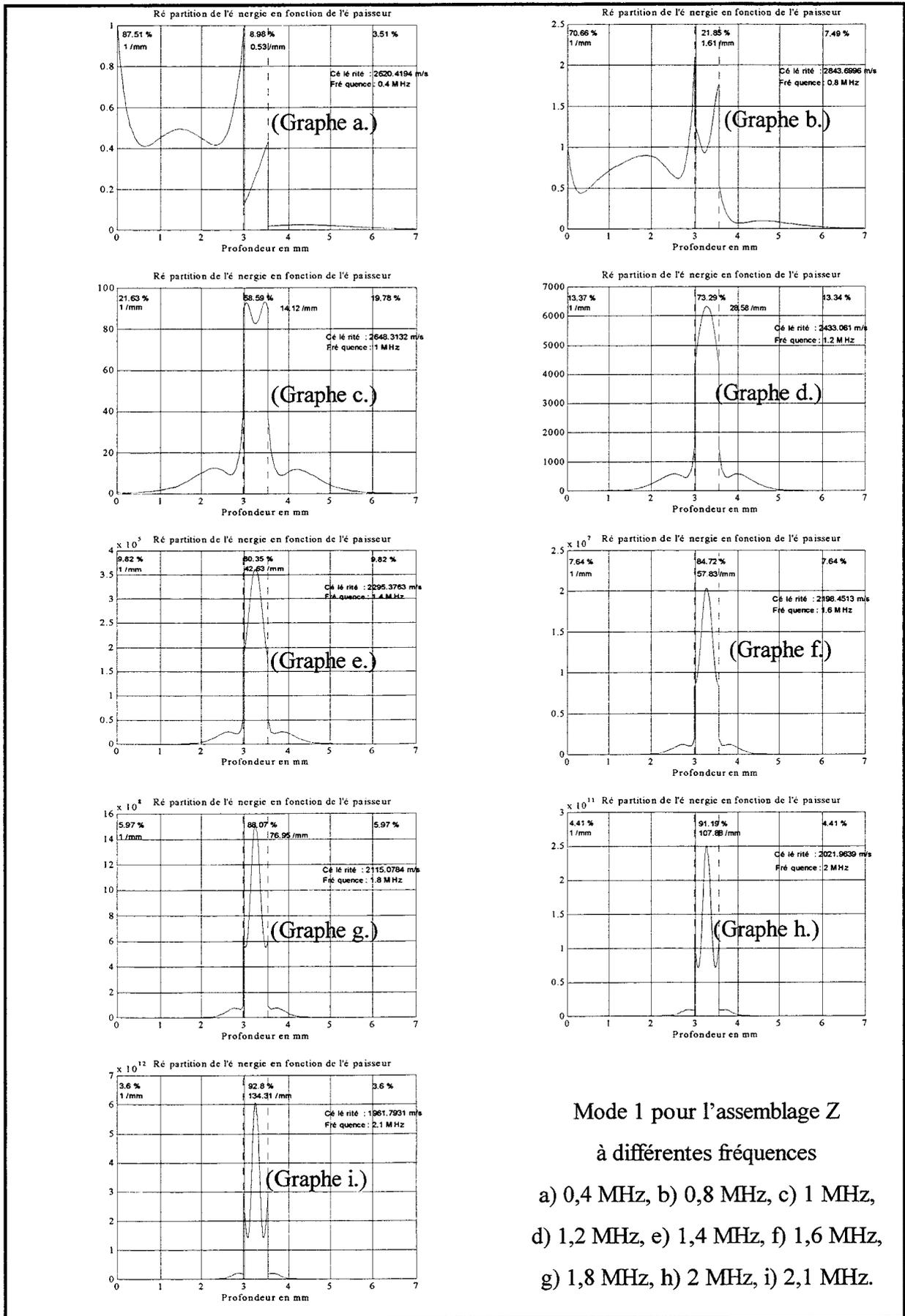


Figure 2.3 : Courbes théoriques de dispersion du mode 1
correspondant aux assemblages S et Z

3. ÉTUDE DES RÉPARTITIONS D'ÉNERGIE DE DÉFORMATION EN FONCTION DE LA PROFONDEUR

Les zones des courbes de dispersion particulièrement sensibles à l'adhésion et à la cohésion dépendent de l'énergie acoustique qui se trouve dans les régions de l'adhésif, c'est pourquoi nous allons calculer maintenant, pour la géométrie choisie (assemblage Z), les répartitions d'énergie en fonction de la profondeur à différentes fréquences pour le premier mode. Ces résultats sont regroupés à la figure 2.4. L'énergie totale de chaque milieu est exprimée en pour-cent par rapport à l'énergie de surface choisie égale à l'unité.



Mode 1 pour l'assemblage Z
à différentes fréquences
a) 0,4 MHz, b) 0,8 MHz, c) 1 MHz,
d) 1,2 MHz, e) 1,4 MHz, f) 1,6 MHz,
g) 1,8 MHz, h) 2 MHz, i) 2,1 MHz.

Figure 2.4 : Répartition de l'énergie en fonction de la profondeur (mm)

Rq : Ce mode de représentation entraîne la quasi disparition de la visibilité de l'énergie de surface

Pour les fréquences basses (graphes a et b) $f = 0,4$ et $0,8$ MHz, l'énergie est surtout localisée dans la lame de verre. Il y a cependant de l'énergie dans l'adhésif (8,98 % et 21,85 %).

Pour des fréquences égales ou supérieures à 1 MHz, toute l'énergie se concentre dans l'adhésif. Plus la fréquence croît, plus l'énergie est localisée au coeur de l'adhésif, donc en cette région ($f \geq 1$ MHz), la célérité devrait être surtout sensible à la cohésion. De plus dans les régions correspondantes aux graphes c et d; ($f = 1$ et $1,2$ MHz) elle serait également sensible à l'adhésion.

Ce sont donc les régions correspondant à $F \geq 1$ MHz qui devraient être les plus intéressantes. Il faut cependant remarquer que le manque d'énergie dans la lame de verre et particulièrement à sa surface extérieure risque de nous poser des problèmes pour exciter ces ondes qui seraient les plus sensibles. Il est à remarquer que toutes ces fréquences restent dans la gamme de mesure de notre banc de mesure.

Remarque :

Les densités linéiques d'énergie moyennes données sur les graphes des représentations des énergies sont calculées dans les différentes régions par le quotient de l'énergie totale dans la zone par son épaisseur en prenant comme unité la valeur correspondante dans la lame de verre supérieure..

4. CONCLUSION

Cette étude nous a permis de distinguer les différents modes d'ondes de Rayleigh-Sezawa se propageant dans un assemblage collé. Ces modes sont séparés contrairement à ce que l'on aurait pu croire. Les répartitions d'énergie de déformation nous ont montré que pour le premier mode, dans la gamme de fréquences $[1 - 2,1]$ MHz, l'énergie est concentrée dans l'adhésif; résultat qui nous servira dans la suite lors d'une étude expérimentale.

Chapitre 3 : TECHNIQUES DE MESURE ET PRÉCISION

1. EXCITATION DES ONDES DE SURFACES	40
1.1. <i>Par conversion d'ondes de volume</i>	40
1.1.1. Coin de plastique.....	42
1.1.2. Sabots gravés.....	42
1.1.3. Coins gravés.....	43
1.2. <i>Par peignes interdigités</i>	45
2. EXCITATION ET DÉTECTION DE L'ONDE DE SURFACE À L'AIDE DE LA SONDE HÉTÉRODYNE	46
3. TRAITEMENT DU SIGNAL.....	47
3.1. <i>Méthode analogique</i>	47
3.1.1. Traitement électronique du signal $s(t)$	47
3.1.2. Traitement numérique du signal $s(t)$ par transformée de Fourier.....	48
3.1.3. Inconvénients de la méthode.....	48
3.2. <i>Méthode numérique</i>	48
3.3. <i>Comparaison des deux méthodes</i>	48
3.4. <i>Méthode d'ajustement</i>	50
3.5. <i>Etude de la reproductibilité des mesures par les trois méthodes</i>	51
3.6. <i>Causes d'imprécisions des mesures</i>	52
3.6.1. Fluctuations d'amplitudes.....	52
3.6.2. Fluctuations de la sonde hétérodyne.....	52
3.6.3. Origine des fluctuations	52
3.6.4. Évaluation de l'imprécision due à ces fluctuations.....	55

4. ÉTUDE DES CHAMPS DE PHASE.....	56
4.1. <i>Description du dispositif</i>	56
4.2. <i>Imprécision</i>	57
4.2.1. Étude des maximums de phase.....	57
4.2.2. Ajustement linéaire.....	57
5. BANC DE MESURE DU« KNIFE-EDGE » (B.K.E)	58
5.1. <i>Caractéristiques générales</i>	58
5.2. <i>Système optique</i>	58
5.3. <i>Traitement électrique</i>	60
6. CONCLUSION	60

Chapitre 3

TECHNIQUES DE MESURE ET PRÉCISION

L'objectif de ce chapitre est d'exposer la méthode de phase synchrone servant à la détermination de la célérité de phase des ondes étudiées.

Les mesures sont réalisées à l'aide de deux bancs différents :

Le premier, couvrant la gamme 0,5 - 3 MHz, utilise une sonde hétérodyne (sonde BMI) comme élément de mesure. Nous le désignerons par le sigle (B.S.H) (banc à sonde hétérodyne).

Le second, couvrant la gamme 1 - 25 MHz, utilise la méthode dite du « Knife-Edge » ou écran à bord mince, nous le nommerons par le sigle (B.K.E).

La méthode de phase synchrone est exploitée à l'aide de deux techniques :

- une technique analogique qui utilise des ondes sinusoïdales entretenues.
- une technique numérique qui nécessite des trains d'ondes sinusoïdales.

Ces deux techniques sont compatibles avec le banc (B.S.H) tandis que le banc (B.K.E) n'exploite que la première.

Les transducteurs pour exciter les ondes de surface dépendent évidemment des techniques et des bancs de mesures utilisés.

1. EXCITATION DES ONDES DE SURFACES

1.1. Par conversion d'ondes de volume

Nous utilisons des transducteurs piézo-électriques amortis, adaptés au plexiglas, pour exciter des ondes de volume longitudinales ou de compression transformées ensuite en ondes de surface. Pour couvrir la gamme de fréquences du banc (B.S.H), des transducteurs de fréquence nominale 0,5, 1 et 2,2 MHz sont utilisés; le tableau 3.1 présente leurs gammes respectives à -6 dB. Les spectres d'amplitudes (figure 3.1) fournissent les gammes de fréquences de chaque transducteur.

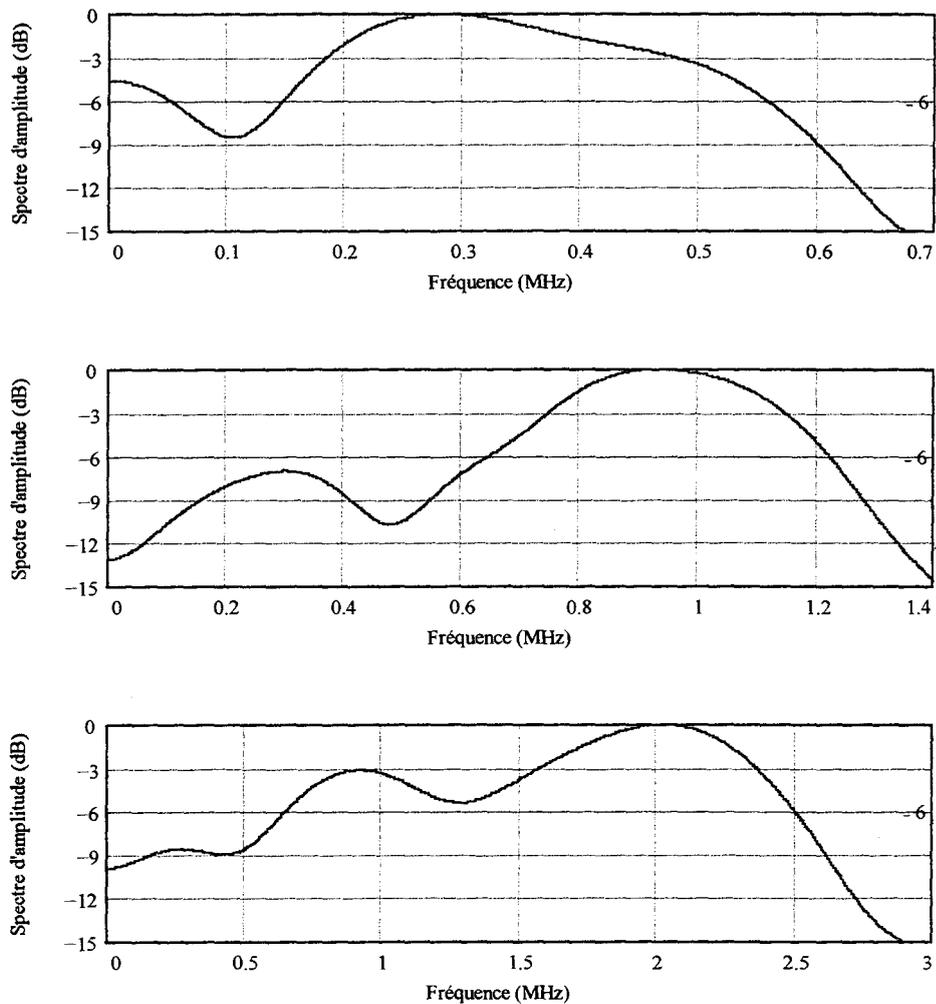


Figure 3.1 : Spectres d'amplitudes des transducteurs utilisés

Fréquence nominale donnée par le fabricant (MHz)	0,5 *	1	2,2
Gamme de fréquences (MHz)	0,15 - 0,56	0,65 - 1,22	0,6 - 2,5

Tableau 3.1 : Gammes de fréquences des transducteurs utilisés

Pour convertir les ondes de volume en ondes de surface, nous utilisons différents systèmes : coin de plastique, sabot gravé ou coin gravé.

* Apparemment cette valeur est fautive, la valeur nominale que nous avons trouvé pour ce transducteur est 0,3 MHz

1.1.1. Coin de plastique

Le transducteur est placé sur la face inclinée d'un coin de plastique couplé à l'aide d'un liant adapté (caramel, huile, miel, ...) par une de ses faces à la surface de l'échantillon étudié (fig 3.2).

Un synthétiseur de fréquences délivre un signal qui excite le transducteur; ce dernier émet une onde longitudinale de célérité c_{lp} qui frappe l'interface coin-échantillon sous un angle γ . La conversion d'ondes de volume en ondes de surface de célérité c se produit si à cette interface les lois de Snell-Descartes sont vérifiées pour un angle de réfraction de 90° , c'est à dire si :

$$\frac{\sin \gamma}{c_{lp}} = \frac{1}{c}$$

dire si :

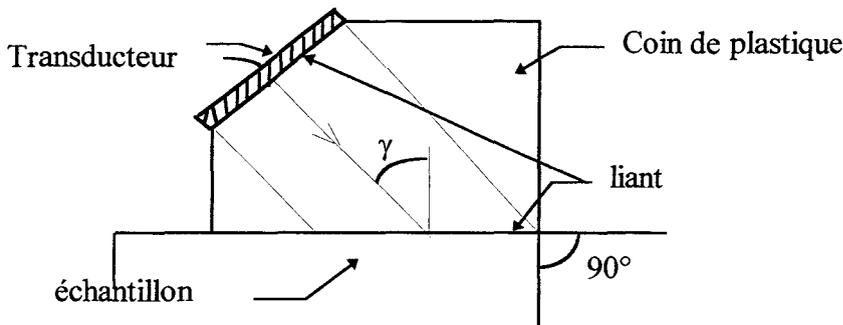


Figure 3.2 : Schéma représentant un coin de plastique

Remarque : Ce système nécessite un angle γ adapté à la célérité inconnue c à mesurer.

1.1.2. Sabots gravés

Le sabot gravé (fig 3.3) est couplé par un liant au transducteur. Il comporte des dents régulières de pas Λ_s qui engendrent des perturbations en phase distantes de Λ_s et créent des ondes de surface à l'interface sabot-échantillon.

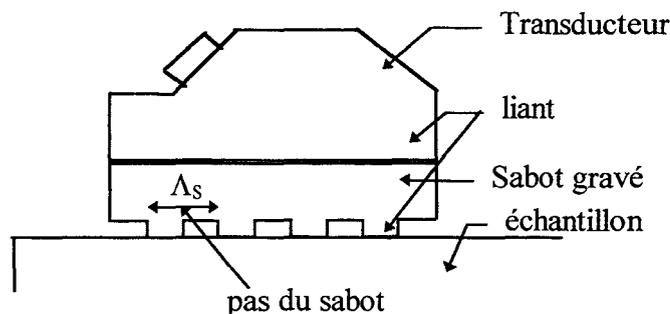


Figure 3.3 : Schéma représentant un sabot gravé

La célérité c de l'onde de surface de fréquence F produite sur l'échantillon de verre est donnée par la relation $c = \Lambda_s F$. Il est commode de représenter les célérités de phase des ondes de surface excitées en fonction de la fréquence pour différents pas du sabot porté en paramètre (fig 3.4). Ces abaques permettent le choix des gravures adaptées à la fréquence et aux célérités à mesurer. Le système étant peu sélectif, une même gravure permet des mesures pour une gamme de célérité assez large.

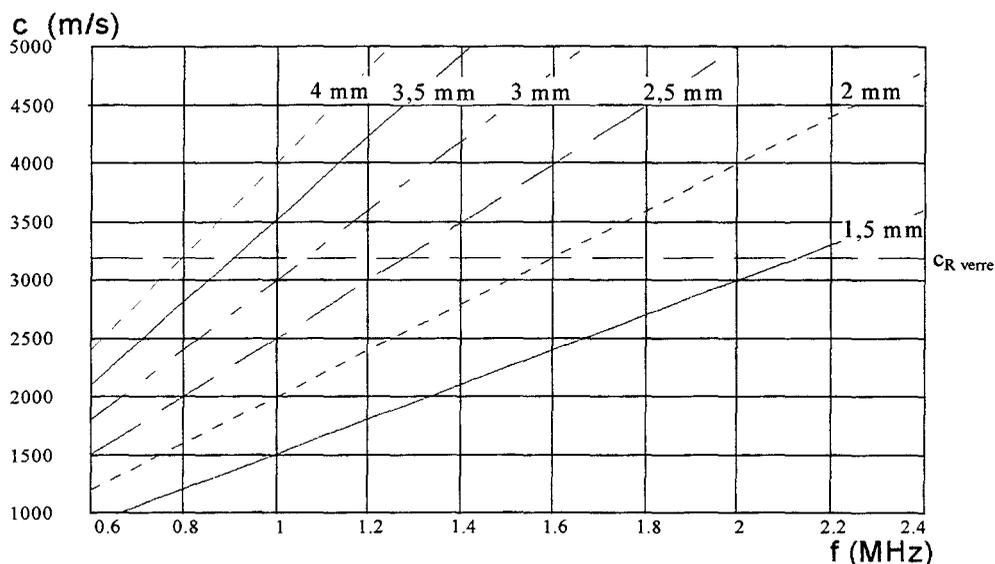


Figure 3.4 : Célérités de phase en fonction de la fréquence
pour différents sabots (pas en mm)

1.1.3. Coins gravés

Pour travailler en trains d'ondes le sabot gravé présente des inconvénients majeurs se traduisant par un allongement du signal se propageant à la surface de l'échantillon, cette déformation s'explique principalement par :

- Les réflexions aux interfaces du sabot,
- L'onde engendrée par chaque dent qui n'arrive pas en même temps en un point de l'échantillon.

Pour éliminer ces inconvénients nous avons réalisé un coin gravé de forme prismatique qui élimine les réflexions gênantes. L'angle du coin est choisi pour que le temps de propagation de l'onde, dans le plexiglas, entre les points A et B soit voisin de celui nécessaire pour aller, à l'interface sabot-verre, de A' à B (fig 3.5).

De manière à minimiser le nombre de coins, le sabot gravé est amovible.

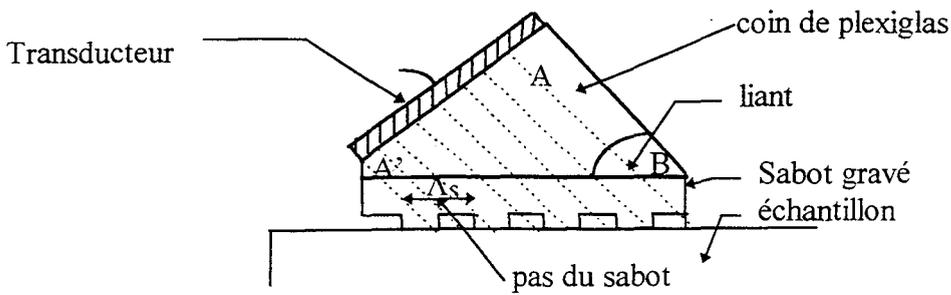


Figure 3.5 : Schéma d'un coin gravé

Comme le montre la figure 3.6, un train d'ondes sinusoïdales de cinq périodes est bien restitué par la sonde BMI.

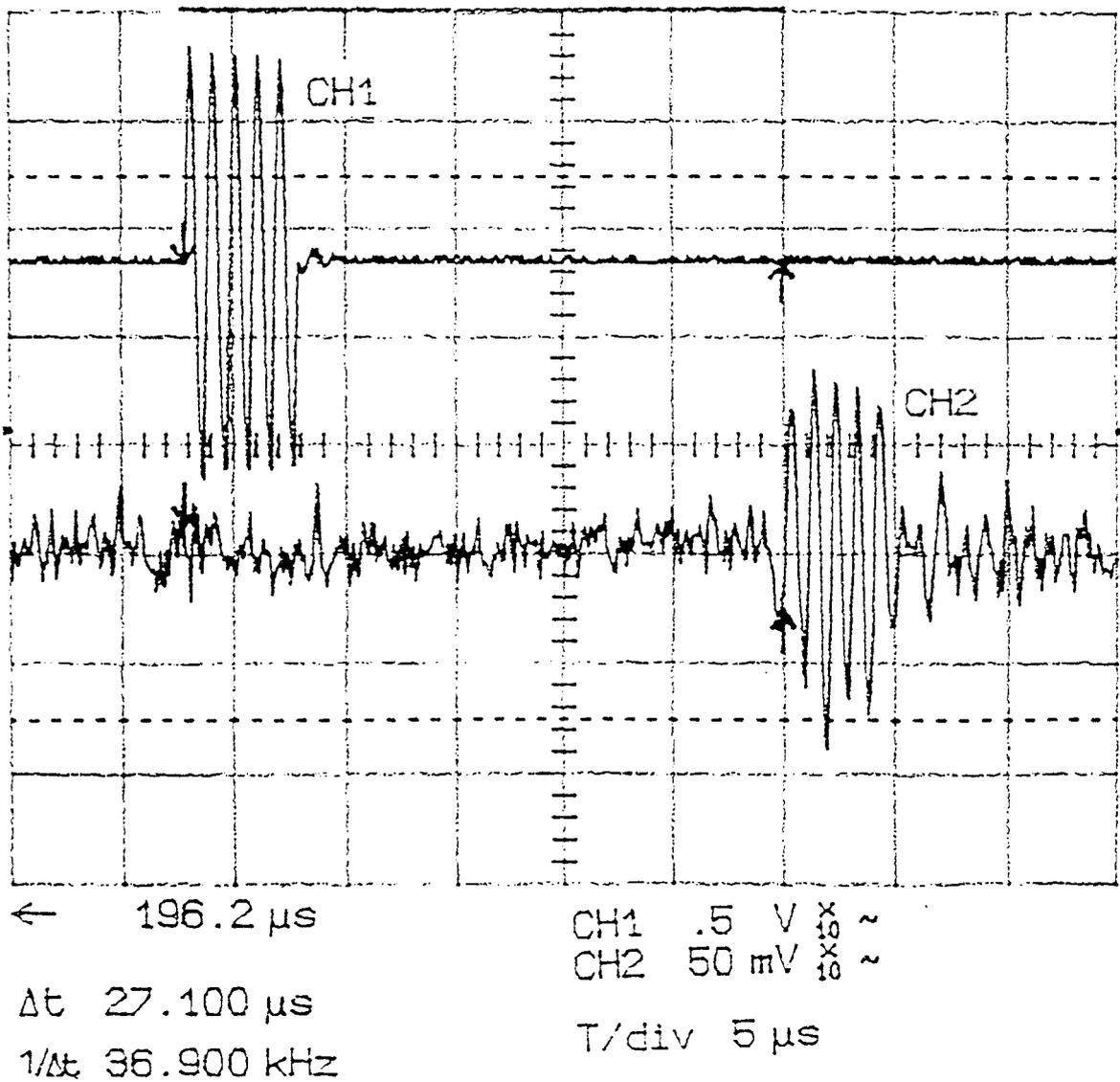
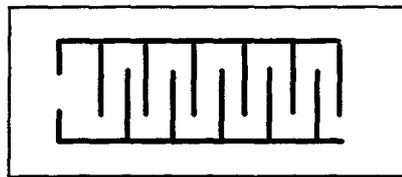


Figure 3.6 : Restitution du signal d'émission par la chaîne de mesure

1.2. Peignes interdigités

Le transducteur à peignes interdigités est composé de deux ensembles d'électrodes métalliques en forme de peignes (fig 3.7) déposés sur un matériau piézo-électrique et alimenté par un synthétiseur de fréquence. Chaque transducteur possède sa fréquence propre.



Transducteur

Figure 3.7 : Schéma représentant des peignes interdigités

A cette fréquence, un champ électrique se crée entre les dents des peignes et donne naissance à des compressions et dilatations à la surface du matériau piézo-électrique donc à une onde de surface. Ce système crée donc directement une onde de surface.

Pour transmettre la composante perpendiculaire de cette onde à l'échantillon, une fine couche d'huile est placée entre le transducteur et l'échantillon (fig 3.8). La zone de recouvrement doit être de quelques longueurs d'onde.

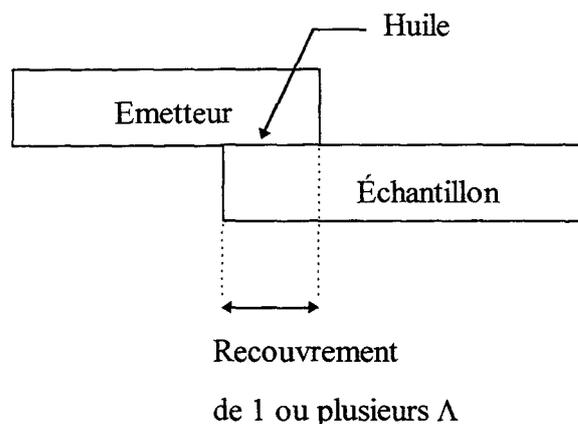


Figure 3.8

Cette dernière technique d'excitation est utilisée uniquement par le second banc (B K E) car elle seule permet de monter en fréquence.

2. EXCITATION ET DÉTECTION DE L'ONDE DE SURFACE À L'AIDE DE LA SONDE HÉTÉRODYNE

Le schéma de principe du banc (B.S.H) (voir annexe 1) est présenté par la figure 3.9.

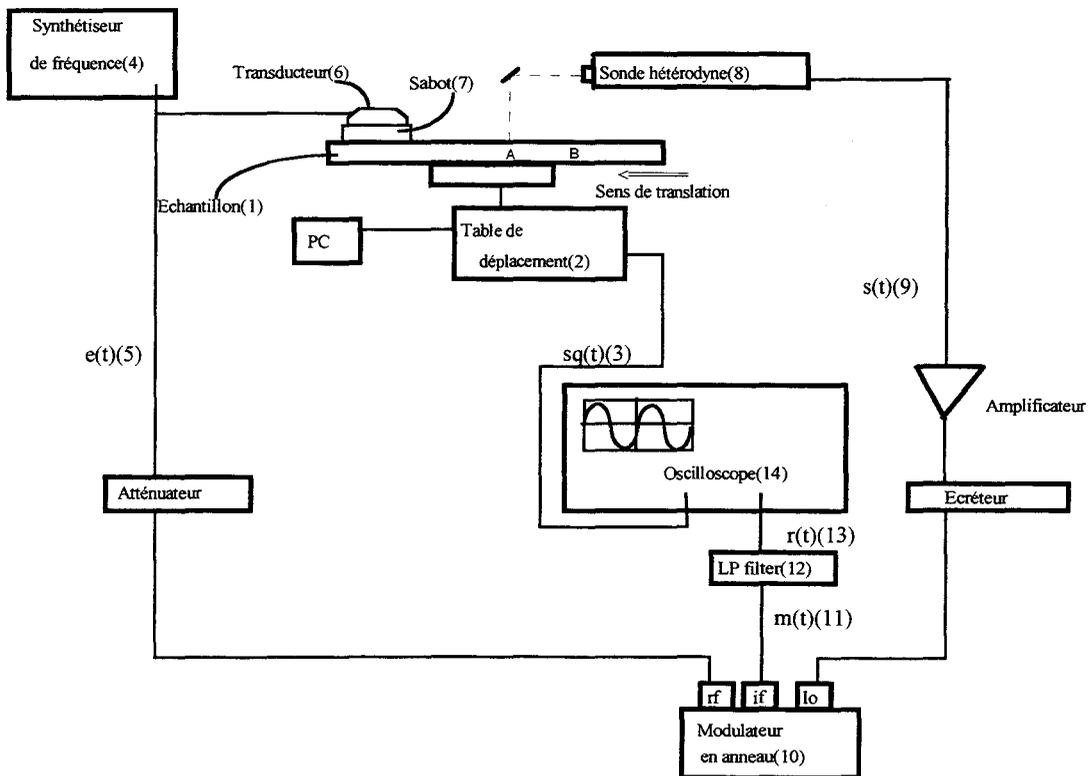


Figure 3.9 : Schéma du système de mesure (B.S.H)

L'échantillon⁽¹⁾ à étudier est fixé sur une table micrométrique⁽²⁾ qui peut se déplacer selon un système d'axes perpendiculaires. Un codeur optique lié à la vis mère de la table délivre un signal carré $sq(t)$ ⁽³⁾ dont la période correspond à un déplacement de $4 \mu\text{m}$. Un synthétiseur⁽⁴⁾ de fréquence F génère un signal d'excitation $e(t) = E \cdot \cos(2\pi Ft)$ ⁽⁵⁾ (2.1.1)

Ce dernier est transformé en déformations mécaniques sous forme d'ondes de volume par l'intermédiaire d'un transducteur piézo-électrique⁽⁶⁾. Celui-ci est monté sur un des systèmes de conversion d'ondes de volume en ondes de surface⁽⁷⁾ (coin ou sabot de différents types).

Lors d'une translation de longueur L, le faisceau de mesure passe du point A au point B (fig 3.9). A cause des déformations du matériau, la sonde hétérodyne⁽⁸⁾ délivre un signal en sortie s(t)⁽⁹⁾ donné par:

$$s(t) = S \cdot \cos\left(2\pi F t - 2\pi F \frac{v_t}{c} t\right) \quad (2.1.2)$$

où c est la célérité de l'onde de surface et v_t la vitesse de table.

3. TRAITEMENT DU SIGNAL

3.1. Méthode analogique

3.1.1. Traitement électronique du signal s(t)

Le signal s(t) est multiplié, à l'aide d'un modulateur en anneau⁽¹⁰⁾, par le signal d'excitation e(t) qui, émis plus tard, possède la même fréquence F vu la stabilité du synthétiseur.

Il en résulte le signal m(t)⁽¹¹⁾ tel que m(t) = e(t) × s(t), soit :

$$m(t) = ES \cos(2\pi F t) \times \cos\left(2\pi F t - 2\pi F \frac{v_t}{c} t\right)$$

$$m(t) = \frac{1}{2} ES \left\{ \underbrace{\cos\left[4\pi F t - 2\pi F \frac{v_t}{c} t\right]}_{\text{HF}} + \underbrace{\cos\left[2\pi F \frac{v_t}{c} t\right]}_{\text{BF}} \right\} \quad (3.1.1)$$

Un filtre passe-bas⁽¹²⁾ de fréquence de coupure F_c = 10 Hz garde uniquement la partie basse fréquence soit le signal r(t)⁽¹³⁾ de fréquence f tel que :

$$r(t) = \frac{1}{2} ES \cos(\varphi) \quad (3.1.2)$$

$$\text{avec } \varphi = 2\pi F \frac{v_t}{c} t \quad (3.1.3) \quad \text{où } F \frac{v_t}{c} = f$$

$$\text{ce qui donne : } c = F \frac{v_t}{f} \quad (3.1.4)$$

en supposant qu'une seule onde a été engendrée. En effet, si le système d'excitation n'est pas sélectif et que les célérités de plusieurs modes sont voisines, on peut exciter plusieurs modes (cf fig 2.1).

3.1.2. Traitement numérique du signal $r(t)$ par transformée de Fourier

Un oscilloscope numérique à 2 voies⁽¹⁴⁾, synchronisé par le signal carré $sq(t)$, enregistre les signaux $r(t)$ et $sq(t)$ échantillonnés sur 50000 points dont les valeurs sont enregistrées sur fichiers informatiques. A chaque valeur de $r(t)$, on connaît par $sq(t)$ la position de l'échantillon.

Le calcul de la célérité de phase de l'onde, se fait à partir de la transformée de Fourier $R(f)$ du signal temporel $r(t)$. La fréquence f_{\max} correspondant au maximum du module de $R(f)$ est la fréquence cherchée du signal $r(t)$. La relation (3.1.4) $f_{\max} = Fv_t/c$ fournit la célérité c cherchée, v_t étant calculée à partir du signal $sq(t)$.

Dans le cas multimodes, $R(f)$ présente plusieurs maximums auxquels correspondent les célérités c de chacun des modes s'ils sont bien séparés [LEB96-97].

3.1.3. Inconvénients de la méthode

La méthode présente les inconvénients suivants :

1- Si l'amplitude S varie (éq 3.1.1) et si cette modulation est importante, elle peut fausser les mesures.

2- Si les dimensions de l'échantillon sont faibles, nous pouvons avoir des réflexions sur les bords qui elles aussi peuvent perturber les mesures (ce phénomène est négligeable pour des échantillons de grandes dimensions).

La méthode suivante permettra de résoudre ces deux problèmes.

3.2. Méthode numérique

La multiplication du signal de référence par $s(t)$ ne se fait plus par le modulateur en anneau mais numériquement. L'emploi des trains d'ondes sinusoïdales émis par des coins gravés permet d'éliminer les réflexions sur les bords de l'échantillon qui n'arrivent pas au même moment. Le signal $s(t)$ est relevé pour des positions discrètes de l'échantillon (tous les $250\mu\text{m}$ par exemple correspondant à la $\frac{1}{2}$ période du signal $sq(t)$). Ces signaux sont multipliés numériquement par un signal sinusoïdal continu, délivré par le synthétiseur, d'amplitude constante pris comme référence.

En effet le synthétiseur délivre une onde sinusoïdale continue qui est ensuite modulée par un créneau avant d'exciter le transducteur.

Pour obtenir la partie basse fréquence du produit $m(t)$ (éq 3.1.1) on calcule la quantité :

$$\frac{\max[m(t)] + \min[m(t)]}{\max[m(t)] - \min[m(t)]} = \frac{[\cos(\varphi) + 1] + [\cos(\varphi) - 1]}{[\cos(\varphi) + 1] - [\cos(\varphi) - 1]} = \cos(\varphi) \quad (3.2.1)$$

3.3. Comparaison des deux méthodes

Afin de comparer les deux méthodes, le montage représenté par la figure 3.10 a été réalisé, l'objectif est de traiter les **mêmes mesures** par les deux méthodes. La partie grisée, notée I correspond au traitement analogique et celle notée II au traitement par multiplication de signaux. Pour simplifier la procédure, l'échantillon étant de grandes dimensions, le transducteur a été excité en ondes sinusoïdales continues.

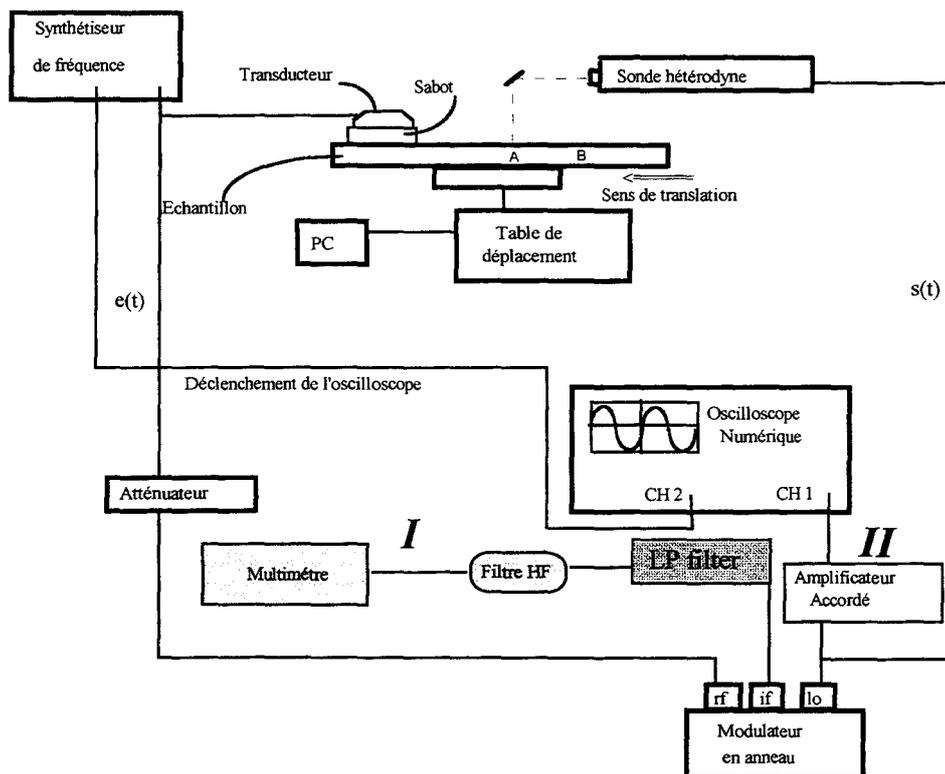


Figure 3.10 : Schéma du montage comparatif

En chaque point de l'échantillon (tous les $250\mu\text{m}$) le niveau d'amplitude mesurée par le multimètre (tension continue) et celui enregistré par l'oscilloscope numérique (signal $S(t)$) sont transférés à un ordinateur P.C (circuit non représenté sur la figure).

C'est le même ordinateur qui commande le déplacement de la table micrométrique, lance et récupère les mesures.

Dans le circuit du traitement numérique un amplificateur accordé a été introduit pour minimiser le bruit. Cependant pour obtenir un signal $S(t)$ convenable, l'oscilloscope numérique réalise une moyenne sur 500 mesures lors d'une translation de 3 cm de parcours.

Les célérités trouvées par les deux méthodes sont voisines; l'écart moyen $\Delta c = 8 \text{ m/s}$ sur 3000 m/s ($<0.3 \%$) montre l'équivalence des deux méthodes; néanmoins la méthode numérique qui traite des signaux échantillonnés présente des déformations aléatoires de signaux qui ne faussent pas les célérités. Ces déformations sont probablement dues à de faibles variations aléatoires de phases de la référence ou à une imprécision sur le calcul de l'équation 3.2.1 à cause du bruit résiduel.

En effet, il existe une différence essentielle entre les deux méthodes : le modulateur en anneau est toujours connecté à la fréquence de référence, la méthode numérique enregistre la référence avant de faire la mesure.

En se plaçant dans le cas où l'amplitude S du signal $s(t)$ varie peu (moins de 20%), les deux méthodes donnent des résultats comparables à 0.3% près.

3.4. Méthode d'ajustement

Il est possible de se libérer des imprécisions de calcul de la relation 3.2.1 causées par un bruit résiduel. Il suffit, par calcul, d'ajuster une sinusoïde de forme $A\cos(\omega t + \varphi)$ sur **tous les points** du signal H.F ($S(t)$) enregistré pour obtenir la phase φ (nous appelons cette méthode : **méthode d'ajustement**). Alors la célérité obtenue est **identique** à celle donnée par la méthode du modulateur en anneau.

Certes les signaux mesurés restent déformés puisque les faibles fluctuations de phase aléatoire n'ont pas été corrigées, mais on constate qu'elles ne semblent pas influencer les résultats.

3.5. Etude de la reproductibilité des mesures par les trois méthodes

L'objectif de cette étude est de refaire plusieurs fois les mêmes mesures sur plusieurs jours et comparer les résultats, le tableau 3.2 donne les différentes valeurs de célérités obtenues à l'aide des trois méthodes.

Numéro de la mesure	Écart de temps entre les mesures (en jours)	Méthode analogique	Méthode numérique	Méthode d'ajustement
1	j	3193	3177	3187,5
2	j+1	3190	3170	3182,6
3	j+1	3185	3175	3182,6
4	j+1	3188	3178	3182,6
5	j+1	3180	3178	3182,6
6	j+2	3190	3175	3185
7	j+2	3185	3176	3185
8	j+2	3188	3178	3185
9	j+3	3183	3180	3183
Valeur moyenne (m/s)		3187 ± 3	3176 ± 2	3184 ± 1,5
Écart maximal (m/s)		13	10	4,9

Tableau 3.2

Nous constatons que la méthode d'ajustement donne avec la meilleure précision (1,5 m/s) des valeurs de célérités les plus voisines et compatibles avec celles obtenues par la méthode analogique.

3.6. Causes d'imprécisions des mesures

3.6.1. Fluctuations d'amplitudes

Les fluctuations d'amplitude observées dues à la sonde hétérodyne rajoutent au signal obtenu un niveau continu évoluant avec le temps qui fausse les mesures faites par la méthode du modulateur en anneau puisque l'amplitude S de l'équation 3.1.2 n'est pas constante.

3.6.2. Fluctuations de la sonde hétérodyne

Si l'échantillon est fixe (table immobile), la sonde hétérodyne devrait délivrer un signal constant correspondant à une phase fixe. Nous observons cependant des fluctuations de phase. Elles seront mesurées pendant un temps important (200 ou 500s) en fonction de la durée de préchauffage de la sonde hétérodyne.

Les enregistrements de la figure 3.11 nous donnent les résultats regroupés au tableau 3.3

Temps de préchauffage	Fluctuations observées
Une heure (fig 3.11a)	1V / 80s
Deux heures (fig 3.11b)	0,5V / 200s
Cinq heures (fig 3.11d)	0,44V / 500s

Tableau 3.3

Remarque : Après un préchauffage de 2 heures, les fluctuations se stabilisent.

3.6.3. Origine des fluctuations

Les fluctuations de phase semblent donc liées au préchauffage du matériel. Nous cherchons à présent à identifier plus précisément leur origine. Pour cela, une fois la stabilité atteinte (après 5 heures), le synthétiseur, l'électronique de la sonde, l'oscilloscope numérique et le laser sont successivement arrêtés.

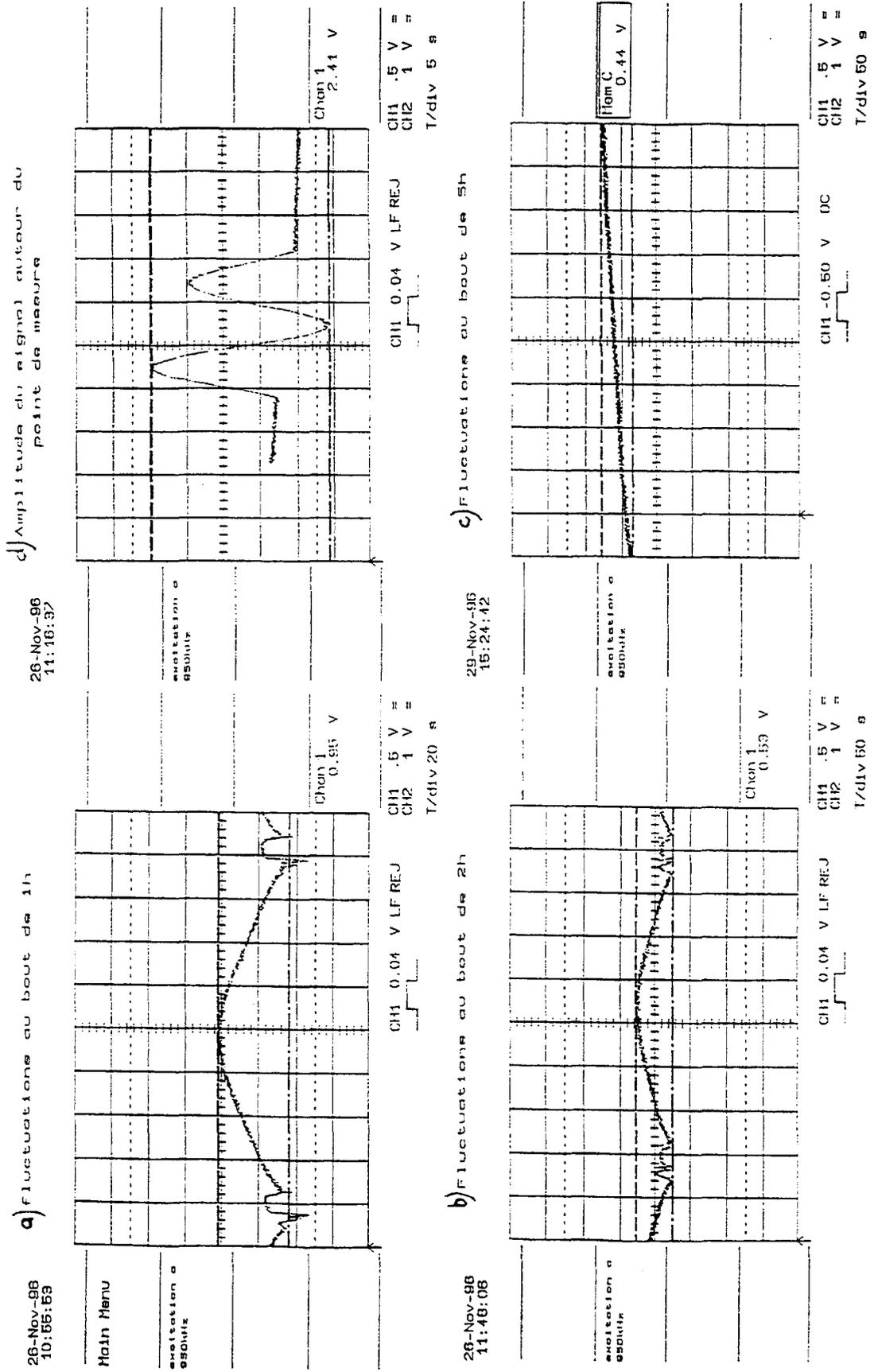


Figure 3.11 : Fluctuations de phase du signal délivré par la sonde hétérodyne

Après un arrêt de 10 minutes des trois premiers éléments, la stabilité de phase est immédiatement retrouvée dès leur remise en route; par contre, un arrêt du laser nécessite un temps non négligeable pour retrouver la stabilité; le tableau 3.4 indique, pour le laser, les durées d'arrêt t_a et le temps t_s écoulé avant le retour à la stabilité.

t_a (min)	t_s (min)
1	26
2	30
10	40

Tableau 3.4

Nous pouvons donc en conclure que le laser est seul à l'origine des fluctuations de phase; pour faire de bonnes mesures il lui faudra un temps de préchauffage de plusieurs heures. Il est possible que ceci soit dû au vieillissement du laser.

3.6.4. Évaluation de l'imprécision due à ces fluctuations

Les incertitudes sur la fréquence et la position de l'échantillon restent négligeables, seules les fluctuations de phase Φ interviennent. L'équation 3.1.4 permet d'établir que les incertitudes sur la célérité c sont données par $\Delta c / c \approx \Delta \Phi / \Phi$.

Les enregistrements 3.11 a, b, c réalisés pour des ondes de Rayleigh sur verre ($c_r = 3180$ m/s) relient les amplitudes de fluctuations délivrées par le modulateur en anneau selon le temps de préchauffage du laser. L'enregistrement 3.11d mesure la variation d'amplitude correspondant à 18° (2,41V). Si par ailleurs, en 50 secondes nous enregistrons 12 périodes TBF ($\Phi = 12 \times 360^\circ$) les imprécisions peuvent être calculées selon le temps de préchauffage. Les résultats obtenus sont regroupés au tableau 3.5.

Temps de préchauffage	$\Delta \Phi$	Imprécision en (m/s) Δc
Une heure	47°	± 15
Deux heures	$9,3^\circ$	$\pm 3,3$
Cinq heures	3°	$\pm 1,5$

Tableau 3.5

Remarque :

Comme les imprécisions sont périodiques, augmenter le temps des mesures ne doit pas faire croître les imprécisions. En effet, sur 50 minutes, temps de mesure pour utiliser les méthodes de produit de signaux ou d'ajustement, les fluctuations de phase mesurées restent inférieures à $3,4^\circ$, valeur comparable à celles de la dernière ligne du tableau 3.5.

4. ÉTUDE DES CHAMPS DE PHASE

Pour réaliser des mesures valables de célérités de phase, les ondes émises doivent être planes, nous allons donc étudier les champs acoustiques de phase émis par nos transducteurs avec des sabots gravés.

4.1. Description du dispositif

Le dispositif de mesure de phase est schématisé par la figure 3.12.

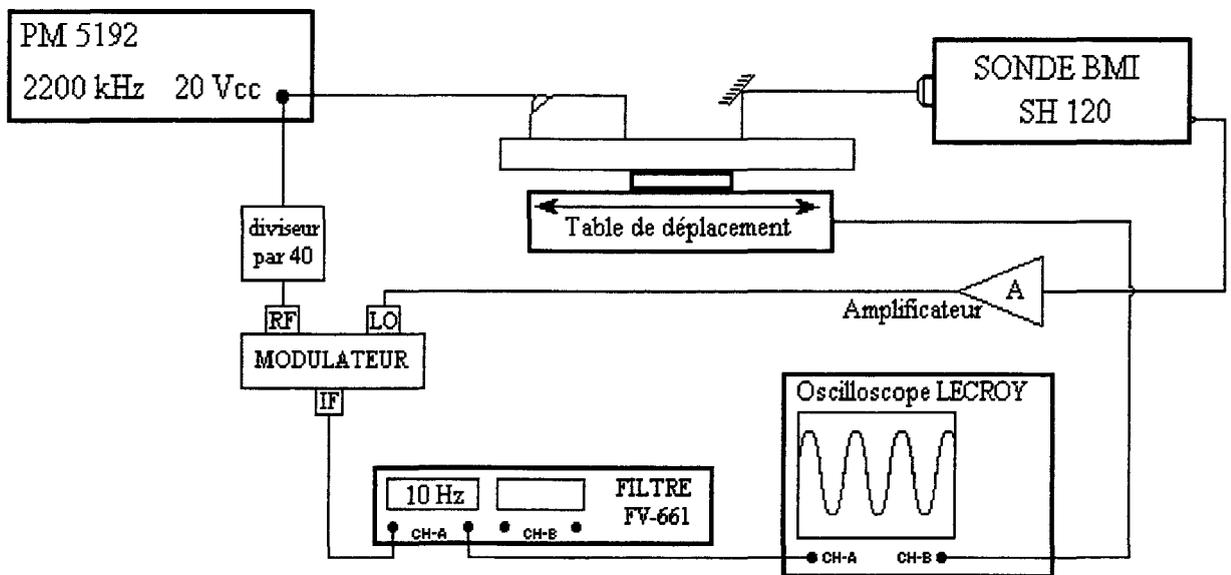


Figure 3.12 : Dispositif de mesure de phase

4.2. Imprécision

4.2.1. Étude des maximums de phase

L'objectif de cette étude est de relever les positions des maximums de phase pour vérifier si le champ acoustique présente des droites isophases parallèles au bord d'attaque du transducteur. Pour cela, pour des points successifs d'abscisse X de cette zone, nous cherchons suivant OY le maximum le plus proche dont nous relevons la position.

La figure 3.13 montre la zone de mesure située à un centimètre environ du transducteur.

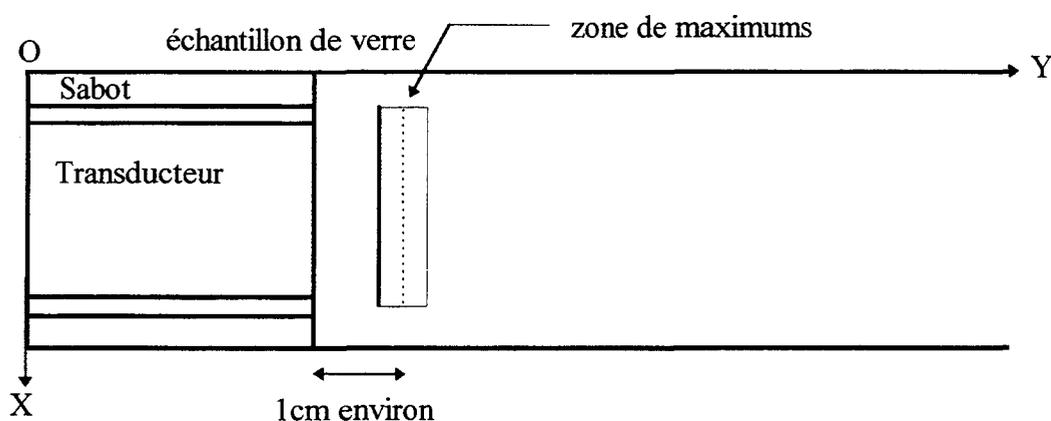


Figure 3.13

4.2.2. Ajustement linéaire

Une méthode de régression linéaire ajuste une droite passant par les maximums de phase; la droite obtenue présente une très faible inclinaison $0,04 \Lambda$ et les écarts quadratiques n'excèdent pas $0,2$ mm. Ceci montre que nos champs de phase sont plans.

5. BANC DE MESURE DU « KNIFE-EDGE » (B.K.E)

5.1. Caractéristiques générales

Le banc de mesure du « Knife-Edge » est un dispositif (voir annexe 2) qui permet d'obtenir la célérité d'une onde de surface se propageant sur un échantillon qui réfléchit parfaitement la lumière (réflexion spéculaire) dans la gamme de 1 à 26 MHz.

La phase du faisceau réfléchi va nous permettre de calculer la phase acoustique donc la célérité de l'onde de surface.

5.2. Système optique (Fig 3.14)

Le faisceau d'un laser He-Ne (0) est focalisé à l'aide de la lentille L1 sur la surface de l'échantillon. De manière à obtenir un point focal de très faible dimension ($\phi \leq \Lambda/4$, Λ longueur d'onde acoustique), il est indispensable d'avoir une source lumineuse de grande dimension. Ceci est réalisé par l'expandeur de faisceau (1). Après réflexion sur l'échantillon (2), la lentille L2 transforme le faisceau en rayons parallèles. L'image de la pupille d'entrée (4) donnée par L1 et L2 se trouve sur le bord mince (Knife-Edge) de la fente située devant le photomultiplicateur (3)

L'onde acoustique se propageant sur l'échantillon (2) va plisser la surface et l'incliner d'un angle θ , le faisceau tournera d'un angle de 2θ . Le signal lumineux reçu par le photomultiplicateur est donc modulé par l'onde de surface. Un traitement électrique devra donc extraire cette modulation porteuse de la phase de l'onde acoustique d'un fond continu intense.

Remarque :

L'amplificateur de puissance (8) et l'atténuateur (9) permettent d'ajuster la tension au transducteur choisi. L'adaptateur d'impédance (10) correspond au transducteur choisi.

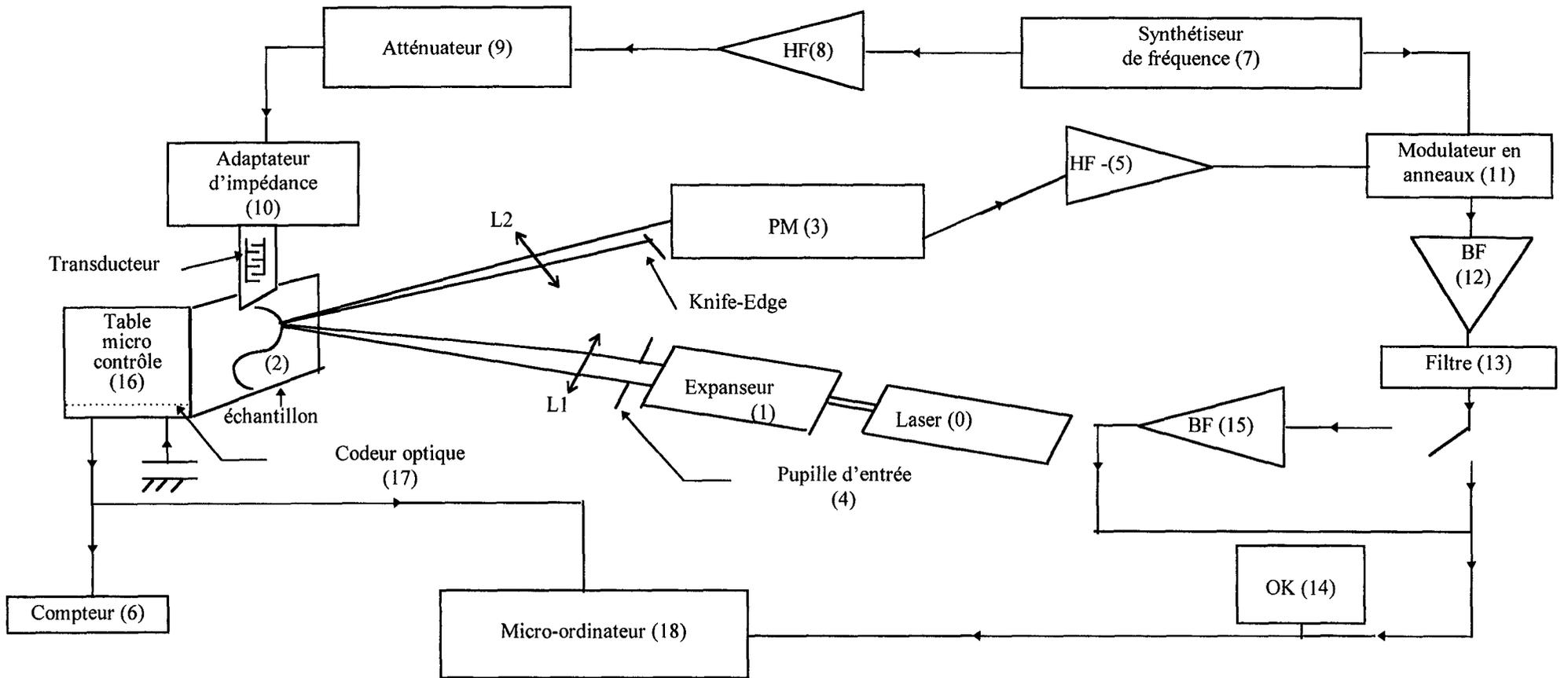


Figure 3.14 : Schéma du banc de mesure (B.K.E)

5.3. Traitement électrique

Le traitement électrique est en tout identique à celui décrit au paragraphe 3.1.1 où le signal délivré par le photomultiplicateur (3) est multiplié par le signal du synthétiseur de fréquence (7) à l'aide d'un modulateur en anneau (11). Après filtrage(13) et amplification (12), (15), le signal TBF est enregistré par un ordinateur (18). Son traitement numérique est aussi identique à celui décrit précédemment.

L'oscilloscope (14) et le compteur (6) facilitent les réglages du banc de mesure.

6. CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons présenté les deux bancs de mesures, celui désigné par le sigle (B.S.H) fonctionne dans la gamme de fréquence 0,5 à 3 MHz; par contre, celui nommé (B.K.E) possède une gamme qui s'étend de 1 à 26 MHz grâce à son extenseur de faisceau permettant d'obtenir une tache focale inférieure ou égale à 26 μm . Il est à noter aussi que ce dernier banc utilise des échantillons de plus petites tailles; les déplacements étant limités à 25 mm.

Chapitre 4 : ASSEMBLAGES RÉALISÉS

1. OBJECTIFS	61
2. CARACTÉRISATION DES DIFFÉRENTS ÉLÉMENTS	62
2.1. <i>Caractérisation acoustique</i>	62
2.2. <i>Vérification de l'isotropie des substrats</i>	63
2.2.1. <i>Excitation des ondes de surface</i>	63
2.2.2. <i>Résultats</i>	64
Cas des Blocs de verre	64
Cas du Bloc d'aluminium (AU4G).....	65
2.3. <i>Nature de l'adhésif</i>	66
2.4. <i>Traitements avant collage</i>	66
2.5. <i>Procédure de collage</i>	66
3. ASSEMBLAGES RÉALISÉS	67
3.1. <i>Assemblage avec gravures dans l'adhésif V1</i>	67
3.2. <i>Assemblages Verre sur Aluminium Al1 et Al2</i>	69
3.3. <i>Assemblages verre sur verre V2 et V3.</i>	69
3.4. <i>Assemblages verre-peinture-verre nommés P1, P2 et P3 *</i>	70
3.5. <i>Ensemble des caractéristiques de chaque assemblage</i>	71

1. OBJECTIFS

Une étude antérieure faite au laboratoire a révélé l'impossibilité d'exciter le premier mode des O.R.S [LEB96] aux fréquences élevées où précisément les ondes auraient dû être particulièrement sensibles aux caractéristiques de l'adhésif puisque l'énergie acoustique y était concentrée.

Notre premier assemblage (verre, NOA 68, verre) noté (V1) comportera des gravures immergées dans l'adhésif pour essayer d'exciter des ondes de Rayleigh Sezawa au coeur de l'adhésif.

La sonde B.M.I utilisée pour nos mesures ne peut guère travailler au-dessus de 2,5 MHz. Pour décaler les courbes de dispersion de célérités de phase d'O.R.S vers les basses fréquences nous avons montré (chap2 §2) qu'il fallait diminuer l'épaisseur des lames collées au bloc.

Après des recherches auprès des fournisseurs de verre et des fabricants, la société Corning a pu nous fournir du verre de 0,7 mm d'épaisseur mais de dimensions réduites (4 inch x 4 inch) et un échantillon de plus grandes dimensions 30cm x 30cm mais plus épais (1,1 mm). C'est avec ces verres que d'autres assemblages seront réalisés.

L'adhésion des surfaces collées dépend des états de surface. Nous voulons vérifier si les O.R.S étaient susceptibles de détecter l'influence de ces états de surface. Une recherche bibliographique ne nous a pas livré une grande variété de solutions; pour les métaux, on affirmait [SCH92] que l'adhésion était meilleure sur une surface poncée à l'aide d'abrasif que non poncée.

Nous avons choisi une barre d'alliage d'aluminium (AU4G) sur laquelle une même lame de verre sera collée à l'aide de la NOA 68 (annexe 3), la moitié de la surface de la barre était poncée (assemblage A11 et A12).

Pour le verre, on notait que l'acide sulfochromique était une excellente façon d'assurer l'adhésion [SCH92]. Sur un même bloc de verre nous collerons à l'aide de la NOA 68 une lame de 1,1 mm d'épaisseur; la moitié de la surface de ces éléments sera traitée par le mélange sulfochromique (assemblages notés V2 et V3).

Enfin, nous allons envisager de caractériser l'adhésion de couches de peinture de natures différentes sur substrats de verre. Comme ce matériau ne présente pas une réflexion miroir, il faudra adjoindre à l'assemblage une lame réfléchissante (verre argenté) collée à l'aide d'un matériau ne réagissant pas avec la peinture.

Une étude antérieure de faisabilité avait utilisé de la paraffine pour assembler cette lame réfléchissante à la peinture. La paraffine réalisait un assemblage trop peu homogène pour être parfaitement satisfaisant. L'adhésif NOA 68 (annexe 3) s'est avéré une solution excellente mais rendait difficile le démontage de l'assemblage. Ceci donnera trois assemblages notés P1, P2 et P3. Nous continuerons à utiliser le banc du Knife Edge qui permet des mesures dans une bande de fréquences beaucoup plus large (voir figure 4.8).

2. CARACTÉRISATION DES DIFFÉRENTS ÉLÉMENTS

2.1. Caractérisation acoustique

Pour les blocs de verre et d'aluminium, les célérités des ondes de volume longitudinale c_l et transversale c_t sont mesurées directement par une méthode d'échos successifs (fig 4.1); nous en déduisons les valeurs des coefficients de Lamé λ et μ par les deux expressions relatives : $\lambda = \rho(c_l^2 - 2c_t^2)$ et $\mu = \rho c_t^2$ déduites de 1.2.2 du chapitre 1.

Par contre, pour les lames de verre de 0,7mm et de 1,1mm d'épaisseurs, la mesure est plus délicate; étant donnée leurs épaisseurs trop faibles, les échos successifs d'ondes longitudinale ou transversale sur chaque face sont superposés. C'est pourquoi leur mesure nécessite une autre méthode; pour cela nous mesurons la différence du temps de parcours d'un train d'ondes entre les transducteurs dans l'huile avec et sans la lame interposée. Nous en déduisons les célérités longitudinale et transversale de la lame de verre mais la précision reste faible.

Pour plus de détails sur ces méthodes très classiques voir l'annexe 4.

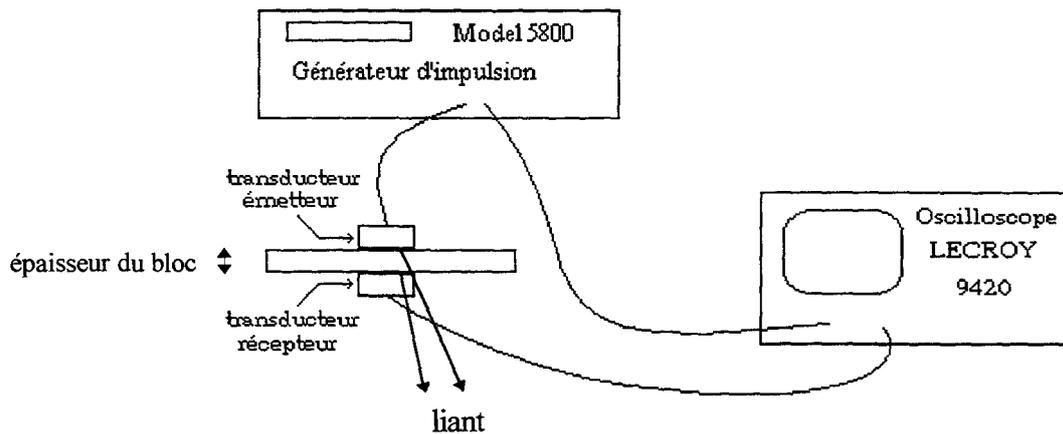


Figure 4.1 : Dispositif expérimental de mesure de célérités longitudinales et transversales

2.2. Vérification de l'isotropie des substrats

L'échantillon, substrat de verre ou d'aluminium, est parallélépipédique. Il peut être considéré comme semi-infini puisque la profondeur de pénétration de l'onde de Rayleigh reste voisine de la longueur d'onde Λ petite devant l'épaisseur de l'échantillon.

2.2.1. Excitation des ondes de surface

La mesure de célérité de phase des ondes de Rayleigh sur les substrats nous permettra de déterminer s'ils peuvent être considérés comme isotropes dans la gamme de fréquence de nos mesures.

L'échantillon étudié et le système d'excitation transducteur-coin sont représentés sur la figure 4.2

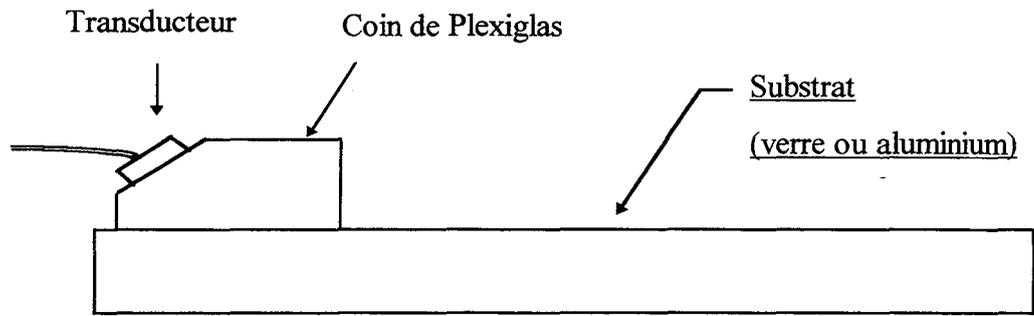


Figure 4.2 : Schéma de l'échantillon et du système d'excitation .

L'onde est excitée à la surface de l'échantillon dans la gamme de fréquence 0,4 à 2,2 MHz. Pour couvrir cette gamme, sont utilisés trois transducteurs de fréquence nominale 0,5 1 et 2,2 MHz. La conversion des ondes de compression en ondes de Rayleigh est réalisée ici par un coin de plexiglas

2.2.2. Résultats

Cas des Blocs de verre

Le modèle théorique des ondes de Rayleigh sur matériaux isotropes les établit non dispersives (chap1). Les écarts obtenus ici entre les mesures permettent d'en déterminer la précision.

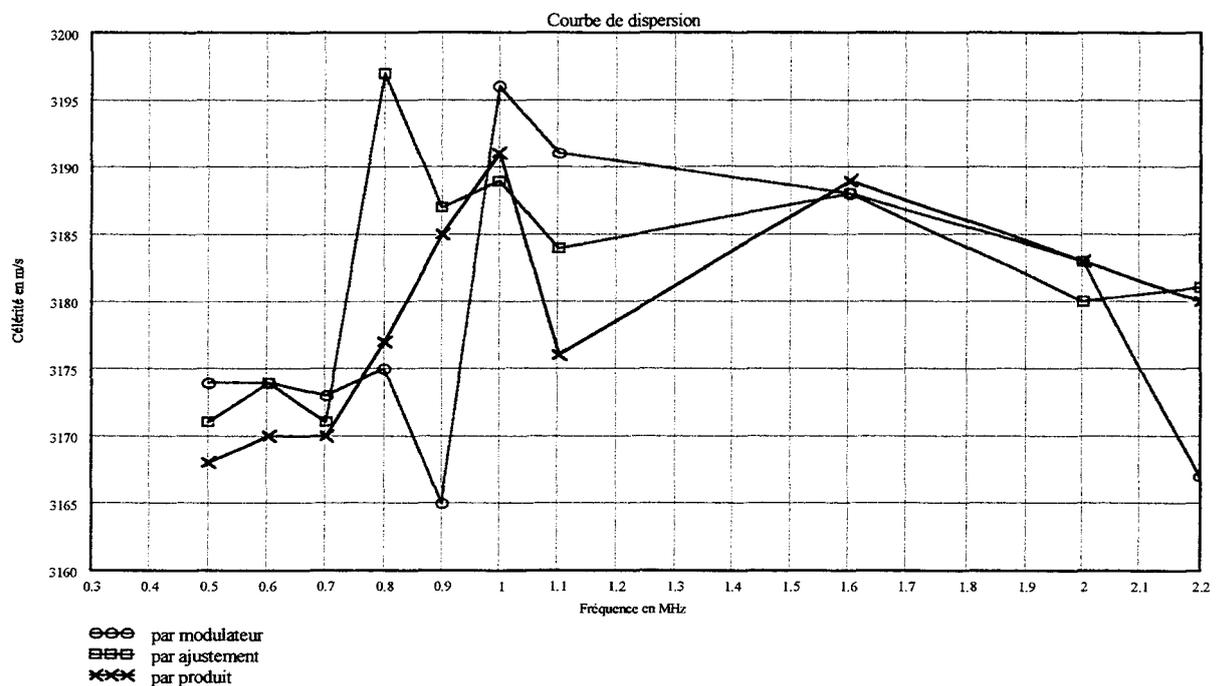


Figure 4.3a : Isotropie du bloc de verre

La figure 4.3a représente les courbes obtenues par les trois méthodes; par modulateur, par ajustement et par produit (chap3 §3), avec **une échelle très dilatée**. Retenant la méthode d'ajustement qui est la plus précise (§3.5 chap3), nous obtenons entre les valeurs extrêmes de vitesse caractérisant la dispersion un écart de 26 m/s et une célérité moyenne de 3184 m/s donc une dispersion relative de 0,8 %.

Cas du Bloc d'aluminium (AU4G)

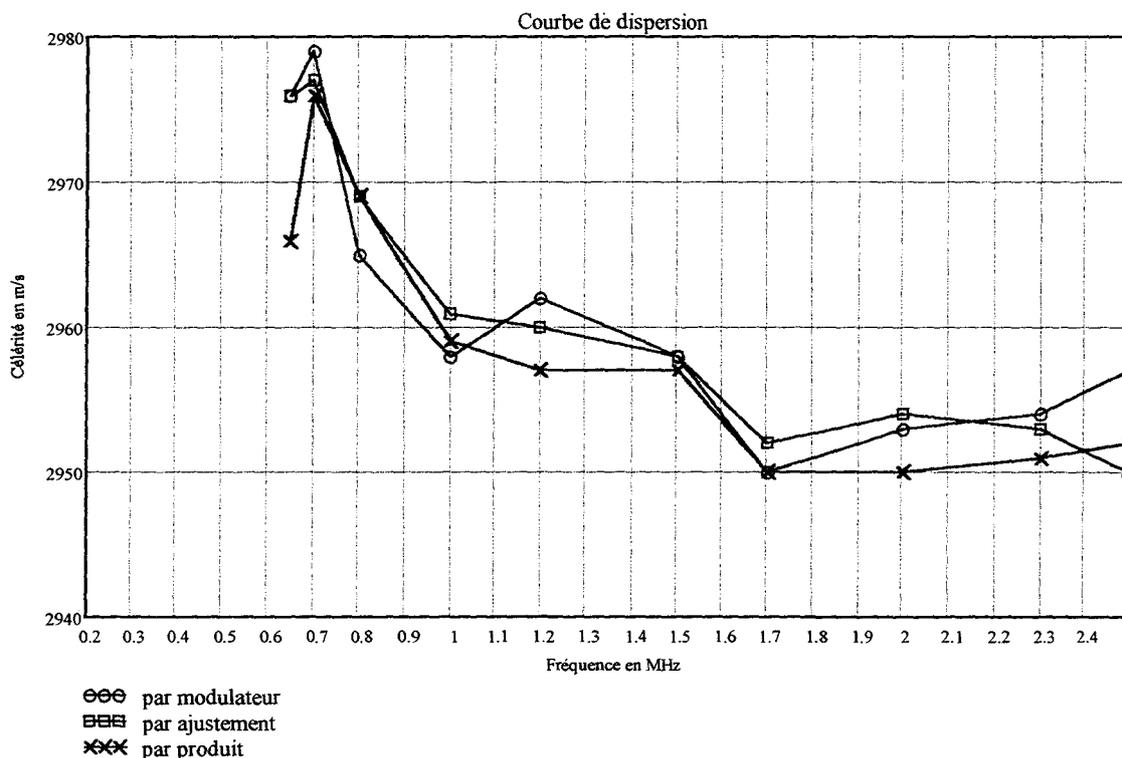


Figure 4.3b : Isotropie du bloc d'aluminium (AU4G)

Pour le bloc d'aluminium, la célérité moyenne mesurée par la méthode d'ajustement est 2960 m/s et l'écart total de 27 m/s, la dispersion relative étant 0,9 %.

Conclusion

Cette étude montre que dans notre gamme de fréquence de mesure 0,5 à 2,2 MHz, nous pouvons donc dire que l'échantillon de verre et celui d'aluminium (AU4G) sont isotropes à 0,9 % près. La stabilité et la précision constatées des mesures par la méthode d'ajustement (Cf fig 3.2) étant supérieure, nous ne pouvons exclure une légère anisotropie plus visible dans le cas de l'aluminium que du bloc de verre. En effet, pour l'aluminium, la décroissance continue de la célérité quand la fréquence décroît suggère un petit effet de surface.

2.3. Nature de l'adhésif

Un adhésif est un matériau non métallique pouvant assembler des éléments par adhérence. Par ce processus, la structure des éléments à assembler reste inchangée.

Un adhésif peut contenir les substances suivantes : polymères, charges, solvants, diluants, plastifiants, colorants, stabilisants, accélérateurs...; la notion générale d'« adhésif » inclut d'autres dénominations telles que : colles, vernis, mastics...

L'adhésif utilisé est une résine monocomposante NOA68 dont le principal emploi est l'assemblage des fibres optiques. Sa réticulation est obtenue par illumination en U.V. pour obtenir un polymère dur et transparent.

Nous déduisons son épaisseur par soustraction à l'épaisseur totale de l'assemblage collé de celles de la lame et du bloc de verre ou d'aluminium.

Sa masse volumique spécifiée par le fabricant est supposée constante.

2.4. Traitements avant collage

Pour avoir des surfaces propres avant chaque collage, il est impératif de nettoyer la lame et le bloc de verre à l'acétone puis à l'alcool éthylique (ethanol) pour éliminer toute trace de graisse. Nous vérifions la propreté de nos surfaces par le test de la goutte d'eau, une méthode très simple pour déterminer si une surface a été bien dégraissée. Elle consiste à y déposer une goutte d'eau distillée. La surface est exempte de matières grasses si l'eau forme un film, si la goutte ne s'étale pas, un nettoyage supplémentaire est nécessaire.

2.5. Procédure de collage

Pour que l'épaisseur d'adhésif soit la plus régulière possible et fixée à la valeur choisie, des petites cales de verre sont collées par capillarité sur les bords du substrat (bloc de verre ou d'aluminium) avec de la cyanoacrylate d'éthyle : (cyanolit 201).

Ensuite, nous nous plaçons dans une demi-obscurité sans U.V. L'adhésif est étalé sur le substrat (bloc de verre ou d'aluminium), puis nous déposons la lame de verre (figure 4.4).

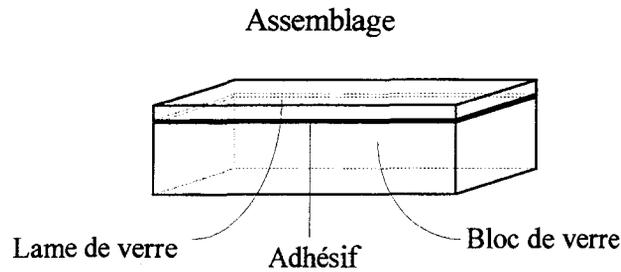


Figure 4.4

Les matériaux étant transparents, nous contrôlons l'absence de bulles d'air à l'œil nu. Si le résultat est satisfaisant, après un repos de 24 heures, nous exposons l'assemblage à la lumière du jour pendant quelques heures.

Le collage terminé, la surface de la lame de verre est argentée par voie chimique pour augmenter son pouvoir réfléchissant.

3. ASSEMBLAGES RÉALISÉS

3.1. Assemblage avec gravures dans l'adhésif V1

Les dimensions des différents éléments de l'assemblage V_1 défini au tableau 4.1 ont été choisies pour faire glisser les courbes de dispersion vers les basses fréquences dans l'intention de pouvoir détecter des ondes de Rayleigh-Sezawa dans la partie de haute fréquence du premier mode (chap 2 §2).

Les gravures pour exciter les O.R.S au sein de l'adhésif sont constituées de lames couvre-objet de microscopes d'épaisseur $150 \mu\text{m}$; chacune est assemblée avec de la cyanoacrylate d'éthyle (cyanolit 201) à la lame de verre d'épaisseur 3 mm. Ces gravures remplaceront celles des sabots (fig 4.5 et fig 4.6).(annexe 5).

Les caractéristiques des différents éléments de cet assemblage sont reportées au tableau 4.1.

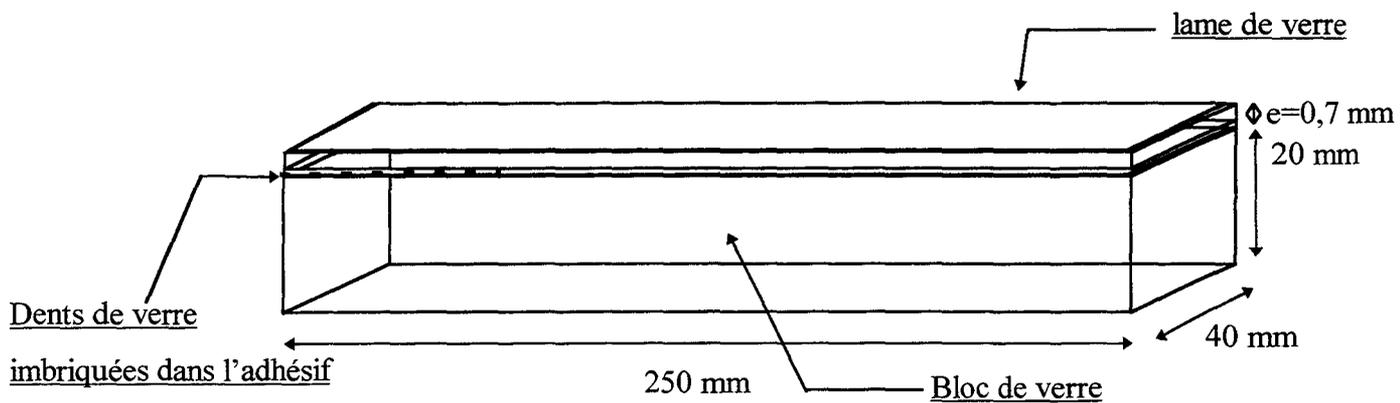


Figure 4.5 : Schéma de l'assemblage V1

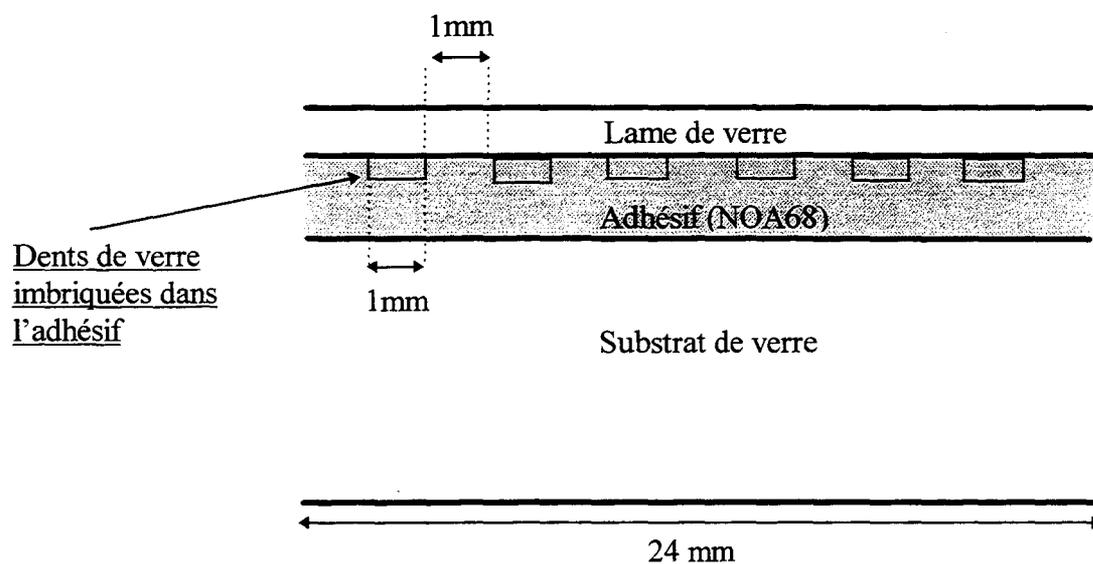


Figure 4.6 : Détail des dents de verre imbriquées dans l'adhésif

3.2. Assemblages Verre sur Aluminium A11 et A12

Les assemblages nommés A11 et A12 dont les caractéristiques sont identiques, définis au tableau 4.1, sont constitués d'une lame de verre (verre Corning V1737F), dont les caractéristiques sont données en annexe 6, collée à l'aide de l'adhésif NOA68 sur le même bloc d'alliage d'aluminium (AU4G), l'assemblage A12 a été poncé à l'aide d'un papier abrasif de granulométrie 0000, l'unique lame de verre recouvrant les assemblages a été métallisée pour éliminer les réflexions gênantes sur l'aluminium.

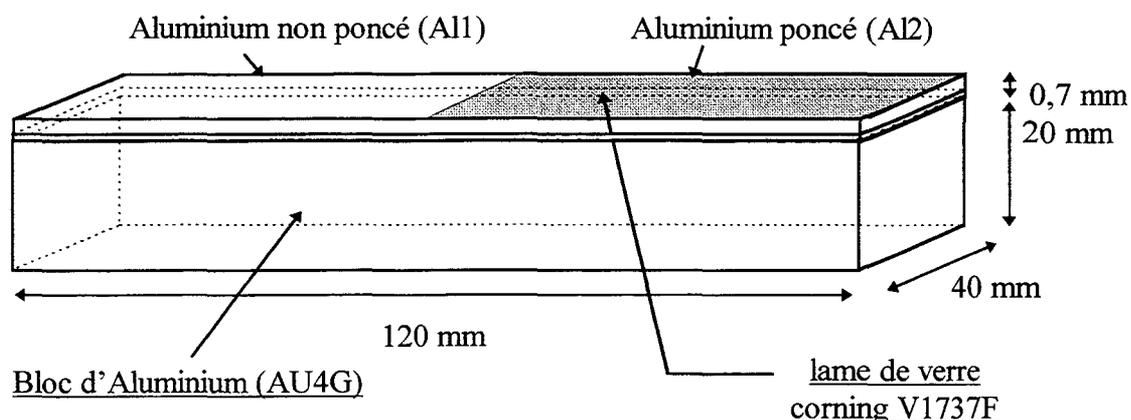


Figure 4.7 : Schéma de l'assemblage A11 et A12

3.3. Assemblages verre sur verre V2 et V3.

Ces assemblages sont réalisés sur le même substrat et la lame de verre Corning V1737F de 1,1 mm d'épaisseur. L'ensemble de leurs caractéristiques identiques est rassemblé au tableau 4.1.

Le bloc et la lame ont été nettoyés comme pour l'assemblage V1. Seule la moitié du bloc et de la lame ont été traitées au moyen du mélange sulfochromique dont nous allons parler. L'assemblage obtenu avec les surfaces non traitées sera nommé V2 et l'autre V3.

Traitement au mélange sulfochromique

Les pièces à traiter sont plongées pendant 20 minutes, à température ambiante, dans la solution suivante :

- 10 % de bichromate de potassium,
- 80 % d'acide sulfurique H_2SO_4 concentré,
- 10 % d'eau distillée,

Après un rinçage trois fois à l'eau distillée; elles sont séchées pendant 30 minutes à $120^\circ C$.

3.4. Assemblages verre-peinture-verre nommés P1, P2 et P3 ^{*}

L'isotropie des blocs de verre sur lesquels les peintures ont été déposées, à l'aide d'un filmo-graphe (annexe 7), a été vérifiée par un stagiaire de DUT mesures physiques dans la gamme [1,6, 10MHz], d'une façon similaire à celle décrite au paragraphe 2.

Pour rendre réfléchissant la couche de peinture, condition indispensable à nos mesures, une lame couvre-objet de microscope d'épaisseur $150\ \mu m$ environ est collée à l'aide de l'adhésif NOA 68, puis ensuite métallisée par voie chimique, ce qui donne un assemblage schématisé à la figure 4.8.

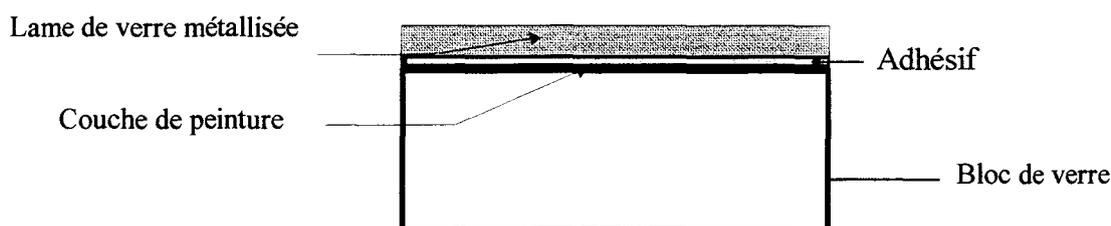


Figure 4.8 : Schéma des assemblages P1, P2 ou P3

*P1 (Type Acrylique référencée DO13708) (pour Alu, PVC, verre etc ...).

P2 (Type Acrylique mate contenant 5% de liant référencée DO13753)

3.5. Ensemble des caractéristiques de chaque assemblage

Les épaisseurs de la lame de verre, du bloc de verre ou d'aluminium sont mesurées à l'aide d'un sphéromètre. L'épaisseur de chaque élément est la moyenne des valeurs relevées en plusieurs points de ce dernier. Leurs masses volumiques sont calculées à partir de leurs masses et volumes.

Le tableau 4.1 donne l'ensemble des caractéristiques des assemblages verre sur verre et verre sur aluminium.

Assembl. collé	Milieu	Longueur (mm) ± 1	Largeur (mm) ± 1	Épaisseur (mm)	Masse volumique (kg/m ³)	λ (GPa)	μ (GPa)	c_l (m/s)	c_t (m/s)
V1	lame de verre	250	40	2,904 ± 0,020	2470 ⁽²⁾ ± 30	15,38 ⁽³⁾	30,40 ⁽³⁾	5555 ⁽²⁾ ± 50	3509 ⁽²⁾ ± 10
	adhésif NOA 68	250	40	0,570 ^(*) ± 0,019	1120 ⁽¹⁾	$\lambda_2^{(*)}$	$\mu_2^{(*)}$	(*)	(*)
	bloc de verre	250	40	18,60 ± 0,01	2450 ⁽²⁾ ± 40	23,32 ⁽³⁾	30,19 ⁽³⁾	5841 ⁽²⁾ ± 80	3508 ⁽²⁾ ± 20
A11 et A12	lame de verre	121	20	0,711 ^(*) ± 0,015	2540 ⁽¹⁾ ± 15	22,67 ⁽¹⁾	28,85 ⁽¹⁾	5625 ⁽¹⁾ ± 35	3370 ⁽¹⁾ ± 10
	adhésif NOA 68	121	20	0,145 ^(*) ± 0,015	1120 ⁽¹⁾	$\lambda_2^{(*)}$	$\mu_2^{(*)}$	(*)	(*)
	bloc d'aluminium	121	20	20,200 ⁽²⁾ ± 0,012	2586 ⁽²⁾ ± 30	59,52 ^(*)	25,40 ^(*)	6527 ⁽²⁾ ± 20	3132 ⁽²⁾ ± 10
V2 et V3	lame de verre	250	40	1,10 ^(*) ± 0,02	2540 ⁽¹⁾ ± 15	22,67 ⁽¹⁾	28,85 ⁽¹⁾	5625 ⁽¹⁾ ± 35	3370 ⁽¹⁾ ± 10
	adhésif NOA 68	250	40	0,140 ^(*) ± 0,017	1120 ⁽¹⁾	$\lambda_2^{(*)}$	$\mu_2^{(*)}$	(*)	(*)
	bloc de verre	250	40	18,70 ⁽²⁾ ± 0,01	2450 ⁽²⁾ ± 40	25,02 ⁽³⁾	30,31 ⁽³⁾	5912 ⁽²⁾ ± 80	3517 ⁽²⁾ ± 20

(*) valeurs à ajuster ou déterminer par résolution du problème inverse

(1) valeur donnée par le fabricant de l'adhésif

(2) valeurs mesurées

(3) valeurs calculées à partir de celles des célérités longitudinales et transversales

Tableau 4.1 : Caractéristiques des éléments des assemblages étudiés à l'aide du banc (B.S.H).

	Lame métallisée				Adhésif NOA68				Peinture				Bloc de verre			
	λ (GPa)	μ (GPa)	ρ (kg/m ³)	e (μ m)	λ (GPa)	μ (GPa)	ρ (kg/m ³)	e (μ m)	λ (GPa)	μ (GPa)	ρ (kg/m ³)	e (μ m)	λ (GPa)	μ (GPa)	ρ (kg/m ³)	e (μ m)
D013708 (Assemblage P1)	31,83 ⁽⁴⁾	29,51 ⁽⁴⁾	2560 ⁽⁴⁾	146 ⁽²⁾	(*)	(*)	1120 ⁽¹⁾	14,1 ⁽²⁾	(*)	(*)	1245 ⁽³⁾	40,8 ⁽²⁾	31,83 ⁽²⁾	29,51 ⁽²⁾	2560 ⁽²⁾	19125,6 ⁽²⁾
DO13753 (Assemblage P2)	31,83 ⁽⁴⁾	29,51 ⁽⁴⁾	2560 ⁽⁴⁾	146 ⁽²⁾	(*)	(*)	1120 ⁽¹⁾	20,4 ⁽²⁾	(*)	(*)	2169 ⁽³⁾	47,2 ⁽²⁾	31,83 ⁽²⁾	29,51 ⁽²⁾	2560 ⁽²⁾	19125,4 ⁽²⁾
BO11823 (Assemblage P3)	31,83 ⁽⁴⁾	29,51 ⁽⁴⁾	2560 ⁽⁴⁾	146 ⁽²⁾	(*)	(*)	1120 ⁽¹⁾	10,5 ⁽²⁾	(*)	(*)	1429 ⁽³⁾	28,4 ⁽²⁾	31,83 ⁽²⁾	29,51 ⁽²⁾	2560 ⁽²⁾	19138,6 ⁽²⁾

(*) valeurs à déterminer par résolution du problème inverse

(1) valeur donnée par le fabricant

(2) valeur mesurée

(3) valeur mesurée par la méthode du flacon

(4) Valeur supposée égale à celle du bloc de verre

**Tableau 4.2 : Caractéristiques des éléments des assemblages P1, P2, P3
étudiés à l'aide du banc (B.K.E).**

Le tableau 4.2 rassemble les caractéristiques des assemblages verre sur peinture P1, P2 et P3, les densités des couches de peinture sont mesurées au laboratoire par la méthode classique du flacon. L'épaisseur de l'adhésif est mesurée par soustraction. (épaisseur de l'assemblage fini - somme des épaisseurs des autres éléments).

Chapitre 5 : MESURES

1. ETUDE DE L'ASSEMBLAGE V1	73
1.1. Dispositif expérimental	73
1.2. Mesures	74
2. ETUDE DES ASSEMBLAGES AL1 ET AL2.....	75
3. ETUDE DES ASSEMBLAGES V2 ET V3	77
4. ETUDE DES ASSEMBLAGES P1, P2 ET P3	77

Chapitre 5

MESURES

Dans ce chapitre, en vue d'une caractérisation ultérieure de l'adhésion, nous allons étudier les célérités de phase des O.R.S des différents assemblages décrits au chapitre précédent. Les résultats comparés obtenus pour les assemblages A11 et A12 ainsi que V2 et V3 devraient montrer l'influence des traitements de surface réalisés.

1. ETUDE DE L'ASSEMBLAGE V1 (CARACTERISTIQUES TAB 4.1 P71)

1.1. Dispositif expérimental

Le transducteur est fixé sur un sabot de plexiglas non gravé qui transmet l'onde acoustique de compression au niveau de la gravure interne à l'adhésif. Le sabot de plexiglas sert à l'adaptation d'impédance du transducteur.

De cette façon l'onde de Rayleigh-Sezawa est excitée au coeur de l'adhésif, c'est ce que nous appelons désormais une excitation dans la colle (fig 5.1).

Le dispositif expérimental est présenté avec les dimensions à la figure 5.1. Une vue agrandie donne le détail des dents de verre situées dans l'adhésif, ces dernières sont collées à la lame de verre et non pas au substrat de verre (annexe 5).

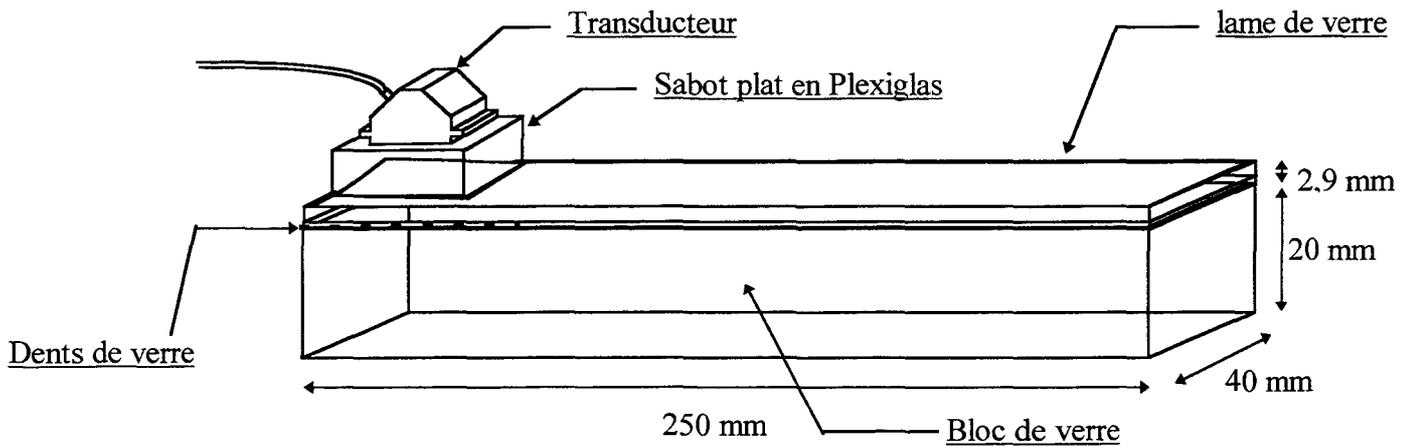


Figure 5.1 : Schéma de l'échantillon et du système d'excitation.

1.2. Mesures

La figure 5.2 présente les points de mesure obtenus sur cet assemblage V1 à l'aide du banc (B.S.H) par la méthode de phase synchrone.

Les courbes de dispersion théoriques calculées avec les valeurs numériques du tableau 4.1 montrent une assez bonne coïncidence avec les points de mesures. Cependant ici encore pour le premier mode aucun point n'a pu être obtenu pour des fréquences supérieures à 0,7 MHz où les modes 2 et 3 apparaissent, nous pouvons penser qu'ils sont plus compatibles avec le mode d'excitation.

Ce nouveau type d'excitation ne semble donc pas apporter la solution souhaitée, à savoir, exciter des ondes sur le premier mode pour des fréquences supérieures à 1 MHz où l'énergie acoustique est localisée dans l'adhésif. (voir fig p38 du chapitre 2).

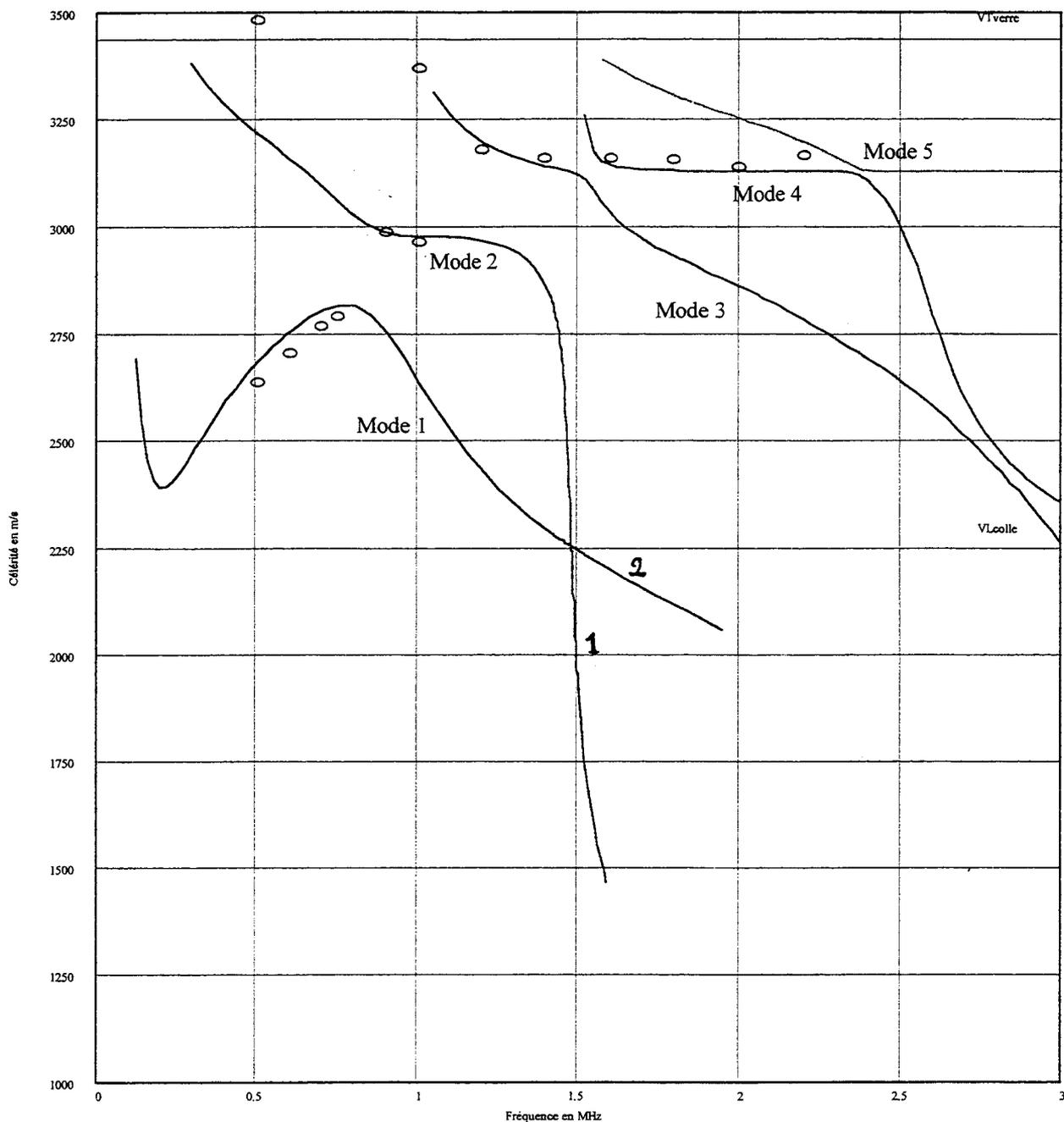


Figure 5.2 : Courbes de dispersion des cinq premiers modes pour une excitation dans la colle

2. ETUDE DES ASSEMBLAGES AL1 ET AL2 (CARACTERISTIQUES

TAB 4.1 P71)

En utilisant le dispositif expérimental de la figure 5.3, nous avons mesuré la célérité des ondes de surface se propageant sur les deux assemblages AL1 et AL2 et cela par la méthode de phase synchrone. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 5.4.

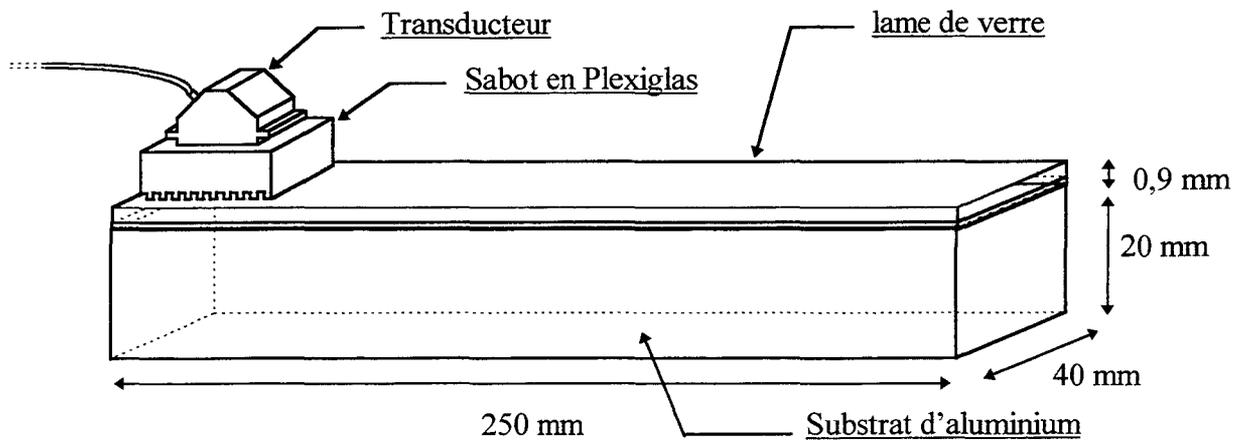


Figure 5.3 : Schéma de l'échantillon et du système d'excitation .

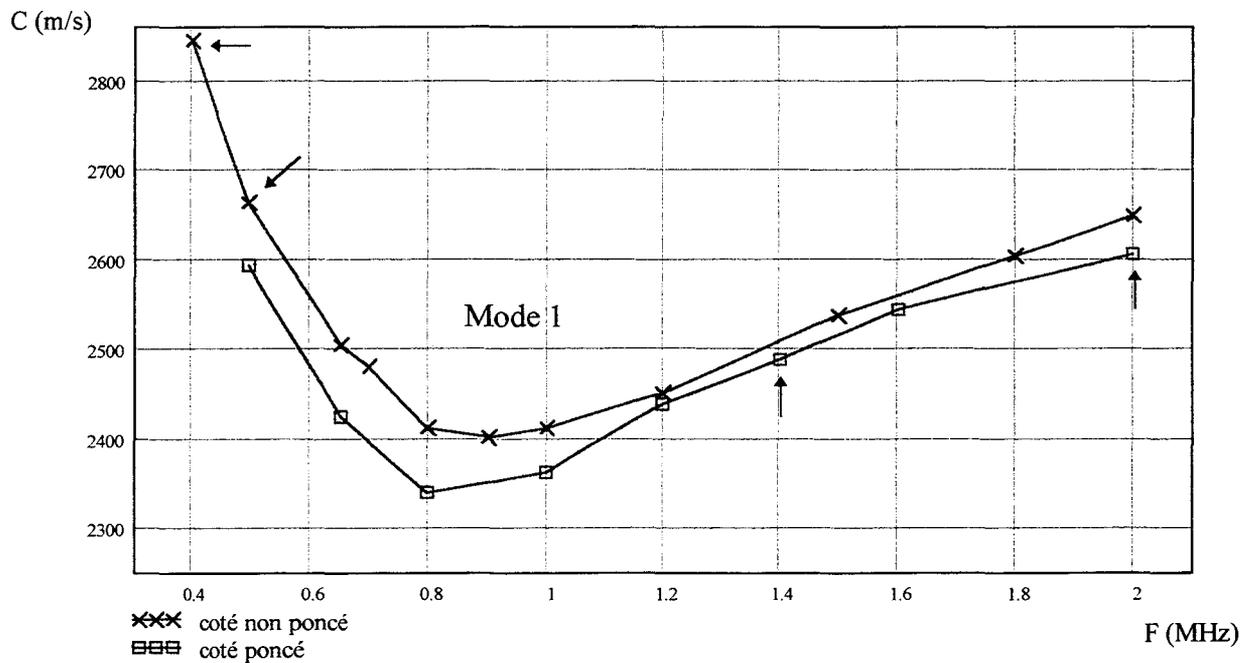


Figure 5.4 : Courbes de dispersion des ondes de surface se propagent sur les deux assemblages A11 et A12

Remarques :

- 1- La signification des points marqués par une flèche sera donnée au chapitre 6.
- 2- Le transducteur est placé à l'une ou l'autre extrémité suivant la zone étudiée en retournant l'échantillon.

Les courbes de dispersion de célérité ont la même allure, néanmoins le côté poncé donne des célérités inférieures à celles du côté non poncé. Cependant ces différences ne sont pas nécessairement attribuables au seul traitement puisque l'adhésif n'a pas exactement la même épaisseur sur chacune des régions de l'assemblage. Il faudra remonter aux caractéristiques de l'adhésif pour trancher la question.

3. ETUDE DES ASSEMBLAGES V2 ET V3 (CARACTERISTIQUES TAB 4.1 P71)

Les ondes de surface se propageant à la surface des deux assemblages V2 et V3 sont excitées avec sabots gravés comme le montre la figure 5.3. Les mesures des célérités obtenues sont données à la figure 5.5.

Le traitement des surfaces de verre de l'assemblage V3 par le mélange sulfochromique (chap4 §3.3) se traduit par une très faible diminution de célérité pour le premier mode aux fréquences supérieures à 1 MHz. Nous observons aussi que dans les régions supérieures à 2,5 MHz nous ne sommes toujours pas arrivés à exciter le premier mode. Le mode de traitement de surface ne semble pas jouer un rôle majeur, peut être parce que l'épaisseur de colle est plus uniforme.

4. ETUDE DES ASSEMBLAGES P1, P2 ET P3 (CARACTERISTIQUES TAB 4.2 P72)

Pour les trois assemblages P1, P2 et P3, les O.R.S sont excitées par des transducteurs à peignes interdigités et détectées par la méthode du « Knife-edge » dans la gamme de fréquences [2-10MHz]. Leur célérité de phase est mesurée par la méthode de phase synchrone. Les courbes

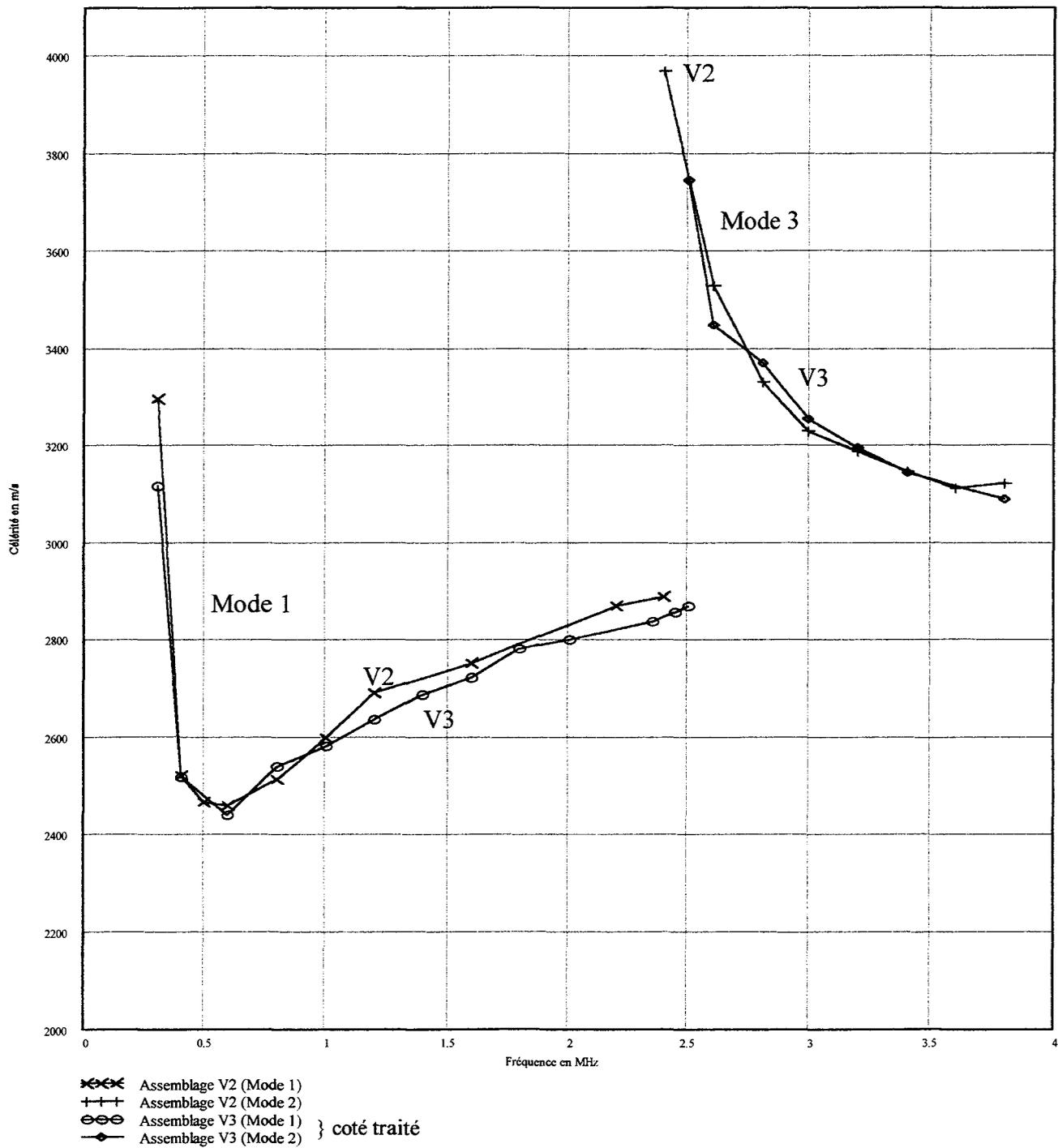


Figure 5.5 : Courbes de dispersion de célérités d'O.R.S se propageant sur les assemblages V2 et V3.

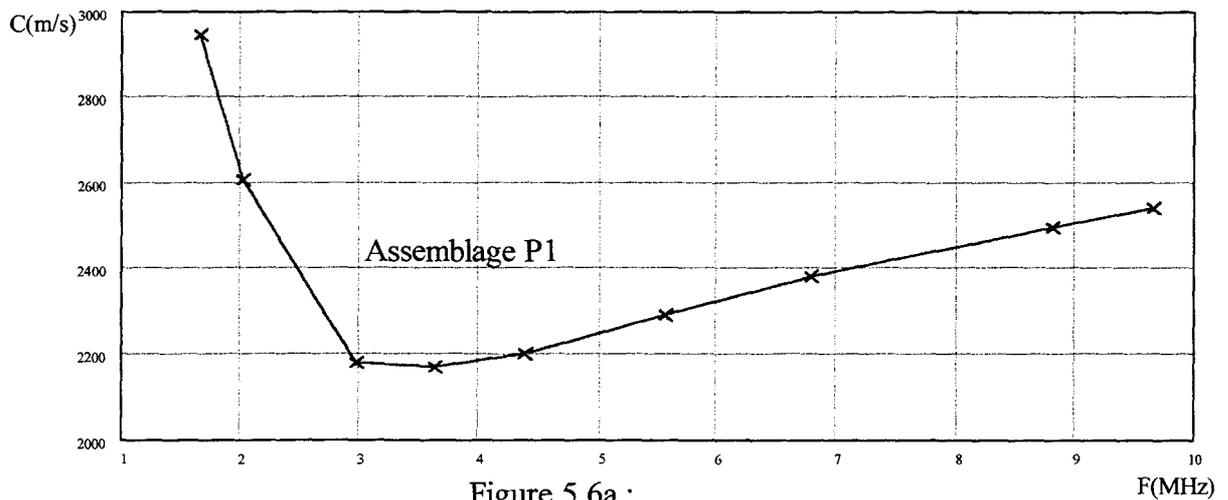


Figure 5.6a :

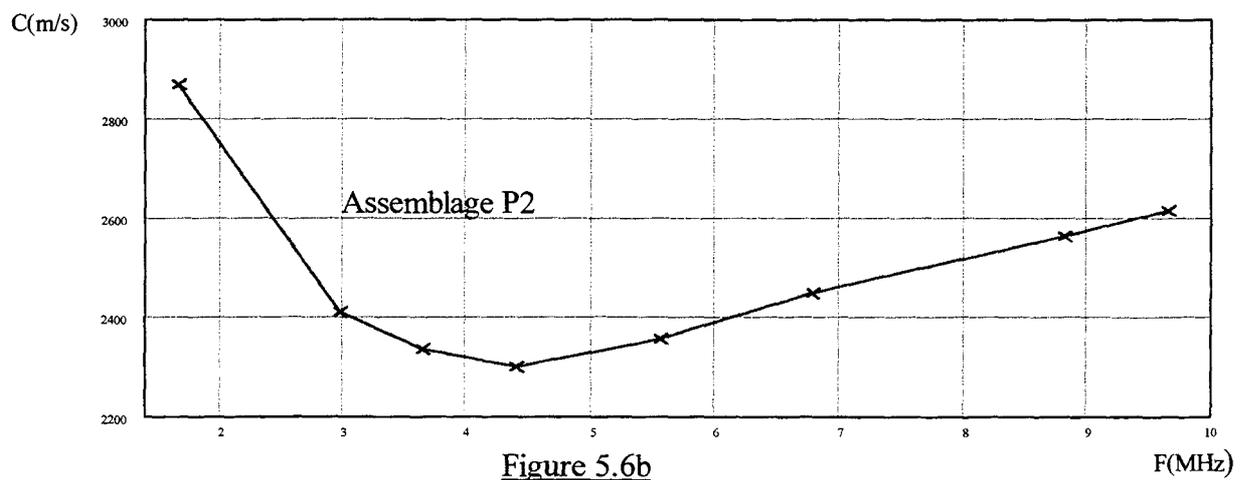


Figure 5.6b

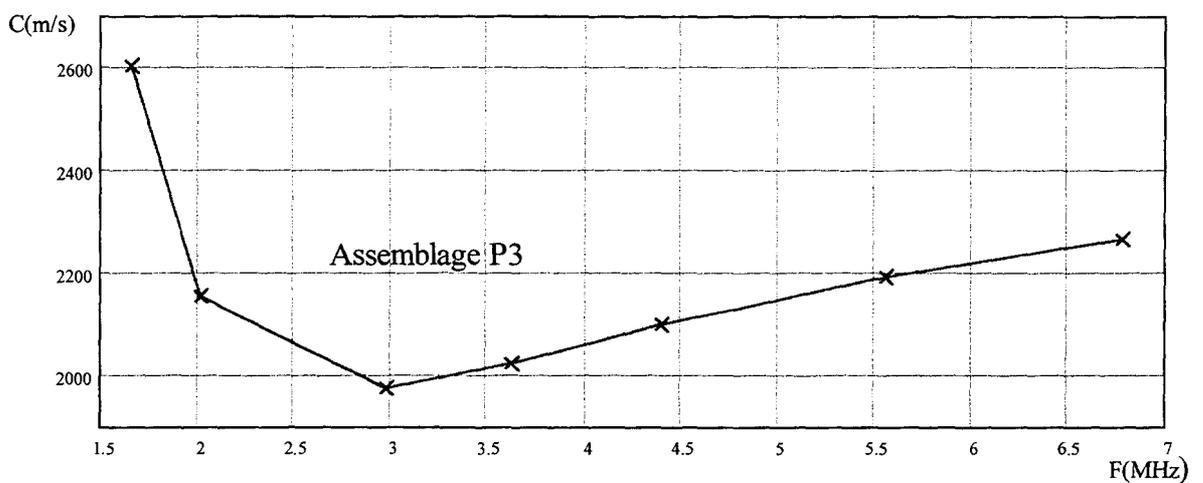


Figure 5.6c

Figure 5.6 : Courbes expérimentales du premier mode obtenues pour P1, P2 et P3

Il faut remarquer que l'atténuation des ondes augmente avec les fréquences et la limite supérieure des mesures évolue de 7 à 10 MHz selon la nature de la peinture.

Surface non poncée (Assemblage A11)	Fréquence F (MHz)		0,65	0,7	0,8	0,9	1,0	1,2		1,5			1,8	1,8	2,0
	Célérité C (m/s)		2507	2479	2412	2400	2411	2450		3124			2605	3103	2649
Surface poncée (Assemblage A12)	Fréquence F (MHz)	0,5	0,65		0,8		1,0	1,2	1,2		1,6	1,6			
	Célérité C (m/s)	2594	2425		2340		2364	2440	3122		2544	3067			

Résultats expérimentaux relatifs à A11 et A12

Surface non traitée (Assemblage V2)	Fréquence F (MHz)	0,4	0,5		0,8	1,0		1,6		2,4		3,0	3,2	3,4	3,6
	Célérité C (m/s)	2522	2469		2516	2602		2754		2891		3231	3191	3148	3113
Surface traitée (Assemblage V3)	Fréquence F (MHz)	0,4		0,6		1,0	1,4		1,8		2,5	3,0	3,2	3,4	3,8
	Célérité C (m/s)	2519		2442		2584	2690		2782		2870	3255	3196	3145	3092

Résultats expérimentaux relatifs à V2 et V3

DO13708 (Assemblage P1)	Fréquence F (MHz)		2,02		2,98		3,63		4,39		5,56		6,78		8,82		9,65
	Célérité C (m/s)		2608		2179		2169		2201		2292		2382		2498		2541
DO13753 (Assemblage P2)	Fréquence F (MHz)		2,02						4,40		5,56		6,78		8,82		
	Célérité C (m/s)		2760						2299		2356		2449		2563		
BO11823 (Assemblage P3)	Fréquence F (MHz)		2,02		2,98		3,63		4,40		5,56		6,78				
	Célérité C (m/s)		2154		1997		2023		2099		2193		2264				

Résultats expérimentaux relatifs à P1, P2 et P3

Chapitre 6 : CARACTÉRISATION DES ASSEMBLAGES RÉALISÉS

1. LES GRADIENTS CONJUGUES	80
2. POSITION DU PROBLÈME	82
3. IDENTIFICATION DES DIFFÉRENTS PARAMÈTRES.....	83
3.1. Sensibilité des différents paramètres	83
3.2. Procédure d'identification	85
4. IDENTIFICATION	87
4.1. Assemblages d'aluminium A11 et A12.	88
4.1.1. Identification de λ_2 , μ_2 , e_2 (ID1)	88
4.1.2. Identification de λ_2 , μ_2 , e_2 , μ_1 et μ_3 (ID2)	91
4.2. Assemblages de verre V2 et V3.....	93
4.2.1. Identification de μ_1 , λ_2 , μ_2 , e_2 , μ_3	93
4.2.2. Répartitions d'énergie de déformation pour V2.....	97
4.3. Assemblages de peinture P1, P2 et P3.....	99
4.3.1. Identification de λ_2 et μ_2	99
4.3.2. Évolution de λ et μ avec l'épaisseur	102
4.3.3. Incidence des imprécisions des mesures sur les résultats.....	103
5. CONCLUSION	104

A partir d'un nombre "Ne" de valeurs expérimentales de la célérité de phase des O.R.S. à différentes fréquences, il faut déterminer certaines caractéristiques inconnues e_m , λ_m et μ_m des milieux constituant le système stratifié. Il existe différentes méthodes pour résoudre ce problème inverse nommé encore identification; mais il s'est avéré que la méthode des gradients conjugués est bien adaptée à notre problème. Très classique, certains logiciels la proposent toute programmée, cependant sous ces formes proposées, elles n'ont pu être directement utilisées pour résoudre notre problème, c'est pourquoi le laboratoire l'a programmée pour répondre au mieux à ses besoins. Elle l'a tout d'abord été en Fortran et récemment le programme a été transposé et amélioré pour le logiciel Matlab.

Pour obtenir une meilleure sensibilité sur chacun des paramètres à identifier ils ont tous été normés à l'unité. Nous allons donner une description très succincte [MOU92] et [ZOU94] de cette méthode.

1. LES GRADIENTS CONJUGUES

Cette méthode itérative développée par Hestenes et Stiefel [HES52] pour des fonctions quadratiques et appliquée à la résolution des systèmes d'équations linéaires a été ensuite étendue par Fletcher et Reeves [FLE64] à des fonctions non quadratiques pour la résolution des systèmes non linéaires.

Tout d'abord les célérités C_{calc} en fonction des fréquences sont calculées à partir du déterminant défini précédemment (chap 1 §2) pour des valeurs assez proches des caractéristiques recherchées. Par variation de ces derniers paramètres, nous cherchons la courbe de dispersion correspondant au mieux à la courbe expérimentale. La quantité définie par :

$$Q(\bar{p}) = \sum_{j=1}^{Ne} \frac{(C_{mes,j} - C_{calc,j}(\bar{p}))^2}{Ne}$$

sert de critère d'ajustement où \bar{p} est un vecteur regroupant l'ensemble des caractéristiques $\frac{e_m}{e_{m^0}}, \frac{\rho_m}{\rho_{m^0}}, \frac{\lambda_m}{\lambda_{m^0}}, \frac{\mu_m}{\mu_{m^0}}$ (Les indices 0 désignent les valeurs initiales). Ainsi chaque paramètre est normé à l'unité. Évidemment pour calculer les célérités, il faudra multiplier chaque composante par les facteurs convenables.

La quantité $D(p) = \sqrt{Q(p)}$ exprime l'écart quadratique moyen entre les valeurs théoriques et les valeurs mesurées.

Pour minimiser Q , nous devons déterminer la direction dans laquelle nous rechercherons chaque nouvelle valeur du vecteur \bar{p} . Comme le gradient d'une fonction est la direction de montée la plus rapide, c'est dans la direction $\bar{dir}_0 = -\overline{grad} Q(\bar{p}_0)$ (l'indice 0 montrant qu'il s'agit du départ) que l'on minimise une première fois la fonction $Q(\bar{p})$, en faisant varier les éléments du vecteur \bar{p} de la façon suivante $\bar{p}_1 = \bar{p}_0 + pas_0 \cdot \bar{dir}_0$ où pas_0 définit le pas optimal minimisant Q .

La seconde étape consiste à minimiser la fonction Q dans une nouvelle direction \bar{dir}_j (figure 6.1). Cette nouvelle direction \bar{dir}_j n'est plus définie par le gradient de Q mais par le gradient conjugué, c'est à dire $\bar{dir}_j = -\overline{grad} Q(\bar{p}_j) + \gamma_{j-1} \cdot \bar{dir}_{j-1}$ avec
$$\gamma_{j-1} = \frac{(\overline{grad} Q(\bar{p}_j) - \overline{grad} Q(\bar{p}_{j-1})) \cdot \overline{grad} Q(\bar{p}_j)}{(\overline{grad} Q(\bar{p}_{j-1}))^2}$$
. De nouveau nous calculons

$\bar{p}_j = \bar{p}_{j-1} + pas_{j-1} \cdot \bar{dir}_{j-1}$ pour atteindre le minimum de Q dans cette direction.

Pour déterminer plus rapidement les pas optimaux, une interpolation parabolique utilisant trois points encadrant le minimum de $Q(\bar{p})$ est très efficace. Si les points encadrant le minimum sont trop distants, un changement de pas permet de les resserrer. La procédure est facilement généralisable en remplaçant les indices 1 par i , les 0 par $i-1$ et les 2 par $i+1$.

Pour les fonctions quadratiques on démontre que ce nombre d'itérations est égal au nombre N de paramètres à déterminer. Ces étapes sont recommencées N fois afin d'atteindre le minimum de Q .

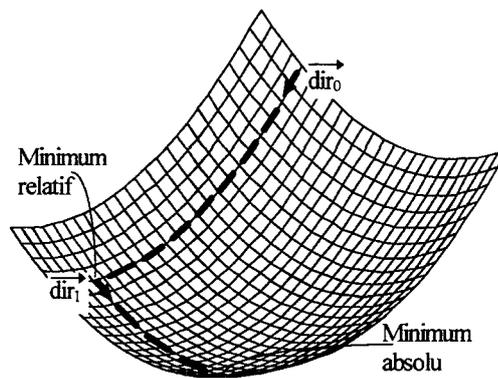


Figure 6.1 : Surface $Q(\bar{p})$ si \bar{p} est un vecteur à deux composantes

Il est facile d'imaginer que pour une surface « à bosses » nous puissions dans ces conditions rater un minimum absolu, tourner autour, voire s'en éloigner et obtenir des résultats physiquement inacceptables. Ceci arrive quand un trop grand nombre de paramètres sont traités en même temps ou quand le point de départ est trop éloigné de la réalité.

2. POSITION DU PROBLÈME

Pour un milieu isotrope unique il est possible de mesurer directement c_l , c_t et ρ , le calcul de λ et μ est donné par la relation $\lambda = \rho(c_l^2 - 2c_t^2)$ et $\mu = \rho c_t^2$ (chap4 §1). Mais cela suppose de pouvoir disposer du matériau sous forme d'un bloc d'épaisseur assez importante (au moins 1cm) qui ait des surfaces planes et parallèles. Si l'assemblage à étudier comporte un ou plusieurs milieux dont les caractéristiques ne peuvent pas être déterminés directement (par exemple l'adhésif ...), il est possible de calculer ces constantes à l'aide de la courbe de dispersion de célérité des O.R.S obtenue avec le banc de mesure. Nous allons étudier un procédé pour résoudre ce problème et déterminer les précisions que l'on peut en attendre.

3. IDENTIFICATION DES DIFFÉRENTS PARAMÈTRES

A partir des valeurs mesurées des différentes caractéristiques et de valeurs réalistes des paramètres inconnus, il est possible de calculer une courbe de dispersion (chap2). Sur cette courbe nous retenons un certain nombre de points (V_i, F_i) que nous considérons comme points de mesures (points pseudo expérimentaux).

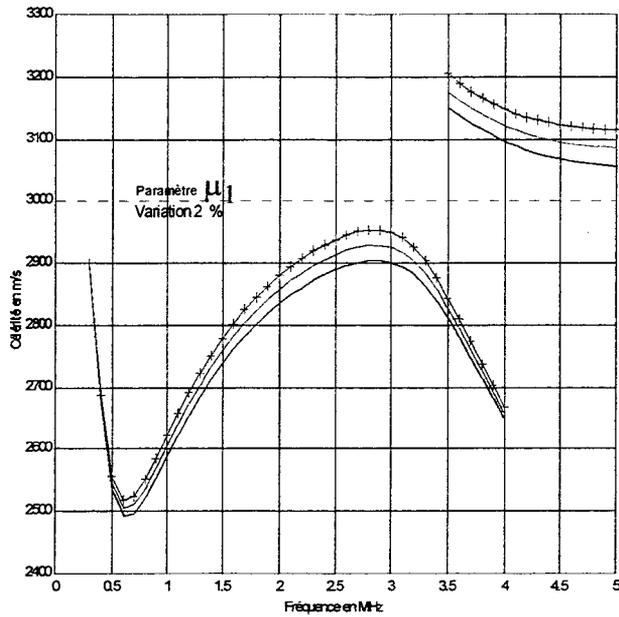
Nous allons chercher le moyen de retrouver les paramètres supposés inconnus et la précision avec laquelle ils sont restitués.

Nous étudierons les assemblages décrits au chapitre 4 et qui sont constitués chacun d'un bloc de verre (V1, V2 et V3) ou d'aluminium (A11, A12) sur lequel une lame de verre a été collée à l'aide de l'adhésif NOA 68, ainsi que les assemblages de peinture (P1, P2 et P3) constitués chacun d'une lame de verre collée à l'aide de l'adhésif NOA 68 à une couche de peinture déposée sur un substrat de verre.

3.1. Sensibilité des différents paramètres

Cette étude est intéressante pour orienter la résolution du problème inverse et identifier d'abord les paramètres les plus influents. Nous avons étudié l'action sur les courbes de dispersion des différents paramètres entrant en jeu, et ce pour un système à trois milieux constitués d'une lame de verre collée à l'aide de la NOA 68 à un substrat de verre; pour cela nous calculons la courbe de dispersion théorique en faisant varier le paramètre considéré de n%. Des différences de sensibilités notables entre les paramètres sont obtenues dans des zones dépendant de la fréquence. Les paramètres ρ_1 et μ_1 sont les plus influents, $e_1, \mu_2, \rho_2, e_2, \mu_3, \rho_3$ le sont moyennement.

Une illustration des résultats est donnée pour μ_1 et λ_1 (Figure 6.2). En fait, les valeurs de ρ sont supposées connues par les mesures ou données par le fabricant et jamais identifiées.



Paramètre μ_1 de la lame
très sensible

La courbe intermédiaire représente celle donnée par les valeurs nominales, les deux autres par des valeurs augmentées de 2% (+) et diminuées (-) de la même quantité.

Paramètre λ_1 de la lame
peu sensible

Ici, les trois courbes sont confondues, ce qui montre la faible sensibilité de ce paramètre.

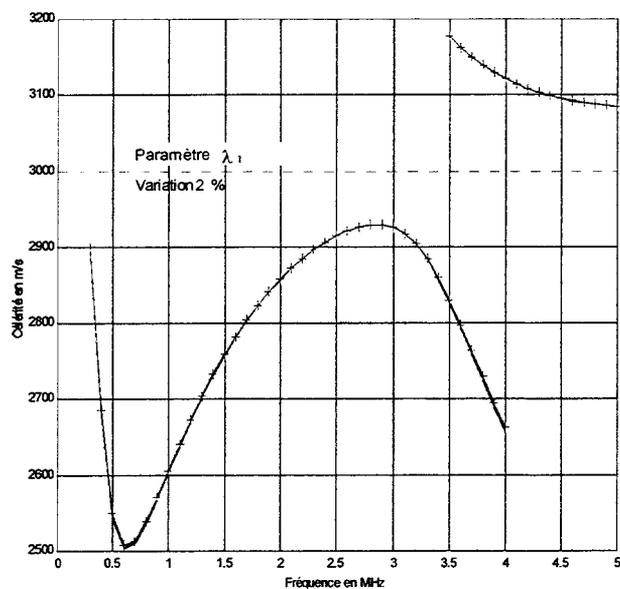


Figure 6.2 : Courbes représentant les sensibilités des paramètres μ_1 et λ_1 de la lame de verre de l'assemblage V2

3.2. Procédure d'identification

Pour définir une procédure d'identification, nous partons d'une courbe théorique (figure 6.3) calculée avec des paramètres connus donnés par le tableau (6.0). Sur cette courbe, nous choisissons Ne points à différentes fréquences notés par (o) sur la courbe, points que nous considérons comme des mesures (pseudo-mesures). A partir de ces pseudo-mesures et partant de valeurs de paramètres à identifier éloignées de leurs valeurs vraies, nous cherchons à retrouver ces vraies valeurs. Dans ce calcul tous les autres paramètres supposés connus conservent leurs valeurs exactes. Le calcul est réalisé en deux étapes en reprenant le résultat de la première identification comme paramètres de départ de la deuxième.

Paramètres	Lame de verre	Adhésif	Substrat
λ (GPa)	22,6700	3,7290	25,0200
μ (GPa)	28,8500	0,9725	30,3000
ρ (Kg/m ³)	2540	1120	2450
e(μ m)	1100	140	infini

Tableau 6.0

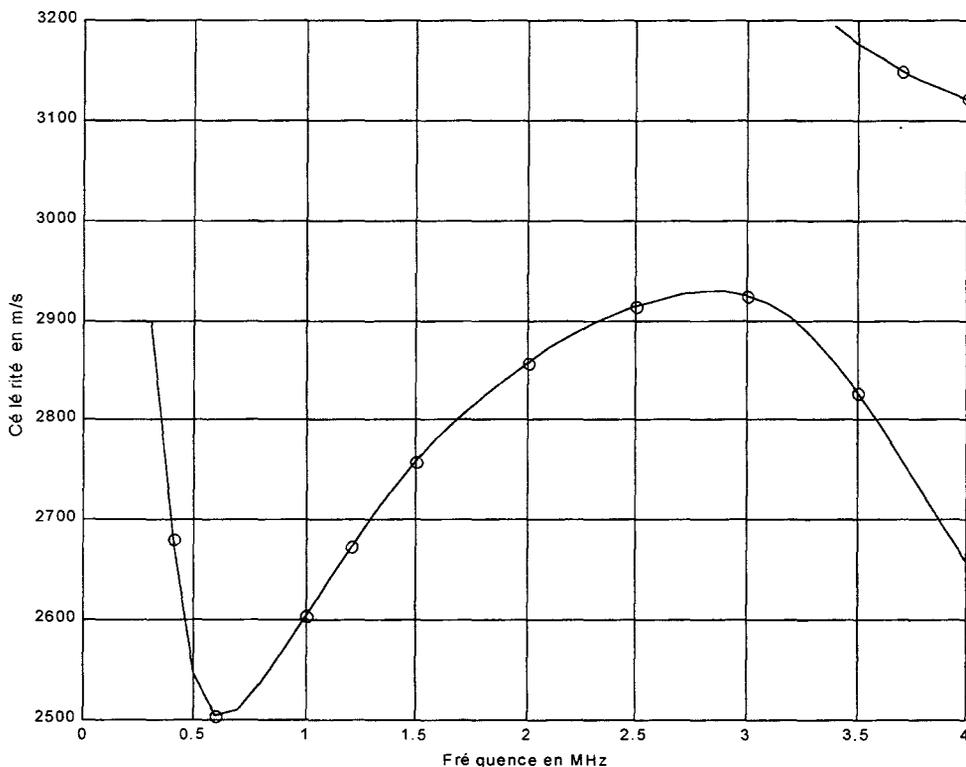
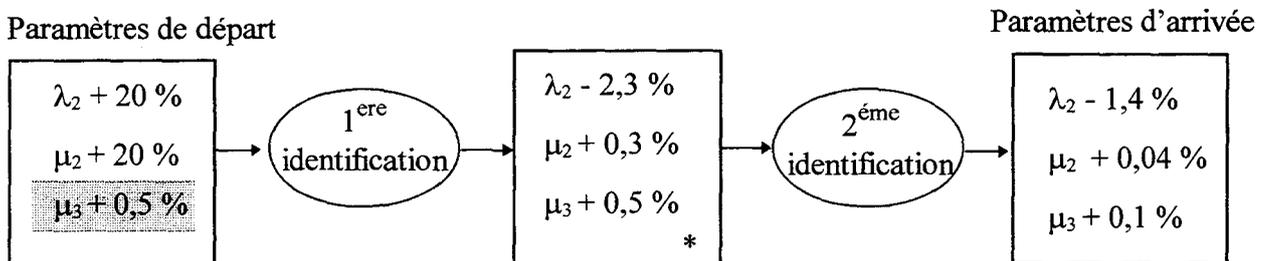
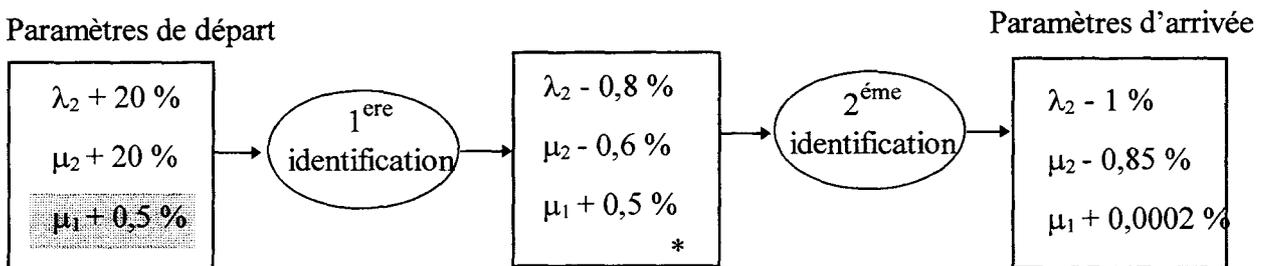
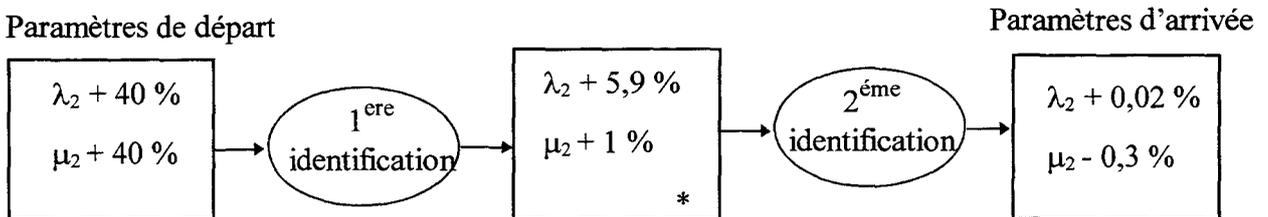
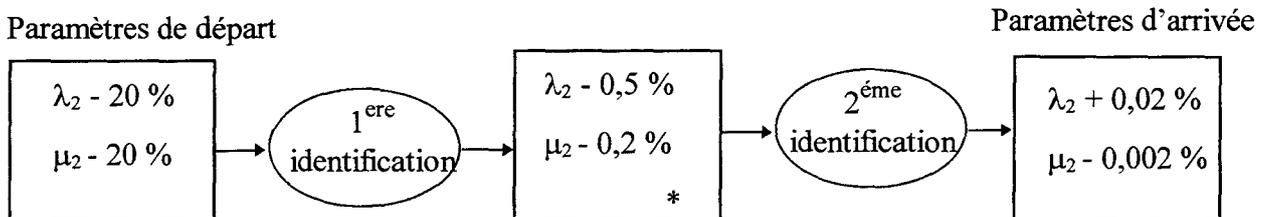
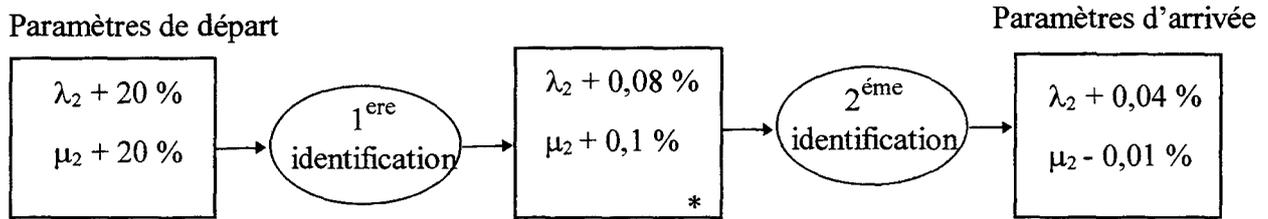
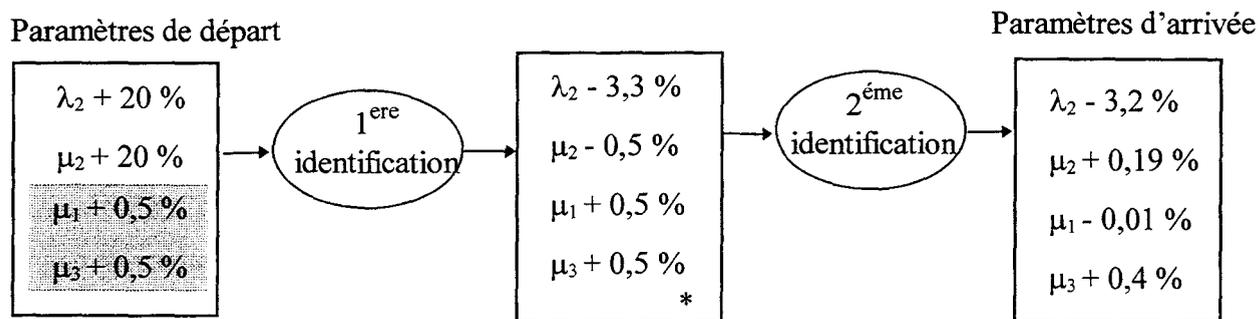
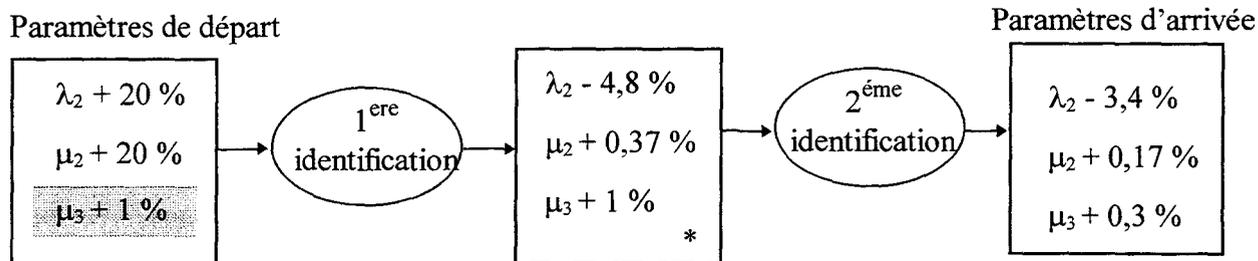


Figure 6.3

Voici le schéma de la procédure d'identification relative à l'assemblage V2 dont les caractéristiques sont reportées au tableau 4.1 p71.





Remarques :

1 - Les valeurs en pourcent désignent les écarts relatifs des paramètres de départ ou d'arrivée par rapport à leurs vraies valeurs, connues ici, puisque le modèle de départ est théorique.

2 - Les cadres marqués d'un * contiennent des paramètres d'arrivée de la première identification et qui servent de paramètres de départ pour la deuxième identification.

3 - Les paramètres en gris servent de points de départ mais ne sont pas identifiés dans la première étape, si certains paramètres ne sont pas introduits dans des procédures c'est à cause des risques de divergence ou de non convergence vers le résultat connu

4 - Une procédure contient autant de boucles que de paramètres à identifier

4. IDENTIFICATION

4.1. Assemblages d'aluminium A11 et A12.

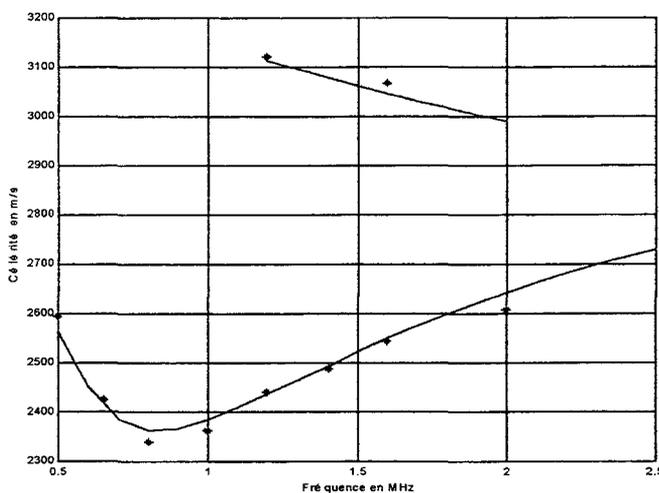
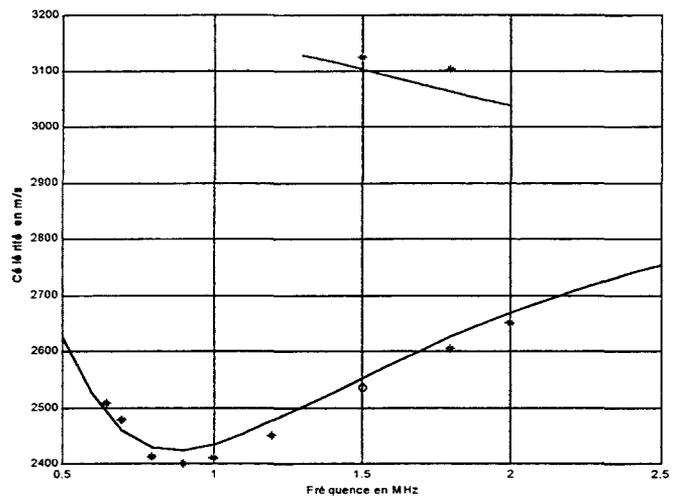
4.1.1. Identification de λ_2 , μ_2 , e_2 (ID1)

Le tableau 6.1 donne les points expérimentaux pris en considération pour l'identification des paramètres des deux assemblages A11 et A12.

A partir des valeurs identifiées, nous calculons les courbes de dispersion de célérité du premier et du deuxième mode. Elles sont présentées sur la même figure que les points expérimentaux (figure 6.4) qui sont assez proches de leur courbe correspondante; le critère d'ajustement D semblant un peu élevé.

Aluminium non poncé
(Assemblage A11)

$$D = 23,7 \text{ m/s}$$



Aluminium poncé
(Assemblage A12)

$$D = 19,6 \text{ m/s}$$

Figure 6.4 : Mesures et courbes de dispersion de célérité d'O.R.S
se propageant sur les assemblages A11 et A12

Surface non poncée (Assemblage A11)	Fréquence F (MHz)		0,65	0,7	0,8	0,9	1,0	1,2		<i>1,5</i>			1,8	<i>1,8</i>	2,0
	Célérité C (m/s)		2507	2479	2412	2400	2411	2450		<i>3124</i>			2605	<i>3103</i>	2649
Surface poncée (Assemblage A12)	Fréquence F (MHz)	0,5	0,65		0,8		1,0	1,2	<i>1,2</i>		1,6	<i>1,6</i>			
	Célérité C (m/s)	2594	2425		2340		2364	2440	<i>3122</i>		2544	<i>3067</i>			

Tableau 6.1 : Points expérimentaux pris en compte
pour l'identification d'A11 et A12

Ce tableau comparé à la figure 5.4 révèle des points manquants marqués d'une flèche, ces derniers correspondent à des mesures manquant de précision. Les valeurs en italique correspondent au deuxième mode.

L'ensemble des valeurs des paramètres trouvées correspondant aux courbes de la figure 6.3 est donné dans le tableau 6.2.

Verre /Adhésif/Aluminium (ID1)										
Aluminium non poncé (A11)						Aluminium poncé (A12)				
	V_l (m/s)	V_t (m/s)	λ (GPa)	μ (GPa)	e (μm)	V_l (m/s)	V_t (m/s)	λ (GPa)	μ (GPa)	e (μm)
Lame de verre	5625	3370	22,67	28,85	711	5625	3370	22,67	28,85	711
Adhésif	2595	1010	5,259	1,141	126,4	2533	976	5,053	1,067	148,1
Bloc d'Aluminium	6529	3134	59,43	25,40		6527	3132	59,43	25,37	

Tableau 6.2 : Résultats de l'identification

Le tableau 6.3 ci-dessous donne les écarts des caractéristiques correspondant aux deux assemblages A11 et A12. Ces écarts sont définis ici et dans la suite comme suit :
non traité – traité
non traité

Écarts en %					
	V_l	V_t	λ	μ	e
Lame de verre	0	0	0	0	
Adhésif	2,39	3,36	3,92	6,49	-17,16
Bloc d'Aluminium	0,03	0,06	0	0,12	

Tableau 6.3 : Écarts relatifs des valeurs des paramètres trouvés
entre chaque assemblage

Le tableau présentant les écarts montre que les valeurs correspondant à la surface poncée sont inférieures à celles de la surface non poncée, ce qui peut paraître étonnant, il est vrai que ces différences restent faibles et peut-être peu significatives.

4.1.2. Identification de λ_2 , μ_2 , e_2 , μ_1 et μ_3 (ID2)

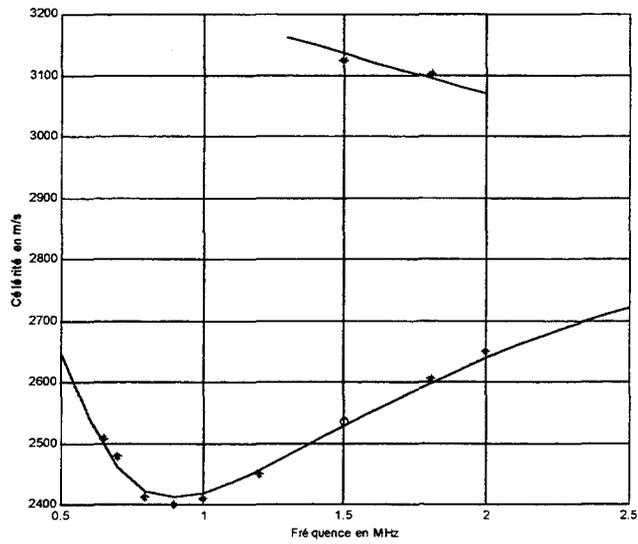
Les valeurs nominales de la lame de verre données par le fabricant ne correspondent peut-être pas exactement aux valeurs réelles, de plus les mesures faites sur le bloc d'aluminium AU4G sont elles aussi entachées d'imprécision, c'est pourquoi pour avoir meilleure identification nous allons recommencer l'ajustement avec les mêmes points de départ mais en faisant varier cette fois μ_1 , λ_2 , μ_2 , e_2 et μ_3 . Nous ne nous occupons pas de λ_1 et λ_3 , paramètres très peu sensibles. Les courbes de la figure 6.5 correspondent aux tableaux 6.4.

Verre /Adhésif/Aluminium (ID2)										
Aluminium non poncé (Al1)						Aluminium poncé (Al2)				
	V_l (m/s)	V_t (m/s)	λ (GPa)	μ (GPa)	e (μm)	V_l (m/s)	V_t (m/s)	λ (GPa)	μ (GPa)	e (μm)
Lame de verre	5556	3313	22,67	27,87	711	5575	3328	22,67	28,13	711
Adhésif	2605	1013	5,30	1,15	126	2540	981	5,07	1,07	146
Bloc d'Aluminium	6565	3171	59,43	26		6539	3144	59,43	25,57	

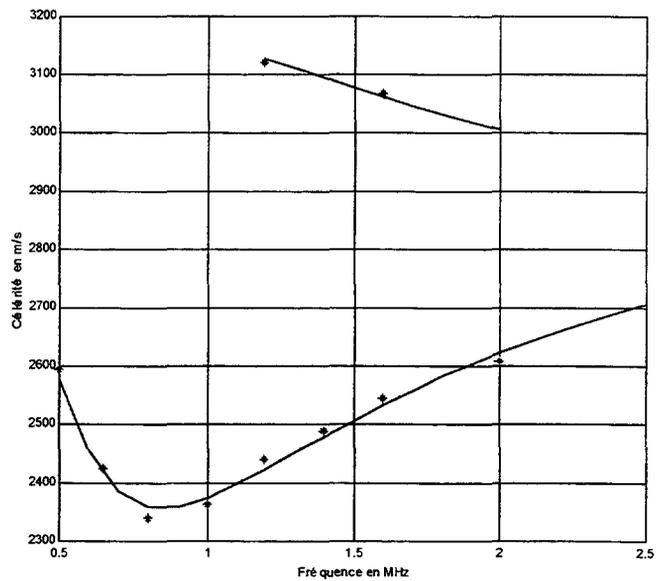
Tableau 6.4 : Résultats de la deuxième identification

Écarts en %					
	V_l	V_t	λ	μ	e
Lame de verre	-0,34	-0,45	0	-0,92	0
Adhésif	2,5	3,16	4,33	6,2	-15,9
Bloc d'Aluminium	0,4	0,85	0	1,68	

Tableau 6.5 : Écarts relatifs des valeurs des paramètres trouvés
entre chaque assemblage



Aluminium non poncé
(Assemblage A11)
D = 10,7 m/s



Aluminium poncé
(Assemblage A12)
D = 13,2 m/s

Figure 6.5 : Mesures et courbes de dispersion de célérité d'O.R.S se propageant sur les assemblages A11 et A12

Remarques :

L'ajustement s'est nettement amélioré ($D = 10,7$ m/s et $D = 13,2$ m/s), les écarts entre A11 et A12 restent du même ordre de grandeur et de même sens mais sont moins sujet à caution. Nous mesurons une faible différence entre les deux parties traitée et non traitée contrairement à l'attente, l'adhésion semble meilleure sur l'aluminium non poncé que poncé puisque $\mu_2(A11)$ est supérieur à $\mu_2(A12)$.

Les faibles variations obtenues pour les caractéristiques de la lame de verre et du bloc d'aluminium restent très acceptables, néanmoins leurs valeurs différentes d'un ajustement à l'autre peut poser question; l'imprécision des mesures de célérités et peut être l'irrégularité de l'épaisseur pourraient en être la cause.

4.2. Assemblages de verre V2 et V3

4.2.1. Identification de μ_1 , λ_2 , μ_2 , e_2 , μ_3

Le tableau 6.6 donne les points expérimentaux pris en considération pour l'identification des paramètres des deux assemblages V2 et V3.

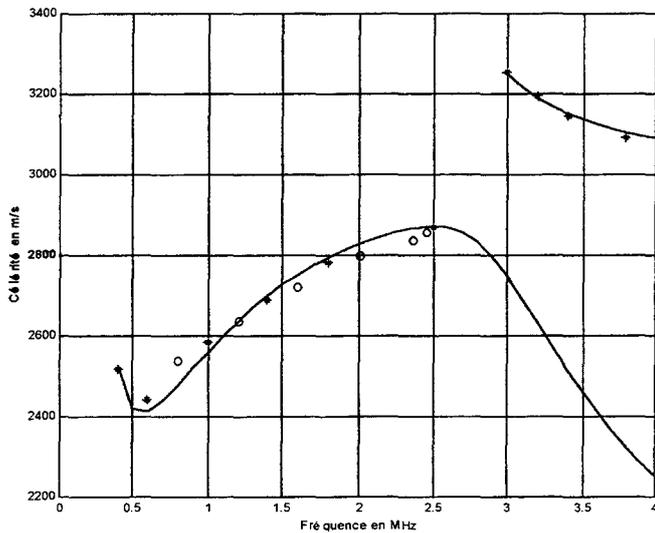
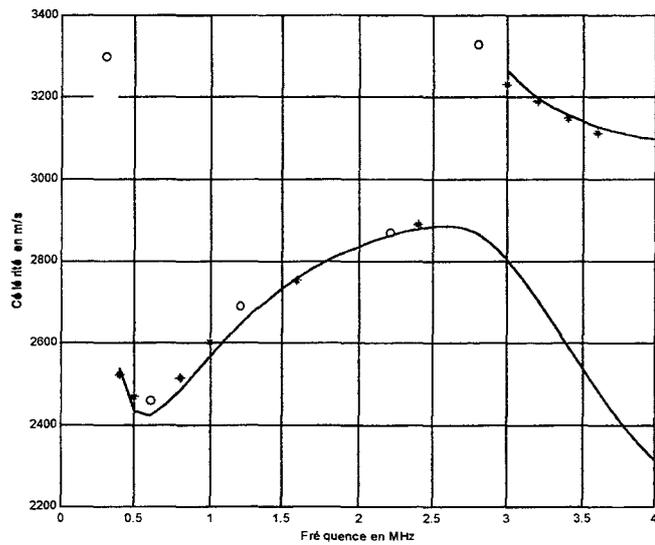
A partir des valeurs identifiées, nous calculons les courbes de dispersion de célérité du premier et du deuxième mode. Elles sont présentées sur la même figure que les points expérimentaux (marqués d'astérisque sur la figure 6.6) qui sont assez proches de leur courbe correspondante. Les points marqués d'un cercle relatifs à des mesures moins précises, n'ont pas été retenus pour l'identification, mais sont situés par rapport à la courbe.

Surface non traitée (Assemblage V2)	Fréquence F (MHz)	0,4	0,5		0,8	1,0		1,6		2,4		3,0	3,2	3,4	3,6	
	Célérité C (m/s)	2522	2469		2516	2602		2754		2891		3231	3191	3148	3113	
Surface traitée (Assemblage V3)	Fréquence F (MHz)	0,4		0,6		1,0	1,4		1,8		2,5	3,0	3,2	3,4		3,8
	Célérité C (m/s)	2519		2442		2584	2690		2782		2870	3255	3196	3145		3092

Tableau 6.6 : Points expérimentaux pris en compte
pour l'identification de V2 et V3

Surface non traitée à l'acide
sulfochromique
(Assemblage V2)

$D = 23,2 \text{ m/s}$



Surface traitée à l'acide Sulfochromique
(Assemblage V3)

$D = 14,2 \text{ m/s}$

**Figure 6.6 : Mesures et courbes de dispersion de célérité d'O.R.S
se propageant sur les assemblages V2 et V3**

L'ensemble des valeurs des paramètres trouvées est donné dans le tableau 6.7.

	Côté non traité (Assemblage V2)					Côté traité (Assemblage V3)				
	V_l (m/s)	V_t (m/s)	λ (GPa)	μ (GPa)	e (μm)	V_l (m/s)	V_t (m/s)	λ (GPa)	μ (GPa)	e (μm)
Lame de verre	5613	3360	22,67	28,68	1100	5608	3356	22,67	28,63	1100
Adhésif	1962	813	2,83	0,74	137	1946	806	2,79	0,73	141
Bloc de verre	5816	3436	25,02	28,92		5838	3454	25,02	28,48	

Tableau 6.7 : Résultats de l'identification

Les écarts entre les valeurs des paramètres des deux assemblages non traité (V2) et traité à l'acide sulfochromique (V3) sont donnés par le tableau 6.8 ci-dessous.

Écarts en %					
	V_l	V_t	λ	μ	e
Lame de verre	0,09	0,12	0	0,17	
Adhésif	0,82	0,87	1,2	1,35	-2,9
Bloc de verre	-0,38	-0,52	0	1,52	

Tableau 6.8 : Écarts relatifs des paramètres trouvés
des assemblages V2 et V3.

Remarques :

1 - Nous remarquons que pour ces assemblages, les épaisseurs de l'adhésif sont constantes le long de la surface du bloc de verre (à mieux de 3%).

2 - Les résultats obtenus pour ces assemblages donnent des écarts faibles, de même sens que pour les échantillons précédents, c'est à dire que le coefficient de Lamé μ_2 de l'adhésif de l'assemblage à surface non traitée à l'acide sulfochromique (V2) est supérieur à celui de l'assemblage à surface traitée (V3). Nous remarquons aussi que le traitement chimique modifie peut être l'épaisseur de façon plus modérée que le traitement mécanique des assemblages d'aluminium sur verre.

3 - Concernant l'adhésif, à épaisseurs quasivoisines de celles des assemblages A11 et A12, nous obtenons des valeurs des coefficients de Lamé λ et μ très inférieures.

4.2.2. Répartitions d'énergie de déformation pour V2

Une étude des répartitions d'énergie de déformation (figure 6.7) réalisée sur l'assemblage de verre V2 a permis de situer les zones sensibles à l'adhésion ou à la cohésion, les graphes suivants donnent les répartitions en pourcent dans l'adhésif pour les fréquences 0,4; 2,5 MHz (mode 1); 3 et 4 MHz (mode 2).

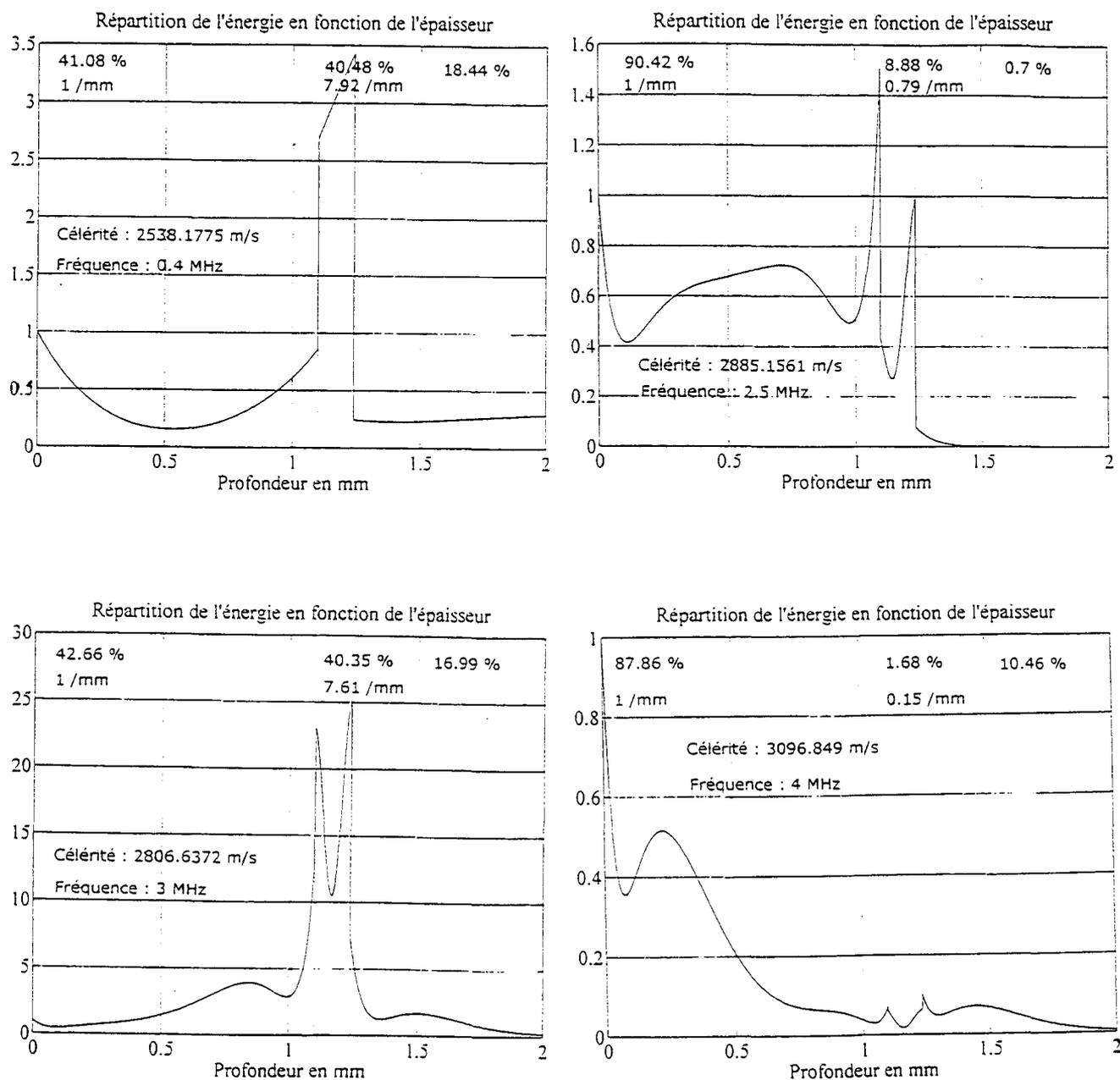


Figure 6.7 : Répartitions d'énergie de déformations pour l'assemblage V2

L'étude complète des répartitions d'énergie dans l'adhésif pour l'assemblage V2 a permis de tracer des graphes représentatifs (figure 6.8) de ces répartitions et ce pour les trois premiers modes. Nous remarquons que pour le premier mode, l'énergie de déformation est faible dans la gamme 1 à 2,5 MHz. Par contre, au delà de 2,5 MHz, elle est quasi nulle à la surface, ce qui explique le fait que nous n'avons pas pu arriver à exciter des ondes dans ces régions. Pour le deuxième mode, cette énergie est localisée dans l'adhésif dans la gamme 2 à 3,5 MHz. Par contre, pour le troisième mode, elle décroît avec la fréquence.

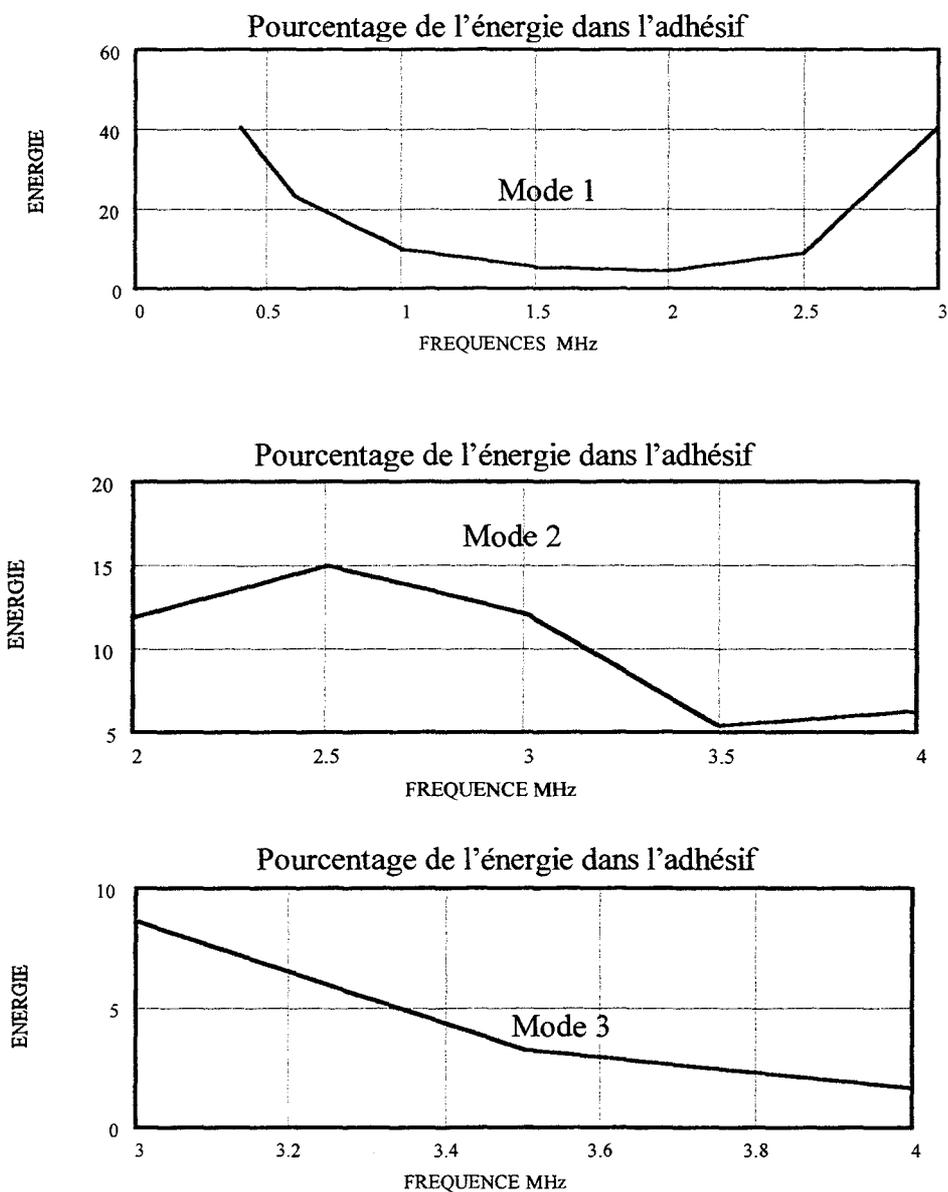


Figure 6.8 : Pourcentage de l'énergie dans l'adhésif pour l'assemblage V2

4.3. Assemblages de peinture P1, P2 et P3

4.3.1. Identification de λ_2 et μ_2 de l'adhésif

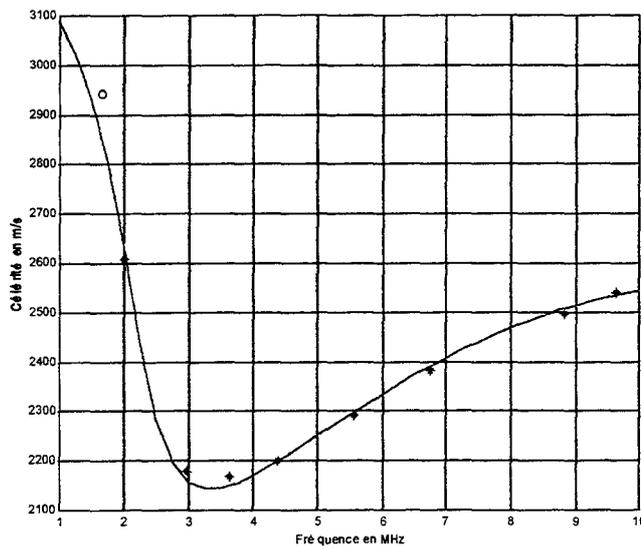
Le tableau 6.9 suivant rassemble les points expérimentaux pris en compte pour l'identification des assemblages P1, P2 et P3. Notons que pour ces trois assemblages nous n'avons excité que le premier mode (Cf fig 5.6 p79).

DO13708 (Assemblage P1)	Fréquence F (MHz)	2,02	2,98	3,63	4,39	5,56	6,78	8,82	9,65
	Célérité C (m/s)	2608	2179	2169	2201	2292	2382	2498	2541
DO13753 (Assemblage P2)	Fréquence F (MHz)	2,02			4,40	5,56	6,78	8,82	
	Célérité C (m/s)	2760			2299	2356	2449	2563	
BO11823 (Assemblage P3)	Fréquence F (MHz)	2,02	2,98	3,63	4,40	5,56	6,78		
	Célérité C (m/s)	2154	1997	2023	2099	2193	2264		

Tableau 6.9 : Points de mesure expérimentaux du premier mode pris en compte pour l'identification de P1, P2 et P3

A partir des valeurs identifiées, nous calculons les courbes de dispersion de célérité du premier mode. Elles sont présentées sur la même figure que les points expérimentaux (figure 6.9) assez proches des courbes théoriques calculées à partir des paramètres identifiés. Remarquons la valeur faible du critère d'ajustement $D \leq 12,5$ m/s.





DO 13753
(Assemblage P2)
D = 9,3 m/s

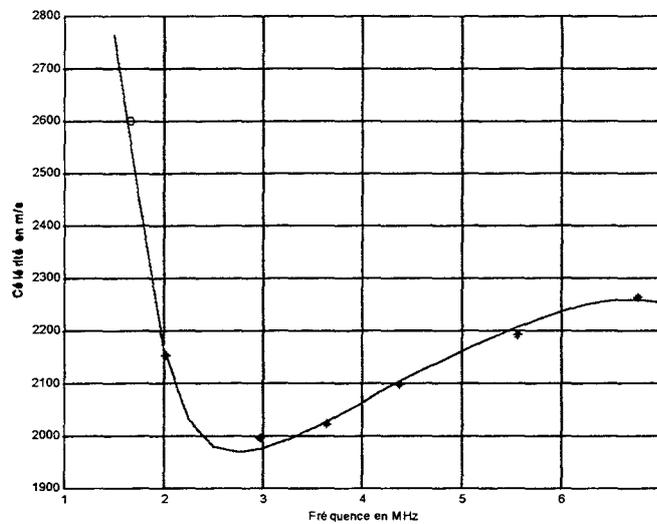
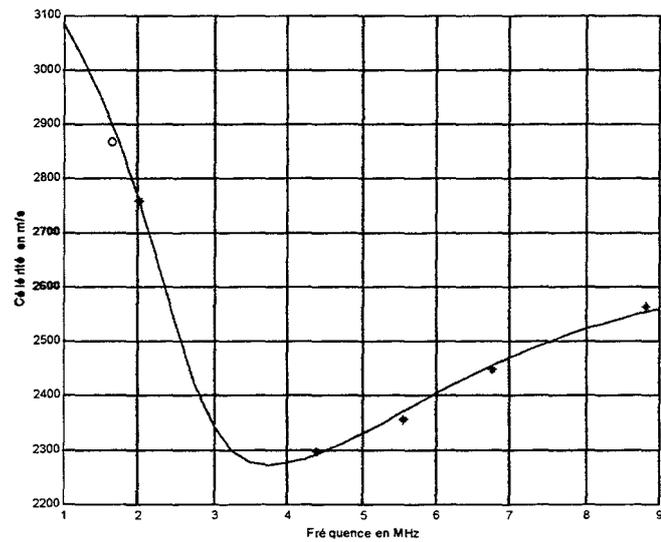


Figure 6.9 : Mesures et courbes de dispersion de célérité du premier mode d'O.R.S se propageant sur les assemblages P1, P2 et P3.

Les caractéristiques trouvées par identification des différents milieux constituant les assemblages P1, P2 et P3 sont données dans le tableau 6.10.

	D(m/s)		lame	adhésif	peinture
DO13708 (Assemblage P1)	12,5	λ (GPa)	25,68	2,083	20,675
		μ (GPa)	30	0,289	1,814
		e(μ m)	146	19,3	41
DO13753 (Assemblage P2)	9,3	λ (GPa)	25,92	4,426	28,838
		μ (GPa)	33,16	0,408	2,847
		e(μ m)	146	23,4	47
BO11823 (Assemblage P3)	11	λ (GPa)	25,47	0,637	8,967
		μ (GPa)	27,84	0,219	0,614
		e(μ m)	146	13,5	28,4

Tableau 6.10 : Résultats de l'identification

En termes de célérités, le tableau (6.10) ci-dessus donnant les caractéristiques devient :

	D(m/s)	m/s	lame	adhésif	peinture
DO13708 (Assemblage P1)	12,5	V_l	5785,1	1541,8	4418,1
		V_t	3423,1	508,6	1207
DO13753 (Assemblage P2)	9,3	V_l	6002,5	2163,4	3990,1
		V_t	3599	603,7	1145,8
BO11823 (Assemblage P3)	11	V_l	5630,4	979,6	2671,1
		V_t	3298	441,9	655,7

Tableau 6.11 : Résultats de l'identification

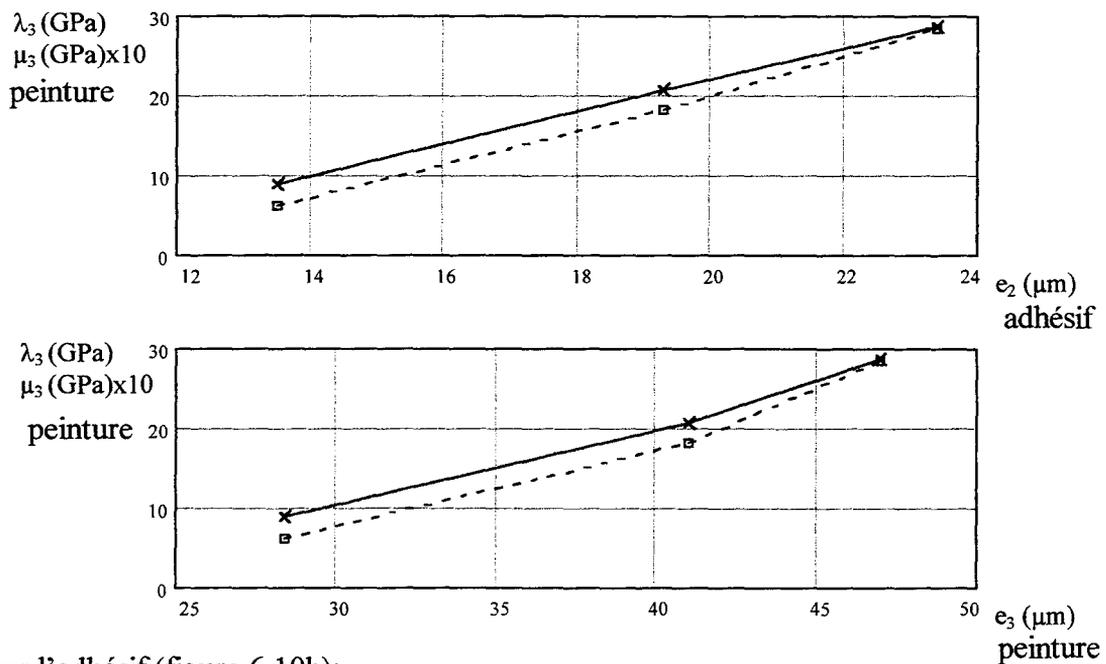
Nous remarquons que pour les assemblages de peinture, l'ajustement de l'assemblage P2 est nettement meilleur que celui des assemblages P1 et P3, ceci peut s'expliquer par le fait que l'épaisseur de la couche de peinture relative à cet assemblage est connue avec précision. Les coefficients de Lamé des couches de peinture supérieurs d'un facteur 5 à 10 par rapport à ceux de l'adhésif est en partie explicable par le fait que si l'on détache le film de colle, il se présente comme un matériau souple tandis que la peinture est un matériau dur et rigide. Connaître les

principaux constituants de la peinture sèche pourrait conforter cette interprétation. Cela suppose que ce renseignement puisse être obtenu du fabricant. En fin nous remarquons des différences notables entre les caractéristiques retrouvées pour les trois lames de verre, le fait qu'elles proviennent de différents lots de livraison peut répondre à cette remarque.

4.3.2. Évolution de λ et μ de l'adhésif et de la peinture avec leurs épaisseurs

Nous avons étudié l'évolution avec l'épaisseur des deux paramètres λ et μ . Cela a montré que, pour la peinture, ces deux paramètres sont quasi proportionnels aux épaisseurs de l'adhésif et de la peinture (figure 6.10a), quant à l'adhésif, ils le sont sensiblement aux épaisseurs de ce dernier (figure 6.10b). Les courbes en continues représentent $\lambda=f(e)$ et celles en tirets représentent $\mu=f(e)$.

Pour la peinture (figure 6.10a) :



Pour l'adhésif (figure 6.10b):

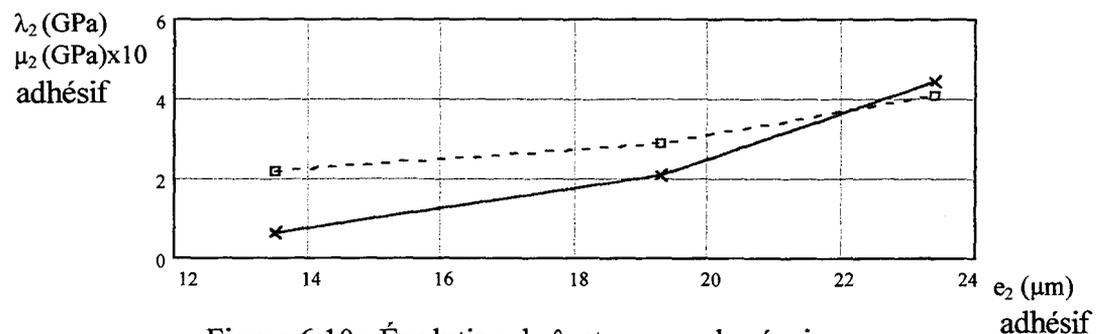


Figure 6.10 : Évolution de λ et μ avec les épaisseurs

4.3.3. Incidence des imprécisions des mesures sur les résultats

Pour avoir une idée de l'incidence des imprécisions de mesure de célérité sur nos résultats ($\lambda_1, \mu_1, \lambda_2, \mu_2, \lambda_3, \mu_3$ ou $Vl_1, Vt_1, Vl_2, Vt_2, Vl_3$ et Vt_3) nous avons, pour l'échantillon P3, ajouté ou retranché 10 m/s aux mesures du tableau 6.9 (valeurs voisines de nos imprécisions) tel que l'indique l'indice $\delta_1, \delta_2, \delta_3, \delta_4$ du tableau 6.12 qui rassemble les écarts entre les nouvelles valeurs trouvées et celles obtenues avec les mesures non perturbées.

	Valeurs mesurées	Variations δ_1	Écart 1	Variations δ_2	Écart 2	Variations δ_3	Écart 3	Variations δ_4	Écart 4
λ_1	25,46	25,47	-0,01	25,52	0,22	25,48	0,07	25,50	0,14
μ_1	27,84	27,66	-0,66	27,67	-0,62	27,77	-0,27	28,02	0,65
λ_2	0,64	0,65	2,59	0,63	-1,03	0,62	-2,68	0,67	-0,16
μ_2	0,22	0,22	1,68	0,22	0,19	0,22	-0,65	0,22	-0,72
λ_3	8,97	9,05	0,98	8,94	-0,33	8,88	-0,93	8,96	-0,11
μ_3	0,61	0,61	-0,39	0,63	2,59	0,64	4,02	0,60	-1,99
Vl_1	5630,40	5617,70	-0,23	5620,50	-0,18	5625,80	-0,08	5644,30	0,25
Vt_1	3298,00	3287,10	-0,33	3287,80	-0,31	3293,50	-0,14	3308,80	0,33
Vl_2	979,60	990,40	1,10	977,00	-0,27	970,40	-0,94	977,70	-0,19
Vt_2	441,90	445,60	0,84	442,30	0,09	440,40	-0,34	440,30	-0,36
Vl_3	2671,10	2682,10	0,41	2671,50	0,01	2666,70	-0,16	2666,70	-0,16
Vt_3	655,70	654,90	-0,12	664,20	1,29	668,80	1,99	649,10	-1,01

δ_1 : + - - - + -

δ_2 : - + - + - + (+ 10 m/s ajoutés à la mesure)

δ_3 : - - - + + + (- 10 m/s ôtés à la mesure)

δ_4 : + + + - - -

Tableau 6.12 : Écarts sur les résultats dus aux imprécisions de mesures

Dans ce calcul, nous avons basculé les courbes en imposant des (+) et des (-) pour bien voir l'incidence des imprécisions sur nos mesures. Un traitement statistique plus conforme aurait nécessité d'attribuer des variations aléatoires aux mesures (1% de la valeur de célérité par exemple), de faire un grand nombre d'identification (≥ 100) et de déterminer les répartitions des écarts. Cette étude avec notre matériel de calcul (Pentium 120 MHz) aurait été coûteuse en temps, chaque identification nécessitant environ une heure.

5. CONCLUSION

Nous avons pu engendrer des O.R.S en plaçant des gravures au sein de l'adhésif. Malheureusement cela n'a pas permis de détecter des ondes excitables dans les zones de grandes sensibilités aux caractéristiques de l'adhésif.

Nous avons su, sur tous les assemblages étudiés, relever les courbes de dispersion des O.R.S et, par identification trouver les caractéristiques inconnues de l'adhésif avec des valeurs du critère d'identification voisines de la précision des mesures ($\cong 15$ m/s).

Pour des épaisseurs voisines (A11 et A12, V2 et V3), les caractéristiques λ et μ sont très différentes (rapport voisin de 2) selon qu'il s'agisse des assemblages 'aluminium sur verre' ou 'verre sur verre'.

Les caractéristiques de l'adhésif sont très dépendantes de la nature des matériaux assemblés. Par contre, les traitements de surface réalisés soit sur l'aluminium (ponçage) soit sur le verre (traitement sulfochromique) n'ont donné que des différences faibles, et peut-être peu significatives. Nous avons remarqué aussi que pour l'adhésif des assemblages V2 et V3, à épaisseurs quasivoisines de celles des assemblages A11 et A12, nous avons obtenu des valeurs des coefficients de Lamé λ et μ très inférieures.

Les résultats obtenus pour les peintures peuvent paraître inattendus comme le montre la figure 6.8 (figure 6.8a et figure 6.8b); λ et μ de l'adhésif sont sensiblement proportionnels à son épaisseur. Nous observons des résultats comparables pour la peinture où λ et μ sont aussi quasi proportionnels aux épaisseurs de l'adhésif et de la peinture.

Ces derniers résultats ne rejoindraient-ils pas des observations de Knollman et Hartog [KNO82] qui observaient que le module de cisaillement μ augmentait brutalement avec l'épaisseur de l'adhésif jusqu'à une valeur limite, au-dessus de laquelle il reste constant. Ils étudiaient une couche d'adhésif attachée à un substrat et non comprise entre deux matériaux à assembler comme nous le faisons.

CONCLUSION GÉNÉRALE

CONCLUSION GÉNÉRALE

Le travail que nous venons de présenter s'inscrit dans le cadre général des recherches sur la caractérisation non destructive des assemblages collés. Cette étude a été abordée à partir de l'analyse des propriétés acoustiques des ondes de surface de type Rayleigh-Sezawa qui se propagent à la surface de nos assemblages réalisés.

Le processus principal d'adhésion intervenant dans le collage, due aux forces d'interaction aux interfaces entre le substrat et l'adhésif, intéresse un grand nombre de scientifiques d'univers différents : chimistes, physico-chimistes, mécaniciens de la rupture, ... Notre étude bibliographique a permis de préciser les notions de cohésion et d'adhésion et de recenser les différentes théories non unifiées qui tentent d'expliquer ces deux phénomènes. Elle a aussi permis de faire le point sur les tentatives antérieures de contrôle et de caractérisation par ultrasons des collages.

Après un rappel des propriétés des ondes de Rayleigh (sur un milieu semi-infini), des ondes de Lamb (sur une lame) et des ondes de Rayleigh-Sezawa (sur un milieu stratifié), nous avons **rétabli les équations de propagation d'ondes élastiques**, polarisées dans le plan sagittal permettant de calculer la célérité, les amplitudes de déplacements et la répartition de l'énergie de déformation dans un système constitué de trois, cinq ou n milieux isotropes et **sans perte**.

Le calcul des courbes de dispersion des ondes de Rayleigh-Sezawa se propageant dans un assemblage constitué d'une lame de verre collée à un bloc de verre a été réalisé pour les cinq premiers modes. A une fréquence donnée les modes (1) et (2) sont extrêmement proches et donnent l'impression de se couper. Dans cette région il faut faire des variations de fréquences extrêmement faibles pour vérifier que **ces modes restent bien séparés**. Une étude systématique réalisée pour différentes valeurs du rapport de l'épaisseur e_2 de l'adhésif à l'épaisseur de la lame e_1 nous a conduit à **un mode de représentation généralisée** où la

célérité de l'onde est exprimée en fonction du produit fréquence x épaisseur de la lame. Cela a montré pour le premier mode que :

- Les courbes de dispersion d'ondes de Rayleigh-Sezawa se compriment vers les fréquences basses avec la croissance de rapport e_2/e_1 .

- Dans notre gamme de calcul, plus l'épaisseur de la lame est faible, plus le minimum est important.

- Les célérités du premier mode décroissent rapidement avec la fréquence.

Cette étude nous a permis de définir une géométrie adaptée de nos assemblages afin d'être, au mieux, situé dans la gamme de fréquence du banc à interférométrie hétérodyne (B.S.H). Une étude de répartition d'énergie de déformation en fonction de la profondeur a révélé que pour certains modes et certaines gammes de fréquences, cette énergie se concentre soit au coeur de l'adhésif, soit aux interfaces.

Nous avons présenté les deux bancs de mesure utilisés :

Le banc à interférométrie hétérodyne (B.S.H) fonctionne dans la gamme 0,4 à 3 MHz. Une étude de ses instabilités et de leur cause a permis de préciser les conditions optimales d'emploi.

Trois méthodes de mesures ont été étudiées en ondes de Rayleigh à 1 MHz et comparées. Nous avons retenu la méthode qui donne la meilleure précision ($\pm 1,5$ m/s).

Le banc utilisant la méthode du 'Knife-Edge' (B.K.E) travaille dans la gamme 1,5-26 MHz grâce à un extenseur de faisceau optique qui permet d'obtenir une tache focale voisine de 25 μm (le banc de mesure précédent ne donne pas une tache focale aussi fine, c'est ce qui limite sa gamme de fréquence).

Les deux bancs nécessitent pour les mesures une surface plane et réfléchissante, c'est pourquoi la surface du verre du dernier milieu (lame de verre) est argentée par voie chimique.

Tous les assemblages sont réalisés sur blocs de verre ou d'aluminium. Nous avons vérifié qu'ils étaient isotropes par mesure de la célérité des ondes de Rayleigh, (ondes non dispersives sur un milieu isotrope). De petits effets d'anisotropie de ces matériaux (p 65) constatées limitant probablement plus la validité pour notre étude que le processus des mesures de dispersion.

S.Lebrun [LEB96] avait montré dans sa thèse que dans les zones les plus sensibles à l'adhésion, les ondes de Rayleigh-Sezawa ne pouvaient pas être excitées. Pour tenter de palier à cette difficulté nous avons réalisé **un assemblage avec des 'gravures' immergées dans l'adhésif**. Des ondes de Rayleigh-Sezawa ont pu être excitées mais malheureusement pas dans la zone souhaitée.

En vue de déterminer la sensibilité de notre méthode aux **traitements de surface**, nous avons réalisé deux assemblages:

- Un bloc d'aluminium poncé,
- Une lame de verre traitée par mélange sulfochromique.

Deux assemblages identiques mais n'ayant pas subi ces traitements ont été réalisés comme éléments de comparaison.

Pour contourner **la faible réflectivité du matériau** à étudier, nous avons enfin réalisé trois assemblages: une couche de peinture sur bloc de verre, cette dernière est surmontée d'une lame de verre argentée, collée à l'aide de l'adhésif NOA 68.

A l'aide de l'algorithme des gradients conjugués, il est possible de calculer à partir des mesures de célérité les caractéristiques de l'adhésif et éventuellement d'autres paramètres qui ne sont pas connus d'une manière très précise.

Pour employer au mieux cet algorithme, nous avons établi **un processus d'utilisation** et montré sur un modèle théorique la fiabilité de la méthode. Pour orienter la résolution du problème inverse et connaître les paramètres à privilégier dans ce calcul, nous avons étudié la **sensibilité de chaque paramètre** sur les courbes de dispersion.

Les écarts de quelques pourcents trouvés pour les caractéristiques de l'adhésif selon que la surface est traitée ou non, nous paraissent peu significatifs. Mais rien ne permet d'assurer que les traitements ont réellement modifié l'adhésion.

Pour les mesures sur les peintures, nous avons calculé, pour l'un des échantillons, **l'incidence de l'imprécision des mesures** (± 10 m/s) sur nos résultats. En général les variations sur les coefficients de Lamé de l'adhésif et de la peinture restent inférieures à 1 %. Dans le cas le plus défavorable, il est de 4 %.

Il faut cependant noter que pour les peintures nous observons un fait étonnant : les coefficients de Lamé λ et μ de l'adhésif et de la peinture sont **sensiblement proportionnels** aux épaisseurs de la peinture et de l'adhésif. Ne faudrait-il pas rapprocher ces résultats de ceux observés par Knollman et Hartog [KNO82] pour une géométrie plus simple : une couche d'adhésif sur un bloc épais ?.

Voici quelques perspectives qui se dégagent à l'issue de ce travail :

- Imaginer des mesures qui permettraient de montrer que les traitements de surface modifient effectivement l'adhésion.

- Améliorer la précision des mesures pourrait aussi être souhaitable. On pourrait travailler en trains d'ondes pour se libérer d'éventuelles réflexions sur les bords de l'échantillon susceptibles de perturber légèrement les mesures. Cela nécessitera une autre conception des transducteurs.

- Réaliser des échantillons de plus petites dimensions pour utiliser la méthode du « Knife-Edge » et relever la courbe de dispersion à plus hautes fréquences; des études antérieures [LEB96] avaient montré des différences notables entre surfaces nettoyées avec et sans solvant.

- Confirmer que les **coefficients de Lamé λ et μ des peintures** sont effectivement **dépendant de son épaisseur**; il faudrait, pour une même peinture, relever des courbes de dispersion pour différentes épaisseurs de la peinture en maintenant constante celle de l'adhésif.

- Revoir le modèle théorique afin de prendre en compte les fortes atténuations des ondes de Rayleigh-Sezawa dans ces matériaux.

ANNEXES

ANNEXE 1

FONCTIONNEMENT DE LA SONDE OPTIQUE HETERODYNE

1. DISPOSITIF OPTIQUE	109
1.1. Description.....	109
1.2. Principe de fonctionnement	110
1.3. Système de détection.....	112
1.4. Expression du courant $i(t)$	112
2. TRAITEMENT ELECTRONIQUE DU SIGNAL I(T)	113
2.1. Démodulation électronique	113
2.2. Sorties disponibles.....	116
3. REGLAGE DE LA SONDE.....	116

ANNEXE 1*

FONCTIONNEMENT DE LA SONDE OPTIQUE HETERODYNE

La sonde hétérodyne SH-120 (B.M.I.) a pour fonction la mesure de très faibles déplacements mécaniques.

Elle permet dans le cadre de notre manipulation de capter le déplacement de la surface d'un matériau à faible pouvoir réflecteur (4%), excitée par les vibrations d'un transducteur d'ondes ultrasonores.

Elle utilise une source laser monofréquence, qui autorise une saisie d'information rapide, « ponctuelle » et sans contact mécanique.

Le principe de détection (interférométrie hétérodyne) élimine l'influence des vibrations parasites qui peuvent perturber la mesure.

Le système électronique de traitement du signal restitue une réponse calibrée, directement proportionnelle à l'amplitude de vibration de la surface de l'objet, sous une large bande passante.

1. DISPOSITIF OPTIQUE

1.1. Description

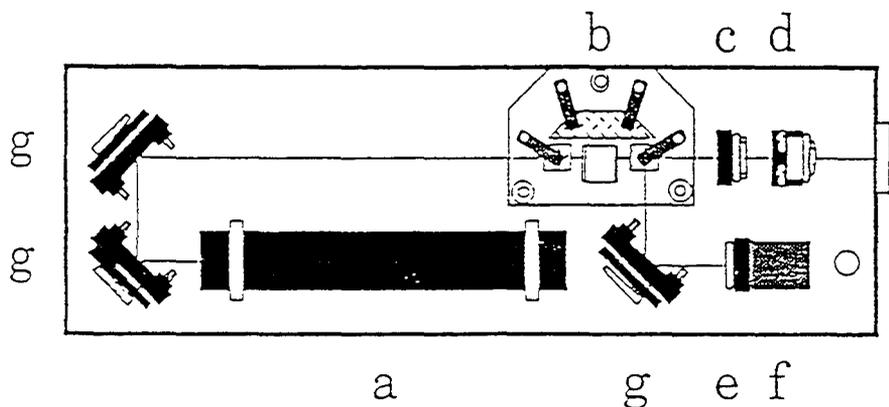


Figure 1.1

* Extrait de la thèse de S.LEBRUN [LEB96]

Trois composants optiques sont mis en œuvre dans le dispositif optique de la sonde (figure 1.1) :

- une source laser hélium-néon (a) de fréquence $f_L = 5.10^{17}$ Hz polarisée horizontalement (c'est-à-dire dans le plan de la figure):

$$L = e^{i2\pi f_L t}$$

- un interféromètre, composé d'un interféromètre de Mach-Zehnder (b), d'une lame quart d'onde (c) et d'une lentille de focalisation (d).

- un détecteur composé d'un miroir de renvoi (g), d'un analyseur (e) et d'un photodétecteur (f).

L'interféromètre de Mach-Zehnder comporte (figure 1.2):

- un cube séparateur (b1) qui divise un faisceau en deux parties égales quelle que soit sa polarisation,
- un prisme de Dove (b2) qui transmet le faisceau en lui imposant deux réflexions,
- un cube séparateur de polarisation (b3) qui est transparent pour une lumière polarisée dans le plan de la feuille, et réfléchissant pour une polarisation normale à ce plan,
- une cellule de Bragg, modulateur opto-acoustique colinéaire (ne provoquant aucun changement de direction du faisceau qui la traverse) (b4)

1.2. Principe de fonctionnement

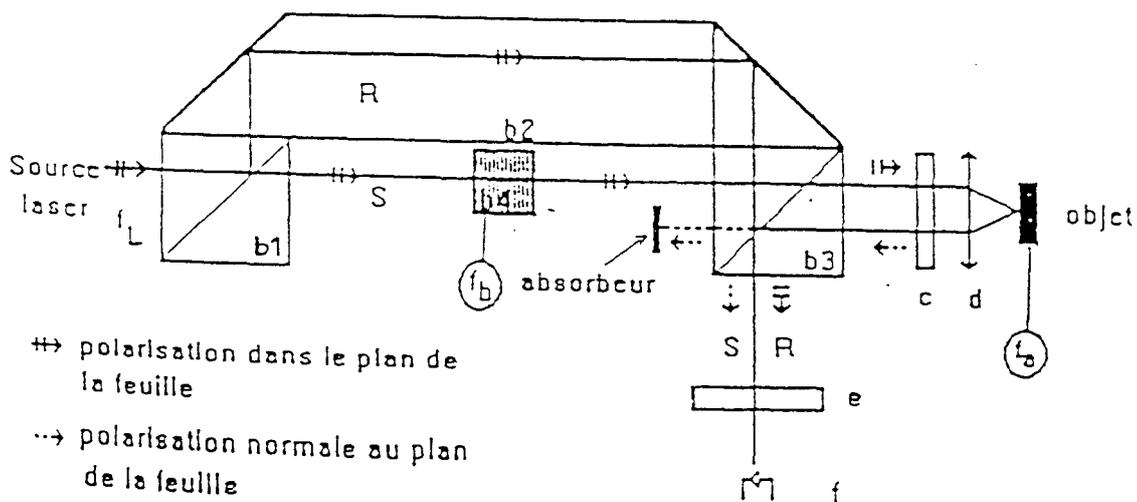


Figure 1.2

Le faisceau laser issu de la source (a), polarisé horizontalement, est séparé en deux par le cube séparateur (b1), donnant naissance à un faisceau de référence (R) et un faisceau-sonde (S).

La référence (R) subit deux réflexions dans le prisme de Dove (b2) sans changer de polarisation, traverse le cube séparateur de polarisation (b3), et tombe dans l'analyseur (e) pour atteindre la surface sensible du photodétecteur (f). Cette vibration (R) peut s'écrire

$$R = r \cdot e^{i2\pi f_L t}$$

Le faisceau-sonde (S), transmis par le cube (b1), est décalé en fréquence par la cellule de Bragg (b4): la vibration a alors la fréquence $f_L + f_b$ ($f_b = 70$ MHz) et la direction du faisceau incident (cellule colinéaire). Après passage dans le cube (b3) sans modification (polarisation horizontale), le faisceau traverse la lame quart d'onde dont les axes propres sont inclinés à 45° sur la direction de polarisation: S est alors polarisé circulairement. Après focalisation à travers la lentille sur l'objet vibrant à la fréquence f_a et réflexion sur celui-ci, le faisceau sonde a subi une modulation de phase Φ à la fréquence f_a par le déplacement mécanique de l'échantillon. La lumière réfléchi rendue parallèle par la lentille traverse à nouveau la lame quart d'onde qui transforme la vibration circulaire en vibration rectiligne normale au plan de la figure (polarisation verticale). En revenant sur le prisme séparateur de polarisation, elle est donc maintenant réfléchi parallèlement au faisceau de référence sur l'analyseur, dont les axes propres sont inclinés de 45° par rapport aux deux vibrations rectilignes.

La vibration S peut alors s'écrire:

$$S = s \cdot e^{i(2\pi f_L t + 2\pi f_b t + \Phi(t))} \quad \text{avec} \quad \Phi(t) = \frac{4\pi \cdot d(t)}{\lambda_L},$$

où $d(t)$ est le déplacement de la surface de l'objet,
 et λ_L la longueur d'onde de la vibration produite par le laser (car on peut négliger le décalage dû à la cellule de Bragg).

On notera que le faisceau sonde réfléchi a été décalé du faisceau sonde incident et absorbé car, le cube séparateur (b3) n'étant pas parfait, une partie de la lumière réfléchi par l'objet pouvait retourner vers le laser, et produire des fluctuations de ce dernier, avec pour conséquence l'augmentation du bruit de fond.

1.3. Système de détection

Les deux vibrations rectilignes R (à polarisation horizontale) et S (à polarisation verticale) arrivent sur l'analyseur dont l'axe est incliné de 45° par rapport à celles-ci. Les composantes non éteintes issues de l'analyseur sont parallèles et interfèrent sur le photodétecteur, qui délivre alors un courant $i(t)$, porteur de la fréquence f_a et de l'amplitude du déplacement de la surface de l'objet vibrant.

1.4. Expression du courant $i(t)$

Après l'analyseur, on a:

$$R = \frac{\sqrt{2}}{2} r \cdot e^{i2\pi f_L t}, \text{ et } S = \frac{\sqrt{2}}{2} s \cdot e^{i(2\pi f_L t + 2\pi f_b t + \Phi(t))}.$$

Soit I l'intensité lumineuse reçue par le photodétecteur:

$$I = |R + S|^2 = \frac{1}{2} \left| r \cdot e^{i2\pi f_L t} + s \cdot e^{i(2\pi(f_L + f_b)t + \Phi(t))} \right|^2,$$

soit encore

$$I = \frac{1}{2} (r^2 + s^2 + 2r \cdot s \cdot \cos(2\pi f_b t + \Phi(t))) .$$

Posons $I_0 = \frac{1}{2} (r^2 + s^2)$ et $i(t) = r \cdot s \cdot \cos(2\pi f_b t + \Phi(t))$,

on a alors $I = I_0 + i(t)$.

Pour obtenir l'amplitude et la fréquence de la vibration du point de l'objet étudié, on traite l'intensité électrique $i(t)$ proportionnelle à l'intensité lumineuse.

2. TRAITEMENT ELECTRONIQUE DU SIGNAL I(T) (FIG 1.3)

2.1. Démodulation électronique

(spécifique à la sonde pour la gamme de fréquence 5 kHz-50 MHz)

Le signal électrique délivré par le photodétecteur, proportionnel à $i(t)$, est divisé en deux parties:

- l'une va directement à un mélangeur et son intensité peut s'écrire:

$$F(t) \approx r.s.\cos(2\pi f_b t + \Phi(t))$$

- l'autre est filtrée par un filtre passe-bande à quartz et à bande très étroite centrée sur 70 MHz afin d'éliminer la modulation de phase $\Phi(t)$. Après amplification, elle est retardée de $\frac{\pi}{2}$ par une ligne à retard électrique, puis elle est introduite sur la seconde entrée du mélangeur.

L'intensité de ce signal peut s'écrire:

$$F'(t) \approx r.s.\cos\left(2\pi f_b t - \frac{\pi}{2}\right).$$

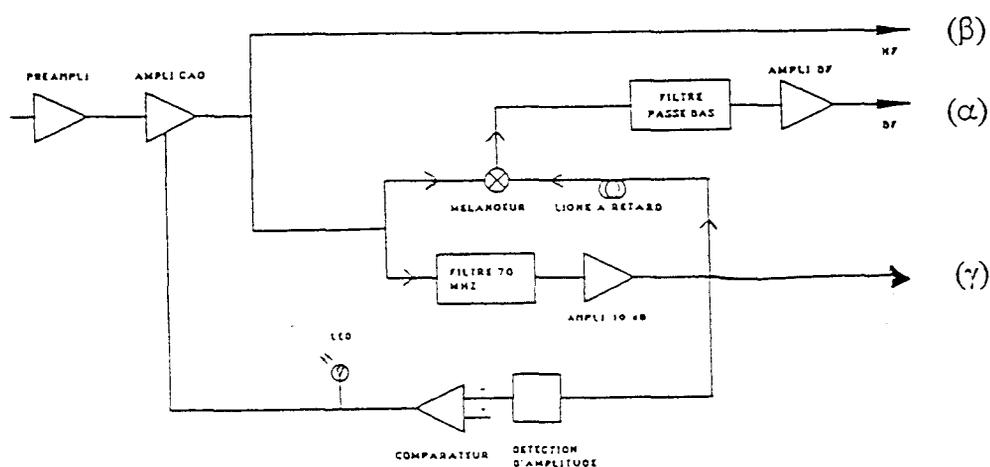


Figure 1.3

L'intensité électrique du signal délivré par le mélangeur (multiplieur) a pour valeur :

$$P(t) \approx r.s.\cos\left(2\pi f_b t + \Phi(t)\right).r.s.\cos\left(2\pi f_b t - \frac{\pi}{2}\right)$$

soit encore,

$$P(t) \approx \frac{1}{2}(r.s)^2 \cdot \left[\cos\left(4\pi f_b t + \Phi(t) - \frac{\pi}{2}\right) + \cos\left(\Phi(t) + \frac{\pi}{2}\right) \right].$$

A l'aide d'un filtre passe-bas, on élimine la composante de haute fréquence $2f_b$. Le signal résultant fourni par l'électronique devient, après amplification:

$$U(t) \approx (r.s)^2 \cdot \cos\left(\Phi(t) + \frac{\pi}{2}\right) = -(r.s)^2 \cdot \sin(\Phi(t))$$

soit $U(t) = k \cdot \sin(\Phi(t))$.

Si le déplacement de l'objet vibrant est faible par rapport à la longueur d'onde λ_L , on a alors $U(t) = k \cdot \Phi(t)$;

$$\text{or } \Phi(t) = \frac{4\pi \cdot d(t)}{\lambda_L}$$

$$\text{d'où } U(t) = \frac{4k \cdot \pi \cdot d(t)}{\lambda_L}. \quad (1.1)$$

Le signal électrique final $U(t)$ délivré par la sonde est alors proportionnel au déplacement $d(t)$ de l'objet. Il est disponible sur la sortie α (fig 1.3).

Remarques:

- Fluctuation de température : le filtre passe-bande à quartz n'est pas à bande assez étroite pour éliminer les fluctuations de phases dues à des changements éventuels de température de l'air où se propage le faisceau laser. Mais comme ces phases existent sur les deux parties du signal, ces fluctuations de phases ne sont pas prises en compte; par contre si le signal excitant la cellule de Bragg avait été pris comme référence, ces fluctuations auraient perturbé les mesures. Par contre, aucune correction n'est apportée pour des variations de température du prisme de Dove.

- Corrections des défauts de réflectance de l'objet : le photodétecteur délivre un signal dont le niveau varie en fonction du coefficient de réflexion de l'objet étudié. Pour éliminer ces fluctuations, qui interdiraient tout étalonnage, un amplificateur à Contrôle Automatique de Gain (C.A.G.) est inséré avant le démodulateur électronique. Le gain du C.A.G. est ajusté pour conserver un niveau constant au signal H.F. filtré et amplifié en (γ) . Un détecteur d'amplitude connecté à un comparateur ajuste le gain du C.A.G. pour que le niveau du signal de sortie $(F(t))$ reste égal à 0 dBm en (β) . Un préamplificateur (gain réglable 0,10,20,30 dB) placé en amont de l'amplificateur C.A.G. permet d'ajuster le niveau du signal $i(t)$ pour qu'il soit compatible avec la dynamique du C.A.G. (30 dB). Une diode électroluminescente, commandée par le détecteur d'amplitude indique si le niveau d'entrée est compatible avec la dynamique du C.A.G.. La sonde est bien positionnée par rapport à l'échantillon quand cette diode est allumée). (le constructeur parle d'accrochage).

2.2. Sorties disponibles

Sortie basse fréquence (α):

La sortie (α) délivre le signal B.F. $U(t)$ d'amplitude proportionnelle au déplacement de l'objet sondé si celui-ci est excité dans la gamme 5 kHz-50 MHz et si l'amplitude des vibrations reste faible devant la longueur d'onde optique λ_L .

Cette sortie fournit le signal à étudier.

Sortie haute fréquence modulée (β):

La sortie (β) permet de traiter le signal $i(t)$ pour des fréquences inférieures à 5kHz où en général les amplitudes de vibration sont importantes.

Elle n'a pas été utilisée dans le cadre de la manipulation.

Sortie haute fréquence pure (γ):

La sortie (γ) délivre le signal pur à 70 MHz qui a subi les mêmes modifications et connu les mêmes conditions (variation de la température de l'air) que le signal en sortie H.F. (β).

Elle est utilisée, en particulier, pour le réglage de la sonde.

3. REGLAGE DE LA SONDE

Le point étudié de l'échantillon est placé au foyer de la lentille de focalisation ($f=d_1+d_2$), après passage par un miroir incliné à 45° (figure 1.4). Cette distance doit rester constante durant les mesures. Nous avons choisi cette disposition pour que l'échantillon puisse être horizontal.

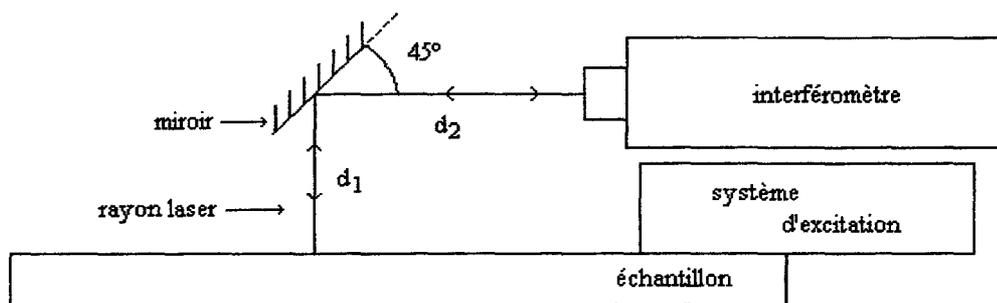


Figure 1.4

L'accrochage est obtenu par le réglage de la parfaite perpendicularité du faisceau laser à l'échantillon. Voici la procédure pour l'obtenir :

- 1- Placer le commutateur **GAIN-AMPLI** sur la position **AUTO**.
- 2- Placer le sélecteur **GAIN-PREAMPLI** sur la position **30**.

3- Supprimer la modulation de la cellule de Bragg en coupant le secteur (sur la face avant de la sonde) pour n'avoir qu'un faisceau unique. Régler approximativement la position de l'échantillon de telle manière qu'il soit perpendiculaire à l'axe du faisceau par une méthode d'autocollimation. Pour cela, faire passer le faisceau laser à travers un mince orifice; le faisceau réfléchi par l'échantillon doit être confondu avec le faisceau incident, c'est-à-dire que la tache du faisceau réfléchi doit coïncider avec l'orifice utilisé.

Réenclencher le secteur à la fin de cette procédure.

4- Observer le signal issu de la sortie **H.F.** à l'oscilloscope (sa bande passante doit être supérieure à 100 MHz, étant donné que le signal est à 70 MHz). Ne pas tenir compte de la forme perturbée du signal. Si le signal n'apparaît pas, passer à la procédure 5.

5- Optimiser le niveau du signal en agissant sur l'orientation de l'échantillon.

6- Faire décroître le gain du préamplificateur (il est sur 30) en constatant l'allumage de la LED maintenu quelle que soit la position de mesure sur l'échantillon.

ANNEXE 2

METHODE DU « KNIFE-EDGE »

Ce dispositif permet d'obtenir la célérité de phase d'une onde de surface se propageant sur un échantillon présentant un bon poli optique. Cette mesure résulte de l'interaction d'un faisceau de lumière cohérente avec l'onde de surface. Un faisceau laser convenablement mis en forme interroge la surface sur laquelle l'onde se propage. La mesure de la phase acoustique permet alors de calculer la longueur d'onde et donc la célérité de l'onde. La figure 2.1 donne le schéma général du banc de mesure.

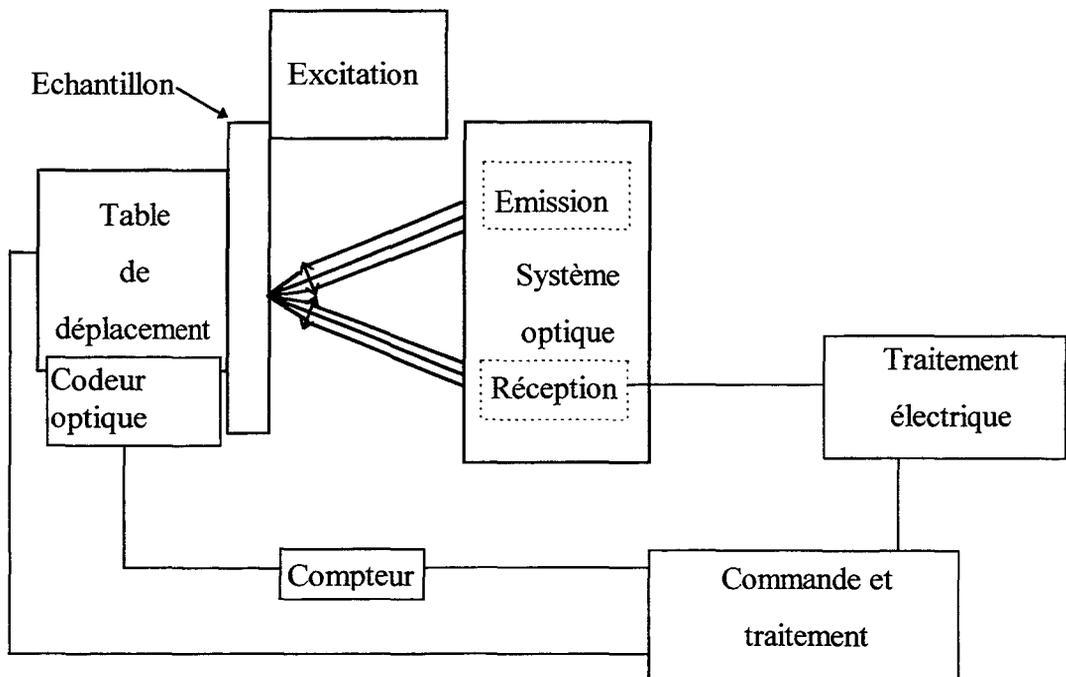


Figure 2.1 : Schéma général

Pour décrire ce banc, nous distinguons trois parties :

- Excitation des ondes de surface
- Système optique
- Traitements électrique et informatique (identiques à ceux exposés pour la méthode de phase synchrone étudiée au chapitre3).

1. EXCITATION DES ONDES DE SURFACE

Ces ondes sont produites par des peignes interdigités (figure 2.2) excités à leur fréquence propre par un synthétiseur de fréquence suivi d'un amplificateur. Elles sont transmises à l'échantillon par une couche d'huile silicone qui réalise le couplage mécanique pour la seule composante perpendiculaire de l'onde. Les longueurs d'onde de la vibration sur l'émetteur et sur l'échantillon doivent être voisines. Pour obtenir un meilleur rendement, une adaptation d'impédance électrique entre les peignes et l'amplificateur (capacité) est parfois nécessaire.

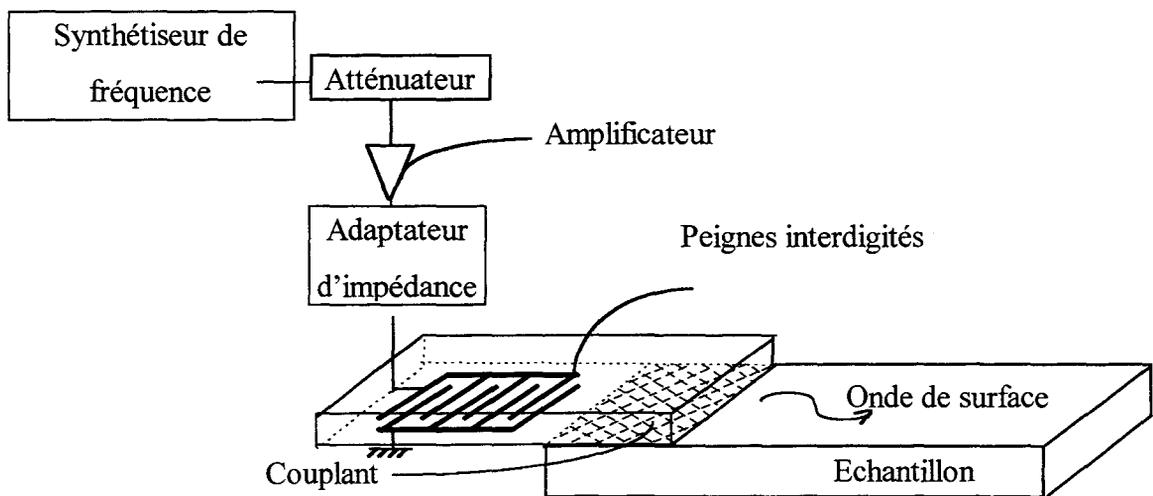


Figure 2.2 : Excitation des ondes de surface

2. SYSTEME OPTIQUE (FIGURE 2.3)

Un faisceau laser He-Ne ($\lambda=6328 \text{ \AA}$) est focalisé par la lentille L_1 sur la surface de l'échantillon. Sa largeur D est réglée (expanseur et diaphragme dans le plan focal objet de L_1)

de telle sorte que le diamètre de la tache centrale de diffraction soit inférieur au quart de la longueur d'onde acoustique.

La propagation de l'onde acoustique sur l'échantillon « plisse » sa surface, inclinant ainsi la portion illuminée d'un angle θ . Celle-ci, agissant comme un miroir tournant, dévie le faisceau réfléchi d'un angle double.

Le faisceau réfléchi est alors repris par une lentille L_2 , placée à la distance focale f_2 de l'échantillon.

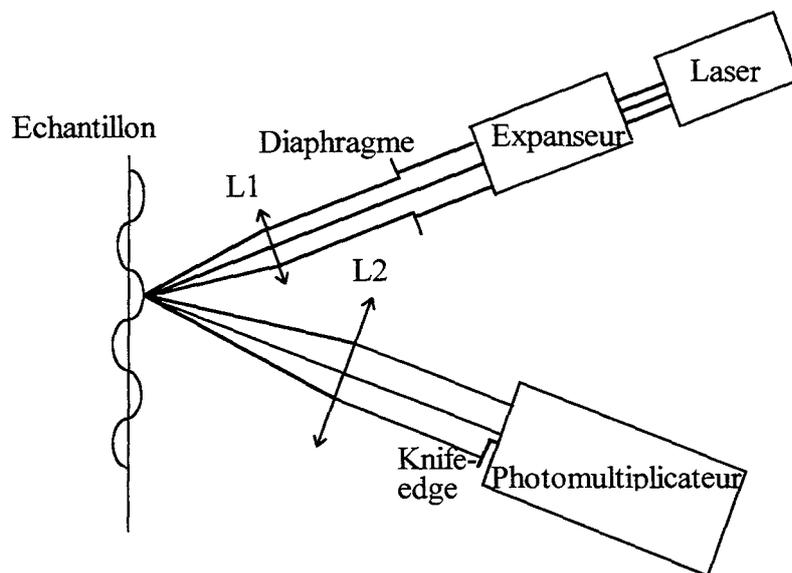


Figure 2.3 : Système optique

Puis une partie du champ lumineux est occultée par un écran à bord mince (ou « knife-edge »), situé dans le plan focal image de L_2 . Ceci se traduit par une modulation d'amplitude sur le reste du faisceau dont la phase est celle de l'onde acoustique au point illuminé. Le faisceau tombe sur un photomultiplicateur dont le signal électrique est traité pour obtenir la célérité de phase de l'onde de surface. Ce traitement est identique à celui de la méthode de phase synchrone.

RÉSINE OPTIQUE SOUPLE COLLAGE PLASTIQUES

NOA 68 est une résine monocomposante, 100% réticulable à la lumière U.V, transparente. L'utilisation de cette résine élimine les opérations de mélange et de cuisson communes aux autres résines optiques. La réticulation ne demande que quelques minutes et dépend de l'intensité de la lampe et de l'épaisseur du collage.

NOA 68 a été étudiée pour avoir une excellente adhérence sur la plupart des matières plastiques tels que les acryliques, les polycarbonates, les CAB mais aussi le verre et les métaux.

NOA 68 peut être utilisée pour le collage des lentilles optiques, des films polarisés entre deux plaques de verre ou de plastique, le collage des protections de verre sur les systèmes optiques en plastique. De par sa viscosité, le dépôt peut se faire soit en goutte, soit au rouleau ou au pinceau.

NOA 68 réticule à la lumière U.V avec un maximum d'absorption dans la gamme des 350/380 nanomètres. Attention : certains plastiques contiennent des absorbeurs U.V pour éviter le jaunissement, de ce fait la réticulation est très difficile, voir nulle.

MODE D'UTILISATION

L'exposition se fait en deux étapes :

1ère étape : Pré-exposition

Cette étape très courte à la lumière U.V est suffisante pour fixer l'assemblage et permettant à celui-ci d'être encore manipulé. À ce stade, les excès de résine peuvent être enlevés avec un chiffon imprégné d'acétone et les pièces peuvent être séparées en les plongeant 12 heures dans du dichlorométhane.

2ème étape : Réticulation

Une exposition plus longue, pendant une durée égale à 20 fois minimum du temps de pré-exposition sera nécessaire pour obtenir les propriétés optimales de la résine.

Le maximum d'adhésion ne sera atteint qu'après un vieillissement de 3 semaines, quand une liaison chimique se sera créée entre les matériaux collés.

CARACTÉRISTIQUES

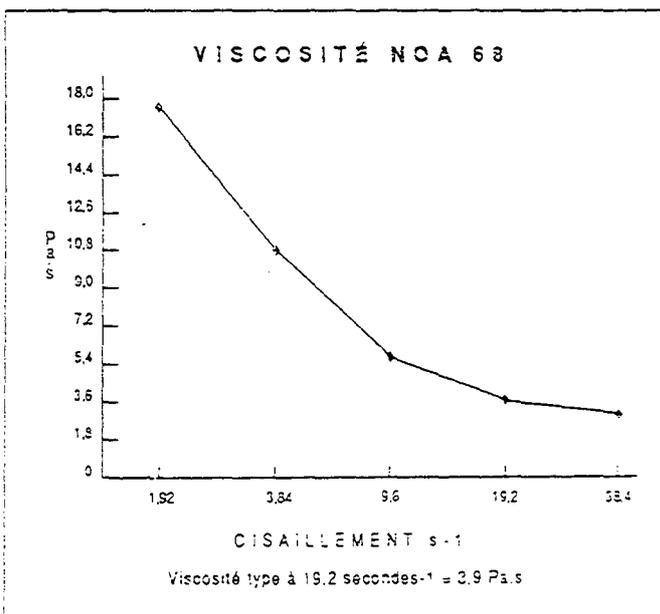
Nombre de composants.....1

PROPRIÉTÉS OPTIQUES

Indice de réfraction.....1,54

PROPRIÉTÉS PHYSIQUES

Densité.....	1,12
Dureté.....	60 shores D
Taux de charge.....	0%
Transition élastomérique.....	30°C
Dégazage à 200°C.....	1,58%
Dégazage à 300°C.....	5,5%
Coefficients de dilatation :	
Avant Tg.....	100.10-6/K
Après Tg.....	200.10-6/K
Température de dégradation.....	325°C
Résistance à la traction.....	250 Kg/cm ²
Module d'élasticité.....	1400 Kg/cm ²
Allongement à la rupture.....	80%



CONSERVATION

4 mois dans le flacon d'origine.

Tenir les récipients bien fermés. **NE PAS RÉFRIGÉRER.**

RECOMMANDATIONS

L'étude toxicologique n'ayant pas encore été complètement inventoriée, certaines précautions doivent être prises au cours de l'utilisation. En cas de contact prolongé avec la peau, laver soigneusement à l'eau et au savon. En cas de projection dans les yeux, rincer à grande eau. Si besoin, se faire examiner par un médecin.

ANNEXE 4

CARACTERISATION DES ELEMENTS A ASSEMBLER

CARACTERISATION ACOUSTIQUE DU BLOC DE VERRE

Procédé expérimental

La figure 4.1 représente le dispositif expérimental de mesure des deux célérités longitudinale et transversale de l'échantillon de verre.

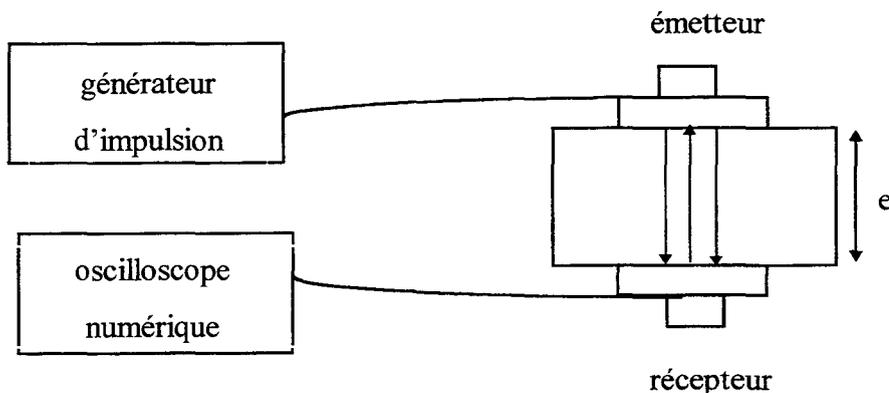


Figure 4.1

Pour déterminer les célérités longitudinale C_l et transversale C_t de l'échantillon de verre, il faut le placer entre un émetteur et un récepteur couplés acoustiquement par un liant adapté (huile, caramel, ... etc). Ces émetteurs et récepteurs sont spécifiques à la détermination de C_l et C_t .

Une impulsion est envoyée par l'émetteur; le récepteur reçoit plusieurs signaux : l'onde qui est directement transmise et les différentes ondes réfléchies aux interfaces (fig 4.1 p 62).

Entre le premier et le deuxième signal reçu, l'onde a parcouru deux fois l'épaisseur du bloc de verre, soit $2e$.

Soit t_l le temps entre les deux signaux pour l'onde longitudinale et t_t le même temps pour l'onde transversale on a alors : $C_l = \frac{2 \cdot e}{t_l}$ et $C_t = \frac{2 \cdot e}{t_t}$, en négligeant l'épaisseur du liant.

En résolvant l'équation de Rayleigh, nous obtenons C_r pour le verre.

Il est important de signaler que l'on utilise des transducteurs spécifiques pour chaque type d'ondes et que les valeurs trouvées sont des valeurs approximatives vu que l'épaisseur de l'huile a été négligée.

RÉALISATION DES DENTS AU SEIN DE L'ADHÉSIF

1. DÉCOUPAGE DES LAMELLES DE 1 MM DE LARGEUR DANS LA LAME COUVRE OBJET DE MICROSCOPE

-a : Une lame couvre objet a été déposé sur une plaque de verre ou sur un miroir en prenant soin de nettoyer les surfaces en contact.

-b: Deux bandes de ruban adhésif translucide ont été placées de chaque côté de la lame qu'on gradue en millimètre.

-c: Une bande de ruban adhésif a été placée sur la lame de manière à laisser 1 mm de la lame couvre objet découvert.

-d: Le diamant a été passé pour couper les lamelles

-e: Un autre morceau de ruban adhésif a été collé par dessus de la lame puis redécollé pour entraîner la lamelle de 1 mm.

2. MARQUAGE DES EMPLACEMENTS ET DÉPÔT DES DENTS SUR LA LAME DE VERRE

-a: Du ruban adhésif a été collé sur la lame de verre et a été gradué en millimètre.

-b: Le cutter a été passé sur ces graduations et une bande sur deux a été décollée. Les emplacements vides ont accueilli les lamelles de 1 mm et ont donnés un pas de 2 mm ($\lambda = 2$ mm).

-c: Des lamelles de verre ont été déposées dans les emplacements vides entres les lamelles de ruban adhésif restantes. Nous avons glissé un point de colle cyanolit aux extrémités des lamelles de verre.

-d: nous avons décollé le ruban adhésif (les lamelles de ruban) et nous avons glissé de la colle cyanolit sous les lamelles de verre.

ANNEXE 6

CARACTÉRISTIQUES DU VERRE CORNING 1737 F

Extrait des caractéristiques données par le fabricant :

Density (20°C, 68°F)	2,54 g/cm ³
Young's Modulus	7,14 x 10 ³ kg/mm ²
Poisson's Ratio	0,22
Shear Modulus	2,88 x 10 ³ kg/mm ²

A partir de ces données nous avons déduit les caractéristiques acoustiques suivantes :

$$C_l = 5625 \text{ m/s}$$

$$C_t = 3370 \text{ m/s}$$

$$\lambda = 22,67 \text{ GPa}$$

$$\mu = 28,85 \text{ GPa}$$

ANNEXE 7

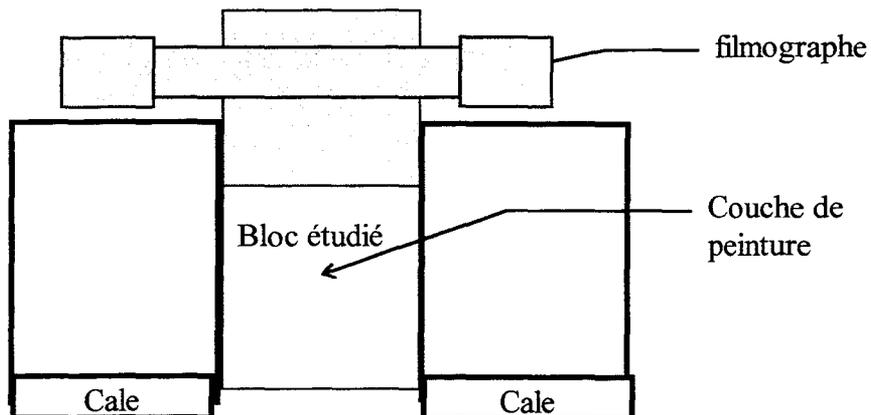
DÉPÔT DE PEINTURE : MÉTHODE DU FILMOGRAPHE

L'objectif est de réaliser une couche de peinture possédant une épaisseur constante sur un bloc de verre.

Une méthode de dépôt de peinture a été utilisée. Le bloc est déposé sur une plaque de verre mise à l'horizontale et maintenu entre deux cales latérales.

A l'aide du filmographe, fourni par le laboratoire réalisant les peintures, permettant plusieurs épaisseurs (300,150,100,50 μm), nous étalons la peinture sur le bloc de verre en déplaçant ce dernier à vitesse constante. Une fois le dépôt effectué, nous plaçons un couvercle en plastique au-dessus de l'échantillon afin d'éviter tout dépôt de poussière.

SCHÉMA :



Cette méthode permet d'obtenir une couche de peinture plus régulière, notamment pour l'épaisseur de 150 μm . Nous avons donc réalisé l'ensemble de nos échantillons au filmographe et à cette épaisseur.

Bibliographie

- [BIO56] BIOT . M.A, (1956).
Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid - J. Acoust. Soc. Am., 28, p.168-191.
- [BIC78] BICKERMAN . J J, (1978).
American Society of Testing Materials, Philadelphia - Adhesion measurement of thin fluids thick films and bulk coatings - K.L. Mittal edition, p.30.
- [COU90] COUVRAT P, (1990).
« Le collage moderne », Hermès.
- [DES91] DESCHAMPS . M, (1991).
The heterogeneous plane wave and applications in linear acoustics ' Journal d'acoustique - 4 - p. 269-305.
- [ESS94] ES SAIDI A, (1994).
Caractérisation acoustique de matériaux isotropes par impédancemétrie électrique, Thèse d'université, Lille.
- [FLE64] FLETCHER R., REEVES C.M., (1964).
« Fonction minimization by conjugate gradients », Computer journal, vol 7.2.
- [GEN80] DE GENNES P.G, (1980)
Physique des surfaces et des interfaces - C. R, acad. Sc. Paris, série B - 291, p.219-221.
- [HES52] HESTENES H.R., STIEFFEL E.E., (1952).
« Method of conjugate gradients for solving linear systems », R.Res. Nat, Bur. Standard, 49, 409-430.
- [JON67] JONES J P. et WHITTIER J.S, (1967).
Waves at flexibly bonded interface- J. Appl. Mech. décembre 1967, p.905-908.
- [KNO82] KNOLLMAN G. C. et HARTOG J.J, (1982).
« Shear modulus gradients in adhesive interfaces as determined by means of ultrasonic Rayleigh waves », J.Appl. Phys. 53 (3) 1516-1524.
- [LEB96] LEBRUN S, (1996).
« Étude de l'adhésion et de la cohésion par ondes de Rayleigh-Sezawa dans une lame collée à un substrat épais », Thèse d'université du Maine.

- [LEB96] LEBRUN S, POULIQUEN J, TARTARE G, (1996).
Séparation des modes d'ondes de surface par traitement de signal pour déterminer la célérité de phase. *Acustica . acta acustica*
Vol. 82 (1996) Suppl. 1.
- [LEB97] LEBRUN S, POULIQUEN J, TARTARE G, (1997).
« Séparation des modes d'ondes de surface par traitement de signal pour déterminer la célérité de phase », accepté pour une communication au 4^{ème} congrès français d'acoustique, 1997 Marseille.
- [LED91] LEDOUX L, (1991).
« Étude de membranes vibrantes en vue de la réalisation d'une prothèse de l'oreille moyenne (Influence des cavités sur la réponse du système), Thèse d'université du Maine.
- [LEE89] LEE Y.S. et BATT T.J, (1989).
An investigation of void formation on a bonded interface of power law creep materials containing a cylindrical partical - *Acta Mechanica* - 79 - p.183-205.
- [LEO90] LEOMY F, (1990).
Contribution à la caractérisation d'assemblages collés ou soudés au moyen du coefficient de réflexion d'un faisceau acoustique polarisé longitudinalement ou transversalement - Thèse d'université Paris 7.
- [MAT93] MATIKAS Th, ROUSSEAU M. et GATIGNOL P, (1993).
Theoretical Analysis for the reflection of a focused ultrasonic beam from a fluid solid interface - *J. Acoust. Soc. .Am.* - 93, p.1407-1416.
- [MAU85] DAHER D et MAUGIN G.A, (1985),
The method of virtual power in continuum mechanics application to media presenting singular surfaces and interfaces - *Acta Mechanica* - 60 - p. 217-240.
- [MOU92] MOUKALA L.M, (1992).
« Évaluation non destructive des milieux stratifiés par dispersion de célérité d'ondes de Stoneley-Scholte », Thèse d'université, Lille.
- [MOS90] MOSTAPHA Y.B, (1990).
Étude de la propagation des ondes ultrasonores dans un milieu multicouche : Application à l'évaluation non-destructive de collages. Thèse d'université de Technologique de Compiègne.
- [MUN95] MUUNS I.J. et GEORGIU G.A, (1995).
Nondestructive testing methods for adhesively bonded joint inspection. A review - *insight* - 37 - p.941-952.
- [MUR95] MURAKAMI S. et K. WATANABE, (1995).
Transmission of wave energy through an imperfectly bonded interface between a layer and an half-space of dissimilar elastic solids - *JSME International Journal, Series A* -38 - p.155-162.

- [OUA90] OUAFTOUH M, (1990).
Modélisation de la propagation ultrasonore au niveau de joints collés.
Application au contrôle de la qualité de l'adhérence - Thèse d'université de
Valenciennes.
- [PET69] PETIT R, (1969).
Actes du colloque "Assemblage par adhésif", CEA Valduc.
- [PII88] PILARSKI A. et ROSE J.L, (1988).
Weakness detection in adhesive bonds - J. Appl. Phys. - 63, p.300-307.
- [POU92] POULIQUEN J. et ESSAÏDI A, (1992).
Caractérisation acoustique de matériaux très absorbants par impédancemétrie
électrique. - J. de PHYS., C1, 849-852
- [POU93]₁ POULIQUEN J. et ESSAÏDI A, (1993).
Influence du matériau couplant le transducteur à l'échantillon en
impédancemétrie électrique.-. Congrès S.F.A., Le Havre, 9-10 mars
- [POU93]₂ POULIQUEN J. and ESSAÏDI A, (1993).
Influence of the Layer Coupling the Transducer to the Sample in Acoustic
Impedancemetry.-. Proc ; 14th ICA 149-152
- [POU94]₁ POULIQUEN J. et ESSAÏDI A, (1994).
Caractérisation d'un matériau liquide par impédancemétrie acousto-électrique.-
J. de Phys, C5, V. 259-26.
- [POU94] POULIQUEN J. et ZOUHRI B, (1994).
« Aptitude des ondes de Rayleigh-Sezawa à caractériser l'adhérence », J. Phys.
Colloque C5, supplément au J. Phys. III, Vol 4, C5-753-756.
- [POU95] POULIQUEN J, LEBRUN S, TARTARE G, (1995).
« Measurement methods of surface acoustical wave (SAW) phase celerity on a
dispersive sample », Proc. Ultrasonics World Congress, Part 1 et 2, 431-434.
- [POU95] POULIQUEN J, LEBRUN S, MISSIAEN, (1995).
« Adhesive layer characterization by phase celerity measurements of Rayleigh-
Sezawa waves (RSW) », Proc. Ultrasonics World Congress, Part 1 et 2, 455-
458.
- [ROC91] ROCKHLIN S.I, (1991).
Lamb waves interaction with lap-shear adhesive joints : theory and experiment -
J. Acoust. Soc. Am. 89. p2758-2765.
- [ROC92] ROCKHLIN S. I, (1992).
Journal of non destructive evaluation - 11.

- [ROU89] ROUSSEAU M. et GATIGNOL P, (1989).
Floquet waves properties in a periodically layered medium - J. Acoust. Soc. Am.
- 86, p.2369-2376.
- [ROS92] ROSE J.L, DITRI J, PILARSKI A, JIAO D et RAJANA K, (1992).
Lamb for adhesive bond evaluation in aging aircraft - Non destructive Testing -
C. Hallai et P. Kulcsar (editors) - p. 1076-1080.
- [SCH92] SCHINDEL E.H. -BIDINELLI, (1992).
Pratique du collage industriel.
- [XU90] XU P.C. et MAL A.K, (1990).
Inversion of leaky wave data to determine cohesive proprieties of bonds - Int.
J. Engng Sci - 28 - p. 331-346.
- [ZOU94] ZOUHRI B, (1994).
«Étude d'un modèle d'assemblage collé par dispersion de célérité
d'ondes de Rayleigh-Sezawa», Thèse d'université, Lille.
- [ZOU97] ZOUHRI B, LEBRUN S, POULIQUEN J, (1997).
Caractérisation par ondes de Rayleigh-Sezawa, d'un assemblage constitué d'une
lame collée sur un substrat épais - Acustica . acta acustica
Vol. 83 (1997) 1008 - 1023.



Remarque :

Une recherche bibliographique à été faite le 15 fevrier 1999 sur INIST, aucun article recent traitant des collages étudiés par des traitements de surface n'a été trouvé.

SUMMARY

Our work deals with the non-destructive evaluation of stratified assemblies made with adhesive, which leads to characterizing unknown media.

We use surface acoustic waves called Rayleigh-Sezawa; we re-establish the equations which give the celerity, the vibration amplitudes and the distribution of the deforming energy. These equations are mainly applied to stratified systems including three, four, or five media. As for very close modes, we confirm that they remain separated. We observe the evolution of dispersion curves by using a generalized representation.

We use different systems of excitation : plastic wedge, engraved shoes, and engraved wedge, thin glass-plates stuck to the adhesive, or interdigitated combs. According to the frequency range : (0.4 –3 MHz) we use the bench (B.S.H), (105 –26 MHz) the Knife-Edge one (B.K.E). We compare three ways of signal processing and the most precise one is used for our measures. The dispersion graphs of the glass-on-glass and glass-on-aluminium assemblies made on a processed and unprocessed surface are given by the (B.S.H) bench. Three slightly reflecting assemblies with a silver glass plate on the top of it, are measured with the (B.K.E) bench .

The conjugated gradient method characterizes some unknown media. We determine the repercussion of the measure inaccuracies and we lay the stress on an expected result similar to the one observed by Kollman and Hartog : The Lamé coefficients of the adhesive and of the paint depend on their thickness.

The deformation energy becomes very low in surface for certain frequencies ; thus, the excitation and detection of the Rayleigh-Sezawa waves turn out to be impossible. The thin glass-plates stuck to the adhesive do not solve this problem .