



**HAL**  
open science

# Rayonnement et diffusion acoustique en régime impulsif sur cibles élastiques immergées : étude par visualisation ultra-rapide et modélisations numériques

Laurent Derbesse

## ► To cite this version:

Laurent Derbesse. Rayonnement et diffusion acoustique en régime impulsif sur cibles élastiques immergées : étude par visualisation ultra-rapide et modélisations numériques. Electronique. Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, UVHC, (France), 2001. Français. NNT : 2001VALE0030 . tel-03037293

**HAL Id: tel-03037293**

**<https://uphf.hal.science/tel-03037293>**

Submitted on 3 Dec 2020

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

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

**THESE**

Présentée à

**L'Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis**

Pour l'obtention du grade de :

Docteur de l'université en électronique

**Laurent DERBESSE**

Rayonnement et diffusion acoustique en régime impulsionnel sur  
cibles élastiques immergées.

Etude par visualisation ultra-rapide et modélisations numériques

**Soutenu le 18 décembre 2001 devant la commission d'examen :**

Président du jury : M. BASTIEN – *Professeur au Laboratoire de Physique et de Métrologie des Oscillateurs, Besançon*

Rapporteurs : Mme BONNET BEN DHIA, *Directeur de Recherche CNRS, Laboratoire de Mathématiques Appliquées, ENSTA, Paris*

M. MAZE – *Professeur à l'Université du Havre, Laboratoire d'Acoustique Ultrasonore et d'Electronique*

Examineurs : Mme TALMANT - *Chargée de recherche CNRS, Laboratoire d'imageries paramétriques, Université de Paris 6*

M. VOINOVICH - *Professeur - Soft-Impact, St Petersburg, Russie*

M. MERLEN - *Professeur à l'université des Sciences et Techniques de Lille 1*

M. PERNOD - *Directeur de Thèse, Professeur à l'Ecole Centrale de Lille*

Institut d'électronique et de Microélectronique du Nord

D.O.A.E- Groupe Electronique-Acoustique Ecole Centrale de Lille B.P 48 59651 Villeneuve d'Ascq cedex

Laboratoire de Mécanique de Lille

Université des sciences et technologies de Lille 1 Bd Paul Langevin, 59655 Villeneuve d'Ascq cedex

# THESE

Présentée à

**L'Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis**

Pour l'obtention du grade de :

Docteur de l'université en électronique

**Laurent DERBESSE**

Rayonnement et diffusion acoustique en régime impulsionnel sur  
cibles élastiques immergées.

Etude par visualisation ultra-rapide et modélisations numériques

**Soutenue le 18 décembre 2001 devant la commission d'examen :**

Président du jury : M. BASTIEN – *Professeur au Laboratoire de Physique et de Métrologie des Oscillateurs, Besançon*

Rapporteurs : Mme BONNET BEN DHIA, *Directeur de Recherche CNRS, Laboratoire de Mathématiques Appliquées, ENSTA, Paris*

M. MAZE – *Professeur à l'Université du Havre, Laboratoire d'Acoustique Ultrasonore et d'Electronique*

Examineurs : Mme TALMANT - *Chargée de recherche CNRS, Laboratoire d'imageries paramétriques, Université de Paris 6*

M. VOINOVICH - *Professeur - Soft-Impact, St Petersburg, Russie*

M. MERLEN - *Professeur à l'université des Sciences et Techniques de Lille 1*

M. PERNOD - *Directeur de Thèse, Professeur à l'Ecole Centrale de Lille*

Institut d'électronique et de Microélectronique du Nord

D.O.A.E- Groupe Electronique-Acoustique Ecole Centrale de Lille B.P 48 59651 Villeneuve d'Ascq cedex

Laboratoire de Mécanique de Lille

Université des sciences et technologies de Lille 1 Bd Paul Langevin, 59655 Villeneuve d'Ascq cedex



## Remerciements

*Ce travail a été réalisé au sein du département d'Opto Acousto Electronique de l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord, département dirigé successivement par MM Ourak et Gazalet que je tiens à remercier tout particulièrement pour leur accueil.*

*Ce travail est également le résultat d'une collaboration avec le laboratoire de Mécanique de Lille.*

*Je tiens donc à exprimer en premier lieu ma profonde reconnaissance à MM P. Pernod et A. Merlen qui ont codirigé cette thèse, pour la confiance qu'ils ont bien voulu m'accorder et pour leur participation à la réalisation de ce travail.*

*Je remercie également M.BASTIEN d'avoir accepté la présidence du jury ainsi que Mme BONNET-BEN DHIA et M MAZE qui n'ont fait l'honneur d'accepter la charge de rapporteur. Je remercie Mme TALMANT et M. VOINOVICH d'avoir accepté d'examiner et de juger ce travail.*

*Que M. P. Voinovich trouve ici ma plus grande reconnaissance pour ses compétences dans le développement des méthodes numériques, pour sa gentillesse, sa disponibilité, ainsi que pour son investissement personnel. Il a su être en toute simplicité mon maître dans ce domaine.*

*Mes remerciements vont également à MM Y. Deblock, B. Piwakowsky, J.C. Tricot et V. Preobrajenski pour les fructueux échanges que nous avons pu avoir au cours de ces années.*

*Mes remerciements vont également à tous mes compagnons de route, C. Ahyi, V. Latard, N. Koïde, K. Yamamoto et toute l'équipe du laboratoire, C. Sion, M. Goueygou, N. Tiercelin, S. Euphrasie, S. Masson, S. Petit, A. Brysev, L. Krutiansky, P. Lantoine, C. Rymek, X. Cimetière pour la sincère amitié qu'ils m'ont toujours témoignés.*

*Je tiens également à exprimer ma gratitude à M. C. Bruneel pour son dévouement et sa gentillesse, ainsi qu'à l'équipe du LAUE du Havre, M. Maze, M. Décultot, Mme Luppé qui ont eu l'extrême amabilité de mettre à notre disposition différentes cibles et qui ont montré un vif intérêt pour nos travaux.*

*Enfin, je remercie particulièrement mes proches, qui par leur affection et leur soutien sans faille ont permis à ce travail d'aboutir.*

*Je leur dédie ce manuscrit.*



*« Entre  
Ce que je pense,  
Ce que je veux dire,  
Ce que je crois dire,  
Ce que je dis,  
Ce que vous avez envie d'entendre,  
Ce que vous croyez entendre,  
Ce que vous entendez,  
Ce que vous avez envie de comprendre,  
Ce que vous comprenez,  
Il y a dix possibilités qu'on ait des difficultés à communiquer.  
Mais essayons quand même ... »*

Encyclopédie du Savoir Relatif et Absolu  
Edmond Wells

*A Gaëlle,  
A mes parents,  
A ma famille.*



# Sommaire

<b>Introduction.....</b>	<b>11</b>
--------------------------	-----------

## **Chapitre 1 : Dispositif expérimental : Système de visualisation ultra-rapide. Source acoustique impulsionnelle ..... 17**

1-1 Introduction.....	18
1-2 Système de visualisation ultra-rapide .....	18
1-2.1 Principe de l'ombroscopie et de la strioscopie. ....	19
a) Ombroscopie.....	19
b) Strioscopie.....	20
1-2.2 Exploitation des visualisations ombroscopiques et strioscopiques.....	21
a) Grandeurs physiques fournies par l'ombroscopie.....	21
b) Grandeurs physiques fournies par la strioscopie .....	24
c) Ondes acoustiques : Caractéristiques des visualisations.....	26
d) Cas d'une géométrie axisymétrique .....	28
1-2.3 Configuration expérimentale.....	30
1-3 Source acoustique .....	31
1-3.1 Principe de la source mini-étinceleur .....	32
1-3.2 Configurations d'excitation.....	33
a) Excitation à distance.....	33
b) Excitation en contact .....	34
1-3.3 Choix des éléments du système.....	36
a) Choix du condensateur .....	36
b) Le câble coaxial.....	37
c) Choix de l'interrupteur ultra-rapide.....	37
1-3.4 Source à thyatron .....	38
a) Caractéristiques .....	38
b) Caractéristiques électriques .....	39
1-3.5 Source à Spark-Gap.....	41
a) Schéma électrique de la source.....	42
b) Caractéristiques électriques .....	43
c) Comparaisons entre les deux systèmes.....	46
1-3.6 Caractéristiques acoustiques .....	47
1-4 Conclusion .....	50
1-5 Références bibliographiques.....	52

## Chapitre 2 : Diffusion acoustique : Ondes élastiques,

<b>Rappels théoriques</b> .....	<b>55</b>
2-1 Introduction .....	56
2-2 Ondes élastiques .....	56
2-2.1 Solide élastique, isotrope .....	56
2-2.2 Ondes élastiques dans un milieu isotrope : Généralités.....	58
2-2.3 Réflexion sur une surface libre; Cas du demi-espace infini .....	61
a) Ondes progressives homogènes.....	61
b) Ondes de surface. Ondes de Rayleigh.....	63
2-2.4 Interface solide/solide .....	64
a) Ondes homogènes .....	64
b) Ondes d'interface; Ondes de Stoneley .....	65
2-2.5 Interface solide/liquide.....	67
a) ondes homogènes .....	68
b) Ondes de surfaces : Ondes de Scholte et de Rayleigh généralisée dans le solide .....	68
2-3 Les ondes de Lamb .....	69
2-3.1 Plaque dans le vide.....	70
a) Equation de propagation.....	70
b) Conditions aux frontières .....	71
c) Equation de dispersion .....	73
d) Courbes de dispersion .....	75
2-3.2 Plaque chargée par un fluide non visqueux : Ondes de Lamb, Onde de Scholte-Stoneley .....	77
a) Conditions aux parois.....	77
b) Equations de dispersion .....	78
2-4 Conclusion .....	80
2-5 Références bibliographiques.....	81

## Chapitre 3 : Diffusion acoustique : Modèle numérique bidimensionnel non-structuré par volumes finis .....

<b>83</b>	
3-1 Description du modèle numérique.....	84
3-1.1 Choix de la méthode numérique .....	84
3-1.2 Description mathématique .....	85
3-1.3 Définition de la grille .....	87
3-1.4 Equation de mouvement pour le volume de contrôle. ....	89
3-1.5 Conditions aux frontières.....	91
3-1.6 Détails de procédure et de calcul .....	92
3-2 Post-traitement numérique.....	94
3-2.1 Mesure de vitesse dans les milieux dispersifs.....	94
a) Vitesses de phase, vitesses de groupe, dispersion .....	94

b) Méthodes temporelles.....	95
c) Méthodes fréquentielles.....	96
d) Mesure de la vitesse de phase par transformée de Fourier bidimensionnelle .....	98
3-3 Conclusion.....	100
3-4 Références bibliographiques.....	101

## **Chapitre 4 : Diffusion acoustique sur cibles élastiques planes ..... 103**

4-1 Cas d'une plaque libre.....	104
4-1.1 Excitation harmonique.....	104
4-1.2 Excitations longitudinale et transversale larges bandes sur la section.....	107
4-1.3 Excitation large bande ponctuelle en surface .....	114
4-2.Cas d'une plaque immergée dans un fluide .....	117
4-2.1 Excitation à distance de la plaque : Résultats expérimentaux .....	118
4-2.2 Excitation de la plaque en contact : Résultats expérimentaux.....	122
4-2.3 Diffusion sur une plaque : Résultats numériques.....	125
4-2.4 Méthode de séparations des ondes .....	128
4-2.5 Signatures acoustiques bidimensionnelles des modes de Lamb .....	130
a) Filtrage sélectif .....	131
b) Isolement du mode $A_0$ .....	132
c) Isolement du mode $S_0$ .....	132
d) Isolement du mode $S_1$ .....	133
e) Isolement du mode $S_2$ .....	133
4-2.6 Corrélation entre les visualisations et les diagrammes temps-distance .....	134
4-3 Conclusion.....	136
4-4 Références bibliographiques.....	137

## **Chapitre 5 : Diffusion acoustique sur cibles élastiques**

### **à géométrie complexe ..... 139**

5-1 Diffusion sur des coques à géométrie complexe .....	140
5-1.1 Cas des coques sphériques.....	140
5-1.2 Cas du cylindre .....	140
5-1.3 Rappels sur le cas de la sphère pleine .....	142
a) Rappels théoriques.....	142
b) Résultats expérimentaux : Identification des ondes .....	144
5-1.4 Diffusion sur un tube en excitation axiale.....	147
a) Identification des ondes pour le cylindre creux.....	147
b) Simulation numérique.....	149
5-1.5 Diffusion sur un tube en excitation normale .....	150
a) Identification des ondes .....	150

b) Simulation numérique .....	152
c) Interprétations tridimensionnelles .....	152
d) Influence de l'épaisseur de la coque sur l'onde $S_0$ .....	153
5-2 Diffusion sur cible « <i>line</i> ».....	156
5-2.1 Diffusion sur cible « LINE » en excitation normale .....	157
a) Identification des ondes dans le plan perpendiculaire à l'axe de la cible.....	158
b) Identification des ondes dans le plan parallèle à l'axe de la cible.....	161
c) Résultats numériques.....	161
5-2.2 Diffusion sur cible « LINE » en excitation axiale .....	164
a) Détails sur l'observation de l'onde $A_0$ .....	164
b) Détails sur l'observation de l'onde $S_0$ .....	166
5-2.3 Effet de la courbure et du joint de soudure aux jonctions sphère/tube	
sur cible « LINE » .....	169
a) Diffusion acoustique sur cible « LINE coupée court » et « LINE coupée long ».....	169
b) Simulation numérique de la diffusion acoustique sur cible « LINE » en excitation axiale .....	172
5-3 Conclusion .....	176
5-4 Références bibliographiques .....	178
<b>Conclusion .....</b>	<b>179</b>
<b>Annexe .....</b>	<b>183</b>

## Introduction générale

L'analyse de l'interaction d'ondes acoustiques ultrasonores sur cibles élastiques est un domaine qui a été largement considéré durant ces dernières décennies tant du point de vue théorique, qu'expérimental [1-7]. Les études ont majoritairement porté sur des cibles immergées de complexité croissante en raison des applications souhaitées pour l'acoustique sous-marine. Alors que les premiers objets étudiés étaient à géométrie simple (plaques, sphères, cylindres infinis, ...) [8-12], les investigations se sont peu à peu orientées vers la considération de géométries plus complexes telles que des coques (cylindriques et sphériques) [13-18] pour aboutir à des objets limités constitués de plusieurs de ces objets simples tels que les cibles LINE ou LINE 2 (coques cylindriques fermées par deux hémisphères en acier inoxydable)[20,21].

Les méthodes d'investigation expérimentales et numériques développées ont également été nombreuses : Sur le plan expérimental, on notera tout particulièrement les méthodes MIIR (*Method of Isolation and Identification of Resonances*) quasi-harmoniques et impulsionnelles principalement développées par le *Laboratoire d'Acoustique Ultrasonore et d'Electronique* de l'université du Havre, et la méthode PRIM (*Pulse Resonance Identification Method*) développée de façon indépendante par le *Groupe de Physique des Solides* de l'université de Paris 7 [8,16,20,22,]. On notera également quelques expériences de visualisations [23,24,25] par la technique expérimentale conventionnelle de Schlieren, rapidement abandonnées en raison de leurs limitations à cette époque, au profit de mesures totalement acoustiques plus informatives notamment au niveau quantitatif.

En ce qui concerne les méthodes numériques, utilisées en diffusion acoustique, nous citerons les méthodes d'équations intégrales et d'éléments finis de frontières, les méthodes des matrices T et S, la technique TGD (Théorie géométrique de la diffraction) et les méthodes d'éléments finis [26].

Une synthèse de ces différentes méthodes pourra être trouvée dans l'ouvrage intitulé « **La diffusion acoustique** par des cibles élastiques de forme géométrique simple. Théories et expériences. » de N. Gespa.

Dans le présent travail de thèse, nous proposons des approches expérimentales et numériques originales pour l'étude des phénomènes de diffusion acoustique, apportant un éclairage différent et permettant de compléter l'état des connaissances actuel dans ce domaine.

L'approche expérimentale repose sur une visualisation ultrarapide des ondes acoustiques diffusées. L'apport relativement aux études antérieures de la bibliographie vient de la grande

qualité des images obtenues due à la spécificité des outils développés : Source acoustique de type mini-étinceleur quasi-ponctuelle, quasi-diracienne et d'intensité acoustique importante, dispositif de visualisation ultra-rapide basé sur la technique de Cranz-Schardin permettant l'observation de grands champs (50 cm) et offrant une excellente qualité photographique. Les images obtenues sont ainsi déjà beaucoup plus informatives sur le plan qualitatif. De plus, la mise au point d'une technique d'analyse des images permet à présent d'obtenir des informations quantitatives telles que les courbes de dispersion des modes propagés.

L'approche numérique développée a quant à elle pour objectif de fournir un moyen de calcul permettant de fournir des résultats sous une forme comparable aux résultats expérimentaux. La méthode est basée sur une résolution par volumes finis des équations de la dynamique en petits déplacements et l'utilisation d'un maillage non structuré. Ces deux points représentent les spécificités de la méthode et comportent de nombreux avantages au plan des perspectives comme nous le développerons dans la suite du mémoire.

Utilisés conjointement, ces deux outils expérimentaux et numériques permettent de fournir un nouvel éclairage des phénomènes de diffusion acoustique en mettant particulièrement l'accent sur les mécanismes de création des ondes dans les structures considérées et au niveau d'hétérogénéités locales du milieu de propagation (joints de soudure, surépaisseurs dans les coques, ...).

Ce mémoire regroupe cinq chapitres qui s'organisent de la façon suivante :

Le chapitre I décrit la méthode expérimentale qui s'appuie sur deux outils originaux : un générateur d'ondes acoustiques de type mini-étinceleur et un système de visualisation ultra-rapide basé sur le principe de Cranz-Schardin. Le chapitre présente en détails ces deux outils avec leurs variantes ainsi que toutes leurs caractéristiques mesurées.

Le chapitre II propose une synthèse sur les interactions fluide-structure dans le cas simple de deux demi-espaces infinis et de plaques non chargées puis chargées par un fluide non visqueux. L'objectif est de fixer le vocabulaire et introduire les notions d'ondes de Lamb et de Scholte-Stoneley qui seront utilisées dans la suite du mémoire.

Le chapitre III présente la méthode numérique développée, à travers une description mathématique des principes physiques considérés. Le maillage de type non structuré est défini ainsi que ses avantages. Il permet bien évidemment de définir les volumes de contrôles d'intégration. Les équations et conditions aux frontières du schéma numérique sont ensuite

explicitées ainsi que les diverses procédures de calcul. Ce chapitre présente enfin la procédure de post-traitement mise en œuvre pour l'obtention des courbes de dispersions des modes propagés, à la base des techniques d'analyse utilisées dans le chapitre suivant.

Le chapitre IV considère les résultats obtenus par nos outils expérimentaux et numériques sur des cibles élastiques planes non chargées et chargées par un fluide non visqueux. Les résultats de cette partie permettent de faire ressortir la façon dont se manifestent les ondes diffusées dans les résultats fournis par nos méthodes et fixent les procédures de post-traitement utilisées pour les interprétations. Ils servent de références pour l'analyse des géométries plus complexes considérées au chapitre V. Par ailleurs, cette partie sert également de validation de la méthode numérique par comparaison aux résultats expérimentaux et aux résultats analytiques faisant référence.

Le chapitre V s'intéresse de façon progressive aux résultats obtenus pour une sphère pleine, pour des tubes immergés d'épaisseurs différentes et enfin pour les cibles « *LINE* » constituées d'un tube fermé aux extrémités par deux coques hémisphériques soudées. Les orientations axiales et normales sont chaque fois considérées. Une attention particulière est portée sur les réflexions et/ou conversions de modes au niveau des hétérogénéités locales du milieu de propagation (joints de soudure, surépaisseurs, ...).

La conclusion générale enfin, présente un résumé des principaux apports de ce travail ainsi que quelques-unes des perspectives que nous pouvons dès à présent envisager pour y faire suite.

## Références bibliographiques (introduction)

1. M.F. Osborne et S.D. Hart, « Transmission, reflection and guiding of an experimental pulse by a steel plate in water », *J. Acoust. Soc. Am.*, 77, 1985, pp. 1-18
2. R.Fiorito W.Madigosky H. Überall, « Resonant theory of acoustic waves interacting with an elastic plate », *J.Acoust.Soc. Am.*, 66, pp 1857-1866, 1979
3. G.V. Frisk, H. Überall, « Creeping waves and lateral waves in acoustic scattering by large elastic cylinder », *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 59(1), 1976, pp. 46-54
4. L.E.Pitts, T.J.Plona, W.G.Mayer, « Theoretical similarities of Rayleigh and Lamb modes of vibration », *J.Acoust.Soc.Am.*, 60, pp 374-377, 1976
5. L.Flax, L.R.Dragonette, H.Überall, « Theory of elastic resonance excitation by sound scattering », *J.Acoust.Soc.Am.*, 63(3), pp 723-731, 1978
6. M.Ech-Cherif El-Kettani, P.Pareige, F.Luppé, J.Ripoche, « Experimental study of the conversion of Lamb waves at the end of an immersed plate », *Acoustica*, 82, pp 251-259, 1996
7. Ahyi A., Pernod P., Latard V., Merlen A., Uberall H, « First experimental demonstration of the pseudo-Rayleigh (A0) wave acoustically excited on water-immersed cylindrical shells », *J. Acous. Soc. Am.*, 104(5), pp2727-2732, 1998
8. Talmant, Quentin, Rousselot, Subrahmanyam, Uberall, « Acoustic resonances of thin cylindrical shells and the resonance scattering theory », *J. Acous. Soc. Am.* , vol. 84(2), 1988, pp. 681-687
9. Welton P.J., de Billy M., Hayman A., Quentin G., « Back scattering of short ultrasonic pulses by solid elastic cylinders at large  $ka$  », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol.67 (2), 1980, pp. 470-476
10. R.D.Doolittle, H.Überall, P.Ugincius, « Sound Scattering by elastic cylinder », *J.Acoust..Soc.Am.*, 43, p 1-14, 1968.
11. G.Quentin, M.De Billy, A.Hayman, « Sphere and cylinders at large  $ka$  », *J.Acoust.Soc.Am*, 70(3), pp 870-877, 1981.
12. W. G. Neubauer, L.R. Dragonette, « Observation of waves radiated from circular cylinders caused by an incident pulse », *J.Acoust.Soc.Am.* 48, 1970, pp. 1135-1149
13. M.Talmant, « Rétrodiffusion d'une impulsion ultrasonore brève par une coque cylindrique à paroi mince », Thèse de doctorat Paris 7, 1987

14. E.D.Breitenbach, H.Überall, « Resonant acoustic scattering from elastic cylindrical shells », *J.Acoust.Soc.Am*, 74(4), pp 1267-1273, 1983
15. J.L.Izbicki, G.Maze, J.Ripoche, « Influence of the free modes of vibration on the acoustic scattering of a circular cylindrical shell », *J.Acoust ;Soc.Am.*, 80(4), pp 1215-1219, 1986
16. M.Talmant, G.Quentin, « Backscattering of a short ultrasonic pulse from thin cylindrical shells », *J.Acoust.Soc.Am.*, 63(6), pp 1857-1863, 1988
17. M.Talmant, H.Überall, J.W.Dickey, « Lamb waves and fluid borne waves on water-loaded, air filled thin cylindrical shells », *J.Acoust.Soc.Am.*, 86(1), pp 278-289, 1989
18. J.W.Dickey, Fisk, H.Überall, « Whispering gallery wave modes on elastic cylinder », *J.Acoust.Soc.Am.*, pp 1939-1346, 1976
19. G.Maze, J.Ripoche, A.Derem,J.L.Rousselot, « Diffusion d'une onde ultrasonore par des tubes remplis d'air immergés dans l'eau », *Acustica* 55, pp 69-85, 1984
20. D.Decultot, « Diffusion acoustique par des objets axi-symétriques immergés. Cas des cylindres limités par des hémisphères », Thèse de Doctorat de l'université du Havre, 1993
21. D.Decultot,F.Lecroq, G.Maze, J.Ripoche, « Acoustic scattering from cylindrical shells bounded by hemispherical endcaps. Resonance interpretation with surface wave propagation in cylindrical and spherical shells », *J.Acoust.Soc.Am*, 94, pp 2916-2923, 1993
22. G.Maze, « Diffusion d'une onde acoustique plane par des cylindres et des tubes immergés dans l'eau. Isolement et identification des résonances », Thèse de doctorat d'état es Science, Université de Rouen, 1984
23. Hayman, Quentin, Doucet, « Schlieren observations of scattering of short ultrasonic pulses from elastic cylinders », *Revue du Cethedec* (60), 1979, pp. 13-20
24. W. G. Neubauer, L.R. Dragonette, « Observation of waves radiated from circular cylinders caused by an incident pulse », *J.Acoust.Soc.Am*. 48, 1970, pp. 1135-1149
25. A.Hayman, G.Quentin, J.Duclos, G.Maze, « Visualisation de la diffraction des ondes ultrasonores », ouvrage synthétique, N.Gespa, pp 620-639.
26. A.Käes, A.Lahe, J.Metsauer, U.Ross, « Combined FEM-BEM approach for determination of the scattered or radiated field from elastic shell », 2<sup>nd</sup> Europ. Conference on underwater Acoustic, Copenhagen, Danemark, pp 297-302, 1994



## Chapitre 1

### **Dispositif expérimental : Système de visualisation ultra-rapide. Source acoustique impulsionnelle.**

La partie expérimentale de la présente thèse repose sur deux outils originaux : un générateur d'onde acoustique impulsionnelle de type mini-étinceleur et un système de visualisation ultra-rapide basé sur le principe de Cranz-Schardin.

Les particularités de la source sont une signature acoustique quasi-diracienne associée à un spectre très étendu [ $\sim$ kHz à 2MHz (-20dB)] et un front d'onde quasi-sphérique (source ponctuelle). Ces propriétés, difficiles à obtenir avec les sources conventionnelles, en font un outil privilégié pour une mesure directe de réponses impulsionnelles spatio-temporelles de systèmes acoustiques.

Le système de visualisation ultrarapide se caractérise quant à lui par une cadence de prise d'images pouvant atteindre 2 millions d'images/sec. (pour une séquence de 24 images), un large champ de visualisation (50 cm) et une faible parallaxe. Sa grande qualité photographique associée à la grande intensité acoustique et à la finesse du front d'onde de la source mini-étinceleur permettent d'obtenir une excellente résolution spatiale dans l'observation de phénomènes acoustiques.

Ainsi, utilisés conjointement, ces deux outils fournissent un nouvel éclairage des phénomènes de diffusion acoustique avec des informations aussi bien qualitatives que quantitatives. Ils permettent en particulier de mettre l'accent sur les mécanismes de création des ondes dans les différentes structures étudiées, ou localement au voisinage d'une inhomogénéité.

Ce chapitre présente en détail, les principes de fonctionnement, les technologies électroniques employées, ainsi que les caractéristiques mesurées et les limites identifiées de ces deux outils. Une attention particulière est portée aux relations existant entre les grandeurs optiques représentées par les photographies et les grandeurs acoustiques faisant l'objet de notre intérêt. La sensibilité du système complet est également étudiée. Ces analyses sont utilisées dans la suite du mémoire pour justifier l'interprétation des résultats expérimentaux obtenus.

## 1-1 Introduction

Les méthodes traditionnellement utilisées pour l'étude de la diffusion acoustique sont des méthodes de traitement du signal en régime harmonique ou impulsionnel [1, 2, 3]. Le traitement des résultats obtenus par ces méthodes est principalement effectué dans le domaine fréquentiel par l'analyse de spectres de diffusion ou de résonance.

L'approche expérimentale de ce mémoire réside dans l'utilisation de deux outils originaux, comportant un générateur d'onde acoustique impulsionnelle, d'une part et d'un système de visualisation ultra-rapide, d'autre part. Utilisés conjointement, ces deux outils, différents des méthodes traditionnelles, mais complémentaires de ces dernières, apportent des réponses qualitatives et quantitatives à l'étude de la diffusion acoustique. Cette étude est classique mais l'une des caractéristiques novatrice est de permettre d'appréhender la réponse impulsionnelle du système étudié, par l'utilisation d'un générateur d'ondes acoustiques impulsionnelles aux caractéristiques quasi-diraciennes et de forme simple. Le second point novateur de la démarche repose sur l'utilisation d'un système de visualisation ultra-rapide d'ondes acoustiques. Relativement peu employés pour l'étude de la diffusion acoustique jusqu'à présent, à l'exception de quelques applications [4, 5], ces systèmes ont fourni d'excellents résultats en mécanique des fluides pour l'étude des ondes de chocs[6]. Cette méthode optique de visualisation est également appliquée aux études de convection thermique, de mélanges de fluides de densités différentes, de combustion, d'écoulements fluides ou stratifiés.

Nous allons dans les paragraphes suivants, présenter les principes de fonctionnement, les technologies électroniques employées ainsi que les caractéristiques et limites de ces deux outils. Les grandeurs physiques mesurées ainsi que la sensibilité du système seront également présentées. Ces analyses sont nécessaires afin de justifier l'interprétation des résultats expérimentaux obtenus.

## 1-2 Système de visualisation ultra-rapide

La méthode retenue est une méthode optique de visualisation de phénomènes acoustiques. Optique, car les informations enregistrées, visibles, dépendent de l'indice de réfraction local du fluide. Dans la plupart des cas, la variation de l'indice de réfraction est causée par une modification de la densité du fluide à l'exception du cas des fluides biréfringents. Un faisceau de lumière qui traverse le champ d'expérience est dévié par la répartition inhomogène d'indice

de réfraction induite par le passage de l'onde acoustique. Ce faisceau de lumière subit une déflexion et la phase des rayons déviés est décalée relativement aux rayons non perturbés. Ces deux manifestations permettent non seulement de visualiser, sur un support sensible à la lumière, les phénomènes à l'origine de la perturbation, mais elles permettent également d'effectuer des mesures quantitatives sur la densité du fluide perturbé et de remonter à la pression acoustique. Les techniques de détection des perturbations subies par un faisceau de lumière sont globalement au nombre de deux : l'ombroscopie et la strioscopie. On trouve également des techniques d'interférométries plus sensibles, détectant la différence de marche entre un faisceau lumineux de référence et un faisceau utile traversant le champ d'expérience, par la mesure du déplacement des franges d'interférence. Cette dernière catégorie regroupe l'interférométrie directe et différentielle. Ces méthodes sont certes plus sensibles aux perturbations acoustiques que l'ombroscopie ou la strioscopie, mais elles ont l'inconvénient d'être trop sensibles aux perturbations extérieures telles que les vibrations, variations de température, ..., elles sont lourdes à mettre en œuvre et parfois coûteuses[8].

La technique retenue résulte d'une étude approfondie de A.Ahyi [7] qui a développé et mis sur pied l'ensemble du système. Le système choisi est basé sur un dispositif ombroscopique et strioscopique.

## 1-2.1 Principe de l'ombroscopie et de la strioscopie.

### 1-2.1.a Ombroscopie

Comme nous l'avons annoncé précédemment, l'ombroscopie repose sur un principe d'interaction optique, où la variation de masse volumique du milieu au passage d'une perturbation, induit une variation de l'indice de réfraction de ce milieu. Cette méthode est sensible si la dérivée seconde spatiale de l'indice de réfraction n'est pas nulle. La déviation des rayons lumineux produit sur un écran une alternance de zones d'ombre et de zones surexposées (Figure 1).

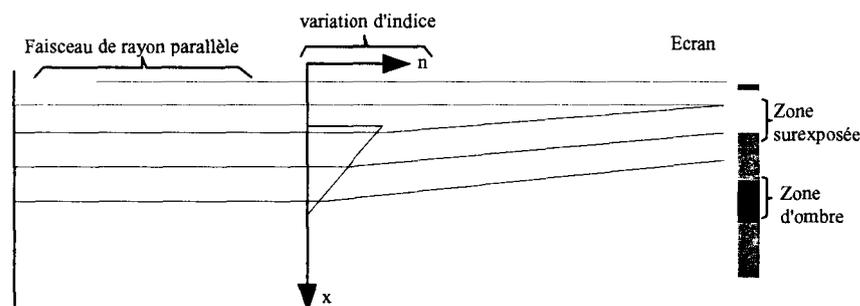


Figure 1: Déviation d'un faisceau lumineux soumis à un gradient d'indice

La version la plus simple de l'ombroscopie ne nécessite aucun élément optique. L'effet est facilement observé lorsqu'une source de chaleur est éclairée par le soleil, par exemple : l'« ombre » du flux de chaleur est visible sur un écran de couleur claire.

Il est nécessaire que les faisceaux lumineux incidents soient parallèles. En pratique, on réalise une source de lumière parallèle en plaçant une source  $S$  ponctuelle de lumière au foyer d'une lentille  $L_1$  ou d'un miroir convergent. Une seconde lentille  $L_2$  identique à la première focalise ce faisceau parallèle en un point  $S'$  où une lentille  $L_c$  permet de récréer une image du plan d'observation  $P$  sur un l'écran  $e$ . (Figure 2)

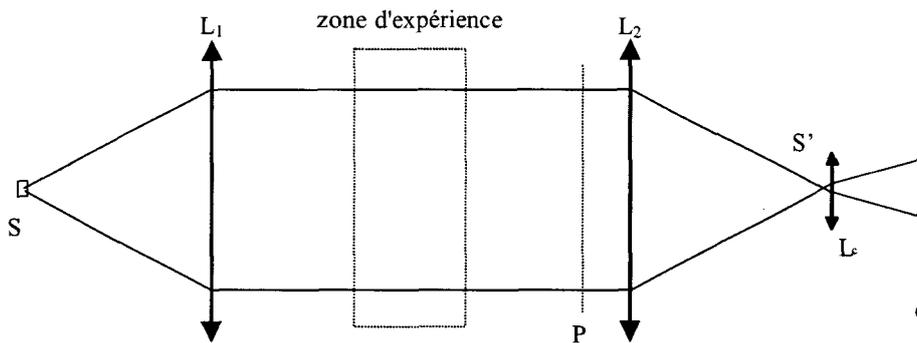


Figure 2: Principe de base de l'ombroscopie.

### 1-2.1.b Strioscopie

La strioscopie est encore appelée Schlieren du mot allemand *schliere* qui désigne dans un milieu transparent, une inhomogénéité locale qui cause une déviation irrégulière de la lumière. Cette méthode dont le principe est attribué à Foucault (1859) et Toepler (1864), était initialement utilisée pour le contrôle de la qualité des miroirs et des lentilles sphériques convergentes. Cette méthode consiste à ajouter un dispositif d'obstruction partielle ou totale de la tache focale (couteau, trou, fente, point, ...). Cette tache focale est l'image de la source lumineuse mais également la transformée de Fourier spatiale du faisceau de lumière. Les rayons déviés dans le champ d'expérience arrivent sur la lentille avec un angle non nul par rapport à la normale de cette lentille. L'image des rayons déviés s'éloigne de l'axe optique dans le plan focal alors que l'image des rayons non déviés est au centre de la tache focale. L'intérêt du dispositif d'obstruction est d'améliorer le contraste de l'image. Le dispositif utilisé dans cette étude est un couteau dont l'orientation détermine la direction de la sensibilité aux gradients de l'indice (direction de sensibilité perpendiculaire à l'orientation principale du dispositif).

## 1-2.2 Exploitation des visualisations ombroscopiques et strioscopiques

W.Merzkirch [8] a décrit de façon détaillée, dans "Flow visualization" en 1987, les relations existant entre l'intensité lumineuse en un point de l'écran de réception et la variation de l'indice optique en un endroit de la zone traversée. Ces relations permettent d'estimer les grandeurs mesurées par l'ombroscopie et la strioscopie.

Nous reprenons ici, de façon synthétique, les informations principales reliant la variation de pression à la variation d'indice optique, puis celles liant les variations d'indice optique dans le milieu à une déviation de faisceaux à la sortie de la zone d'expérience. Nous reprenons également les informations liant la déviation des faisceaux de lumière à la variation d'intensité lumineuse sur l'écran[8]. La méthode intégrant les gradients d'indice dans toute l'épaisseur de la zone d'expérience, elle n'est vraiment exploitable quantitativement que pour les situations à symétrie planes ou de révolution.

Enfin, nous traiterons l'application des systèmes de visualisations au cas d'écoulements bidimensionnels ou axisymétriques.

### 1-2.2.a Grandeurs physiques fournies par l'ombroscopie

La masse volumique  $\rho$  d'un matériau homogène et de moment dipolaire nul, est liée à celle de l'indice de réfraction  $n$  par la relation de Clausius-Mossoti [9]. Appliquée au cas de l'eau, l'expression de l'indice en fonction de la masse volumique s'écrit :

$$n = \sqrt{\frac{2k\rho + 1}{1 - k\rho}} \quad \text{où } k = \frac{2}{3}K \quad (K : C^{te} \text{ de Gladstone - Dale}) \quad (1)$$

Cette relation ( 1 ) permet d'exprimer la variation d'indice  $dn$  du milieu en fonction de la pression  $dp$  induite par le passage d'une onde acoustique :

$$dn = \frac{(n^2 + 2)(n^2 - 1)}{6nc_0^2\rho} dp = \alpha dp \quad (2)$$

où  $c_0$  est la vitesse du son dans l'eau.

Cette relation est obtenue en appliquant la relation de Claussius-Mossotti écrite pour un matériau homogène et de moment dipolaire nul. Bien que l'eau ne soit pas à moment dipolaire nul, cette approximation fournit une valeur du coefficient de proportionnalité  $\alpha$  proche de la valeur expérimentale obtenue par Yadav [10].

L'onde acoustique qui se propage dans l'eau crée une répartition de gradient d'indice dans le volume traversé par les rayons lumineux. Le déplacement total des rayons lumineux et la

variation d'intensité lumineuse sur l'écran d'observation sont déterminés en considérant le formalisme de l'optique géométrique en accord avec les travaux de Weyl [11]. Certains phénomènes optiques tels que la diffraction ou la dispersion ne sont pas considérés sans toutefois restreindre les résultats.

L'indice de réfraction local est une fonction de l'espace et du temps ;  $n=n(x,y,z,t)$ . Le faisceau de lumière incident est parallèle à l'axe  $z$ . (Figure 3)

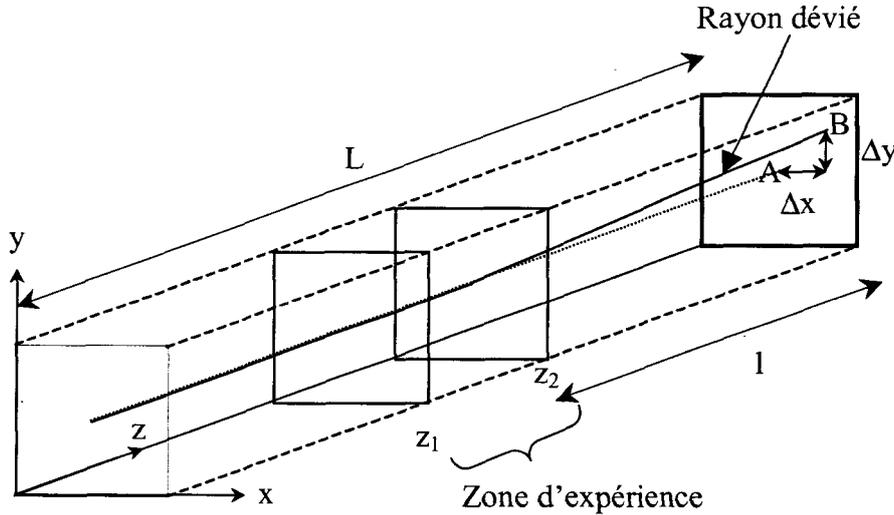


Figure 3 : Trajet d'un rayon lumineux traversant une zone de variation d'indice de réfraction du milieu

Le chemin optique  $L$  du faisceau lumineux est régi par le principe de Fermat. Il s'exprime par l'intégral curviligne :

$$L = \frac{1}{c} \int n \cdot ds \quad (3)$$

Le chemin optique des rayons lumineux est extrémal ; en d'autres termes les rayons lumineux empruntent le chemin le plus court. Selon Weyl, l'expression (3) est équivalente au système d'équations différentielles suivant :

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{dz^2} &= \left[ 1 + \left( \frac{dx}{dz} \right)^2 + \left( \frac{dy}{dz} \right)^2 \right] \left\{ \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} - \frac{dx}{dz} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z} \right\} \\ \frac{d^2y}{dz^2} &= \left[ 1 + \left( \frac{dx}{dz} \right)^2 + \left( \frac{dy}{dz} \right)^2 \right] \left\{ \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} - \frac{dy}{dz} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z} \right\} \end{aligned} \quad (4)$$

Afin de connaître la répartition des différents rayons lumineux sur le plan d'enregistrement, il est nécessaire de déterminer pour chacun d'eux :

- (1) le déplacement  $|AB| = (\Delta x, \Delta y)$  entre un rayon dévié et un autre non perturbé.
- (2) l'angle de déviation  $\varepsilon = (\varepsilon_x, \varepsilon_y)$  des rayons en sortie du champ d'expérience.

(3) le retard (i. e- le déphasage) entre rayons déviés et non perturbés.

Les déviations sont faibles, l'inclinaison des rayons, leurs pentes  $\frac{dx}{dz}, \frac{dy}{dz}$  sont faibles et négligeables devant 1. Le système (4) se linéarise alors de la façon suivante :

$$\begin{cases} \frac{d^2x}{dz^2} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} \\ \frac{d^2y}{dz^2} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} \end{cases}$$

On considère la zone d'expérience comprise entre  $z=z_1$  et  $z=z_2$ , Figure 3, et on suppose qu'en dehors de cette zone le faisceau ne subit plus de déviations. L'espace libre, où  $z_2 > z > z_1$ , de longueur  $l$ , a un comportement optique uniforme. Les caractéristiques géométriques des rayons lumineux en  $z=L$ , s'obtiennent par intégration selon la direction de propagation  $z$  et s'écrivent :

$$\begin{cases} \Delta x = l \int_{z_1}^{z_2} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} dz \\ \Delta y = l \int_{z_1}^{z_2} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} dz \end{cases} \quad (5)$$

$$\begin{cases} \tan \varepsilon_x = \int_{z_1}^{z_2} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} dz \\ \tan \varepsilon_y = \int_{z_1}^{z_2} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} dz \end{cases} \quad (6)$$

$$\begin{cases} \Delta t = \frac{1}{c_i} \int_{z_1}^{z_2} \{n(x, y, z) - n_\infty\} dz \\ \frac{\Delta \varphi}{2\pi} = \frac{1}{\lambda} \int_{z_1}^{z_2} \{n(x, y, z) - n_\infty\} dz \end{cases} \quad (7)$$

où  $\tan$  est la fonction tangente,  $c_i$  la vitesse de la lumière dans le vide,  $n_\infty$  l'indice de réfraction dans le champ d'expérience non perturbé et  $\lambda$  la longueur d'onde de la source lumineuse.

Un rayon dévié arrive au point B sur l'écran, (Figure 3), et en A lorsqu'il ne l'est pas. Dans le cas non perturbé,  $I_0(x,y)$  représente l'intensité lumineuse sur la plaque réceptrice et  $I(x,y)$  l'intensité lumineuse d'un rayon dévié. En tout point A de l'écran, peut être affecté le vecteur

l'intensité lumineuse d'un rayon dévié. En tout point A de l'écran, peut être affecté le vecteur déviation associé  $(\Delta x, \Delta y)$ . Dans un domaine infinitésimal de l'écran autour de A, la variation d'éclairement correspond au flux de  $(\Delta x, \Delta y)$ . La variation relative d'éclairement est donc la densité de flux, c'est à dire la divergence de  $(\Delta x, \Delta y)$ .

Ainsi,  $\frac{I - I_0}{I} = \frac{\Delta I}{I}$  s'exprime en fonction de l'indice de réfraction par la relation suivante :

$$\frac{\Delta I}{I} = l \int_a^b \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) (\ln(n)) dz \quad (8)$$

où  $\ln$  est la fonction logarithme népérien.

Il en résulte que l'ombroscopie fournit des informations proportionnelles à la dérivée spatiale seconde de l'indice de réfraction du milieu traversé.

A la vue de ce résultat, on en déduit que l'ombroscopie se prête mal aux mesures quantitatives de la pression. La détermination de l'indice de réfraction nécessite en effet deux intégrations successives dont le calcul introduit des erreurs inévitables.

L'intérêt majeur de l'ombroscopie est sa simplicité. Elle est très utilisée pour l'observation des ondes de choc où les variations locales des propriétés du milieu sont de grandes amplitudes et où d'autres méthodes arrivent vite à saturation.

### 1-2.2.b Grandeurs physiques fournies par la strioscopie

Le système strioscopique reprend la configuration de base du système ombroscopique. Un faisceau de lumière parallèle traverse le champ d'expérience avant d'être focalisé dans le plan du dispositif d'obstruction, généralement un couteau. (Figure 4)

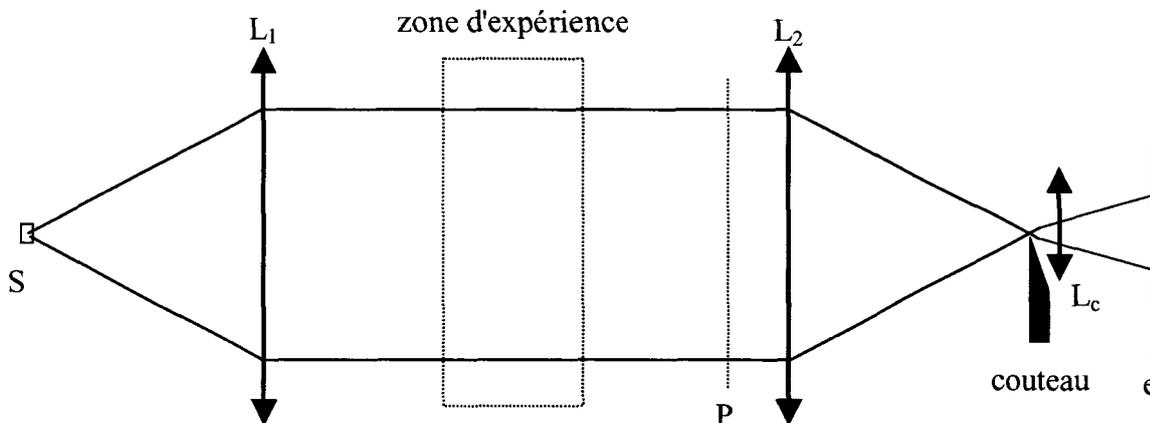


Figure 4 : Dispositif strioscopique

En absence de perturbations, l'intensité lumineuse  $I(x,y)$  arrivant en un point  $(x,y)$  de l'écran d'observation est constante. Cette intensité lumineuse reçue est donnée avec suffisamment de précision par :

$$I(x,y) = \eta E_0 \left( \frac{ab}{f_c^2} \right) = c^{te}$$

$E_0$  est l'intensité de la source lumineuse,

$a$  est la hauteur de l'image réduite par le couteau et  $b$  sa largeur,

$f_c$  est la distance focale des lentilles de collimation  $L_1$  et de décollimation  $L_2$ ,

$\eta$  est le coefficient d'absorption relatif à la perte d'intensité le long du trajet.

Les rayons en sortie du champ d'expérience sont toujours déviés d'un angle théorique  $\varepsilon = (\varepsilon_x, \varepsilon_y)$  défini par les relations ( 6 ). Dans le plan du couteau, l'image correspondante de ces rayons est déviée selon  $y$  de  $\Delta y$  et le couteau est orienté selon  $x$ . Cette déviation verticale s'écrit :

$$\Delta y = f_c \tan \varepsilon_y \approx f_c \varepsilon_y \quad (9)$$

où  $f_c$  la distance focale des lentilles.

L'intensité lumineuse s'écrit alors :

$$\Delta I = \eta E_0 \left( \frac{\Delta a \cdot b}{f_c^2} \right)$$

et par conséquent, l'éclairement relatif s'écrit :

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{\Delta a}{a} \approx \frac{\varepsilon_y}{a} f_c$$

Comme l'angle de déviation est relié à l'indice de réfraction  $n$  (expression ( 9)), on a :

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{f_c}{a} \int_{z_1}^{z_2} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} dz$$

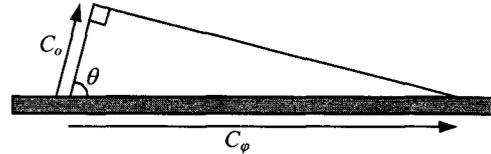
L'information fournie par la strioscopie est proportionnelle à la dérivée de l'indice de réfraction et donc à la dérivée de la pression.

L'arête du couteau disposé étant orientée selon x, on mesure la composante selon y des gradients d'indice de réfraction. Tourné de 90°, le système devient sensible aux  $\Delta x$  et on mesure alors la composante selon x des gradients d'indice.

### 1-2.2.c Ondes acoustiques : Caractéristiques des visualisations

Analysons le champ de pression d'une onde plane bidimensionnelle monochromatique réémise dans un fluide par une plaque. Cette onde de fréquence  $\frac{\omega}{2\pi}$  et de vitesse de phase  $c_\varphi$  dans le solide est réémise dans le fluide selon une direction donnée par l'angle  $\theta$  :

$$\theta = \arccos \frac{c_0}{c_\varphi}$$



où  $c_0$  est la vitesse du son dans le fluide. Le potentiel de l'onde s'écrit :

$$\Psi = Ae^{i(\omega t - \gamma_0 y - kx)}$$

$$\text{où } \gamma_0 = \sqrt{k_0^2 - k^2}$$

$$k_0 = \frac{\omega}{c_0}$$

$$k = \frac{\omega}{c_\varphi}$$

Le champ de pression acoustique s'écrit alors :

$$P = \rho \text{Re}(i\omega \Psi) = -\rho \omega \text{Im}(\Psi).$$

Pour l'ombroscopie la variation d'intensité lumineuse s'exprime grâce à ( 2 ) et ( 8 ) développée autour de  $n_0$  :

$$\frac{\Delta I}{I} = -\rho \omega \frac{\alpha l}{n_0} \int_a^b \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \text{Im} \Psi dz = \frac{\alpha L l}{n_0} \rho \omega [\gamma_0^2 + k^2] \text{Im}(\Psi)$$

A un instant t donné, les courbes de même pression et de même intensité lumineuse coïncident et correspondent à  $\text{Im}(\Psi) = 0$ . Ce qui impose que la phase soit un multiple de  $\pi$  :

$$\varphi = \omega t - \gamma_0 y - kx = n\pi$$

Ces lignes d'équiphases ont la même intensité lumineuse et sont situées entre les bandes foncées ( $\Delta I < 0$ ) et claires ( $\Delta I > 0$ ) visibles sur une image ombroscopique. La frontière entre ces zones est une courbe isobare  $P=0$ .

La visualisation fournit une succession de lignes parallèles où l'évolution du niveau de gris traduit la variation d'une dérivé spatiale de l'amplitude mais conserve l'accès direct à l'évolution de la phase.

Dans le cas d'une onde impulsionnelle, l'onde n'est plus monochromatique et peut être dispersive dans le solide. La forme générale du potentiel s'écrit :

$$\Psi = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\omega) e^{i\varphi(\omega)} d\omega$$

où  $A(\omega)$  et  $\varphi(\omega)$  sont des fonctions réelles de la pulsation  $\omega$ . Le champ de pression s'écrit alors :

$$\begin{aligned} P(x, y) &= \rho \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{+\infty} iA(\omega) \omega e^{i\varphi(\omega)} d\omega \\ &= -\rho \int_{-\infty}^{+\infty} A(\omega) \omega \sin[\varphi(\omega)] d\omega \end{aligned}$$

On considère une onde causale, émise au temps  $t=0$  dont la phase est positive ou nulle. La variation d'intensité lumineuse s'écrit dans ce cas :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta I}{I} &= -\alpha \frac{Ll}{n_0} \rho \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{+\infty} iA(\omega) \omega [\gamma_0^2 + k^2] e^{i\varphi(\omega)} d\omega \\ &= \alpha \frac{Ll}{n_0} \rho \int_{-\infty}^{+\infty} A(\omega) \omega [\gamma_0^2 + k^2] \sin[\varphi(\omega)] d\omega \end{aligned}$$

Comme  $\gamma_0^2$  et  $k^2$  sont des fonctions de  $\omega$ , les fonctions  $P(x, z)$  et  $\Delta I(x, z)$  sont en général différentes. Les courbes isobares et de même intensité lumineuse ne coïncident pas. Cependant, pour un temps  $t$  fixé, si la phase est un multiple de  $\pi$ , alors  $\Delta I = P = 0$ .

Dès lors, pour une valeur donnée de  $m$ , les relations ( 10 ), définissent des courbes  $\Delta I = 0$  isobares ( $P=0$ ) qui sont, là encore, la frontière entre les zones surexposées  $\Delta I > 0$  et sous exposées  $\Delta I < 0$ .

Les équations (10) sont celles des enveloppes de famille d'ondes planes monochromatiques paramétrées par  $\omega$ .

$$\begin{aligned} \varphi &= m\pi \\ \text{et } \frac{\partial \varphi}{\partial \omega} &= 0 \end{aligned} \quad (10)$$

Cependant, les phénomènes étudiés par la suite sont tridimensionnels. Il est nécessaire d'analyser les éventuelles erreurs induites par cette caractéristique sur les positions relatives des fronts d'ondes visualisés et en particulier dans le cas de phénomènes axisymétriques.

### 1-2.2.d Cas d'une géométrie axisymétrique

Nous avons vu que l'ombroscopie et la strioscopie intègrent respectivement dans la direction  $z$  les variations de la dérivée seconde de la pression  $\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)P$  et  $\frac{\partial}{\partial y}P$  dans la direction perpendiculaire au couteau.

Pour la strioscopie, les gradients de pression du plan méridien agissent sur l'éclairement proportionnellement à leur projection suivant  $Oy$ . Seuls les plans peu inclinés par rapport au plan  $Oxy$  sont donc actifs. En fonction du seuil de sensibilité du support photographique, un dièdre d'angle  $\theta$  plus ou moins large contribue à la visualisation (Figure 5).

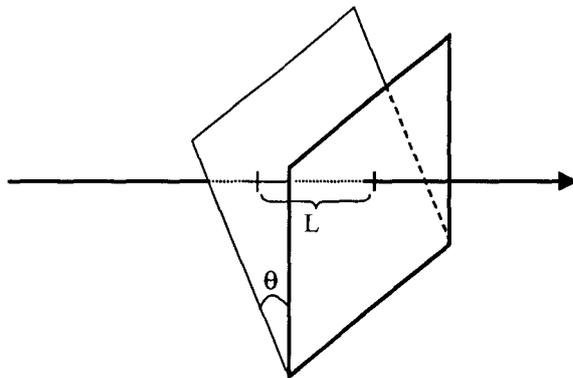


Figure 5 : Dièdre contribuant à la visualisation.

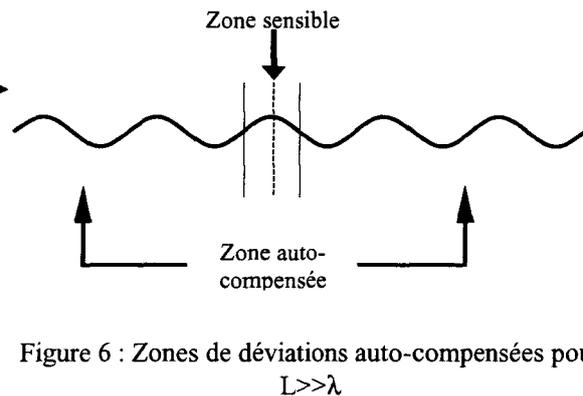


Figure 6 : Zones de déviations auto-compensées pour  $L \gg \lambda$

De plus la longueur  $L$  d'intégration intervient. Pour une onde harmonique de longueur d'onde suivant  $Oz$  petite devant  $L$ , les déviations se compensent sauf à proximité du plan de symétrie (Figure 6). La strioscopie permet donc de visualiser une tranche autour du plan de symétrie. Néanmoins sa sensibilité assez élevée « étale » les fronts et peut devenir un handicap pour la visualisation d'ondes non impulsionnelles. L'ombroscopie, sensible seulement à la somme des dérivées secondes de  $P$ , ne dépasse le seuil de sensibilité des supports

photographiques que dans une très faible gamme. Seules les plans voisins de plan de symétrie contribuent et uniquement dans les zones de forte variation du gradient de  $P$ .

De plus, le chemin d'intégration doit être suffisant pour fournir une visualisation du phénomène. On se rend compte sur la Figure 7, que le chemin d'intégration des variations est maximal lorsque le faisceau traverse un front d'onde sous incidence rasante.

Par sa moins grande sensibilité, l'ombroscopie « diffuse » moins les fronts d'onde, elle est donc plus précise spatialement pour les localiser. Elle est donc également adaptée aux études impulsionnelles. Elle risque cependant d'occulter de faibles émissions acoustiques localisées.

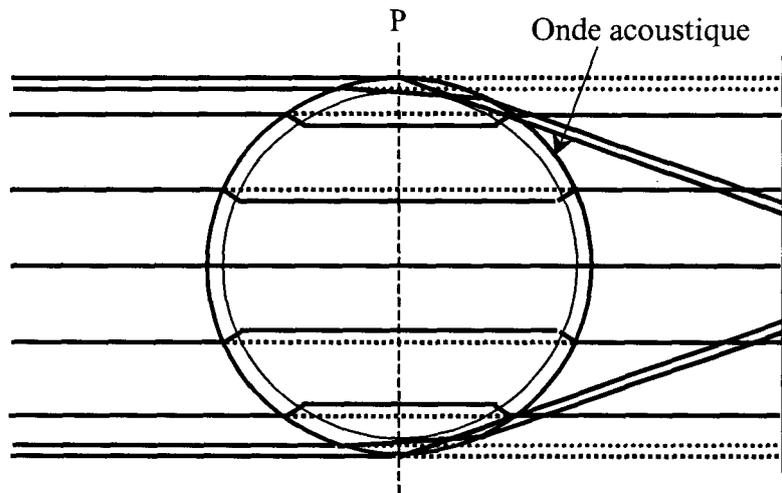


Figure 7: cas axisymétrique

Seule une fine coupe située dans le plan de symétrie, autour du front d'onde contribue à la visualisation. La visualisation de phénomènes axisymétriques est similaire au cas 2-D pour les courbes  $\frac{\Delta I}{I} = 0$  qui correspondent encore aux isobares ( $P=0$ ) du plan de symétrie, donc de tout plan méridien. Tout se passe comme si  $Z_1$  et  $Z_2$  étaient très proches l'un de l'autre et de part et d'autre du plan de symétrie. En revanche l'intensité de la pression n'est pas la même qu'en 2D puisqu'ici, une décroissance en  $1/r$  est attendue pour une source ponctuelle.

Pour ces raisons, les phénomènes qui se produisent à l'intérieur du volume délimité par une onde axisymétrique peuvent être observés sans altération et de façon distincte des ondes extérieures (Figure 8).

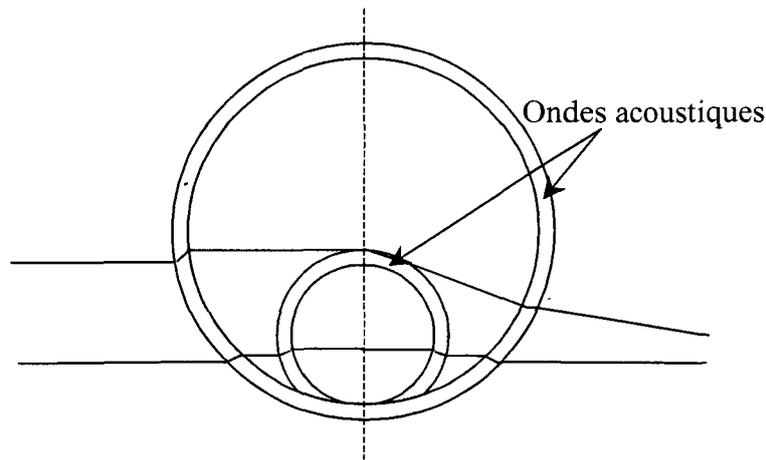


Figure 8: superposition d'ondes

Dans la suite, la source et la cible étudiées seront placées dans un plan de symétrie perpendiculairement à l'axe optique afin de vérifier l'hypothèse de symétrie de révolution. De plus, même dans des configurations tridimensionnelles mais symétriques par rapport à un plan perpendiculaire à l'axe optique, les images ombroscopiques pourront être interprétées comme des coupes dans ce plan de symétrie.

### 1-2.3 Configuration expérimentale

Le système de visualisation est un système ombroscopique ou strioscopique « ultra-rapide ». Le choix de la technique cinématographique est déterminé par les contraintes de vitesse de déplacement des phénomènes à observer. La vitesse du son dans l'eau étant proche de 1500 m/s, la dimension des cibles de quelques centimètres, il faut que le flou d'observation soit limité à une fraction de millimètre. Cela demande des durées d'exposition des images inférieures à 700 ns et des cadences de prises de vues de quelques microsecondes. Notre choix s'est porté sur une caméra de type Cranz-Schardin.

Une caméra Cranz-Schardin est constituée de plusieurs sources de lumière, disposées en matrice 6x4 dans notre cas et placées à la focale d'un premier miroir sphérique. Chacun des flashes est déclenché de façon séquentielle par l'intermédiaire d'un séquenceur fixant l'intervalle du déclenchement programmable entre 200 ns à 2s. La durée d'exposition de chaque image est de 500 ns. Une cadence maximale de 2 millions d'images par seconde peut ainsi être obtenue.

Pour avoir un grand champ de vision les optiques de collimation et de focalisation ont été choisies avec un diamètre de 50 cm. Seuls des miroirs sphériques permettent de le faire avec une bonne qualité optique. Une grande focale est nécessaire pour réduire l'angle de parallaxe des sources lumineuses les plus éloignées de l'axe optique et contribue à une plus grande sensibilité

du système. Par conséquent, une focale de 2 m a été choisie de façon à être suffisamment grande tout en restant dans les dimensions d'un laboratoire. On obtient alors le dispositif repris sur la Figure 9.

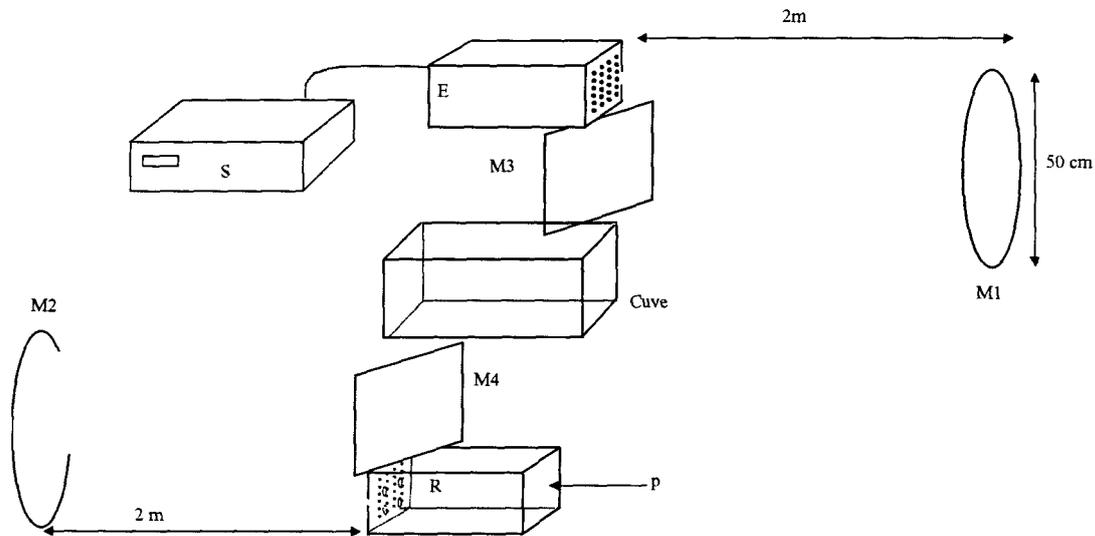


Figure 9 : Système de visualisation ultra-rapide ; S séquenceur commandant les flashes ; E batterie de 24 flashes ; M1, M2 miroirs sphériques de focale 2m ; M3, M4 miroirs de renvoi permettant de limiter l'encombrement ; R batterie de réception sur film photographique

La méthode de visualisation décrite dans ce chapitre sera appliquée par la suite pour l'étude de la diffusion acoustique. Un soin particulier a été porté sur l'étude des différentes grandeurs physiques mises en jeu. Ce dispositif expérimental est opérationnel et performant. Il a d'ailleurs trouvé des applications dans un grand nombre d'études.

Un système équivalent, « tout numérique » est dans une phase de perfectionnement. Il a récemment fait l'objet d'un dépôt de brevet [11]. Les flashes de lumière sont ici remplacés par des diodes lasers commandées en puissance et en impulsionnelle et le support de réception est un capteur matriciel à semi-conducteurs, de type CCD. Ce nouveau système limite notablement le temps d'acquisition des images. Ces images sont directement numérisées et l'évolution actuelle des capteurs de type CCD offre une définition d'image haute résolution.

### 1-3 Source acoustique

L'étude de phénomènes acoustiques en régime impulsionnel présente de nombreux avantages pour leur analyse temporelle. En effet, l'étude en régime harmonique aboutit souvent à des systèmes d'ondes stationnaires complexes où il est difficile d'effectuer une distinction spatio-temporelle. A l'opposé, le régime impulsionnel permet de comprendre la contribution des

différentes parties d'un objet diffractant par le suivi de l'évolution spatiale et temporelle des fronts d'ondes.

L'étude présentée dans ce mémoire sera faite en régime impulsionnel à l'aide d'une source acoustique de type étinceleur ou éclateur, dont la largeur de bande permet une localisation précise des fronts d'ondes et une détection rapide des points singuliers dans le spectre, tels que ceux causés par les fréquences de résonances de l'objet analysé.

La littérature rend compte de nombreuses études et d'utilisations variées des éclateurs depuis le début du siècle dernier. Ces sources sont basées sur le principe de génération d'une onde acoustique ou d'une onde de choc par la création d'une étincelle électrique. De nombreux exemples sont décrits dans le traité de Früngel [13], où les étinceleurs sont utilisés comme interrupteurs rapides de hautes tensions, comme flashes de lumière pour la photographie rapide, comme générateurs acoustiques dans l'air et dans l'eau [14]. On les rencontre également en géophysique, en sismique marine ou en lithotritie. Ces sources ont la particularité de générer en même temps que l'onde acoustique, une bulle de cavitation. Elles peuvent donc également être utilisées pour l'étude de la cavitation.

La source utilisée ici a été initialement développée pour la modélisation physique de phénomènes sismiques [15, 16, 17, 18, 19, 20, 21]. Elle a ensuite été optimisée par et pour une utilisation conjointe avec le système de visualisation. Nous avons vu que la sensibilité de ce système est d'autant meilleure que les phénomènes sont de puissance importante. La brièveté et la puissance de la source développée donnent un excellent rapport signal sur bruit qui correspond aux exigences des techniques de visualisation. L'onde émise est sphérique et omnidirectionnelle à l'exception d'un angle réduit de  $0.7\pi$  déterminé par l'encombrement des électrodes génératrices [18].

### ***1-3.1 Principe de la source mini-étinceleur***

Le schéma de principe de la source acoustique impulsionnelle, présenté en Figure 10, est assez classique puisqu'il adopte un synoptique proche de ceux décrits dans l'ouvrage de Früngel [13].

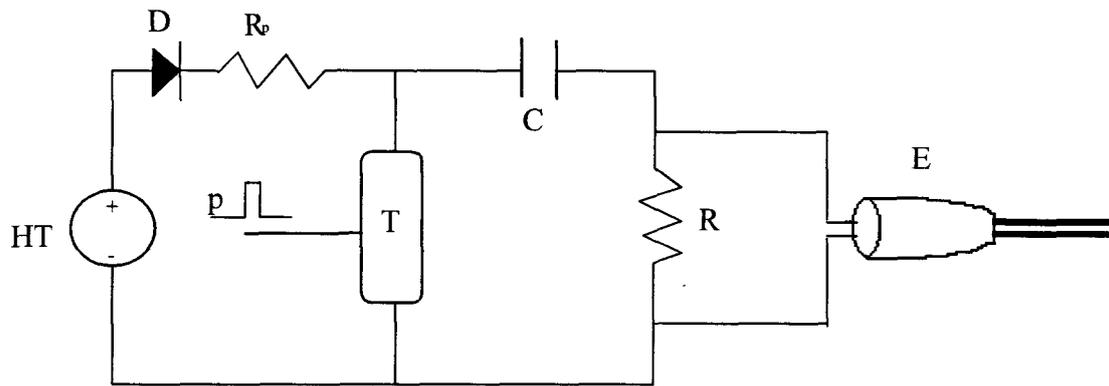


Figure 10 : Schéma de principe de la source ;  $R_p$  et  $D$  résistance et diode de protection ;  $C$  condensateur ;  $T$  commutateur ultra-rapide (thyristor, thyatron ou spark-gap) ;  $p$  impulsion de commande ;  $E$  : électrodes.

Une alimentation haute tension ajustable de 0 à 10 kV alimente le condensateur à décharge rapide  $C$  de valeur capacitive comprise entre 10 et 100 nF. Après chaque impulsion, le condensateur est rechargé par l'intermédiaire d'une résistance  $R_p$  et d'une diode  $D$ . La décharge de ce condensateur est réalisée par l'interrupteur ultra-rapide  $T$  (thyatron ou spark-gap).

La décharge ainsi réalisée crée une étincelle entre les deux électrodes  $E$  placées dans un milieu liquide ou gazeux et espacées de 0,1 à 0,5 mm à l'extrémité d'un câble coaxial.

Différentes configurations mécaniques peuvent être envisagées pour les électrodes. On trouve des électrodes à géométries coniques, bifilaires et monofilaires. Selon la géométrie utilisée, on peut également envisager deux configurations de génération de l'onde acoustique.

### 1-3.2 Configurations d'excitation

Les électrodes bifilaires seront utilisées pour générer l'onde acoustique à distance de la cible étudiée. Les électrodes monofilaires seront quant à elles utilisées pour générer l'onde au contact de la cible, cette dernière étant utilisée comme (électrode de) masse.

#### 1-3.2.a Excitation à distance

Le champ électrique présent au niveau des électrodes est compris entre 100 kV/cm et 2000 kV/cm. La formation de l'étincelle électrique dans les liquides polaires et mauvais isolants comme l'eau, est décrite par Alkimov [22]. Son analyse permet de dire qu'au moment où la haute tension est appliquée aux électrodes, un canal de plasma ionisé comportant différentes branches se développe à partir de l'anode et se dirige vers la cathode. Dès lors que ce canal atteint la cathode, des bulles d'hydrogène et d'oxygène se développent par électrolyse du fluide. Un fort courant circule dans le canal ionisé qui se dilate violemment. Cette dilatation brusque

provoque l'émission d'une onde de choc. Bien que l'électrolyse qui réduit la tension aux bornes des électrodes ne favorise pas nécessairement l'établissement d'un arc électrique très énergétique, l'explosion du mélange oxygène/hydrogène est la cause d'apports supplémentaires d'énergie.

La création de l'étincelle est régie par plusieurs phénomènes physiques complexes qui ne permettent pas d'estimer le transfert d'énergie électrique en énergie mécanique rayonnée dans le fluide. On peut cependant affirmer que l'énergie mécanique après étincelle se trouve essentiellement sous forme d'ondes acoustiques et bulles de cavitation.

L'excitation à distance présente l'intérêt de permettre l'étude de l'interaction d'une onde sphérique et impulsionnelle sur différentes cibles. L'onde incidente se présente sur la cible avec une étendue angulaire fonction de la distance source/cible. L'angle de l'onde réémise est régi par les lois de réflexions aux frontières fluide/cible permettant de caractériser les phénomènes de diffraction ou diffusion acoustique.

### ***1-3.2.b Excitation en contact***

Ce mode d'excitation se rapproche des techniques de générations d'ondes élastiques sans contact mécanique dans un solide par effet photothermique.

La création d'un arc électrique entre l'électrode et la cible placée à la masse électrique, permet la génération d'ondes homogènes et de surface. Suivant la puissance de cette génération « électrothermique », l'impulsion sur la surface libre d'un solide engendre des ondes élastiques selon différents mécanismes, dont une analogie qualitative peut être effectuée avec la génération par impact laser.

Ces mécanismes regroupent deux catégories fonctions de l'évolution de l'état de surface du solide après génération : régime d'ablation ou régime thermoélastique.

En régime thermoélastique, la densité de puissance ne donne lieu à aucune vaporisation de matière. La dilatation thermique provoque des forces parallèles à la surface libre du solide.(Figure 11)

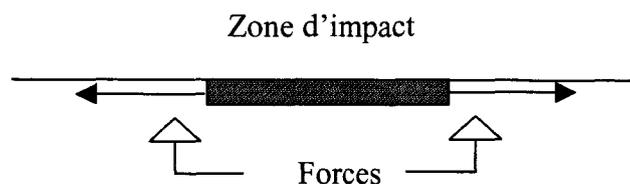


Figure 11: Régime thermoélastique

Si la densité de puissance de l'impact est importante, il y a vaporisation de matière à la surface du solide et on se trouve dans le régime d'ablation. Ce régime crée des forces normales à la surface (Figure 12).

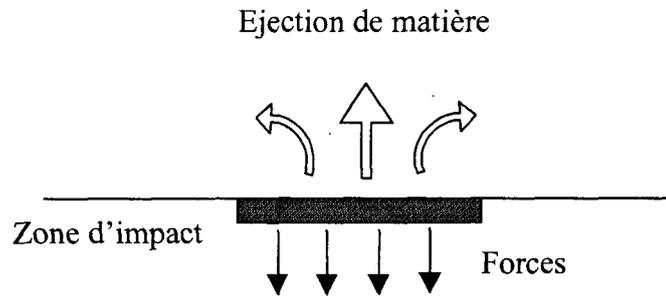


Figure 12: Régime d'ablation

Dans notre configuration, selon la tension de charge du condensateur et donc selon l'intensité de l'arc électrique généré, il apparaît une vaporisation de matière à l'endroit de l'impact, montrant que nous sommes en régime d'ablation (Figure 13). Il y a fusion puis vaporisation d'une petite quantité de matière.

Le transfert de quantité de mouvement due à l'éjection de matière crée dans la zone d'impact une force normale à la surface du solide. Ces forces favorisent la génération d'ondes élastiques longitudinales [23].

A titre d'exemple, sur les grandeurs physiques d'intensité, le régime d'ablation survient lorsque la densité de puissance absorbée satisfait la relation :

$$I > \sqrt{\frac{\pi K \rho c}{4 \Delta}} (\theta_v - \theta_i) [23],$$

où  $K$  est le paramètre de conductivité thermique du matériau,  $\rho$  la masse volumique et  $C$  la capacité thermique massique.

Pour l'aluminium, dont la température de vaporisation  $\theta_v=2600^\circ\text{K}$  et pour une température initiale  $\theta_i=400^\circ\text{K}$ , pour une durée d'impulsion  $\Delta=20$  ns, on obtient :

$$I > 15 \text{MW.cm}^{-2}$$

Cette valeur de l'intensité est bien inférieure à celle calculée pour la source [15]. On peut donc considérer dans notre configuration, être en régime d'ablation.

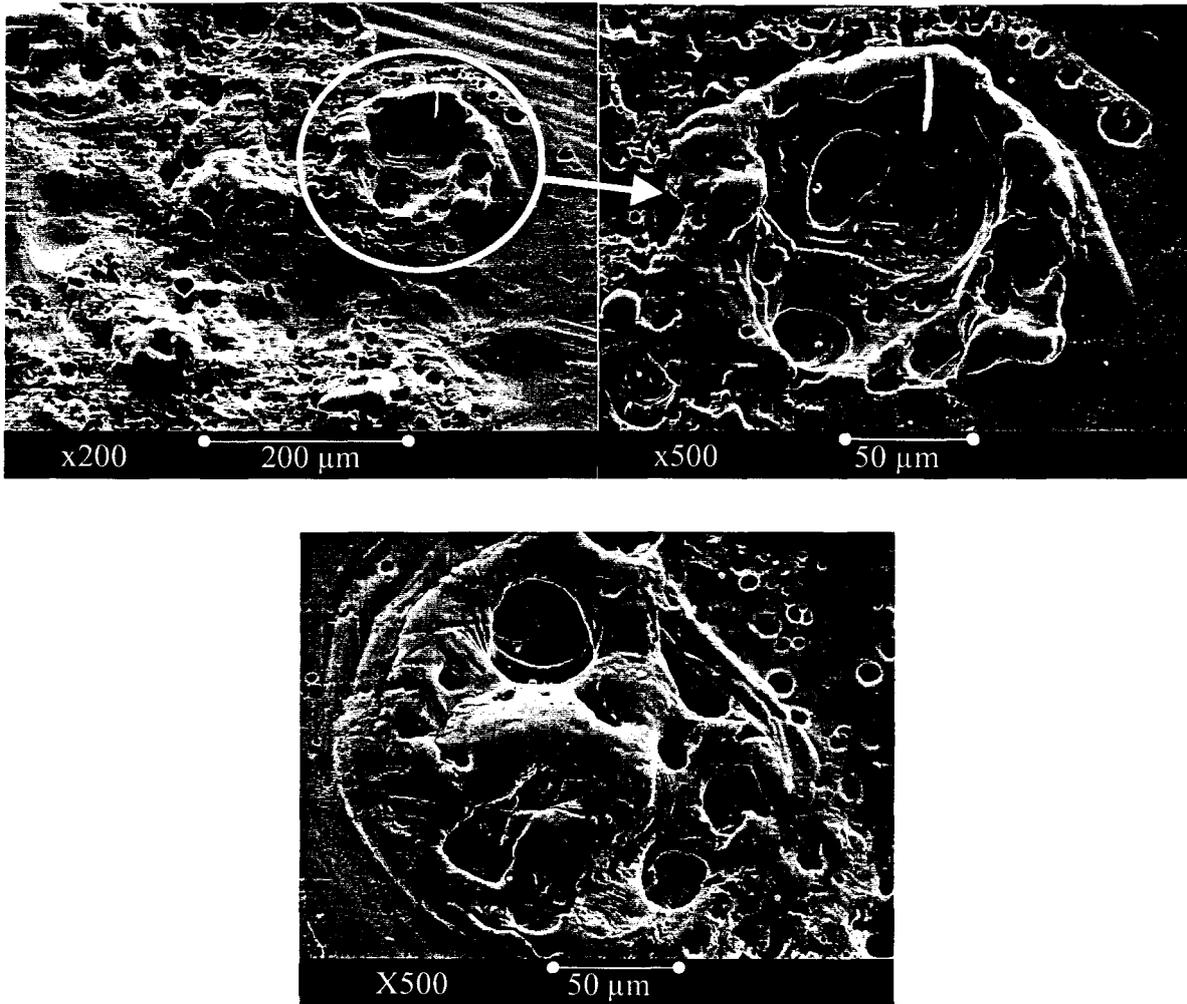


Figure 13: Etat de surface d'une plaque d'aluminium après impact.

Les forces normales et ponctuelles dues à la vaporisation génèrent des ondes homogènes, ondes longitudinales et transversales ainsi que des ondes de Rayleigh dont l'amplitude est généralement bien plus importante qu'en régime thermoélastique.

Cette méthode est particulièrement adaptée pour la génération d'ondes de Lamb (longitudinale et de flexion) ainsi que la génération d'onde de surface et en particulier l'onde de Scholte-Stoneley.

### ***1-3.3 Choix des éléments du système***

Les performances de la source résultent d'un choix judicieux des différents éléments électriques et mécaniques du système (condensateur, câblage, interrupteur rapide).

#### ***1-3.3.a Choix du condensateur***

Les hautes tensions de charge imposent d'utiliser un condensateur bien isolé et dont la structure est suffisamment rigide pour résister aux forces électrostatiques mises en jeu. La

minimisation du temps de décharge s'obtient par l'approche du régime critique du circuit R.L.C équivalent. Il est nécessaire d'utiliser un condensateur de faible inductance équivalente.

Le condensateur choisi possède une structure coaxiale afin de limiter les rayonnements électromagnétiques. Il est rempli d'huile et utilise un diélectrique mixte papier/polypropylène imprégné. L'inductance propre  $L_c$  de ce condensateur, environ 10 à 40 nH, est très faible et satisfait aux exigences de la décharge rapide. La résistance de fuite est très élevée, environ 50 G $\Omega$ . Un calcul simple permet de rendre compte de l'effet de cette résistance de fuite devant l'impédance de la capacité C qui est d'une centaine d'ohms dans notre gamme fréquentielle de travail : cette résistance est négligeable.

### ***1-3.3.b Le câble coaxial***

Un des éléments importants du système est la ligne d'acheminement de l'impulsion haute-tension jusqu'aux électrodes où se produit la décharge. Cette connexion doit pouvoir supporter un courant très important et être coaxiale afin de réduire le rayonnement électromagnétique.

Les constantes géométriques d'une ligne coaxiale entraînent également des caractéristiques électriques bien définies qu'on peut évaluer par unité de longueur si l'on considère la ligne parfaitement homogène.

L'énergie disponible aux bornes des électrodes doit être maximale afin d'assurer un rendement optimum au système. Cependant, l'optimisation de ce rendement n'est pas évidente. Des problèmes électriques et mécaniques s'y opposent et les mesures permettant de mieux connaître ces paramètres limitatifs ne sont pas aisées. L'étincelle possède une résistance d'arc difficilement accessible et dont le caractère répétitif est aléatoire. Cette résistance est liée à la distance inter électrodes et à la quantité de charges arrivant aux bornes des électrodes. D'une décharge à l'autre, l'espace inter électrodes subit inévitablement des modifications. La résistance d'arc n'est, de ce fait, jamais constante ce qui rend l'adaptation d'impédance délicate.

La ligne utilisée est un câble coaxial RG58U, d'impédance caractéristique  $Z_c=50\Omega$ , de capacité  $C=101$  pF/m, d'inductance  $L=252$ nH/m et d'une résistance R des conducteurs égale à 0.5 $\Omega$ /m. Le facteur d'atténuation  $\alpha$  est de 4.5.10<sup>-2</sup> dB/m à 1MHz. La longueur du câble est de 1,3 mètres.

### ***1-3.3.c Choix de l'interrupteur ultra-rapide***

Cet élément doit être capable de commuter la haute tension en un temps très court, ainsi qu'un courant important sans le limiter.

Il existe peu de solutions techniques et celles-ci se résument essentiellement à trois types de composants : Les thyristors, les thyatron et les spark-gaps. Les thyristors, bien que plus souples d'utilisation, sont moins performants. Deux types de sources ont été réalisés : une source à thyatron et une à spark-gap.

L'étude complète des caractéristiques de la source prend en compte à la fois des phénomènes électriques, mécaniques et acoustiques. Cette étude a été menée pour la source à thyatron par Kemmou [18], puis par Ahyi [7] qui a décrit les phénomènes de cavitation.

### ***1-3.4 Source à thyatron***

#### ***1-3.4.a Caractéristiques***

Le thyatron est composé de trois électrodes : une cathode, une anode et une grille qui permet de commander la commutation. La cathode est chauffée par un filament, porté à haute température par le passage d'un courant, ce qui permet l'éjection par agitation thermique de quelques électrons du métal. Au repos, la haute tension est présente sur l'anode, tandis que la cathode est reliée à la masse. Le champ électrique créé dans le tube attire les électrons émis par la cathode et provoque une décharge électrique. Pour contrôler cette décharge, une grille est disposée très près de l'anode et à un potentiel négatif. Son rôle est de confiner le champ électrique près de l'anode. A cause de ce potentiel négatif, le champ électrique entre la grille et l'anode est très élevé. Mais comme l'anode n'émet pas d'électron, il ne se produit pas de décharge. De l'autre côté, la tension négative de la grille, s'oppose à l'émission d'électrons par la cathode et donc à l'établissement d'un contact électrique. Ainsi le circuit peut rester ouvert au repos.

Pour provoquer la commutation il suffit de réduire la tension négative présente sur la grille. Le champ électrique de l'anode pénètre alors dans l'espace grille-cathode. Sous l'effet de ce champ, les électrons émis à la cathode par l'agitation thermique sont attirés vers l'anode et le contact s'établit.

Dans notre cas, on utilise un tube à hydrogène, gaz très employé pour les très forts courants dont la chute de potentiel est d'environ 100V quel que soit le courant passant dans le tube. Ce gaz a comme autre avantage de permettre des temps de commutation brefs.

### ***1-3.4.b Caractéristiques électriques***

La Figure 14(a) présente l'intensité  $i(t)$  circulant dans le câble ainsi que les tensions mesurées à l'entrée du câble (b) lorsqu'un condensateur de 100nf est chargé sous des tensions s'échelonnant de 3kV à 8kV.

Le courant se présente sous la forme d'une demi-période de sinusoïde à la fréquence de 500kHz. L'amplitude maximale évolue linéairement en fonction de la tension de charge. Les tensions de décharge ont l'allure d'une demi-période de cosinus d'une durée de 1  $\mu$ s.

La conduction électrique d'un thyatron est due à l'émission d'électrons par la cathode chauffée. Par conséquent, lorsque le courant s'inverse, le tube se comporte comme une diode, car l'anode n'est pas chauffée et ne peut donc pas émettre d'électrons. Cette caractéristique des thyatrons est utilisée pour la source à étincelle pour éviter les oscillations de la décharge électrique. En effet, une fois que la première demi période positive est passée, le condensateur se trouve chargé négativement. Le thyatron ne peut alors faire passer le courant dans le sens qui permettrait de décharger de nouveau le condensateur, et l'oscillation s'arrête. Cela permet de réduire la durée de transfert d'énergie mais au détriment de la quantité. Le condensateur retrouvera sa charge positive grâce à l'alimentation haute tension. La tension de décharge aux bornes du condensateur est présentée Figure 14(c).

La Figure 15(a) présente la puissance instantanée à l'entrée du câble ainsi que l'énergie consommée (b), intégrale temporelle de la puissance  $P_R(t)$ . Le rapport entre l'énergie libérée à l'entrée du câble et l'énergie stockée dans le condensateur donne un rendement proche de 20%.

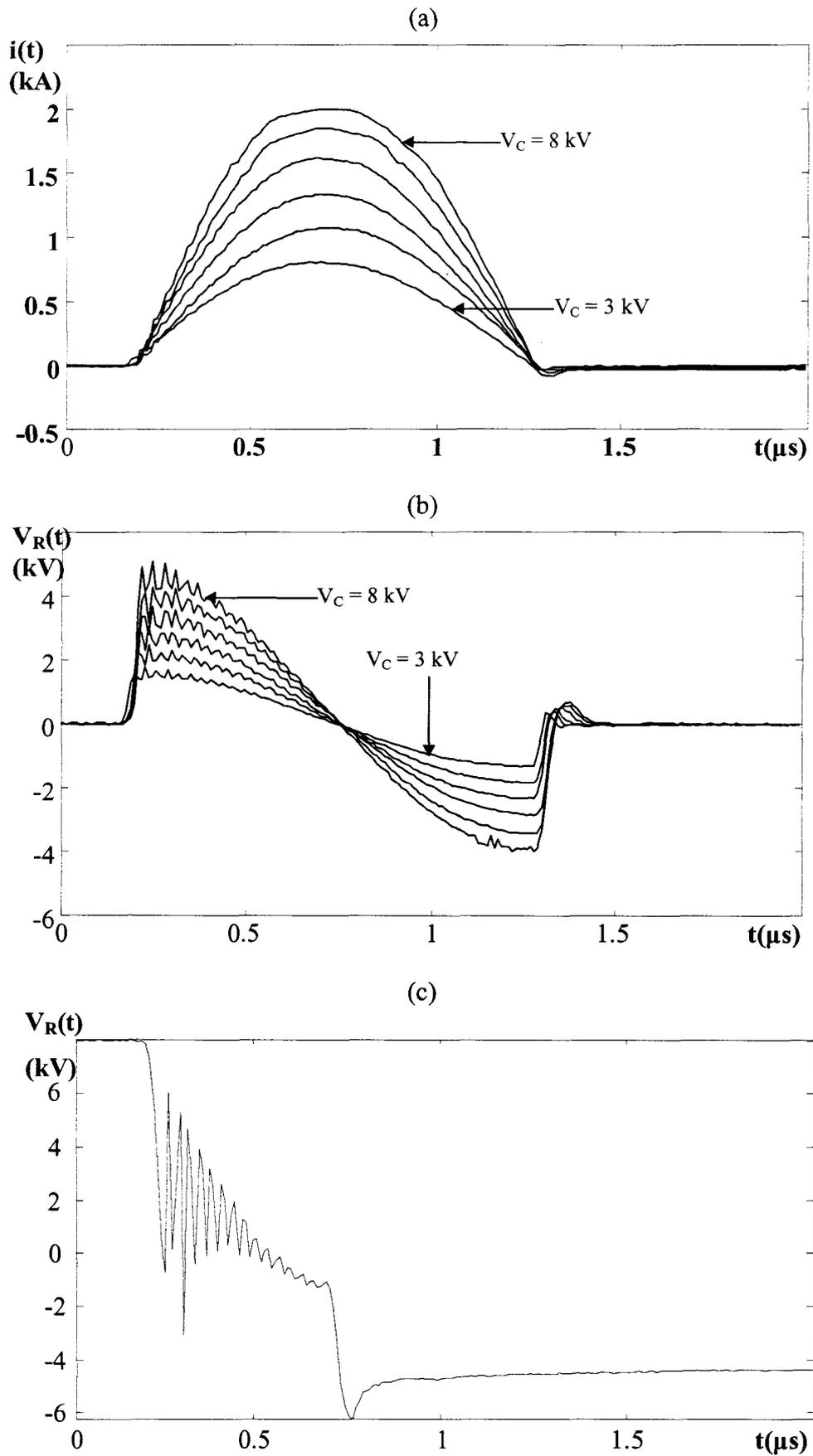
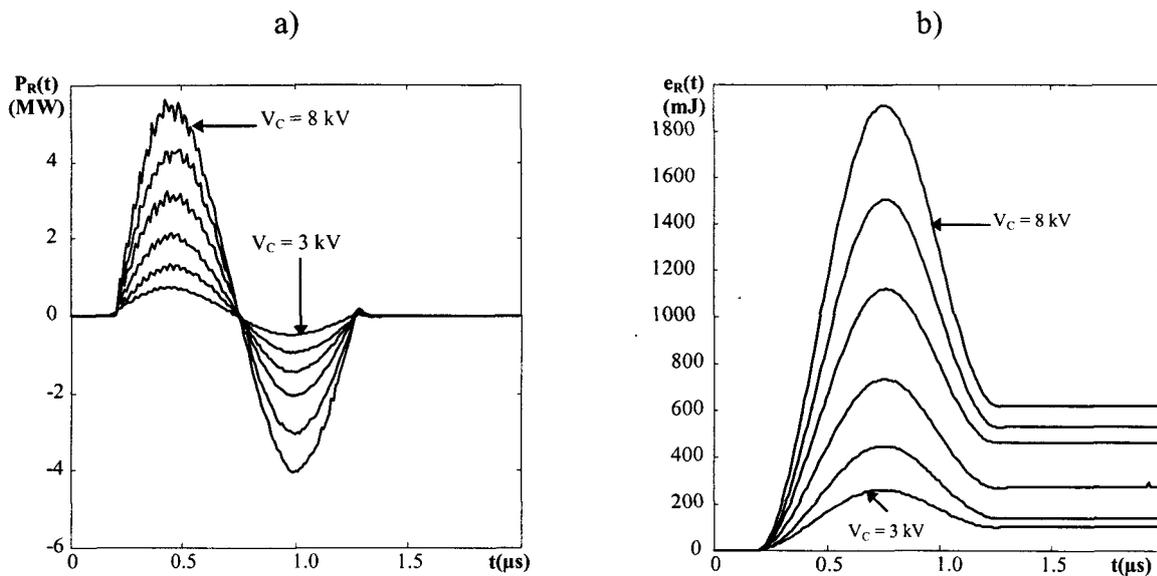


Figure 14: Caractéristiques électriques mesurées pour la source à thyatron ; a) intensité circulant dans le câble, b) tension mesurée à l'entrée du câble, c) tension aux bornes du condensateur

Figure 15: (a) Puissance  $i(t) \cdot V_R(t)$ , (b) énergie électrique à l'entrée du câble

### 1-3.5 Source à Spark-Gap

Les interrupteurs « spark-gap » sont basés sur le claquage diélectrique du gaz qu'ils contiennent. La technologie la plus simple d'un commutateur à spark-gap est de disposer deux électrodes généralement sphériques espacées d'une distance critique correspondant à la tension de formation de l'arc électrique souhaitée. La forme la plus simple du mécanisme de décharge consiste à disposer l'éclateur entre le condensateur et la charge. Dès que la tension aux bornes du condensateur atteint la tension de claquage du spark-gap, la décharge s'effectue.

Pour être déclenchée simplement et de façon contrôlée, on peut utiliser un système de rapprochement des électrodes (Früngel) ou disposer une troisième électrode dont le rôle est de déclencher le processus de décharge (électrode de déclenchement). C'est ce type d'éclateur qui est utilisé pour la source.

La Figure 16 présente la disposition des électrodes dans la chambre du spark-gap. Les deux électrodes du circuit principal, 1 et 2, sont deux calottes sphériques espacées d'une distance critique correspondant au potentiel de décharge du spark-gap. Le claquage ne s'effectue pas de façon naturelle entre ces deux électrodes car la calotte sphérique de l'électrode 1 n'est pas complète à son extrémité. Elle reçoit à son sommet l'électrode de déclenchement 3 qui est donc la plus proche de l'électrode 2.

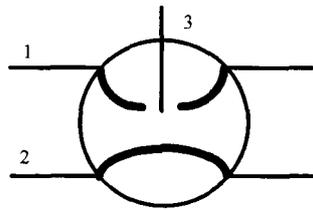


Figure 16: Représentation symbolique du Spark-Gap à trois électrodes

Une impulsion de commande sur l'électrode 3, ionise le gaz entre celle-ci et l'électrode 1. L'électrode 3 est portée au potentiel de l'électrode 1. Une seconde ionisation s'effectue alors entre 3 et 2, fermant ainsi le circuit.

Le circuit reste fermé tant que le gaz dans la chambre du spark-gap reste ionisé. Alors que pour un thyatron, le passage à zéro bloque l'arc électrique de commutation, la réouverture du système de déclenchement pour un spark-gap, s'effectue lorsque le gaz n'est plus ionisé. La résistance d'arc à l'intérieur de ce type d'interrupteur est faible, ce qui minimise les pertes énergétiques durant la décharge. La quantité de courant capable de circuler est très peu limitée. Ces avantages montrent l'intérêt d'utiliser ces éclateurs. Cependant, l'instant de fermeture de l'interrupteur est peu précis. Cette imprécision provient du temps nécessaire au système pour réaliser les deux ionisations successives. Ces temps d'ionisation peuvent introduire des délais au déclenchement (jitter) de l'ordre de 100ns à 1µs.

### 1-3.5.a Schéma électrique de la source

Le schéma électrique de la source acoustique est donné Figure 17.

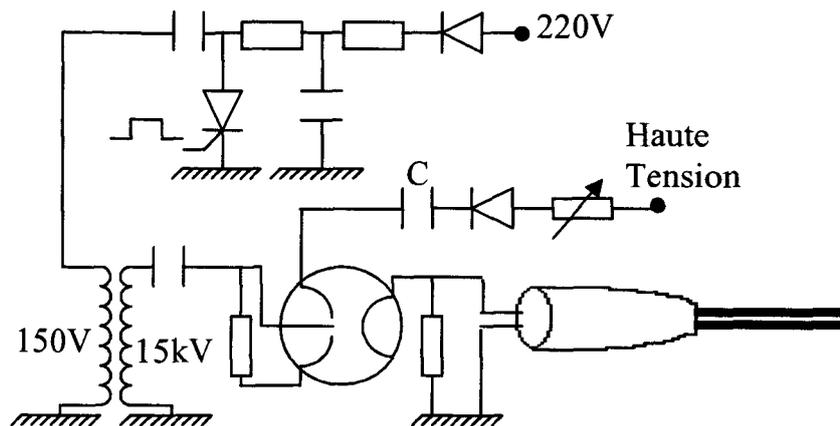


Figure 17: Schéma de la source à étincelle à spark-gap

Le déclenchement du spark-gap choisi, s'effectue par une impulsion minimale de 10 kV. Cette impulsion est obtenue par l'association d'un thyristor et d'un transformateur d'impulsion.

La gâchette du thyristor reçoit l'impulsion délivrée par un monostable déclenché soit de façon mécanique, soit par un générateur d'impulsion extérieur.

L'élévation de tension aux bornes du primaire du transformateur provoque une impulsion d'environ 15 kiloVolts. Cette tension attaque alors l'électrode de déclenchement de l'éclateur via un condensateur de filtrage.

### ***1-3.5.b Caractéristiques électriques***

Les concepts et la démarche d'analyse sont les mêmes que ceux adoptés antérieurement par A.Kemmou [18] et A.Ahyi[7] pour la caractérisation du prototype à thyatron.

La Figure 18 (a) présente l'allure temporelle du courant  $i(t)$  à l'entrée du câble coaxial lorsqu'un condensateur de 100nF est chargé de 5 kV à 9 kV.

L'allure temporelle de cette intensité est une oscillation d'une fréquence de 500 kHz de forme sinusoïdale amortie. Ce signal est associé à des oscillations très rapides d'une fréquence de l'ordre de 30MHz qui s'approche de la fréquence de résonance calculée du câble coaxial.

L'amplitude du premier maxima est comprise entre 1400 et 2000A. L'oscillation s'amortit au bout de 8,5 $\mu$ s.

Les tensions relevées sont présentées Figure 18 (b). L'allure générale de la tension présente à l'entrée du câble est de forme cosinusoidale tronquée en début de signal par un transitoire très raide. L'oscillation de tension s'amortit également après 8,5 $\mu$ s et la fréquence du signal est encore 500kHz. L'amplitude du premier extréma est comprise entre 3 et 7 kV.

L'allure de ces signaux est identique et superposable à celle obtenue avec le modèle à thyatron jusqu'au premier passage à zéro de l'intensité. La fréquence des signaux, 500 kHz, est identique aux deux configurations. Les valeurs maximales d'intensité sont également similaires et suivent une variation linéaire avec la tension  $V_c$  de charge du condensateur. Par contre, les valeurs maximales de tension sont légèrement plus élevées pour la source à spark-gap (1 à 2 kV supplémentaires pour une même tension de charge). Ce phénomène peut s'expliquer par un mauvais contrôle de la tension de charge dans l'un des deux systèmes ou par une chute de potentiel plus importante à l'intérieur du thyatron. L'intensité et la tension sont déphasées de  $\pi/2$  (Figure 19).

Pour des tensions de charge inférieures à 6kV, on remarque que l'oscillation de courant et de tension est interrompue après 7.5 $\mu$ s (6 $\mu$ s pour 5kV). Ces tensions de charge limitent le temps d'ionisation du gaz et à fortiori, le temps de fermeture de l'interrupteur. Ceci impose de charger le

condensateur à une valeur supérieure ou égale à 7kV pour récupérer la globalité de l'oscillation et donc le maximum d'énergie.

Afin d'obtenir des résultats quantitatifs en terme d'énergie, nous avons tracé la puissance instantanée en amont du câble coaxial, Figure 20(a). L'intégration de celle-ci nous donne l'énergie du condensateur consommée en ce point, Figure 20(b). Les courbes présentées sont celles obtenues pour des valeurs de charges supérieures à 7kV.

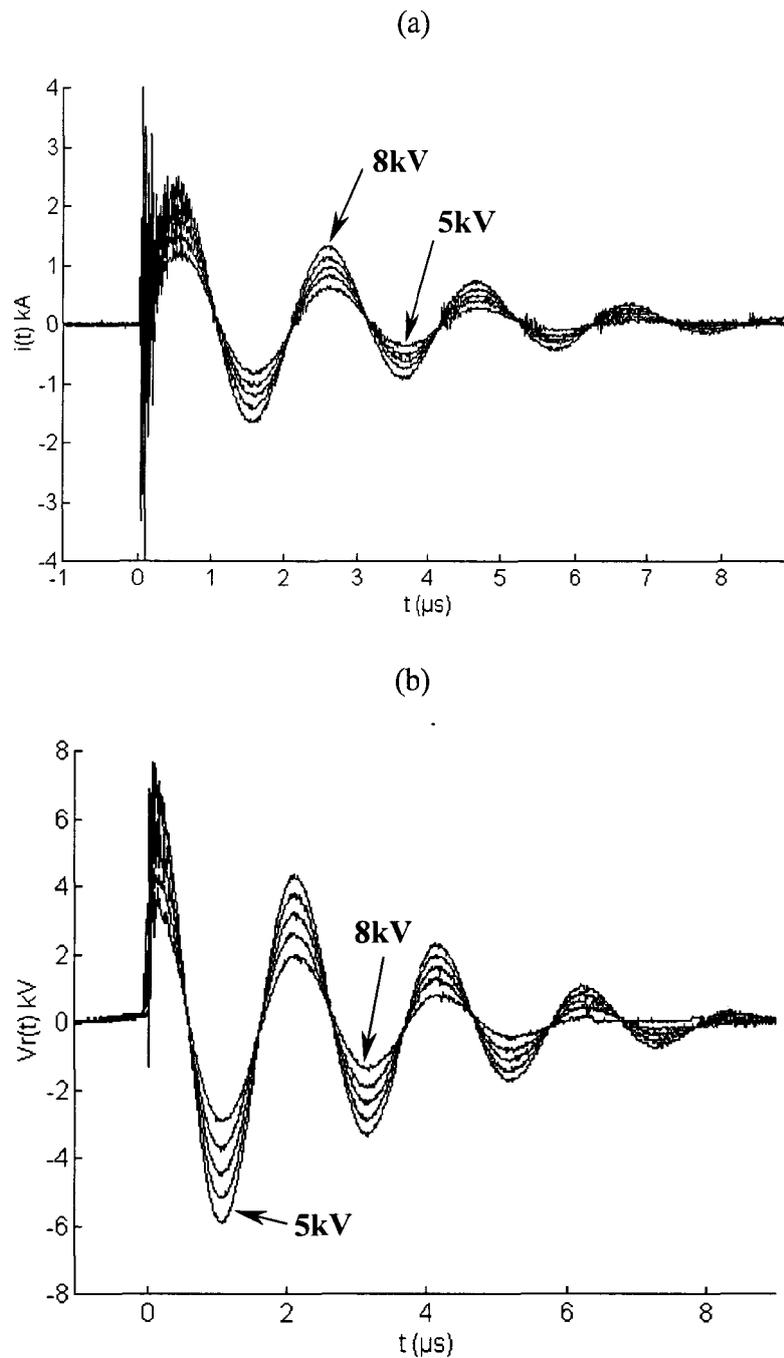


Figure 18 (a) Allure temporelle du courant  $i(t)$ , (b) de la tension  $v_r(t)$  à l'entrée du câble coaxial pour une tension de charge comprise entre 5 et 9kV

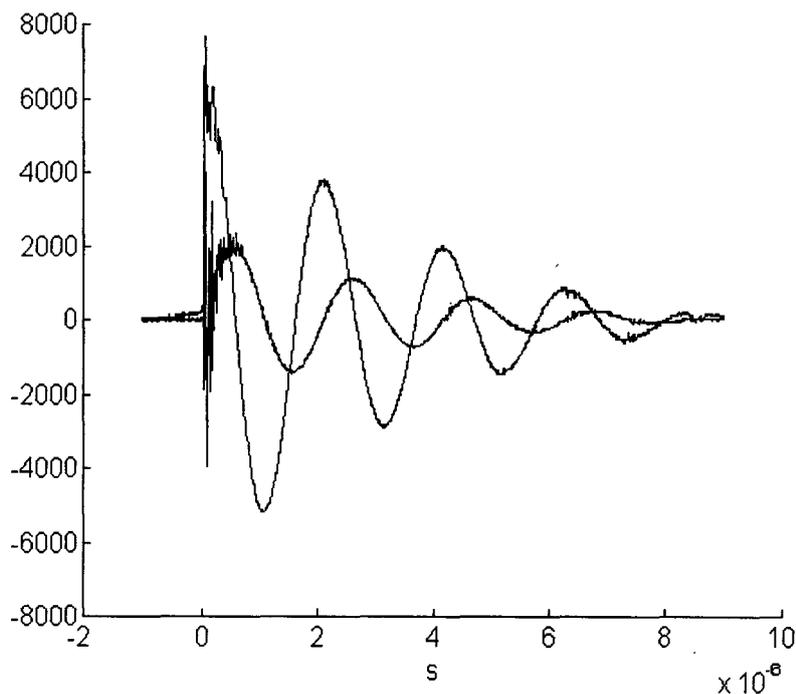


Figure 19: déphasage entre courant et tension pour une tension de charge de 8 kV

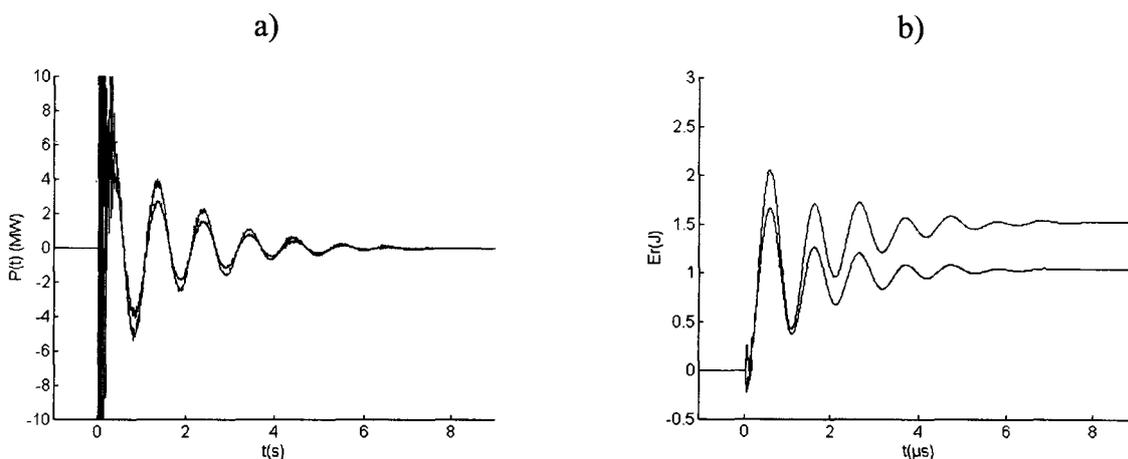


Figure 20: (a) Puissance, (b) Energie à l'entrée du câble

Selon Pernod [20], la valeur stationnaire en fin de courbe est l'énergie effectivement consommée au niveau du câble. Cette énergie est à comparer à celle initialement stockée dans le condensateur. Le rapport de ces deux énergies est proche de 45%. Ce rendement est faible mais bien supérieur à celui de la source à thyatron qui est d'environ 20% en entrée de câble.

L'état des électrodes influence notablement l'instant de formation de l'arc électrique à leurs extrémités. Durant les relevés de tension et de courant, nous avons été confrontés à la variation de l'espace inter électrodes, particulièrement au-delà de 6kV. En effet, à ces tensions de charge, l'arc électrique peut être très violent et éloigner les électrodes l'une de l'autre. La

distance inter électrodes étant importante, le temps d'ionisation du milieu est augmenté. Le moment de formation de l'arc par rapport au déclenchement est alors retardé. Ce phénomène est mis en évidence Figure 21.

Dans un premier temps, la tension subit une décroissance exponentielle. Dès que le milieu est suffisamment ionisé, l'oscillation de tension s'effectue. Le temps correspondant à la décroissance exponentielle est appelé temps de latence, qui selon l'état des électrodes peut varier de 0 à une dizaine de microsecondes. Ce phénomène pose de nombreux problèmes, puisque le moment d'émission de l'onde acoustique est imprécis et l'énergie qui est supposée former l'étincelle est plus faible puisque la tension subit une décroissance durant ce temps de latence.

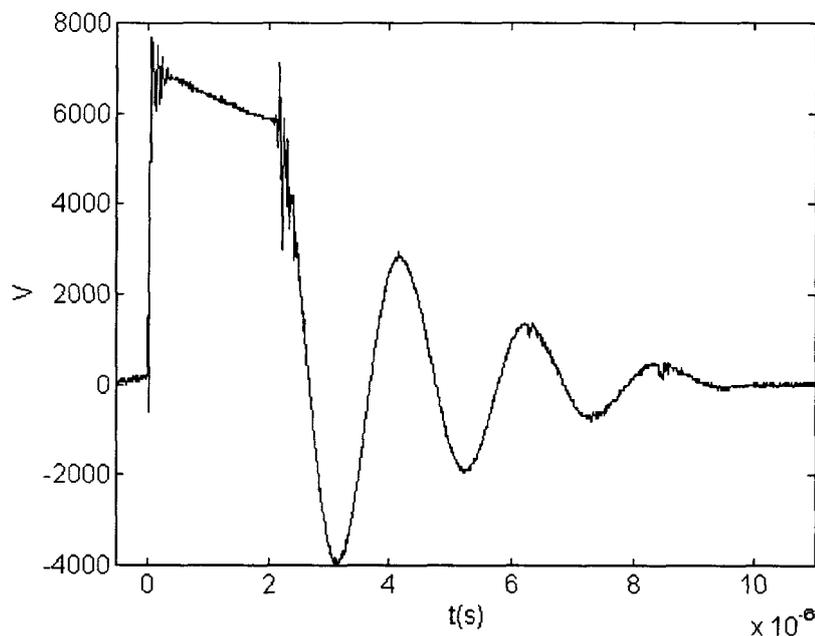


Figure 21: Influence de l'espace inter électrodes sur le moment de formation de l'étincelle

### 1-3.5.c Comparaisons entre les deux systèmes

Les mesures de tension et d'intensité indiquent que la durée de transfert d'énergie en entrée de câble est allongée d'un facteur 4 pour le système à spark-gap.

Pour des tensions de charges supérieures à 7kV, l'amortissement de l'oscillation de tension et de courant s'effectue dans sa globalité. Ce caractère oscillatoire est nuisible aux éléments du circuit. Il suggère également que l'énergie ne soit pas fournie au milieu dans le temps minimal qui correspondrait au régime critique.

Le rendement énergétique en entrée de câble calculé pour des tensions de charge supérieures à 7 kV, est de 45%. Ce rendement est bien supérieur à celui calculé pour la source à thyatron (20%).

Une plus grande quantité d'énergie du condensateur est consommée à l'entrée du câble et à fortiori au niveau des électrodes, au détriment de la durée de transfert d'énergie qui est plus longue.

Les caractéristiques de temps d'ouverture et de fermeture du spark-gap laisse présager un rendement énergétique augmenté. Cette optimisation de rendement ne doit cependant pas se faire au détriment de la signature acoustique dont les caractéristiques obtenues avec la source à thyatron sont satisfaisantes. Les mesures présentées dans les prochains paragraphes répondent à ces questions.

A ce stade de l'étude, la comparaison des deux systèmes montre :

- Un inconvénient : le "jitter" associé au spark-gap est près de 50 fois plus élevé que celui du thyatron.
- Un avantage : la faible résistance d'arc dans la chambre du spark-gap, limite les pertes énergétiques introduites par l'interrupteur.

Enfin, dans les deux cas, une étude électrique théorique approfondie nécessite la connaissance de  $R_{inter}$  et  $R_{arc}$  traduisant respectivement le comportement électrique de l'interrupteur et de l'arc électrique de décharge. Cependant, ces paramètres sont peu accessibles et souvent aléatoires.

### ***1-3.6 Caractéristiques acoustiques***

Le signal acoustique présenté Figure 22 est la signature acoustique de la source à thyatron, relevé par un hydrophone *PVDF* large bande [100kHz ; 10MHz à -6dB ; sensibilité -243 dB ref. 1V/ $\mu$ Pa]. La durée d'enregistrement permet de mettre en évidence le signal issu d'un rayonnement électromagnétique (1), la signature acoustique de l'onde acoustique primaire (2) ainsi que la signature acoustique de l'implosion des bulles de cavitations engendrées par l'émission primaire (4, 6, 8). Les signaux 3,5 et 7 correspondent aux réflexions des ondes 2,4, et 6 resp. sur le support des électrodes.

L'enregistrement autour de l'onde primaire est présenté Figure 23(a). La signature acoustique de cette onde de forte puissance est constituée d'un front de montée très bref de l'ordre de 60 ns, valeur proche des limites de l'hydrophone. La pression subit une variation proche de 780 mBa. Cette montée brusque est suivie d'une décroissance plus lente, environ 2  $\mu$ s, qui

correspond à l'évolution de la pression due à la dynamique de la bulle de cavitation[7]. Une dépression termine cette décroissance et les calculs montrent qu'elle résulte de la réponse impulsionnelle de l'hydrophone.

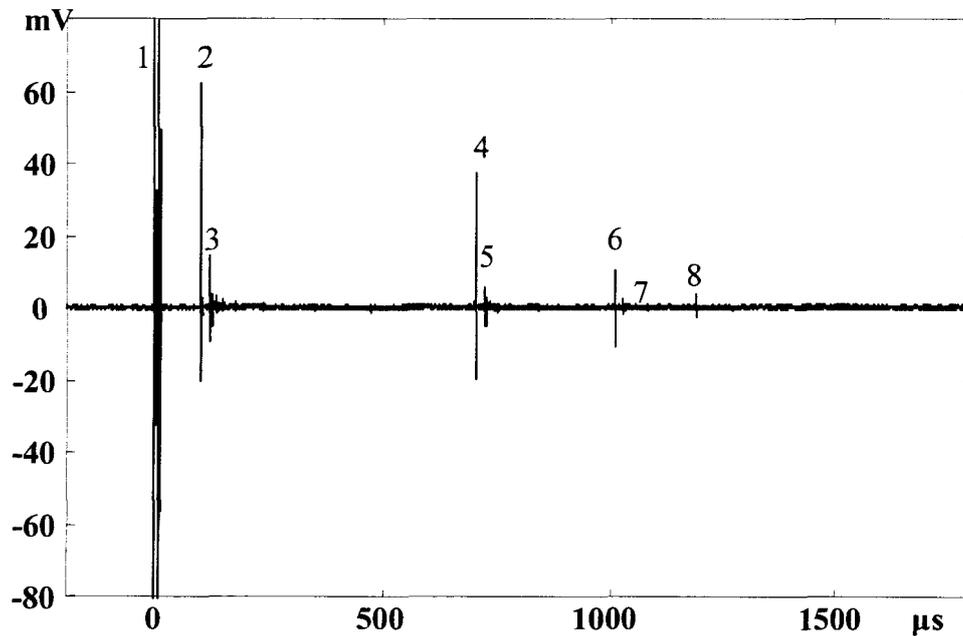


Figure 22: Signature du rayonnement acoustique de la source obtenue avec un hydrophone PVDF large bande [100kHz, 10 MHz]

La transformée de Fourier rapide de cette signature montre Figure 23(b), l'étendue spectrale de l'impulsion qui couvre les fréquences de 100 kHz à 2 MHz environ à  $-10\text{dB}$ . Une façon de modifier la bande de fréquence est de modifier la valeur de la capacité du condensateur. Des valeurs plus faibles de capacités augmentent la bande fréquentielle.

Pour comparaison, la Figure 24 présente la signature acoustique de l'onde primaire relevée par le même hydrophone mais pour la source à spark-gap, ainsi que son étendue spectrale. La différence fondamentale est la valeur maximale de la pression qui est plus importante pour la source à spark-gap. Nous avons vu que le rendement de cette source était meilleur, mais le résultat obtenu par hydrophone ne permet pas de tirer des conclusions sur la puissance de l'une ou l'autre source. La décharge étant contrainte à différents mécanismes physiques non constants et non répétitifs.

Enfin, la visualisation de l'onde acoustique émise par la source à étincelle, Figure 25, montre un front d'onde marqué, de forme sphérique, centré sur l'extrémité des électrodes. On remarque également les réflexions sur le support des électrodes.

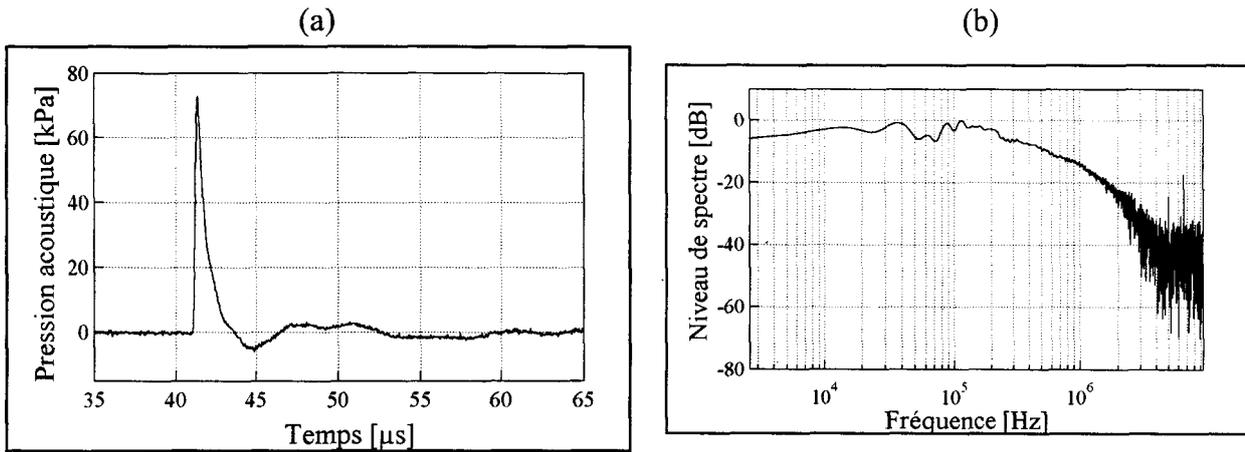


Figure 23 : Signature acoustique de l'onde primaire et son spectre.(source à thyatron)

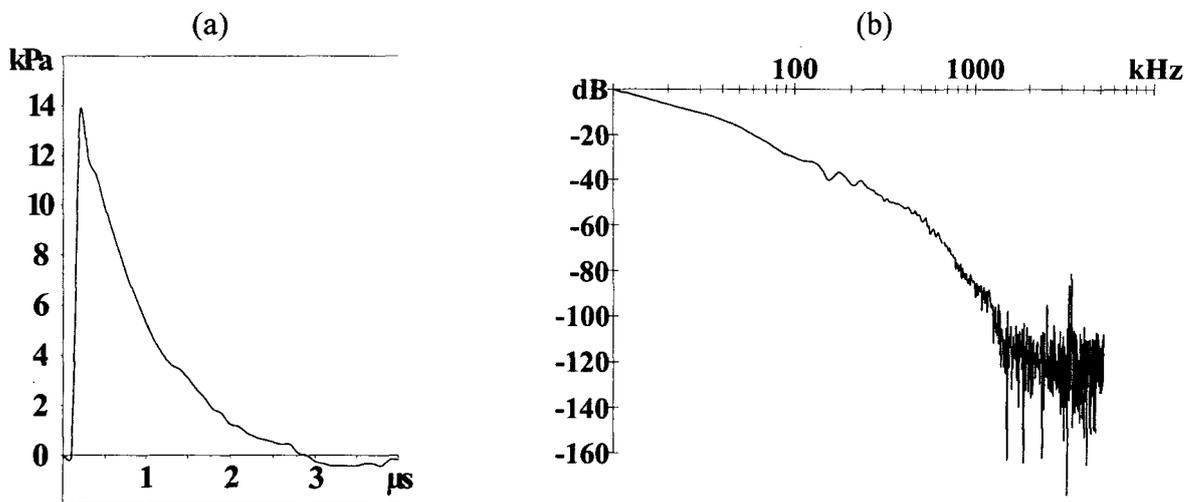


Figure 24: Signature acoustique de l'onde primaire et son spectre. (source à spark-gap)

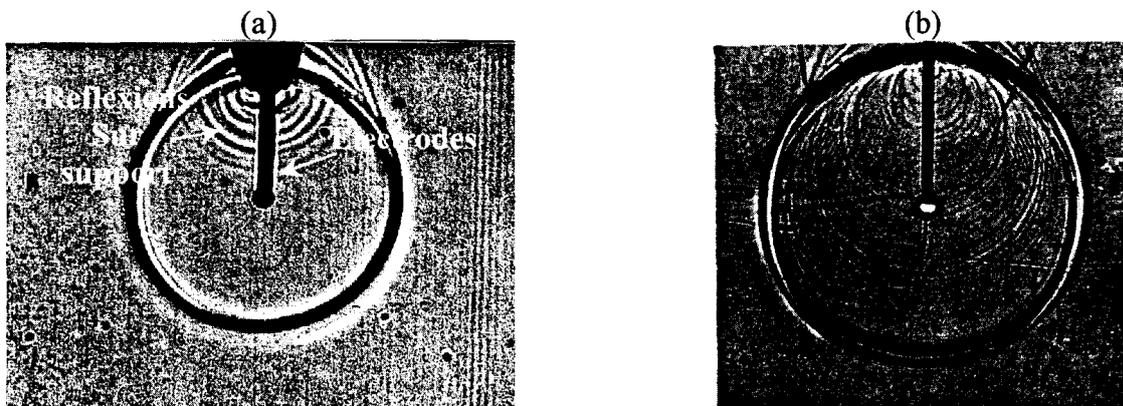


Figure 25 : Visualisation par ombroscopie de l'onde émise par la source à étincelle ;  
(a) source à thyatron, (b) source à spark-gap ; excitation à distance, électrodes bifilaires.

Les études expérimentales menées sur les deux sources ont permis de les caractériser l'une par rapport à l'autre.

Le processus de création de l'onde acoustique issue d'une étincelle électrique a été explicité. Ce phénomène résulte d'un transfert d'énergie électrique en énergie mécanique. L'onde acoustique générée est de forte puissance, large bande, ponctuelle et sphérique.

Enfin, la comparaison des deux technologies électroniques utilisées donne un avantage à l'utilisation de la source à thyatron qui, bien que son rendement soit plus faible, reste plus stable et répétitive.

## 1-4 Conclusion

Les caractéristiques du dispositif expérimental original utilisé dans notre travail ont été détaillées dans ce chapitre.

Les études expérimentales menées sur la source à étincelle pour deux configurations technologiques ont permis d'une part, de cerner le fonctionnement de cet outil, et d'autre part de mettre en valeur ses caractéristiques électriques et acoustiques particulières qui sont à l'origine de la qualité des résultats obtenus pour l'étude de la diffusion acoustique (signature quasi-diracienne, front d'onde sphérique, haute intensité acoustique, ...). On a vu également, que deux configurations de génération peuvent être envisagées : une « excitation à distance » et une autre « en contact » pour laquelle une analogie avec une génération laser a été faite. Ces deux configurations permettront dans la suite de réaliser des variations dans la distribution des modes de propagation excités (renforcement de l'onde de Scholte-Stoneley  $A$  relativement à l'onde de Lamb antisymétrique d'ordre zéro  $A_0$  dans le cas de la plaque excitée en contact, par exemple).

De façon synthétique, la technique de visualisation donne accès à la répartition spatio-temporelle du champ acoustique. Les images qui seront présentées dans la suite de ce mémoire sont une représentation en niveau de gris de la dérivée seconde des gradients d'indice du milieu pour le cas de l'ombroscopie et de la dérivée première de ceux-ci pour le cas de la strioscopie. Les caractéristiques de symétrie ou d'antisymétrie des phénomènes acoustiques sont conservées sur les visualisations.

L'utilisation conjointe de la source à étincelle et du système de visualisation ultra-rapide fournit une approche temporelle impulsionnelle qui peut trouver de nombreux autres domaines d'applications que ceux développés dans ce mémoire. Nous citerons à titre d'exemple la

modélisation physique des phénomènes sismiques [15, 18]; l'étude de la propagation sous-marine [25]; l'étude des fonds marins (sédimentologie) [24]; l'étude de la diffusion acoustique [7, 19] ou encore les caractérisations d'hydrophones et de microphones[21, 18].

## 1-5 Références bibliographiques

1. G.J Quentin, M.De Billy, A.Hayman, « Comparison of backscattering of short pulses by solid spheres and cylinders at large  $ka$  », *J.Acoust.Soc.Am.* 70 (3), pp. 870-878, 1981.
2. W. G. Neubauer, L.R. Dragonette, « Observation of waves radiated from circular cylinders caused by an incident pulse », *J.Acoust.Soc.Am.* 48, pp. 1135-1149, 1970.
3. W. G. Neubauer, « Pulsed circumferential waves on aluminium cylinders in water », *J.Acoust.Soc.Am.* 45, pp. 1134-1144, 1969.
4. Duclos, Ripoche, « visualization stroboscopique des ondes ultrasonores en milieu liquide », *C.R Acad. Sci. (Paris)*, p. 525, 1972.
5. Hayman, Quentin, Doucet, « Schlieren observations of scattering of short ultrasonic pulses from elastic cylinders », *Revue du Cethedec* (60), pp. 13-20, 1979.
6. Merlen A., Dymont A., « Similary and asymptotic analysis for gun-firing aerodynamics », *J. Fluid Mech.*, vol. 225, pp. 497-528, 1991.
7. Ahyi A., « Développement d'un système d'imagerie ultra-rapide : Application aux études de rayonnement et de diffusion acoustique. », Thèse en électronique à l'Université de Lille 1, 1997.
8. Merzkirch W., « Flow visualization », 1987, Second edition, Academic press, pp 115-159
9. Clausius R., « Die mechanische wärmetheorie. », 1867, Vieweg, Braunschweig 1864-67, Vol. 2, p. 62.
10. Yadav H.S., « Measurement of refractive index of water under high dynamic pressure. », *J. Appl. Phys.*, vol.44, pp. 2197-2200, 1973.
11. Pernod, Merlen, Ahyi, Bégue, « Procédé d'acquisition d'images ultra-rapide à base d'un capteur matriciel à semi-conducteurs, type CCD, et dispositif pour la mise en œuvre de ce procédé. », Brevet, 1998
12. F. J. Weyl, « Analysis of optical Methods. Physical Measurements in Gas Dynamics and Combustion », R. W. Ladenburg, ed., pp. 3-25. Princeton Univ. Press , Princeton new Jersey
13. Früngel F. 1965, « High-speed pulse technology », Vol.1, Academic Press.
14. T. Otani, M. Takeda, « Etude de l'onde acoustique émise par un éclateur de décharge électrique en vue de la source ponctuelle sphérique d'impulsion acoustique », 11ème I.C.A Paris, pp. 341-344, 1993.
15. Ph. Pernod, « Modélisation physique des profils sismiques de subsurface: Application à la détection de cavités », Thèse de Doctorat, Université de Valenciennes, Février 1989.

16. Pernod P., Merlen A., Kemmou A., Ahyi A., Delannoy B., « Punctual transient acoustic source for experimental impulse response measurements. », 1994 IMACS, IEEE-SMC, SPRANN'94, pp. 689-692.
17. P. Pernod, B.Piwakowski, J.C. Tricot, B. Delannoy, « Mini-sparker as a source in seismic models », Proceedings of the 16th Int. Symp. Acoustical imaging Vol. 16 Chicago 1987
18. Kemmou A., « Source acoustique pour la mesure de réponses impulsionnelles », Thèse de doctorat en électronique à U.V.H.C. (Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis), 1996.
19. P.Pernod, A.Ahyi, A. Merlen, « Transient Acoustic scattering by elastic objects : High speed visualization and large banded pressure measurements », Forum acusticum, 1996, Antwerpen BELGIUM. Acustica Vol.82, Suppl.1 p. 247.
20. P. Pernod, « Etude et développement de nouvelles techniques de caractérisations ultrasonores », Synthèse d'activités scientifiques en vue de l'obtention de l'habilitation à diriger des recherches, Juillet 1996
21. Ahyi, A. Kemmou, P. Pernod, A. Merlen, « Mini-sparker application to hydrophones calibration and diffraction investigation », IEEE Ultrasonics Symposium, 1994, Cannes pp. 647-650
22. Alkhimov A.P. *et al.* « The development of electrical discharge in water », Sov. Phys. Dokl, Vol.15, N°. 10, pp. 959-961.
23. Royer D, Dieulesaint E., « ondes Acoustiques dans les solides », Tome 1 et 2, Edition Masson.
24. Koide N., **Derbesse L.**, Pernod P., Otani T., « Experimental investigation of acoustic scattering and reflection of marine sediments by the high-speed visualization method », Japanese Journ. Applied Phys., Vol 40, pp 3782-3783, 2001.
25. **Derbesse L.**, « Caractérisation d'une source acoustique impulsionnelle. Application à l'étude d'ondes acoustiques dans un fluide tricoche », Mémoire de DEA en électronique à l'U.V.H.C. (Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis), 1998.



## Chapitre 2

### **Diffusion acoustique : Ondes élastiques, Rappels théoriques**

Afin de fixer le vocabulaire des différents phénomènes physiques abordés et étudiés dans la suite de ce mémoire, ce chapitre propose un récapitulatif mathématique et théorique des phénomènes de diffusion acoustique dans le cas simple de deux demi-espaces infinis et de plaques non chargées ou chargées par un fluide non visqueux. Les différentes manifestations acoustiques qui peuvent être rencontrées, englobent un ensemble très large de travaux et a fortiori de résultats propres à chaque configuration expérimentale. Les conditions d'excitation, conditions initiales, sont autant de paramètres qui nécessitent d'être précisés. Cet inventaire nous a semblé nécessaire afin de faciliter la compréhension de la suite du mémoire pour les lecteurs non-spécialistes de ce domaine spécifique pour lequel les terminologies utilisées dans la littérature ne sont pas toujours stabilisées.

## 2-1 Introduction

L'objectif de ce mémoire est de présenter une analyse nouvelle et originale des phénomènes de diffusion acoustique en régime impulsionnel sur des plaques élastiques et sur des coques complexes immergées.

Une décomposition en éléments de formes simples est nécessaire et intéressante pour l'étude d'objets de formes complexes. Des modifications physiques et géométriques apportées à ces objets de forme canonique sont ensuite appliquées de façon progressive et logique afin de modéliser de proche en proche des formes complexes. Une étude systématique de ces éléments intermédiaires sera présentée au cours des chapitres suivants.

La nature des ondes diffusées attendues regroupe la famille des ondes de surface de Rayleigh, des ondes de Lamb et de Scholte-Stoneley. Ces différentes manifestations acoustiques englobent un ensemble très large de travaux et a fortiori de résultats propres à chaque configuration expérimentale. Les conditions d'excitation, conditions initiales, sont autant de paramètres qui nécessitent d'être précisés. Afin de fixer le vocabulaire physique des différents phénomènes abordés et étudiés dans la suite de ce mémoire, ce deuxième chapitre propose un récapitulatif mathématique et théorique des phénomènes de diffusion acoustique. Cet inventaire nous a semblé nécessaire afin de faciliter la compréhension de la suite du mémoire pour les lecteurs non-spécialistes de ce domaine pour lequel les terminologies utilisées dans la littérature ne sont pas toujours stabilisées.

## 2-2 Ondes élastiques

### 2-2.1 Solide élastique, isotrope

Un solide est dit élastique lorsqu'il retrouve son état initial dès que les forces extérieures qui l'ont déformé cessent d'agir. Ce retour à l'équilibre est dû aux contraintes internes au solide. Le comportement élastique est décrit correctement, pour de petites déformations, par le terme de premier ordre du développement de Taylor de la contrainte :

$$T_{ij}(S_{kl}) = T_{ij}(0) + \left. \frac{\partial T_{ij}}{\partial S_{kl}} \right|_{S_{kl}=0} S_{kl} + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial S_{kl} \partial S_{mn}} \right|_{\substack{S_{kl}=0 \\ S_{mn}=0}} S_{kl} S_{mn} + \dots$$

où  $T_{ij}$  représente le tenseur des contraintes et  $S_{kl}$ , le tenseur des déformations ( $S_{kl} = \frac{\partial U_l}{\partial x_k}$ ) et où

$U_l$  est le vecteur déplacement.

On peut fixer  $T_{ij}(0) = 0$  comme référence de l'état non chargé, la loi de Hooke est donnée par :

$$T_{ij} = c_{ijkl} S_{kl},$$

liant le tenseur de contrainte  $T_{ij}$  au tenseur de déformation  $S_{kl}$ .  $C_{ijkl}$  représente le tenseur de rigidité élastique qui a pour valeur :

$$c_{ijkl} = \left. \frac{\partial T_{ij}}{\partial S_{kl}} \right|_{S_{kl}=0}$$

Finalement :

$$T_{ij} = c_{ijkl} \frac{\partial U_l}{\partial x_k}$$

Les symétries de  $T_{ij}$  et de  $S_{ij}$  permettent de réduire le nombre de constantes élastiques indépendantes à 36.

Par définition, les constantes physiques d'un matériau isotrope sont indépendantes du choix des axes de référence (orthonormés) et donc :

$$c_{ijkl} = \lambda \delta_{ij} \delta_{kl} + \mu (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk})$$

$$\delta_{i,j} = \begin{cases} 1 & i = j \\ 0 & i \neq j \end{cases}$$

Finalement, pour un solide isotrope, la loi de Hooke s'écrit de façon générale :

$$T_{ij} = \lambda (S_{11} + S_{22} + S_{33}) \delta_{ij} + 2\mu S_{ij} \quad (1)$$

$$\text{avec } S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$$

Les coefficients  $\lambda$  et  $\mu$  sont indépendants et appelés paramètres de Lamé. Ces constantes peuvent être remplacées par le module d'Young  $E$  et le coefficient de poisson  $\nu$ . Il existe des relations entre ces coefficients, reprises dans le Tableau 1 :

	$E, \nu$	$E, \mu$	$\lambda, \mu$
$\lambda$	$\frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}$	$\frac{\mu(E-2\mu)}{3\mu-E}$	$\lambda$
$\mu$	$\frac{E}{2(1+\nu)}$	$\mu$	$\mu$
$E$	$E$	$E$	$\frac{\mu(3\lambda+2\mu)}{\lambda+\mu}$
$\nu$	$\nu$	$\frac{E-2\mu}{2\mu}$	$\frac{\lambda}{2(\lambda+\mu)}$

Tableau 1 : Relation entre constantes élastiques d'un solide isotrope.  $E$ : Module d'Young,  $\nu$  : Coefficient de Poisson,  $\lambda, \mu$  : coefficients de Lamé.

Le module de cisaillement, coefficient de Lamé  $\mu$  mesure le rapport de la contrainte tangentielle au cisaillement correspondant. Le module d'Young  $E$  est le rapport de la contrainte normale à la déformation correspondante. Le coefficient de Poisson  $\nu$ , mesure le rapport de compression dans une direction à la dilation dans une direction perpendiculaire à la précédente. On remarque que ce modèle de Hooke peut servir également pour décrire des milieux sans cisaillement comme les fluides. Il suffit pour cela de poser  $\mu=0$ . Mais dans ce cas  $E$  doit tendre également vers zéro. Ce qui conduit aussi à  $\lambda=0$ , sauf si corrélativement  $\nu=1/2$  et que le rapport  $\frac{E}{1-2\nu}$  reste fini. Le

rapport  $K = \frac{E}{3(1-2\nu)}$  est appelé module de compressibilité du milieu. Pour  $\nu=1/2$  et  $K$  fini, on a

$K = \lambda, \mu = 0$  et le tenseur des contraintes se résume à :

$$T_{ij} = \lambda (\text{div} \vec{u}) \delta_{ij}$$

C'est un tenseur sphérique comme pour les fluides.

Or la conservation de la masse conduit à  $\text{div} \vec{u} = \frac{-\delta\rho}{\rho_0}$  où  $\delta\rho$  est la variation de la masse

volumique et  $\rho_0$  la masse volumique de référence. Ainsi les solides où  $\nu=1/2$  (caoutchouc) se comportent comme des fluides non visqueux dont le tenseur des contraintes est sphérique et ne dépend que de la variation de volume locale. De plus, si l'on utilise la définition traditionnelle de

la vitesse du son  $c_f$ , dans les fluides, on a  $\frac{\delta p}{\delta\rho} = c_f^2$ . Il en découle que  $T_{ij} = \frac{-\lambda}{\rho_0 c_f^2} \delta p \delta_{ij}$ . On voit

qu'il suffit de poser  $\lambda = \rho_0 c_f^2$  et  $\mu=0$  dans le modèle de Hooke pour décrire un fluide non visqueux de masse volumique  $\rho_0$  soumis à des perturbations de pression infinitésimale. Le tenseur de contrainte devient alors  $T_{ij} = -\delta p \delta_{ij}$ .

### 2-2.2 Ondes élastiques dans un milieu isotrope : Généralités

Dans le cas de notre étude, le milieu est considéré isotrope, homogène et élastique obéissant aux lois de Hooke. Pour de petites déformations, chaque élément du tenseur de contraintes  $T_{ij}$  est une combinaison linéaire de ceux du tenseur de déformations.

Les composantes du vecteur déplacement,  $U_i$ , observables en tout point du milieu et en particulier en surface, sont solutions de l'équation de propagation des ondes qui s'obtient en appliquant la loi fondamentale de la dynamique et la loi de Hooke. Elle s'écrit en petits

déplacements dans un repère tri rectangulaire ( $x_i, i=1 \text{ à } 3$ ) et pour une direction de propagation d'onde  $x_i$  :

$$\rho \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2} = \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} T_{ij} \quad (2)$$

où  $\rho$  est la masse volumique du milieu. Le tenseur de contrainte est relié au tenseur de déformation par la relation ( 1 ).

L'équation du mouvement ( 2 ) pour un déplacement  $\vec{U}$  s'écrit sous forme vectorielle :

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu) \overrightarrow{\text{grad}} \cdot \text{div} \vec{U} - \mu \cdot \overrightarrow{\text{rot}} \cdot \overrightarrow{\text{rot}} \vec{U}$$

Le champ du vecteur déplacement  $\vec{U}$  peut toujours être mis sous la forme d'une combinaison d'un champ irrotationnel  $\vec{v}$  dérivant d'un potentiel scalaire  $\Phi$  et d'un champ solénoïdal  $\vec{w}$  dérivant d'un potentiel vecteur  $\vec{\Psi}$  :

$$\vec{U} = \vec{v} + \vec{w}$$

avec  $\vec{v} = \overrightarrow{\text{grad}}(\Phi)$ ,  $\vec{w} = \overrightarrow{\text{rot}} \vec{\Psi}$  et  $\overrightarrow{\text{rot}} \vec{v} = 0$ ,  $\text{div} \vec{w} = 0$

Chacun des potentiels vérifie l'équation de propagation des ondes ( 2 ) et donc :

$$\nabla^2 \Phi = \frac{1}{V_L^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2}, \quad (3)$$

$$\nabla^2 \Psi_i = \frac{1}{V_T^2} \frac{\partial^2 \Psi_i}{\partial t^2}, \quad (4)$$

( $\forall i; i = 1 \text{ à } 3$ )

où  $\nabla^2$  est l'opérateur Laplacien.

L'équation ( 3 ) est l'équation des ondes de compression, ou ondes longitudinales, qui entraînent des vibrations longitudinales qui en tout point du milieu agitent les particules parallèlement à la direction de propagation (Figure 1,b). La vitesse des ondes longitudinales est égale à

$$V_L = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}.$$

L'équation ( 4 ) est l'équation des ondes de cisaillement, ou ondes transversales, qui entraînent des vibrations transversales qui en tout point du milieu agitent les particules perpendiculairement à la direction de propagation (Figure 1,c). Le module élastique  $\lambda$  n'intervient pas dans ce cas et

par conséquent il n'y a pas de contraction ou d'expansion du milieu. La vitesse de propagation

des ondes transversales est égale à  $V_T = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ .

Le cas des fluides se traite en posant  $\lambda = \rho_o c_o^2, \mu = 0$ . On a alors

$$\frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = V_f^2 \Delta \vec{u} \text{ où } V_f \text{ est la vitesse du son dans le fluide.}$$

La déformation se borne alors à une variation de volume de la particule fluide. On dit que l'on a affaire à une onde volumique (Figure 1.d).

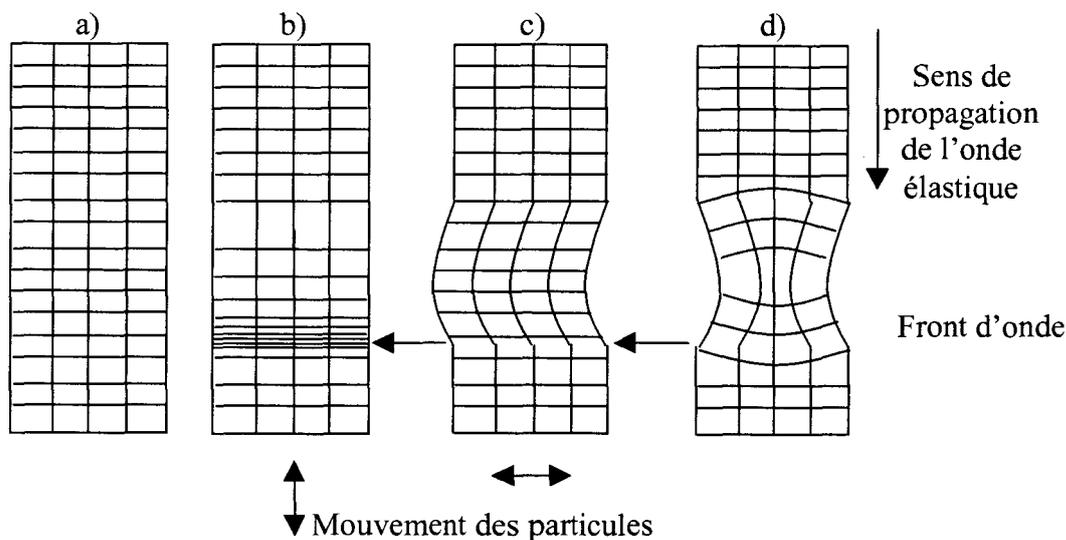


Figure 1: Déformation d'un solide homogène par le passage d'une onde. a) milieu au repos, b) passage d'une onde longitudinale, c) passage d'une onde transversale, d) onde volumique.

Le rapport de vitesses  $\frac{V_L}{V_T}$  est indépendant de la densité du milieu. Le second principe de la thermodynamique implique que les constantes de Lamé sont toujours positives ce qui conduit à  $V_L > V_T$ .

Dans un solide élastique, homogène et infini, les ondes longitudinales et transversales se propagent indépendamment. Des conversions de modes peuvent apparaître en fonction de la géométrie du milieu ou en fonction de ses inhomogénéités physiques (masse volumique, coefficients de Lamé, ...), en particulier aux interfaces entre milieux homogènes.

Afin d'aboutir au cas d'une plaque immergée dans un fluide, nous allons rappeler les principaux résultats concernant la réflexion et la réfraction des ondes acoustiques à la frontière d'une surface libre, et à une interface solide/solide et solide/fluide.

## 2-2.3 Réflexion sur une surface libre; Cas du demi-espace infini

### 2-2.3.a Ondes progressives homogènes

Dans le cas d'un demi espace infini solide en contact avec le vide (Figure 2), plan (0xy) de normale  $\vec{n} (n_1, n_2, n_3)$ ,  $\vec{n} \cdot \vec{x} = 0$ , une onde acoustique dont la normale au front d'onde est dans le plan (Oxz) ne subit aucune transmission du solide vers le vide.

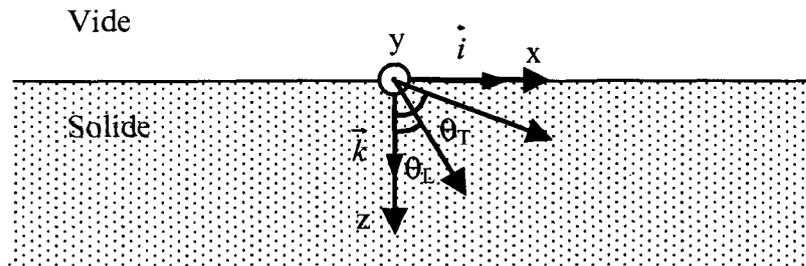


Figure 2: interface solide/vide

On cherche des solutions sous forme d'ondes progressives harmoniques homogènes, c'est à dire progressives dans toutes les directions de l'espace. Les potentiels s'écrivent donc sous la forme :

$$\begin{cases} \Phi = \Phi_0 e^{j(\vec{k}_L \cdot \vec{r} - \omega t)} \\ \vec{\Psi} = \Psi_0 \cdot \vec{P} \cdot e^{j(\vec{k}_T \cdot \vec{r} - \omega t)} \end{cases} \quad (5)$$

avec  $\vec{P}$  : vecteur polarisation  $|\vec{P}|=1$   
 $\vec{k}_L, \vec{k}_T$  : respectivement vecteur d'onde longitudinal et transversal  
 $\vec{r}$  : vecteur position

Si la structure ne présente aucune variation latérale dans la direction y,  $\frac{\partial}{\partial y} = 0$ , la structure est dite à symétrie plane, les variations de déplacement suivant y sont nulles,  $\frac{\partial U_i}{\partial y} = 0$ .

Les seules conditions aux frontières à assurer sont l'annulation de la tension mécanique en tout point de la surface libre, en  $z=0$ , soit

$$T_{ij} n_j = 0$$

et donc ici, pour  $\vec{n} = -\vec{k}$

$$T_{xz}=0, T_{yz}=0, T_{zz}=0.$$

D'après la loi de Hooke :

$$T_{ij} = c_{ijkl} S_{kl} = \lambda \left( \frac{\partial U_x}{\partial x} + \frac{\partial U_z}{\partial z} \right) \delta_{ij} + \mu \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial y_i} \right)$$

où  $i=1$  pour  $x$  ;  $2$  pour  $y$  et  $3$  pour  $z$ .

Cela se traduit par :

$$\begin{cases} T_{xz} = \mu \left( \frac{\partial U_x}{\partial z} + \frac{\partial U_z}{\partial x} \right)_{z=0} = 0 \\ T_{yz} = \left[ \mu \frac{\partial U_y}{\partial z} \right]_{z=0} = 0 \\ T_{zz} = \left[ (\lambda + 2\mu) \frac{\partial U_z}{\partial z} + \lambda \frac{\partial U_x}{\partial x} \right]_{z=0} = 0 \end{cases}$$

Deux types d'ondes incidentes peuvent être considérés dans le solide :

**1)  $U_x=U_z=0 ; U_y \neq 0$**

Une onde polarisée horizontalement par rapport à la surface libre, pour laquelle le mouvement des particules est perpendiculaire au plan d'incidence :  $U_y \neq 0$  et  $U_x = U_z = 0$ . Cette onde est transversale.

L'onde réfléchie est transversale et l'angle d'incidence est égal à l'angle de réflexion.

**2)  $U_y=0 ; U_x$  et  $U_z \neq 0$**

Une onde polarisée verticalement pour laquelle le mouvement des particules est dans le plan d'incidence :  $U_y = 0 ; U_x$  et  $U_z \neq 0$ . Cette onde peut être longitudinale ou transversale. Les conditions aux frontières impliquent que  $V_T \sin \theta_I = V_L \sin \theta_R$  et  $\theta_L = \theta_I$ , où  $\theta_L$  est l'angle d'incidence et  $\theta_R$  l'angle de l'onde réfléchie à Ox.

*Remarques:*

Les relations de réflexions et de conversion sont indépendantes de  $\omega$ . Ces propriétés peuvent donc être étendues à toutes combinaisons linéaires finies ou infinies d'ondes de fréquences différentes.

Elles peuvent donc être généralisées à toutes les ondes et en particulier aux ondes impulsionnelles.

### 2-2.3.b Ondes de surface. Ondes de Rayleigh.

Dans le cas du demi-espace infini, Lord Rayleigh [1] a démontré théoriquement qu'une onde élastique peut se propager le long de toute interface solide isotrope/vide. C'est une onde inhomogène dans la direction  $z$ .

Cette onde, dans le plan sagittal ( $Oxz$ ), est guidée par la surface. Les contraintes  $T_{xz}$  et  $T_{zz}=0$  impliquent un couplage entre  $U_x$  et  $U_y$ . Il faut donc chercher les solutions des équations des ondes telles que les amplitudes de ces ondes diminuent à mesure qu'on s'éloigne de la surface (ondes inhomogènes).

L'équation de dispersion de Rayleigh donne la vitesse de l'onde de surface, (vitesse de Rayleigh  $V_R$ ), qui vérifie les conditions de paroi libre dans un demi-espace élastique plan :

$$16 \left(1 - \frac{V^2}{V_L^2}\right) \left(1 - \frac{V^2}{V_T^2}\right) - \left(2 - \frac{V^2}{V_T^2}\right)^4 = 0 \quad (6)$$

Cette équation est indépendante de  $\omega$  et donc non dispersive. Elle possède une solution réelle unique positive qui est inférieure à 1. Une approximation de la vitesse de Rayleigh  $V_R$  est donnée par Viktorov [2] en fonction de la vitesse transversale  $V_T$ :

$$v = \frac{V_R}{V_T} = \frac{0,718 - \left(\frac{V_T}{V_L}\right)^2}{0,75 - \left(\frac{V_T}{V_L}\right)^2}$$

Dans le cas des solides isotropes,  $0 < v < 0.5$ ,  $V_R$  est toujours inférieure à  $V_T$ .

Les composantes longitudinales et transversales du déplacement sont contenues dans le plan sagittal ( $Oxz$ ) et sont déphasées de  $\pi/2$ . Leurs amplitudes décroissent avec la profondeur. Le vecteur polarisation décrit une ellipse qui se déforme avec la profondeur, de rétrograde à la surface la polarisation devient directe (sens horaire) à partir d'une profondeur de l'ordre de  $0.2\lambda_R$ , valeur pour laquelle la composante longitudinale change de signe. (Figure 3)

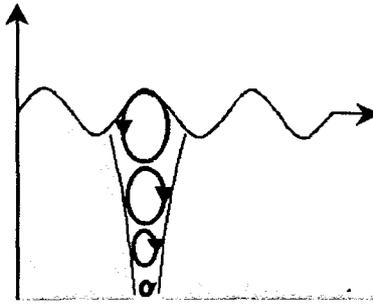


Figure 3 : Polarisation de l'onde de Rayleigh

## 2-2.4 Interface solide/solide

### 2-2.4.a Ondes homogènes

Le cas de l'interface solide/solide est une situation plus complexe que le cas précédent. Dans un milieu élastique homogène, ondes longitudinales et transversales se propagent indépendamment l'une de l'autre sans interaction. A la frontière de deux milieux isotropes, une onde de polarisation définie donne naissance à au plus deux ondes qui se propagent de chaque côté de la frontière et dont les polarisations sont longitudinales ou transversales. On considère ici le cas de deux solides isotropes en contact parfait par un plan et rigidement liés. (Figure 4)

La normale au plan d'interface  $\vec{n}(n_x, n_y, n_z)$  définit l'équation de ce plan par  $\vec{n} \cdot \vec{x} = 0$ . Nous considérons toujours le cas d'ondes planes définies par les relations ( 5 ).

La direction de propagation et la polarisation des ondes réfléchies et transmises sont déterminées en développant les équations de propagation pour chaque milieu et en considérant les conditions de continuités à la frontière des deux milieux.

Les continuités des déplacements et du tenseur de contrainte s'écrivent en  $z=0$  :

$$\begin{cases} U_j^1 = U_j^2 & \text{Le déplacement est continu.} \\ T_{zj}^1 = T_{zj}^2 & \text{La contrainte normale est continue.} \end{cases}$$

Avec  $j = x, z$

Ces conditions de continuité sont satisfaites lorsque :

- à chaque instant, la pulsation des ondes réfléchies et transmises est celle de l'onde incidente :

$$\begin{aligned} \omega_{\text{Refléchi}} &= \omega_{\text{Transmise}} = \omega_{\text{Incidente}} \\ \vec{k}_{\text{Refléchi}} \cdot \vec{x} &= \vec{k}_{\text{Transmise}} \cdot \vec{x} = \vec{k}_{\text{Incidente}} \cdot \vec{x} \\ \text{- en } z=0, & \text{ soit } (\vec{k}_{\text{Refléchi}} - \vec{k}_{\text{Incidente}}) \cdot \vec{x} = 0 \text{ et } (\vec{k}_{\text{Transmise}} - \vec{k}_{\text{Incidente}}) \cdot \vec{x} = 0 \end{aligned}$$

Ces vecteurs sont parallèles à la normale  $\vec{n}$ , perpendiculaire à l'interface.

Ces conditions de continuité définissent la loi de Snell-Descartes :

$$k_{\text{Réfléchi}} \cdot \sin\theta_{\text{Réfléchi}} = k_{\text{Transmise}} \cdot \sin\theta_{\text{Transmise}} = k_{\text{Incidente}} \cdot \sin\theta_{\text{Incidente}}$$

$$k_R \cdot \sin\theta_R = k_T \cdot \sin\theta_T = k_I \cdot \sin\theta_I$$

Les vecteurs d'onde réfléchis et transmis sont dans le plan sagittal et leurs projections sont égales à celle du vecteur d'onde incident. (Figure 4)

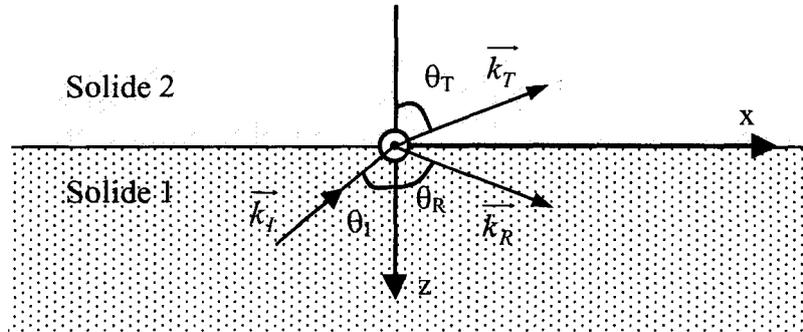


Figure 4: Interface solide/solide

### 2-2.4.b Ondes d'interface; Ondes de Stoneley

Les ondes acoustiques peuvent également se propager le long de l'interface plan séparant les deux milieux solides semi-infinis. La démonstration mathématique de ces ondes a été présentée par le géophysicien R. Stoneley en 1924 [3]. L'équation caractéristique permettant d'obtenir la vitesse de ces ondes de Stoneley est écrite sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} & \xi_1^2 \xi_2^2 \left[ (m-1)^2 - (m\xi_{L1} + \xi_{L2})(m\xi_{T1} + \xi_{T2}) \right] \\ & + 4(m\xi_1^2 + \xi_2^2)(m\xi_{L1}\xi_{T1} - \xi_{L2}\xi_{T2} - m + 1) \\ & + 4(m\xi_1^2 + \xi_2^2)^2 (\xi_{L1}\xi_{T1} - 1)(\xi_{L2}\xi_{T2} - 1) = 0 \end{aligned} \quad (7)$$

$$\text{avec } \xi_{Li} = \sqrt{1 - \frac{V^2}{V_{Li}^2}}; \xi_{Ti} = \sqrt{1 - \frac{V^2}{V_{Ti}^2}}; \xi_i = \frac{V}{V_{Ti}}; m = \frac{\rho_2}{\rho_1}; \text{milieu } i = 1 \text{ ou } 2$$

Cette équation admet une solution réelle correspondant à une onde guidée, l'onde de Stoneley, dont la vitesse de propagation est toujours comprise entre la vitesse de Rayleigh du milieu le plus dense et la plus petite vitesse transversale des deux milieux. Le déplacement de l'onde se situe dans le plan sagittal et décroît en amplitude de part et d'autre de l'interface. La polarisation dans le milieu 1 ( $c_{L1}$ ,  $c_{T1}$ ,  $\rho_1$ ) est elliptique, rétrograde proche de la surface puis

directe en profondeur. Dans le milieu 2 ( $c_{L2}, c_{T2}, \rho_2 < \rho_1$ ), la polarisation reste elliptique sans changement de sens avec la profondeur.(Figure 5)

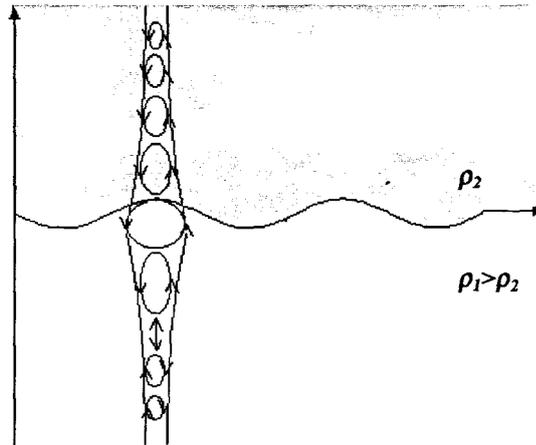


Figure 5 :Onde de Stoneley

Alors que l'onde de Rayleigh existe pour tout solide isotrope, l'onde de Stoneley n'apparaît pas pour tout couple de solide isotrope. L'existence d'une solution réelle de l'équation ( 7 ) de valeur inférieure à la vitesse des ondes homogènes de chacun des deux milieux, condition nécessaire pour que l'onde soit localisée sur l'interface, n'est pas systématique. Plusieurs auteurs ont analysé l'existence de solutions réelles de l'équation ( 7 ) pour différents couples de solides isotropes.[4, 5]

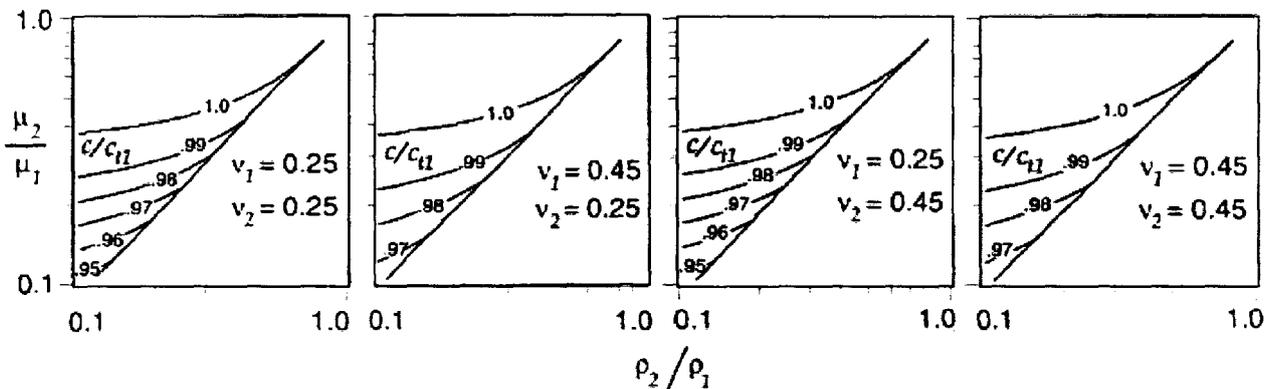


Figure 6:Existence de l'onde de Stoneley en fonction des paramètres caractéristiques des matériaux

Meegan *et al.* [6] ont calculé numériquement les solutions réelles de l'équation caractéristique pour un large éventail de matériaux. Les résultats obtenus sont repris Figure 6 dans l'espace des paramètres des matériaux.  $\nu_1$  et  $\nu_2$  sont les coefficients de Poisson des deux milieux, le rapport

des densités des deux milieux  $\frac{\rho_2}{\rho_1}$  est porté sur l'axe horizontal et le rapport des modules de cisaillement  $\frac{\mu_2}{\mu_1}$  sur l'axe vertical.

L'onde de Stoneley existe dans la région grisée et se propage avec une vitesse normalisée par la vitesse transversale du milieu 1,  $\frac{c}{c_{T1}}$  représentée par les courbes. Il n'existe pas de critère d'existence quantitatifs en termes de caractéristiques de matière de l'onde de Stoneley. Le Tableau 2 regroupe trois couples de métaux capables de guider l'onde de Stoneley.

Milieu 1	Milieu 2	$V_S$ (m.s <sup>-1</sup> )
Nickel	Aluminium	2959
Nickel	Verre	2983
Acier	Verre	3224

Tableau 2 : Couples de solides élastiques supportants l'onde de Stoneley

## 2-2.5 Interface solide/liquide

### 2-2.5.a Ondes homogènes

Examinons maintenant le cas d'une interface solide isotrope/liquide non visqueux. L'onde incidente est dans le solide (Figure 7).

A la frontière d'un milieu solide isotrope et d'un milieu liquide, une onde incidente de polarisation définie donne naissance à deux ondes réfléchies, longitudinale et transversale et à une onde transmise de polarisation longitudinale.

Les contraintes normales ne sont plus nulles en  $z=0$  mais égales et opposées à la surpression acoustique dans le liquide.

Les contraintes tangentielles sont nulles (On néglige la viscosité du fluide)

$$T_{xz}=0 ; T_{zy}=0$$

La composante normale du déplacement est continue

on a donc :

$$\theta_I = \theta_L$$

$$\frac{\sin \theta_I}{V_I} = \frac{\sin \theta_T}{V_T} = \frac{\sin \theta_L}{V_L}$$

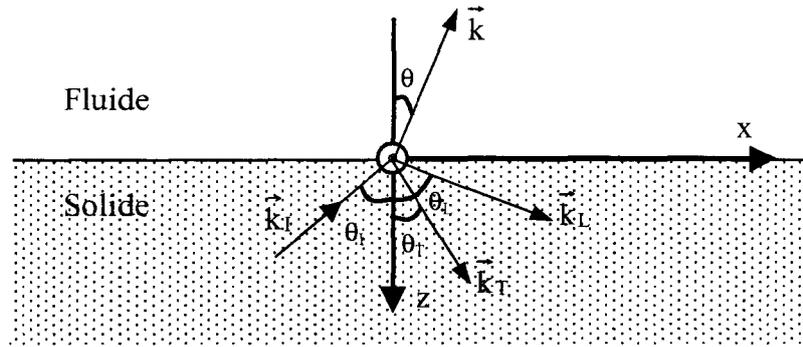


Figure 7: Interface solide/fluide

### 2-2.5.b Ondes de surfaces : Ondes de Scholte et de Rayleigh généralisée dans le solide

Des ondes superficielles similaires aux ondes de Rayleigh peuvent également exister. La présence du fluide modifie les conditions aux parois. Les contraintes normales ne sont plus nulles, le déplacement normal est continu et les contraintes tangentielles sont nulles car le fluide est non-visqueux :

$$\text{En } z=0, \quad \begin{cases} U_z^1 = U_z^2 \\ T_{zz}^1 = T_{zz}^2 \\ T_{xz} = 0 \end{cases}$$

L'expression des potentiels soumis aux conditions limites aboutit à l'équation:

$$4\xi_{L1}\xi_{T1} - (1 - \xi_{T1}^2)^2 = m(1 - \xi_{T1}^2)^2 \frac{\xi_{L1}}{\xi_{L2}} \quad (8)$$

$$\text{Avec } m = \frac{\rho_f}{\rho_s}; \xi_{Li}, \xi_{Ti} \text{ définis en (7)}$$

Cette équation admet au moins deux racines dont l'une est réelle et l'autre complexe. [6] La solution réelle décrit une onde de surface dont la vitesse est légèrement inférieure à celle de l'onde de volume dans le fluide. Cette onde, qui est un cas particulier de l'onde de Stoneley est appelée onde de Scholte [6, 8, 9, 10].

La propagation de cette onde se fait parallèlement à la paroi et sans atténuation dans cette direction. Son amplitude décroît de façon exponentielle de chaque côté de l'interface. Cette onde disparaît lorsque la densité du fluide tend vers 0 (cas solide/vide). Enfin, l'essentiel de l'énergie de l'onde de Scholte se trouve dans le fluide.

Une représentation schématique du mouvement des particules est présentée Figure 8.

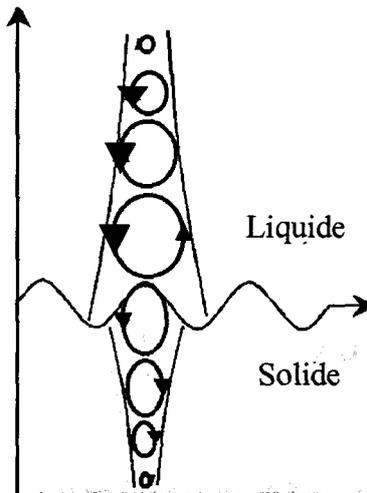


Figure 8 : Onde de Scholte

La deuxième solution de l'équation ( 8 ) est complexe. Elle correspond à une onde de Rayleigh généralisée ou onde de surface rayonnante (leaky surface wave).[2, 6, 8]

Son énergie est principalement localisée dans le solide comme pour l'onde de Rayleigh mais avec émission légère vers le fluide.

### 2-3 Les ondes de Lamb

Afin de décrire les mécanismes de diffusion acoustique envisagés dans la suite de notre étude, nous nous proposons dans ce paragraphe de considérer le cas des ondes de plaques.

Les ondes décrites précédemment ont des vitesses de propagation dépendant uniquement de la nature des matériaux et sont non dispersives. Les ondes acoustiques que l'on trouve dans les plaques sont, quant à elles dispersives, et en particulier les ondes de Lamb font partie de cette catégorie.

Dans la première partie de cette section, on considère un solide isotrope limité par deux surfaces parallèles libres de toutes charges (plaque libre). Le cas de la plaque immergée sera considéré dans le paragraphe suivant. L'onde de Rayleigh se propage indépendamment sur chaque face libre de la plaque tant que l'épaisseur de celle-ci est grande devant la longueur d'onde  $\lambda$ . Lorsque l'épaisseur devient de l'ordre de grandeur de  $\lambda$ , les composantes longitudinales et transversales des ondes de Rayleigh se couplent et donnent naissance à des déformations de la plaque de type structure.

Les ondes transversales polarisées horizontalement ne seront pas considérées dans ce paragraphe car leur propagation dans la plaque est identique aux cas du demi-espace et leur polarisation se conservent lors de réflexions ou transmissions. Elles ne créent pas d'ondes de Lamb.

On s'intéresse donc à la propagation des ondes longitudinales et aux ondes transversales polarisées verticalement dans une plaque isotrope dans le vide afin de déterminer la relation de dispersion, caractéristique fondamentale des ondes de Lamb.

### 2-3.1 Plaque dans le vide

#### 2-3.1.a Equation de propagation

Les faces de la plaque d'épaisseur  $e=2h$  sont perpendiculaires à l'axe  $z$  comme présenté Figure 9.

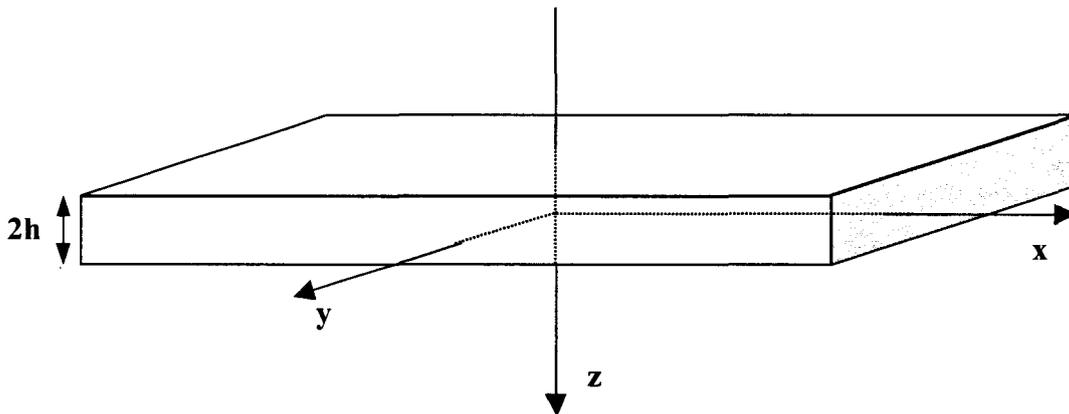


Figure 9: Plaque isotrope dans le vide

Avec nos hypothèses, les composantes des potentiels ne varient pas selon la direction  $Oy$  et les composantes du potentiel vecteur sont non nulles dans cette direction. En d'autres termes :

$$\begin{cases} \frac{\partial \Phi}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial \Psi}{\partial y} = 0 \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} \Psi_x = 0 \\ \Psi_y = \Psi \\ \Psi_z = 0 \end{cases}$$

Les composantes du déplacement s'écrivent alors :

$$\vec{U} = \begin{cases} U_x \\ U_y \\ U_z \end{cases} = \begin{cases} \frac{\partial \Phi}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial z} \\ 0 \\ \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{\partial \Psi}{\partial x} \end{cases}$$

et satisfont aux équations de propagation :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} - \frac{1}{V_L^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = 0 \\ \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} - \frac{1}{V_T^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = 0 \end{cases}$$

Pour une onde se propageant selon x, en régime harmonique, les équations de propagation se réduisent à :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + \left( \frac{\omega^2}{V_L^2} - k^2 \right) \Phi = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + p^2 \Phi = 0 \\ \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \left( \frac{\omega^2}{V_T^2} - k^2 \right) \Psi = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + q^2 \Psi = 0 \end{cases}$$

en posant

$$p^2 = \frac{\omega^2}{V_L^2} - k^2 = k_L^2 - k^2 \quad \text{et} \quad q^2 = \frac{\omega^2}{V_T^2} - k^2 = k_T^2 - k^2$$

k, k<sub>L</sub>, k<sub>T</sub> sont respectivement le nombre d'onde, le nombre d'onde longitudinal et transversal.

### 2-3.1.b Conditions aux frontières

En appliquant les conditions de continuité des contraintes sur les faces de la plaque en  $z = \pm h$ , on obtient ici une contrainte tangentielle  $T_{xz}$  et normale  $T_{zz}$  nulles ( $T_{yz}$  est nulle) :

$$\begin{cases} T_{xz} = 0 \\ T_{zz} = 0 \text{ en } z = \pm h. \\ T_{yz} = 0 \end{cases}$$

➤ Contrainte normale :

$$\begin{aligned} T_{zz} &= C_{66} \left[ (k^2 - q^2) \Phi + 2ik \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right] = 0 \\ \Rightarrow (k^2 - q^2) \Phi + 2ik \frac{\partial \Psi}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \quad (9)$$

➤ Contrainte tangentielle :

$$T_{xz} = C_{66} \left( (k^2 - q^2) \Psi - 2ik \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) = 0$$

$$\Rightarrow (k^2 - q^2) \Psi - 2ik \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad (10)$$

Les fonctions propres adaptées à la géométrie du problème s'écrivent :

$$\begin{cases} \Phi(x, z) = (A \cos pz + B \sin pz) e^{j(kx - \omega t)} \\ \Psi(x, z) = (C \cos qz + D \sin qz) e^{j(kx - \omega t)} \end{cases} \quad (11)$$

Appliquant les potentiels (11) à (9) et (10) on a en  $z = \pm h$  :

- $T_{xz} = 0$

$$\left[ (k^2 - q^2)(C \cos qz + D \sin qz) - 2ikp(B \cos pz - A \sin pz) \right] e^{j(kx - \omega t)} = 0 \quad (12)$$

- $T_{zz} = 0$

$$\left[ (k^2 - q^2)(A \cos pz + B \sin pz) - 2ikq(C \sin qz - D \cos qz) \right] e^{j(kx - \omega t)} = 0 \quad (13)$$

En reportant les solutions (12) et (13) en  $z = \pm h$ , on obtient le système suivant :

$$\begin{bmatrix} (k^2 - q^2) \cos ph & (k^2 - q^2) \sin ph & -2ikq \sin qh & 2ikq \cos qh \\ (k^2 - q^2) \cos ph & -(k^2 - q^2) \sin ph & 2ikq \sin qh & 2ikq \cos qh \\ 2ikp \sin ph & -2ikp \cos ph & (k^2 - q^2) \cos qh & (k^2 - q^2) \sin qh \\ -2ikp \sin ph & -2ikp \cos ph & (k^2 - q^2) \cos qh & -(k^2 - q^2) \sin qh \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{bmatrix} = 0$$

que l'on peut encore écrire :

$$\begin{bmatrix} 2(k^2 - q^2) \cos ph & 4ikq \cos qh & 0 & 0 \\ 4ikp \sin ph & 2(k^2 - q^2) \sin qh & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2(k^2 - q^2) \sin ph & -4ikq \sin qh \\ 0 & 0 & 4ikp \cos ph & -2(k^2 - q^2) \cos qh \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ D \\ B \\ C \end{bmatrix} = 0$$

Ce système n'a une solution non nulle que si son déterminant est nul, ce qui fournit l'équation de Rayleigh Lamb [2]:

$$\left[ (k^2 - q^2)^2 \cos ph \sin qh + 4k^2 pq \cos qh \sin ph \right] \cdot \left[ (k^2 - q^2)^2 \cos qh \sin ph + 4k^2 pq \cos ph \sin qh \right] = 0 \quad (14)$$

### 2-3.1.c Equation de dispersion

L'équation (14) admet une solution si l'un des deux facteurs est nul. Deux cas se présentent alors :

- Premier cas :

$$\begin{cases} (k^2 - q^2)^2 \cos ph \sin qh + 4k^2 pq \cos qh \sin ph = 0 \\ (k^2 - q^2)^2 \cos qh \sin ph + 4k^2 pq \cos ph \sin qh \neq 0 \end{cases}$$

Ces conditions imposent que B=C=0 et impliquent sur les potentiels et les déplacements :

$$\begin{cases} \Phi(x, z) = A \cos pze^{j(kx - \omega t)} \\ \Psi(x, z) = D \sin qze^{j(kx - \omega t)} \end{cases}$$

$$\begin{cases} U_x = [jkA \cos pz - qD \cos qz] e^{j(kx - \omega t)} \\ U_y = 0 \\ U_z = [-Ap \sin pz + jkqD \sin qz] e^{j(kx - \omega t)} \end{cases}$$

$$\begin{cases} U_x(x, +h) = [jkA \cos ph + qD \cos qh] e^{j(kx - \omega t)} \\ U_x(x, +h) = U_x(x, -h) \end{cases} \quad \text{Fonction paire de } z.$$

$$\begin{cases} U_z(x, +h) = [-Ap \sin ph + jkqD \sin qh] e^{j(kx - \omega t)} \\ U_z(x, +h) = -U_z(x, -h) \end{cases} \quad \text{Fonction impaire de } z.$$

Les déplacements sont symétriques par rapport à z et constituent le premier type d'onde de Lamb : Modes symétriques (Figure 10).

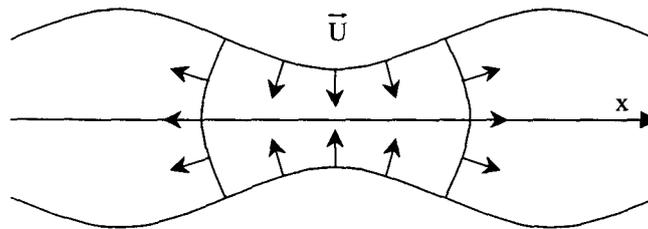


Figure 10 : Composantes du déplacement, modes symétriques : Les composantes longitudinales sont égales et les composantes transversales sont opposées de part et d'autre de la plaque

Ce mode symétrique s'apparente aux ondes de compression (dilatation) car de part et d'autre du plan médian de la plaque, les composantes longitudinales et transversales sont opposées.

La relation de dispersion pour les modes symétriques entre  $\omega$  et  $k$  s'écrit sous la forme :

$$\frac{(k^2 - q^2)^2 \tan qh}{4k^2 pq \tan ph} + 1 = 0 \quad (15)$$

Comme  $(k^2 - q^2)^2 = k^4 - 4k^2 q^2$ , (15) devient :

$$\frac{\omega^4}{V_T^4} = 4k^2 q^2 \left[ 1 - \frac{p \tan ph}{q \tan qh} \right]$$

- Deuxième cas :

$$\begin{cases} (k^2 - q^2)^2 \cos ph \sin qh + 4k^2 pq \cos qh \sin ph \neq 0 \\ (k^2 - q^2)^2 \cos qh \sin ph + 4k^2 pq \cos ph \sin qh = 0 \end{cases}$$

Ces conditions imposent que  $A=D=0$  et impliquent sur les potentiels et les déplacements :

$$\begin{cases} \Phi(x, z) = B \sin pze^{j(kx - \omega t)} \\ \Psi(x, z) = C \cos qze^{j(kx - \omega t)} \end{cases}$$

$$\begin{cases} U_x = [jkB \sin pz - qC \sin qz] e^{j(kx - \omega t)} \\ U_y = 0 \\ U_z = [-pB \cos pz + jkC \cos qz] e^{j(kx - \omega t)} \end{cases}$$

$$\begin{cases} U_x(x, +h) = [jkB \sin ph - qC \sin qh] e^{j(kx - \omega t)} \\ U_x(x, +h) = -U_x(x, -h) \end{cases} \quad \text{Fonction impaire de } z.$$

$$\begin{cases} U_z(x, +h) = [-pB \cos ph + jkC \cos qh] e^{j(kx - \omega t)} \\ U_z(x, +h) = U_z(x, -h) \end{cases} \quad \text{Fonction paire de } z.$$

Les déplacements sont antisymétriques par rapport à l'axe  $z$  et constituent le second type d'onde de Lamb : Modes antisymétriques, (Figure 11).

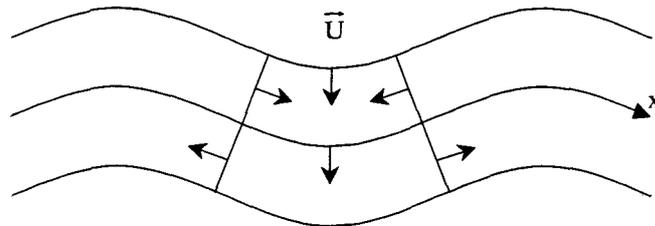


Figure 11 : Composantes du déplacement, modes antisymétriques : Les composantes longitudinales sont opposées et les composantes transversales sont égales de part et d'autre de la plaque

Elles s'apparentent aux ondes de flexion car de part et d'autre du plan médian de la plaque, seules les composantes longitudinales changent de signe.

La relation de dispersion pour les modes antisymétriques entre  $\omega$  et  $k$  s'écrit sous la forme :

$$\frac{(k^2 - q^2)^2}{4k^2 pq} \frac{\tan ph}{\tan qh} + 1 = 0 \quad (16)$$

$$\frac{\omega^4}{V_T^4} = 4k^2 q^2 \left[ 1 - \frac{p \tanh p h}{q \tanh q h} \right]$$

### 2-3.1.d Courbes de dispersion

Pour une configuration géométrique donnée de la plaque et pour une fréquence fixée, il existe une infinité dénombrable d'ondes de Lamb à cause de la fonction *tangente* dans les équations (15) et (16). Le nombre total de modes symétriques  $N_s$  (respectivement  $N_a$  nombre de modes antisymétriques) est déterminé par le nombre de racines réelles de l'équation ( 15 ) (( 16 ) respectivement) :

$$N_s = 1 + \text{int} \left[ \frac{2h}{\lambda_T} \right] + \text{int} \left[ \frac{2h}{\lambda_L} + \frac{1}{2} \right]$$

$$N_a = 1 + \text{int} \left[ \frac{2h}{\lambda_L} \right] + \text{int} \left[ \frac{2h}{\lambda_T} + \frac{1}{2} \right]$$

$\lambda_L$  et  $\lambda_T$  longueur d'onde des ondes longitudinales et transversales

$\text{int} [ \ ]$  est la partie entière du crochet

Par convention, les ondes de Lamb sont désignées par la première lettre de leurs caractéristiques de symétrie, S ou A, suivie d'un d'indice n relatif à l'ordre du mode, affecté suivant l'ordre croissant des valeurs de la fréquence, ( $A_0, A_1, A_2, \dots$  ;  $S_0, S_1, S_2, \dots$ ).

Les courbes de dispersion donnant l'évolution de la vitesse de phase et de groupe des différents modes de Lamb s'obtiennent par résolution numérique des équations ( 15 ) et ( 16 ). Les deux premiers modes  $A_0$  et  $S_0$  existent toujours quelle que soit la fréquence (ou le produit fréquence épaisseur,  $f \cdot 2h$ , homogène à une vitesse). Lorsque l'épaisseur de la plaque est très faible par rapport à la longueur d'onde, ( $f \cdot 2h \rightarrow 0$ ), le mode  $S_0$  s'apparente à un mode longitudinal et le mode  $A_0$  à une onde de flexion. Pour une plaque très épaisse ( $f \cdot 2h \rightarrow \infty$ ), ces deux modes se confondent avec l'onde de Rayleigh. Par contre, pour les modes  $S_n$  et  $A_n$ ,  $n > 0$ , il existe une fréquence de coupure inférieure  $F_{cn}$  au delà de laquelle le mode apparaît. Ces fréquences de coupure sont données par les valeurs du Tableau 3.

Un exemple générique de courbes de dispersion calculées pour une plaque d'acier est tracé Figure 12 et Figure 13.

Modes Symétriques	$S_1$	$S_2$	...	$S_{2n}$	$S_{2m+1}$
$F_C * 2h$	$\frac{V_L}{2}$	$V_T$	...	$nV_T$	$\left(m + \frac{1}{2}\right)V_L$
Modes Antisymétriques	$A_1$	$A_2$	...	$A_{2n}$	$A_{2m+1}$
$F_C * 2h$	$\frac{V_T}{2}$	$V_L$	...	$nV_L$	$\left(m + \frac{1}{2}\right)V_T$

Tableau 3 : Fréquences de coupures des modes de Lamb

La Figure 12 traduit l'évolution du vecteur d'onde en fonction de la fréquence  $k(f)$ . A partir de ces valeurs, on obtient la variation de la vitesse de phase  $V_\varphi(f)$  en fonction de la fréquence (Figure 13) en posant :

$$V_\varphi(f) = \frac{\omega}{k(f)} = \frac{2\pi f}{k(f)}$$

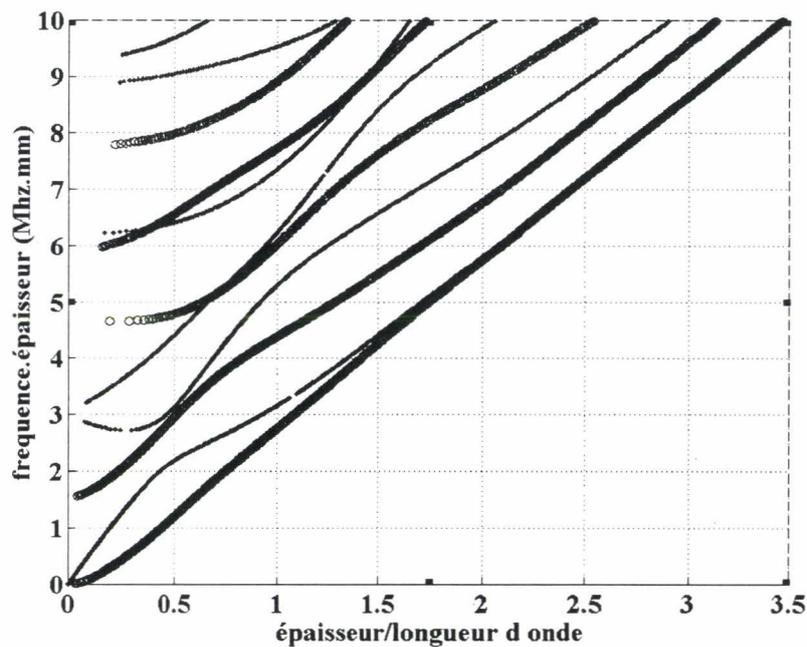


Figure 12 : Onde de Lamb dans une plaque d'acier libre ( $V_L=5900$  m/s,  $V_T=3100$  m/s). « o »: modes antisymétriques, « . »: modes symétriques

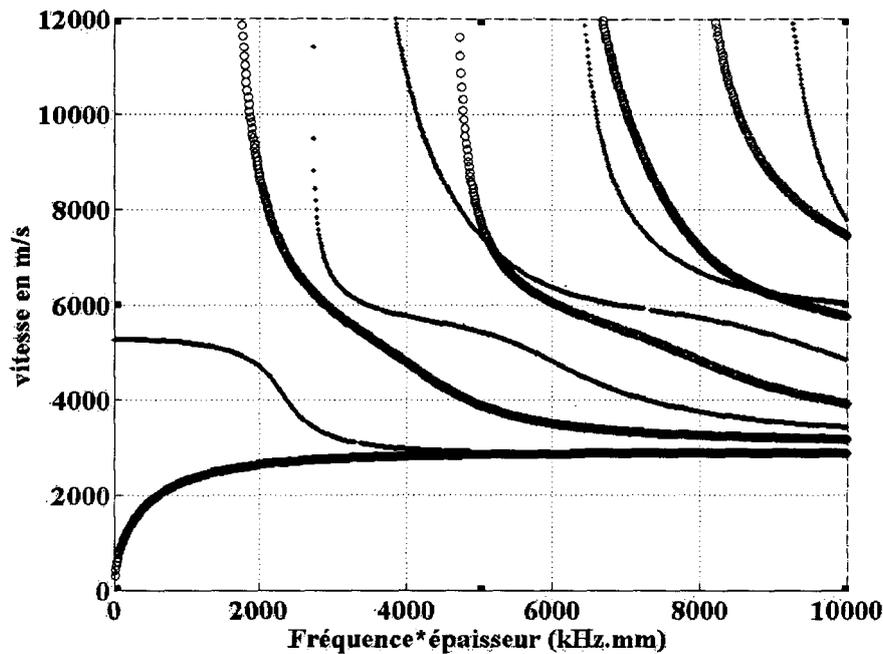


Figure 13: Onde de Lamb dans une plaque d'acier libre ( $V_L=5900$  m/s,  $V_T=3100$  m/s). Vitesse de phase en fonction du produit fréquence.épaisseur. « o »: modes antisymétriques, « . »: modes symétriques

### 2-3.2 Plaque chargée par un fluide : Ondes de Lamb, Onde de Scholte-Stoney

On considère maintenant le cas généralement rencontré en pratique de la plaque immergée dans un fluide [12]. On néglige les effets de viscosité.

Les axes de références restent identiques à ceux définis Figure 9. On considère toujours comme au paragraphe 2-3.1, le cas des ondes polarisées verticalement et on étudie le déplacement dans le plan sagittal Oxz. Les potentiels restent indépendants de y (cf. § 2-3.1) et s'expriment tels que définis en ( 11 ).

#### 2-3.2.a Conditions aux parois

On considère le système adiabatique et on écrit le potentiel scalaire relatif à l'onde dans le fluide :

$$\begin{aligned} \Theta &= \Theta_0 e^{-\gamma z} e^{j(kx - \omega t)} \text{ soit} \\ \text{pour } z \geq h, \Theta_1 &= A_1 e^{-\gamma z} e^{j(kx - \omega t)} \\ \text{et pour } z \leq h, \Theta_2 &= A_2 e^{\gamma z} e^{j(kx - \omega t)} \end{aligned} \quad (17)$$

avec  $\gamma^2 = \frac{\omega^2}{V_0^2} - \frac{\omega^2}{V^2} = k_0^2 - k^2$ ,  $V_0$  étant la vitesse du son dans le fluide et  $V$  la variable vitesse.

En présence du fluide en  $z = \pm h$  le déplacement normal et les contraintes normales sont continus et les contraintes tangentielles sont nulles. On a donc en  $z = \pm h$  :

Pour le déplacement :

Dans le fluide :

$$U_z^f = \frac{\partial \Theta}{\partial z}$$

Dans le solide :

$$\begin{aligned} U_z^s &= \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{\partial \Psi}{\partial x} \\ &= \frac{\partial \Phi}{\partial z} + jk\Psi \end{aligned} \quad (18)$$

Et donc 
$$\left( \frac{\partial \Phi}{\partial z} + jk\Psi \right) = \frac{\partial \Theta}{\partial z}$$

Pour les contraintes :

$$T_{xz} = 0$$

Dans le fluide :

$$\begin{aligned} T_{zz} &= \lambda_0 \nabla^2 \Theta \\ &= \frac{\lambda_0}{V_0^2} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial t^2} \\ &= -\rho_0 \omega^2 \Theta \end{aligned} \quad (19)$$

Dans le solide :

$$T_{zz} = \rho V_T^2 \left[ (k^2 - q^2) \Phi + 2ik \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right]$$

Et donc :

$$\rho V_T^2 \left[ (k^2 - q^2) \Phi + 2ik \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right] = -\rho_0 \omega^2 \Theta$$

### 2-3.2.b Equations de dispersion

En reportant la valeur des potentiels ( 11 ) et ( 17 ) dans ( 18 ) et ( 19 ) on obtient le système donné en annexe. Après arrangement, ce système peut s'écrire sous la forme de deux sous-systèmes définissant les modes symétriques (20) et antisymétriques ( 21 ).

$$\begin{vmatrix} -p \sinh h & -k \sinh qh & j\gamma \\ 2jkp \sin ph & j(k^2 - q^2) \sin qh & 0 \\ \rho V_T^2 (k^2 - q^2) \cos ph & -2kqp V_T^2 \cos qh & \omega^2 \rho_0 \end{vmatrix} = 0 \quad (20)$$

$$\begin{vmatrix} p \cos ph & k \cos qh & \gamma \\ 2kp \cos ph & (k^2 - q^2) \cos qh & 0 \\ j\rho V_T^2 (k^2 - q^2) \sin ph & -2jkq\rho V_T^2 \sin qh & \omega^2 \rho_0 \end{vmatrix} = 0 \quad (21)$$

Le cas symétrique impose sur les potentiels que  $B=C=0$  et le cas antisymétrique impose que  $A=D=0$ .

A partir de (20), l'équation de dispersion définissant les modes symétriques s'écrit :

$$\begin{aligned} 4k^2 pq \sin ph \cos qh + (k^2 - q^2)^2 \cos ph \sin qh \\ + j \frac{\rho}{\gamma} \frac{\rho_0}{\rho} k_T^4 \sin ph \sin qh = 0 \end{aligned} \quad (22)$$

Et à partir de (21), pour les modes antisymétriques :

$$\begin{aligned} (k^2 - q^2)^2 \sin ph \cos qh + 4k^2 pq \cos ph \sin qh \\ - j \frac{\rho}{\gamma} \frac{\rho_0}{\rho} k_T^4 \cos ph \cos qh = 0 \end{aligned} \quad (23)$$

La somme des deux termes de gauche des équations ( 22 ) et ( 23 ) donne l'équation de dispersion du cas de la plaque dans le vide ( 15 ) et ( 16 ). Le terme le plus à droite représente les modifications apportées par la présence du fluide.

Ces équations établissent une relation de dispersion entre deux des trois variables,  $\omega$ ,  $k$  et  $V$ . Ce système d'équation admet des solutions réelles pour  $k$  et  $V$  si  $\omega$  est réel et si  $V > V_0$ . Dans le cas où  $\text{Re}(V) < V_0$ ,  $\gamma$  devient complexe. Cette situation indique une atténuation des ondes, fonction de la partie imaginaire. Cette atténuation est la manifestation d'un échange d'énergie entre la plaque et le fluide.

A basse fréquence,  $\lambda \gg 2h$ , comme pour le cas de la plaque, la partie réelle des équations donne une expression qui tend vers des ondes longitudinales pour le cas symétrique et vers des ondes de flexion dans le cas antisymétrique.

Pour  $\lambda \ll 2h$ , les équations ( 22 ) et ( 23 ) tendent vers les ondes de Rayleigh et le terme de droite montre l'effet du fluide sur la propagation des ondes de Rayleigh. Osborne et Hart [13] ont trouvé deux solutions réelles des équations correspondant à des vitesses  $V < V_0$ . L'une d'elle est symétrique et l'autre antisymétrique et tendent vers 0 quand  $f2h \rightarrow 0$ . Ces ondes ont le comportement des ondes de Scholte (ou Stoneley) du cas de l'interface solide/ fluide et sont appelées ondes de Scholte-Stoneley.

La Figure 14 représente les courbes de dispersion du mode  $A_o$  ainsi que de l'onde de Scholte-Stoneley  $A$  pour une plaque d'aluminium. On remarque un phénomène de répulsion des courbes des ondes  $A$  et  $A_o$ , caractéristique d'un phénomène de couplage entre les deux ondes. Ces deux

ondes sont couplées physiquement. Pour les hautes fréquences, l'onde  $A_0$  tend vers l'onde de Rayleigh et est principalement localisée dans le solide alors que l'onde  $A$  tend vers la vitesse du son dans le fluide et est localisée essentiellement dans le fluide.

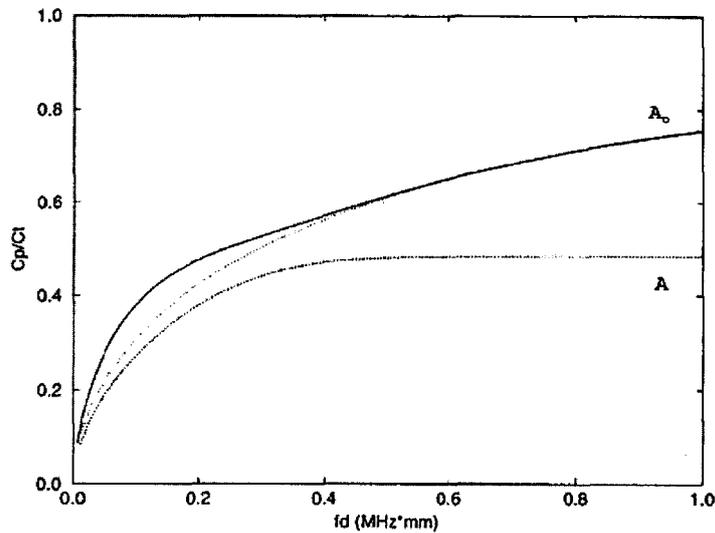


Figure 14 : Courbes de dispersion de l'onde de Scholte-Stoneley A et des ondes de Lamb  $A_0$  (*\_\_ sans fluide*)

## 2-4 Conclusion

A travers une synthèse bibliographique, ce chapitre a permis de rappeler les éléments théoriques relatifs à l'interaction d'ondes acoustiques sur des interfaces solide/solide ; solide/vide; solide/fluide idéal.

Le cas des plaques non chargées puis chargées par un fluide idéal a ensuite été considéré en marge de l'étude des paragraphes à suivre.

Au-delà de l'intérêt pédagogique, pour les lecteurs peu familiers à ce domaine spécifique, ce chapitre permet en outre de fixer le vocabulaire de la théorie des ondes à partir de l'écriture mathématique dans un contexte où les terminologies utilisées dans la littérature ne sont pas toujours stabilisées.

## 2-5 Références bibliographiques

1. Lord Rayleigh, Proc. London Math. Soc. (17), p. 4; 1885.
2. I.A Viktorov, Rayleigh, « Lamb Waves », Plenum Press, New York, 1967.
3. R.Stoneley, 1924, « Elastic waves at the surface of separation between two solids. » Proc. R. Soc. London, Ser. A 106, pp. 416-428
4. J.D Achenbach, 1973, « Wave propagation in elastic Solids », American Elsevier, New York.
5. K.Sezawa, K.Kanai, 1939, « The range of possible existence of Stoneley waves and some related problems »,Bull. Earthquake Res. Inst. 17, pp 1-8
6. Meegan G.D, Hamilton M.F, Li'inskii Y.A , Zabolotskaya E.A., « Non linear Stoneley and Scholte waves », J. Acoust.Soc.Am., 106 (4), 1999, pp. 1712-1723
7. L.M. Brekhovskikh, 1980, « Waves in layered media », Academic Press, New York.
8. H. Uberall, 1973, « Surface waves in Acoustics », Physical Acoustics, Academic Press, Vol. X, pp.1-60.
9. J.G.Scholte, 1942, « On the Stoneley wave équation », Proc K. Ned. Akad. Wet. 45, 1<sup>ère</sup> partie pp. 20-25 ; 2<sup>ème</sup> partie pp. 159-164.
10. J.G Scholte, 1947, Mon. Not. R. Astron. Soc. Geophys. Suppl., 5,120.
11. Royer D ;Dieulesaint E., « ondes Acoustiques dans les solides », Tome 1 et 2, Edition Masson.
12. Ewing W.M., Jardetsky W.S., Press F., « elastic waves in layered media », Mac Graw-Hill, New work, 1957, pp.288-293
13. M.F. Osborne et S.D. Hart, « Transmission, reflection and guiding of an experimental pulse by a steel plate in water », J. Acoust. Soc. Am., 77, 1985, pp. 1-18



## Chapitre 3

### **Diffusion acoustique : Modèle numérique bidimensionnel non-structuré par volumes finis**

Dans ce troisième chapitre, nous présentons de façon détaillée, la méthode numérique développée et utilisée pour l'obtention de résultats comparables à ceux fournis par notre méthode expérimentale spécifique.

Cette méthode est basée sur une résolution par volumes finis des équations de la dynamique en petits déplacements et l'utilisation d'un maillage non structuré. Elle présente l'avantage d'être particulièrement bien adaptée au traitement des problèmes d'interactions solides fluides en acoustique et en particulier au cas de la diffusion acoustique en régime impulsionnel sur cibles élastiques immergées.

Comparée aux techniques classiques basées sur la résolution de l'équation des ondes, cette approche offre par ailleurs une grande souplesse d'évolution pour la prise en compte des phénomènes viscoélastiques ou des non linéarités acoustiques. Le maillage non structuré permet la considération de géométries complexes de formes arbitraires et les algorithmes de raffinement/déraffinement, l'adaptation dynamique du maillage pour le suivi d'une onde de choc par exemple.

Les procédures de post-traitement appliquées aux résultats numériques dans les parties suivantes, afin d'identifier les différents types d'ondes impliqués dans les phénomènes de diffusion, sont également détaillées. Ces procédures fournissent une description qualitative et quantitative des ondes de Lamb et de Scholte-Stoneley.

## 3-1 Description du modèle numérique

Ce paragraphe présente la méthode numérique développée pour la simulation de phénomènes acoustiques en régime impulsionnel à travers des milieux hétérogènes, élastiques solides ou liquides.

### 3-1.1 Choix de la méthode numérique

L'étude de diffusion acoustique pour des géométries complexes ne permet pas une approche analytique. Les méthodes numériques s'imposent alors. Pour ce type de problèmes, les méthodes à éléments finis (FEM), et les méthodes d'éléments de frontière (Boundary Element Method, BEM) sont généralement utilisées.

La méthode des éléments finis est appliquée au solide mais également à l'ensemble du domaine fluide l'environnant, limité dans l'espace. Cette méthode nécessite la résolution d'équations matricielles de grande taille.

La deuxième méthode, la BEM, utilise l'intégrale de Helmholtz pour calculer la pression acoustique en un point éloigné de la structure. Les éléments finis ne sont utilisés que pour décrire le comportement mécanique des parois de la structure, par calcul de la pression et de son gradient sur chaque nœud de discrétisation de la structure.

Nous avons vu au chapitre 2 paragraphe 1.2 que l'étude théorique des ondes élastiques est généralement établie en considérant les potentiels et les équations d'onde, pour les ondes de compression dans les fluides ainsi que pour les ondes longitudinales et transversales dans les solides. Ce choix est justifié par les derniers développements des méthodes analytiques et numériques offrant une approximation du problème à des ordres élevés. Cependant, l'étude en terme de potentiels n'est généralement pas appliquée dans les applications géophysiques ou sismiques, où le traitement numérique est généralement basé sur l'équation du mouvement écrite en termes de déplacement, vitesse de déplacement et contraintes. L'avantage de cette approche, comparée au traitement classique des équations d'ondes est la souplesse qu'elle offre dans d'éventuelles modifications de la loi de comportement des milieux traités. On peut, par exemple, considérer, les phénomènes viscoélastiques en intégrant la dépendance du tenseur de contrainte avec le déplacement, la vitesse de déformation.

La méthode développée ici présente une approche numérique particulièrement adaptée au traitement des problèmes d'interactions solides fluides en acoustique. Elle est basée sur une

résolution par volumes finis et un maillage non structuré des équations de la dynamique en petits déplacements.

Au stade actuel du développement du code, nous avons naturellement choisi une restriction géométrique bidimensionnelle. Ce choix simplifie la validation de la méthode par comparaison avec les phénomènes de diffusion observés expérimentalement par visualisations ombroscopiques. Rappelons qu'au chapitre 1 paragraphe 2.2, il a été montré que les résultats expérimentaux obtenus par ombroscopie fournissent la visualisation d'une tranche bidimensionnelle des manifestations acoustiques diffusées autour de la cible dans un plan perpendiculaire à l'axe d'observation.

On va résoudre l'équation du mouvement, écrite en termes de déplacement et de contrainte, forme primitive mais permettant une extension aisée aux cas de modélisations présentant différentes sortes de non-linéarité dans les relations entre déplacements et contraintes (telles que celles rencontrées dans les milieux viscoélastiques, les milieux acoustiquement actifs ou les matériaux piézo-électriques).

Le maillage non structuré est formé de surfaces triangulaires. Il permet ainsi une grande flexibilité dans la description des formes géométriques étudiées, et peut inclure des sous-domaines représentant des milieux de propriétés différentes (cf. paragraphe 3-1.3).

### 3-1.2 Description mathématique

La variation de l'élément de longueur lors de la déformation d'un corps est déterminée par le tenseur de déformation (cf. chapitre 2 paragraphe 2.1) :

$$S_{ik} = \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} \right] \quad (1)$$

Pratiquement, dans la quasi-totalité des cas envisagés les déformations des corps sont petites. Cela signifie que la variation des distances dans le corps est faible en comparaison des distances elles-mêmes. En d'autre terme, les allongements relatifs  $\frac{dx'_i - dx_i}{dx_i}$  sont petits devant

l'unité. On considère donc ici, toutes les déformations comme petites.

Si un corps subit une petite déformation toutes les composantes du tenseur de déformation qui déterminent les variations de longueur relative, sont aussi petites. Le vecteur déplacement  $\vec{u}$  quant à lui, peut être grand même lorsque les déformations sont petites. On pourra donc négliger le dernier terme de l'équation ( 1 ), comme infiniment petit du second ordre.

Le tenseur de déformation s'écrit alors pour de petites déformations:

$$S_{ik} = \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \right] \quad (2)$$

Pour un volume quelconque d'un corps, la résultante des forces agissant sur ce volume est égale à la somme des forces agissant sur les éléments du volume envisagé :

$$\int \vec{F}.dV.$$

On peut donc écrire les forces résultantes agissant sur un volume soumis à des sollicitations surfaciques (Figure 1), sous la forme intégrale :

$$\int_V \frac{\partial T_{ik}}{\partial x_k} .dV = \oint_S T_{ik} dS_k \quad (3)$$

Les  $dS_i$  sont les composantes du vecteur  $d\vec{S} = \vec{n}dS$  de l'élément de surface dirigé suivant la normale extérieure à la surface.

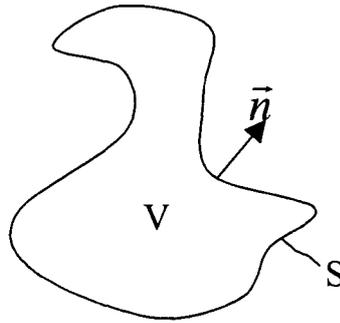


Figure 1 : Volume soumis à des sollicitations surfaciques

Remarque : La détermination des forces totales agissant sur le volume déformé du corps nécessite l'intégration non pas sur les coordonnées initiales  $x_i$  mais sur les coordonnées après déformation  $x_i'$  des points du corps déformé. L'expression des  $F_i = \frac{\partial T_{ik}}{\partial x_k}$  devrait s'écrire

$F_i = \frac{\partial T_{ik}}{\partial x_k'}$  par rapport aux coordonnées  $x_i'$ . Cependant, les déformations étant petites, les dérivées

par rapport à  $x_i$  et  $x_i'$  diffèrent par des infiniment petits d'ordre supérieur. Toutes les dérivations peuvent donc être écrites par rapport aux coordonnées  $x_i$ . Les points de vue d'Euler et de Lagrange se confondent ici. Cela permet de suivre les mouvements tout en maintenant le maillage fixe.

L'équation de mouvement sur un volume V délimité par une surface S s'écrit alors [1] :

$$\int_V \rho \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2} dV = \oint_S T_{ik} n_k dS \quad (4)$$

avec  $U_i$  le déplacement dans la direction  $x$  ou  $y$ ,  $\rho$  la densité,  $T_{ik}$  les composantes du tenseur de contrainte et  $n_k$  la projection cartésienne des composantes de la normale à la surface  $S$ .

Dans le cas considéré ici de matériaux élastiques isotropes et pour de faibles déformations homogènes, le tenseur de contrainte est une combinaison linéaire du tenseur de déformation et s'écrit en 2-D :

$$\begin{cases} T_{xx} = 2\mu \frac{\partial U_x}{\partial x} + \lambda \left( \frac{\partial U_x}{\partial x} + \frac{\partial U_y}{\partial y} \right) \\ T_{xy} = \mu \left( \frac{\partial U_x}{\partial y} + \frac{\partial U_y}{\partial x} \right) \\ T_{yy} = 2\mu \frac{\partial U_y}{\partial y} + \lambda \left( \frac{\partial U_x}{\partial x} + \frac{\partial U_y}{\partial y} \right) \end{cases} \quad (5)$$

où  $\mu$  et  $\lambda$  sont les coefficients de Lamé qui représentent les propriétés élastiques du milieu :

$$\mu = \frac{1}{2} K \frac{1-2\sigma}{(1+\sigma)} \text{ et } \lambda = K \frac{\sigma}{(1+\sigma)}$$

$K$  est le module de compression et  $\sigma$  le coefficient de Poisson  $0 < \sigma \leq \frac{1}{2}$

Un choix adapté des coefficients de Lamé rend les équations ( 5 ) valides que ce soit pour les solides ou pour les fluides.

Le cas du fluide incompressible peut être traité simplement en posant  $\sigma=0.5$ ,  $\kappa=\rho_0 C_0$  ou  $\rho_0$  est la densité du fluide et  $C_0$  la vitesse du son dans le fluide. Le module de cisaillement  $\mu$  est nul,  $\mu=0$  et  $\lambda = \rho_0 c_0^2$ .

### 3-1.3 Définition de la grille

Afin de pouvoir simuler aisément des formes géométriques arbitraires d'objets élastiques diffusants, une stratégie de maillage non-structuré a été choisie. Le maillage non structuré, composé d'éléments de surfaces triangulaires peut être généré par différents algorithmes de triangulation [2]. Un générateur de grille non structurée 2D triangulaire développé par Galyukov et Voinovich [3] est utilisée ici.

Ce code assure la mise en place des nœuds de calcul et triangularise les interfaces entre sous-domaines adjacents de façon à ce que les nœuds d'interface soient à la même position de part et

d'autre de l'interface. Cette procédure facilite ainsi la déclaration des conditions aux frontières aux interfaces des sous-domaines, décrites paragraphe 3-1.5.

Le maillage peut être généré soit pour une série de nœuds distribués uniformément ou soit par insertion de nouveaux nœuds jusqu'à ce que la distance entre deux nœuds atteigne la valeur maximale fixée.

Une version de l'algorithme de Watson [4] est utilisée avec améliorations itératives successives de la qualité du maillage par allongement des interfaces. Un exemple de maillage multidomaines fluide/solide incluant une géométrie curviligne est présenté Figure 2. Pour des raisons de clarté, l'espace entre les nœuds est important et le nombre de nœuds réduits. L'algorithme permet, en effet, de définir un domaine d'étude contenant un maximum de 90000 nœuds, limite au-delà de laquelle la stabilité numérique n'est pas certaine.

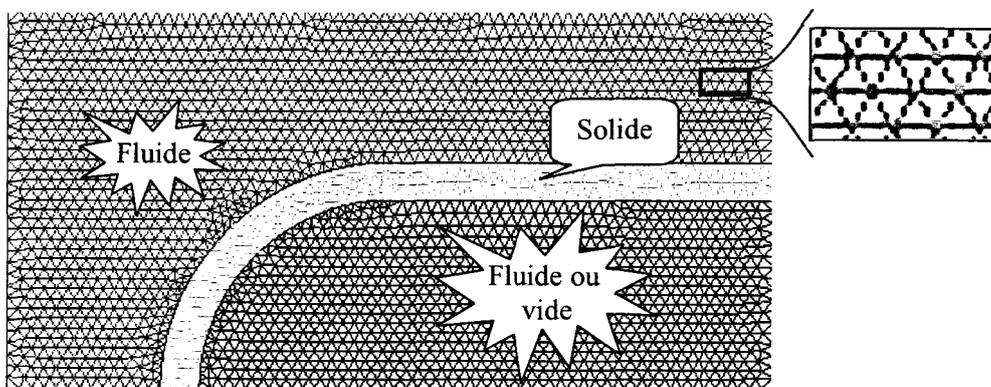


Figure 2 : Exemple de maillage simple. Zoom sur quelques nœuds du domaine

Le maillage permet de définir le volume de contrôle d'intégration de l'équation ( 4 ). Il existe différente façon de le faire.

Les deux principales méthodes sont des techniques à « cellules centrées » et à « nœuds centrés ». La première utilise directement les triangles du maillage comme volumes de contrôle. La seconde utilise une grille supplémentaire, dite grille « duale », dans laquelle le volume de contrôle est centré sur les nœuds de la grille.

La technique retenue est issue des travaux de l'institut Ioffe de St Petersburg [3] sur les solveurs de la dynamique des gaz, c'est une technique de nœuds centrés.

La grille des volumes de contrôle est créée en reliant le centre des triangles aux milieux de leurs cotés, définissant alors une grille « duale » dont les nœuds sont centrés sur les triangles de la grille initiale. Un exemple de volume de contrôle est donné Figure 3 pour un nœud interne à la grille (a) et un nœud en frontière (b).

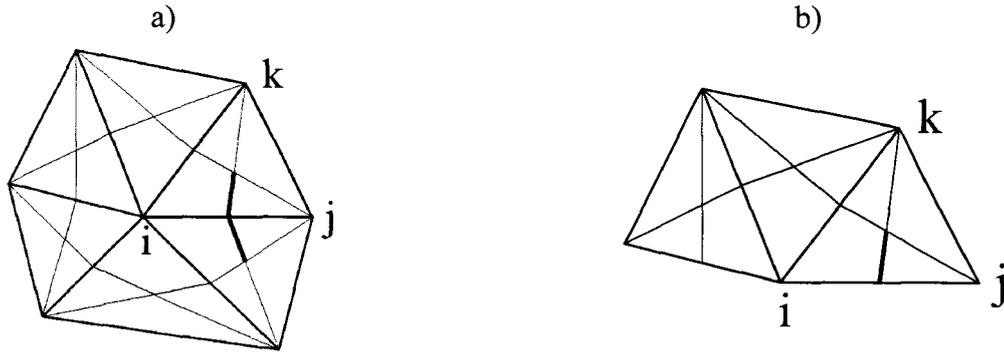


Figure 3: Volume de contrôle : a) pour un nœud interne au domaine ; b) pour un nœud en frontière du domaine

### 3-1.4 Equation du mouvement pour le volume de contrôle.

Le schéma numérique est basé sur l'équation ( 4 ) écrite pour les volumes de contrôle définis précédemment. Les projections dans le repère Cartésien  $(x, y)$  du vecteur déplacement

$(U_x, U_y)$  et du vecteur vitesse de déplacement  $\left( \frac{\partial U_x}{\partial t}, \frac{\partial U_y}{\partial t} \right)$  sont donnés par un temps  $t^n$  pour

chaque nœud de la grille. Pour un pas temporel  $\Delta t$  suivant, les gradients de déplacements

$\frac{\partial U_x}{\partial x}, \frac{\partial U_y}{\partial x}, \frac{\partial U_x}{\partial y}, \frac{\partial U_y}{\partial y}$  sont obtenus par application du théorème de Stokes sur les volumes de

contrôle. Celui-ci permet de transformer l'intégration d'une forme différentielle sur une surface

en une intégration de la forme primitive sur la frontière de cette surface. Une interpolation de

Lagrange entre les nœuds de la grille utilisant la valeur de déplacement prédite, au temps  $t^{n+\frac{1}{2}} = t^n + \frac{\Delta t}{2}$  donne sur les frontières du volume de contrôle :

$$\left( \frac{\partial U_x}{\partial x} \right)^{n+\frac{1}{2}} \approx \frac{(y_k - y_i) \left( U_{xj}^{n+\frac{1}{2}} - U_{xi}^{n+\frac{1}{2}} \right) - (y_j - y_i) \left( U_{xk}^{n+\frac{1}{2}} - U_{xi}^{n+\frac{1}{2}} \right)}{(x_j - x_i)(y_k - y_i) - (y_j - y_i)(x_k - x_i)}$$

$$\left( \frac{\partial U_y}{\partial x} \right)^{n+\frac{1}{2}} \approx \frac{(y_k - y_i) \left( U_{yj}^{n+\frac{1}{2}} - U_{yi}^{n+\frac{1}{2}} \right) - (y_j - y_i) \left( U_{yk}^{n+\frac{1}{2}} - U_{yi}^{n+\frac{1}{2}} \right)}{(x_j - x_i)(y_k - y_i) - (y_j - y_i)(x_k - x_i)},$$

$$\left(\frac{\partial U_x}{\partial y}\right)^{n+\frac{1}{2}} \approx \frac{(x_k - x_i)\left(U_{xj}^{n+\frac{1}{2}} - U_{xi}^{n+\frac{1}{2}}\right) - (x_j - x_i)\left(U_{xk}^{n+\frac{1}{2}} - U_{xi}^{n+\frac{1}{2}}\right)}{(x_j - x_i)(y_k - y_i) - (y_j - y_i)(x_k - x_i)},$$

$$\left(\frac{\partial U_y}{\partial x}\right)^{n+\frac{1}{2}} \approx \frac{(x_k - x_i)\left(U_{yj}^{n+\frac{1}{2}} - U_{yi}^{n+\frac{1}{2}}\right) - (x_j - x_i)\left(U_{yk}^{n+\frac{1}{2}} - U_{yi}^{n+\frac{1}{2}}\right)}{(x_j - x_i)(y_k - y_i) - (y_j - y_i)(x_k - x_i)},$$

où  $i, j, k$  sont les indices des nœuds considérés, et où

$$U_{xi}^{n+\frac{1}{2}} = U_{xi}^n + \frac{\partial U_{xi}^n}{\partial t} \frac{\Delta t}{2}$$

$$U_{yi}^{n+\frac{1}{2}} = U_{yi}^n + \frac{\partial U_{yi}^n}{\partial t} \frac{\Delta t}{2}.$$

Les composantes du tenseur de contrainte,  $T_{xx}^{n+\frac{1}{2}}, T_{xy}^{n+\frac{1}{2}}, T_{yy}^{n+\frac{1}{2}}$  s'obtiennent en appliquant les équations ( 5 ) pour chaque frontière du volume de contrôle. Au premier ordre, on suppose les contraintes uniformes le long des éléments rectilignes d'interface. L'équation ( 4 ) peut être écrite sous forme discrète afin de calculer l'accélération en chaque nœud.

$$\left[ \left(\frac{\partial U_x}{\partial t}\right)_i^{n+1} - \left(\frac{\partial U_x}{\partial t}\right)_i^n \right] \rho_i V_i = \Delta t \sum_{S_i} T_{xx} \Delta S_x + T_{xy} \Delta S_y,$$

$$\left[ \left(\frac{\partial U_y}{\partial t}\right)_i^{n+1} - \left(\frac{\partial U_y}{\partial t}\right)_i^n \right] \rho_i V_i = \Delta t \sum_{S_i} T_{yy} \Delta S_y + T_{xy} \Delta S_x$$

( 6 )

La sommation est effectuée sur la totalité des éléments de surface du volume de contrôle  $i$ . Et donc en définitive, les nouvelles composantes du déplacement au temps  $t^{n+1}$  peuvent être calculées pour chaque nœud :

$$U_{xi}^{n+1} = U_{xi}^n + \Delta t \left(\frac{\partial U_x}{\partial t}\right)_i^{n+\frac{1}{2}},$$

$$U_{yi}^{n+1} = U_{yi}^n + \Delta t \left(\frac{\partial U_y}{\partial t}\right)_i^{n+\frac{1}{2}}$$

( 7 )

Ce schéma numérique est stable tant que le pas d'échantillonnage temporel numérique  $\Delta t$  respecte les critères de Courant-Friedrichs et Levy [5]:

$$\Delta t \leq \min_{i,j} \frac{l_{ij}}{C},$$

ou  $l_{ij}$  est la distance entre deux nœuds voisins  $i, j$  et  $C$  la vitesse de propagation des ondes longitudinales dans les solides ou la vitesse du son dans les fluides.

### 3-1.5 Conditions aux frontières

Deux types de conditions aux frontières peuvent être appliqués aux limites de la fenêtre de simulation ; on les appelle conditions aux frontières externes : La vitesse de déplacement ou la force appliquée sur la surface en un nœud de frontière ou sur un segment de surface de frontière peuvent être données en fonction du temps. La vitesse de déplacement à la frontière est appliquée dans l'équation ( 7 ) alors que les conditions sur la force sur la surface d'un volume de contrôle sont appliquées dans l'équation ( 6 ).

A titre d'exemple, une surface libre est donnée par une force nulle, une paroi rigide ou un plan de symétrie en frontière externe impose un déplacement normal et une vitesse de déplacement normal nuls.

Les conditions aux frontières internes séparant deux sous-domaines de calcul en contact sont des cas particuliers. Un éventail assez large de conditions peut inclure les glissements ou frictions possibles aux interfaces. Afin de pouvoir imposer facilement différentes conditions aux frontières internes, nous avons vu que le maillage de l'ensemble du domaine d'étude impose un nœud identique pour chaque domaine en contact sur l'interface.

Pour un sous-domaine (a) en contact avec un sous-domaine (b) un nœud  $i_a$  possède un nœud « jumeau »  $i_b$  dans le domaine adjacent et au même endroit, comme décrit Figure 4 :

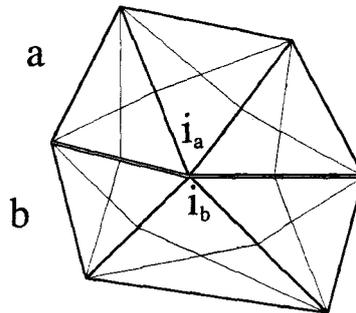


Figure 4: Nœuds « jumeaux » à la frontière entre deux sous-domaines

Les résultats numériques présentés dans la suite de ce chapitre seront programmés avec des nœuds jumeaux configurés en condition de glissement parfait. Les conditions aux frontières

internes ont été paramétrées avec une force de friction nulle et en égalant le déplacement normal et la vitesse de déplacement normal de part et d'autre de l'interface.

La moyenne du déplacement normal et de la vitesse de déplacement normal  $N_{i_a, i_b}$  pour deux nœuds jumeaux  $i_a$  et  $i_b$  ayant une valeur initiale  $N_{i_a}$  et  $N_{i_b}$  s'écrit:

$$N_{i_a i_b} \left( \int_{i_a} \rho_a dV + \int_{i_b} \rho_b dV \right) = N_{i_a} \int_{i_a} \rho_a dV + N_{i_b} \int_{i_b} \rho_b dV$$

### 3-1.6 Détails de procédure et de calcul

La procédure numérique est globalement réalisée en trois étapes. La première définit à la fois les dimensions de la fenêtre d'étude, la géométrie 2-D de l'élément à étudier et enfin génère le maillage triangulaire non structuré. Cette première étape génère deux fichiers exploitables : Un premier fichier Postscript présentant la configuration étudiée ainsi que le maillage, le nombre de nœuds, le nombre de domaines et sous domaines, le nombre de nœuds jumeaux et la numérotation des différents sous domaines nécessaires à la définition des caractéristiques physiques de chacun d'eux. Le second regroupe les informations géométriques et les caractéristiques du maillage. Ce dernier est exploité lors du processus de calcul en troisième étape.

L'étape suivante regroupe la définition des caractéristiques physiques des différents sous domaines, la définition des conditions aux frontières externes, les conditions d'excitations ainsi que la définition du pas temporel numérique  $\Delta t_N$ . Une sous routine est également intégrée à cette étape permettant l'extraction des valeurs du déplacement selon les deux axes,  $U_x$   $U_y$ , de la vitesse de déplacement  $\frac{\partial U_x}{\partial t}$ ,  $\frac{\partial U_y}{\partial t}$  ainsi que les valeurs de compressions  $T_{xx} + T_{yy}$  sur une ligne horizontale ou verticale du domaine.

Les caractéristiques physiques introduites sont pour les fluides : la vitesse de propagation des ondes acoustiques, le coefficient de Poisson  $\nu=0.5$  et la densité  $\rho_o$ ; pour les solides : la densité, le module d'Young, le coefficient de Poisson, la vitesse des ondes longitudinales.

Comme nous l'avons décrit dans le paragraphe 3-1.5, les conditions aux frontières externes portent sur la vitesse de déplacement ou sur la force appliquée à l'élément de surface en frontière. Les conditions d'excitation seront données pour un nœud ou pour un élément de surface du domaine d'étude par la définition d'un déplacement ou d'une force.

En régime impulsionnel, l'excitation est une impulsion brève suivie d'une exponentielle décroissante :

$$U_r = U_o e^{-\alpha t} \cdot \Gamma(t) \text{ avec } \Gamma(t) = \begin{cases} 0 & \text{pour } t < 0 \\ 1 & \text{pour } t \geq 0 \end{cases}, \text{ (Figure 5)}$$

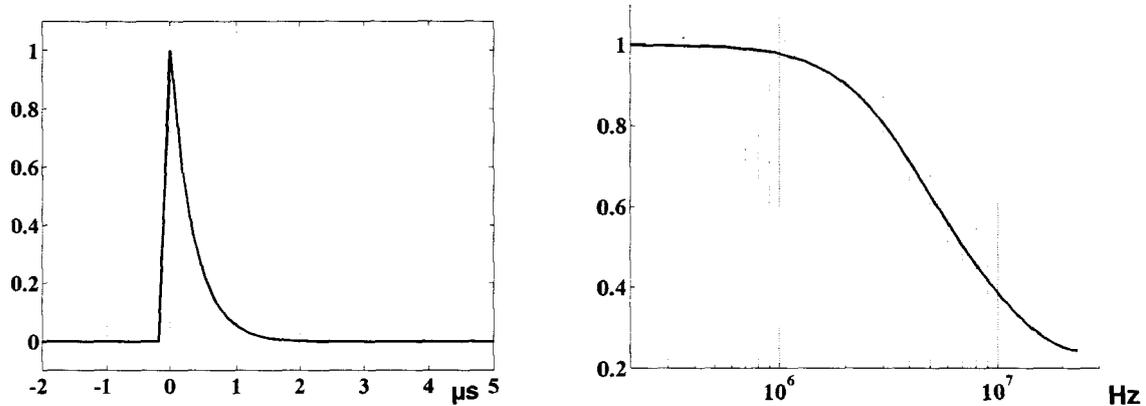


Figure 5: Excitation impulsionnelle

La troisième étape exécute le calcul proprement dit avec génération d'un fichier présentant une image de la répartition bidimensionnelle dans la fenêtre d'étude :

- Du déplacement  $U_x$  ou  $U_y$
- Du déplacement absolu  $U$
- De la vitesse de déplacement  $\frac{\partial U_x}{\partial t}$ , ou  $\frac{\partial U_y}{\partial t}$
- De la vitesse de déplacement absolue  $\frac{\partial U}{\partial t}$
- De la compression  $T_{xx} + T_{yy}$
- D'une représentation typique ombroscopique

Chaque simulation peut être affichée périodiquement sans affecter la durée du calcul.

Typiquement, sur un PC sous environnement Linux, la durée d'exécution de ce code de calcul pour une fenêtre regroupant 80000 nœuds est de l'ordre de 3 secondes par pas temporel avec un processeur de 350MHz, 128 Mo de RAM, pour une utilisation de la CPU à 98%.

Les technologies actuelles et à venir rendent compte de la force de calcul de ce code pour lequel les temps de calcul peuvent être considérablement réduits pour un maillage dense et de qualité.

## 3-2 Post-traitement numérique

### 3-2.1 Mesure de vitesse dans les milieux dispersifs

L'identification expérimentale des ondes de Lamb est un processus complexe étant données leurs caractéristiques dispersives et multimodales. Ce paragraphe présente différentes méthodes de post-traitement numérique appliquées aux relevés expérimentaux. Ces méthodes permettent de déterminer les vitesses de phases et a posteriori les vitesses de groupes. Les relevés expérimentaux analysés sont principalement obtenus par des capteurs caractéristiques mécaniques acoustiques, (mesure à l'hydrophone ou par sonde interférométrique). Dans la plupart des cas, par analogie, ces méthodes temporelles ou fréquentielles de traitement peuvent être appliquées aux relevés calculés par simulations numériques.

#### 3-2.1.a Vitesses de phase, vitesses de groupe, dispersion

La vitesse est le rapport de la distance  $D$  parcourue par l'onde sur un temps de propagation  $\Delta t$ .

$$V = \frac{D}{\Delta t}$$

Selon la procédure de mesure du temps  $\Delta t$ , on peut mesurer la vitesse de phase ou la vitesse de groupe. Un signal  $x(t)$  émit par un transducteur peut être décomposé en terme d'enveloppe et de porteuse et peut s'écrire  $x(t) = e(t)p(t)$ .

A la réception, le signal reçu est retardé d'un temps enveloppe et d'un temps porteuse :

$$y(t) = e(t - t_{\text{env.}})p(t - t_{\text{port.}}) \text{ en faisant abstraction des variations d'amplitude.}$$

La vitesse de groupe est liée au déplacement de l'enveloppe des signaux alors que la vitesse de phase est liée aux retards des porteuses.

$$V_g = \frac{D}{t_{\text{env.}}(f)}; V_\phi = \frac{D}{t_{\text{port.}}(f)}$$

La dispersion exprime le fait que pour certaines conditions, la vitesse de phase d'une onde peut varier en fonction de la fréquence. Dans le cas des ondes de Lamb, la dispersion est liée à la géométrie (cf. chapitre 2 paragraphe 2). Dans d'autre cas elle peut être liée à des phénomènes de dissipation, de diffraction ou d'un comportement non linéaire du milieu [7].

La dispersion est également caractérisée par la vitesse de groupe. Celle-ci représente la vitesse de propagation de l'énergie d'un paquet d'ondes dans le milieu. On a :

$$V_g = \frac{d\omega}{dk} = V_\phi + k \frac{dV_\phi}{dk}$$

où,  $V_\phi$  est la vitesse de phase,  $\omega$  la pulsation et  $k$ , le nombre d'onde .

Les phénomènes dispersifs supposent donc que le milieu de propagation réagit différemment pour chaque composante fréquentielle.

### 3-2.1.b Méthodes temporelles

La forme la plus simple des méthodes temporelles consiste à mesurer le retard de phase pour la vitesse de phase et la mesure du temps de vol du maximum de l'enveloppe pour la vitesse de groupe, sur des relevés obtenus en deux positions différentes.

Il existe cependant d'autres techniques dans le domaine temporel [7, 8]:

- Méthode de chevauchement d'échos pour la vitesse de groupe  $V_g$  par détection et superposition d'enveloppe
- Méthode Sing around
- Méthode du «  $\pi$ -point »

Cette dernière est très intéressante pour la mesure de la vitesse de groupe dans les milieux dispersifs. Elle est basée sur le comptage du nombre de cycle de phase multiple de  $\pi$ , soit en faisant varier la distance entre les transducteurs de mesure soit en faisant varier la fréquence d'excitation. La différence de phase entre signaux reçus et émis s'écrit:

$$\Phi = k \cdot d = \frac{2\pi f d}{v_\phi(f)} = 2\pi N \Rightarrow \begin{cases} f = \frac{v_\phi(f) \cdot N}{d} \\ v_\phi(f) = \frac{d \cdot f}{N} \end{cases}$$

$d$ : distance entre les deux transducteurs ;

$N$ : nombre entier.

#### ♦ 1er cas ; $d=c^{te}$ , $f$ variable

Des relevés de cycles de phase permettent d'écrire la relation de dispersion  $f_i(N_i)$  et d'exprimer la vitesse de groupe et de phase par intégration.

$$\begin{aligned} \Phi_i &= k_i \cdot d = \frac{2\pi f_i d}{V_i} = 2\pi N_i \Rightarrow f_i = \frac{V_i N_i}{d} \\ \Rightarrow V_g &= 2\pi \frac{\partial f}{\partial k} \\ \text{avec } k &= \frac{2\pi N}{d} \\ \frac{\partial k}{\partial f} &= \frac{\partial k}{\partial N} \frac{\partial N}{\partial f} = \frac{2\pi}{d} \frac{\partial N}{\partial f} \Rightarrow V_g = d \left( \frac{\partial N}{\partial f} \right)^{-1} \end{aligned}$$

◆ *2ème cas  $f=c^{te}$ , distance variable*

On peut également fixer la fréquence et faire varier la distance entre les deux transducteurs de manière à avoir une variation de phase multiple de  $\pi$ . La vitesse de phase peut être exprimée directement à partir de 2 relevés.

Le principal défaut de ces méthodes temporelles est que les signaux reçus subissent bien évidemment des perturbations qui rendent parfois difficile la mesure correcte des différences de phase.

**3-2.1.c Méthodes fréquentielles**

Les méthodes fréquentielles sont basées sur l'analyse spectrale des relevés expérimentaux temporels par application du formalisme de Fourier.

Pour mesurer les vitesses de groupe et de phase on peut donc traiter le signal temporel mais également utiliser le filtrage de Wiener, sur le spectre de phase ou le spectre d'amplitude. Ces méthodes sont particulièrement adaptées en présence de bruits, ou pour des signaux dispersifs et multimodaux.

◆ *Détermination par spectre de phase.*

Dans l'espace fréquentiel, on peut utiliser une mesure d'interspectre ou un filtrage de Wiener. Autour d'une fréquence donnée, la variation de la phase  $\Phi_{\text{inter}}(f)$  peut être approchée par une combinaison déphasage /retard pur.

$$\Phi_{\text{inter}}(f) = a(f_0)f + \varphi_0(f_0)$$

c'est une droite de pente proportionnelle à  $a(f_0)$  passant par  $\varphi_0(f_0)$  à l'origine  $f=0$ .

Localement en  $f_0$ , la phase de l'interspectre peut être décomposée en un terme de retard  $\frac{a(f_0)}{2\pi}$  et un terme de déphasage. (Figure 6)

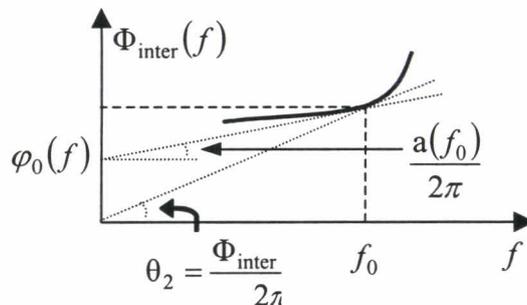


Figure 6: Phase de l'interspectre

$\theta_2 = \frac{\Phi_{\text{inter}}(f_0)}{2\pi}$  est le retard de phase en  $f=f_0$ .

$\Phi_{\text{inter}}(f)$ , phase de l'interspectre est la différence des phases de deux relevés de signaux espacés d'une distance  $D$ .

Si pour une fréquence donnée, il existe un retard  $t_0$  entre les deux traces,

$$\Phi_{\text{inter}}(f_0) = 2\pi f_0 t_0 \text{ et } V_\varphi(f_0) = \frac{D}{t_{\text{port.}}(f)} \text{ avec } t_{\text{phase}}(f_0) = t_{\text{port.}}(f_0) = \frac{\Phi_{\text{inter}}(f_0)}{2\pi f_0}$$

La vitesse de groupe est estimée par la tangente à la phase de l'interspectre local.

Le retard entre les enveloppes de deux traces est donné par:

$$t_{\text{env.}}(f_0) = \left. \frac{1}{2\pi} \frac{d\Phi_{\text{inter}}(f)}{df} \right]_{f=f_0} \text{ dans une bande de fréquences où la phase est à peu près linéaire.}$$

La distance  $D$  entre les deux capteurs doit être suffisamment faible pour que le déphasage soit inférieur à  $\pi$ . On peut alors mesurer le sens de variation de la phase.

Une façon simple de rendre une onde non dispersive (onde à retard pur) consiste à introduire un déphasage constant de l'onde sur une distance séparant deux capteurs. En effet, si on considère un retard pur  $\Delta t$  et un déphasage constant  $\Phi_0$ , la phase de l'interspectre des relevés obtenus en deux positions différentes s'écrit :

$$\Phi_{\text{inter}}(f) = 2\pi f \Delta t + \Phi_0$$

le temps de phase s'écrit :

$$t_{\text{phase}}(f) = \Delta t + \frac{\Phi_0}{2\pi f},$$

il dépend de la fréquence. Le temps de groupe s'écrit :

$$t_{\text{groupe}}(f) = \Delta t,$$

et il ne dépend pas de la fréquence. Les vitesses de phase et de groupe s'écrivent :

$$V_{\text{phase}}(f) = \frac{D}{\Delta t + \frac{\Phi_0}{2\pi f}}$$

$$V_{\text{groupe}}(f) = \frac{D}{\Delta t}$$

Il est cependant correct de considérer le temps de groupe comme constant uniquement sur un petit intervalle de fréquence. S'il y a dispersion, le temps de groupe ne peut pas être constant sur une large gamme de fréquence.

◆ *détermination par spectre d'Amplitude[9]*

On exprime l'amplitude de la transformée de Fourier de la somme de deux traces distantes et on repère les maxima ou minima locaux dans le spectre d'amplitude. Les minima locaux apparaissent pour des multiples entiers ( $m$ ) de  $2\pi$  de la phase du signal tels que :

$$k = \frac{\omega}{v(\omega)} = 2m\pi \Rightarrow v(\omega) = \frac{\omega}{2m\pi}$$

L'application des méthodes temporelles à la mesure des ondes de Lamb nécessite d'avoir une séparation nette des différents modes ou de n'avoir qu'un seul mode généré.

Les méthodes fréquentielles décrites précédemment permettent également la mesure de vitesse pour un seul mode généré. Dans un cas multimodal le spectre de phase est difficile à exploiter, de même que le spectre d'amplitude devient vite inexploitable car les minima associés à chaque mode sont difficiles à repérer.

En référence aux études sismiques et aux travaux de Alleyne et al [10], une méthode par transformée de Fourier bidimensionnelle présente l'avantage de pouvoir extraire différents modes qui coexistent simultanément et de donner leur relation de dispersion. Cette méthode d'analyse fréquentielle basée sur la transformée de Fourier des relevés sismiques ou échographiques présente un intérêt pour l'étude des ondes de Lamb.

**3-2.1.d Mesure de la vitesse de phase par transformée de Fourier bidimensionnelle**

La mesure de la vitesse de phase peut également être réalisée par la Transformée de Fourier 2D des relevés d'amplitude mesurés ou calculés, en fonction des variables temporelle et spatiale.

C'est cette méthode que nous utiliserons ensuite, pour l'analyse des résultats numériques. Cette opération permet de représenter un signal bi-dimensionnel  $h(t,x)$  dans le plan fréquence temporelle, fréquence spatiale (ou nombre d'onde). Par définition, la double transformée de Fourier de  $h(t,x)$  est :

$$TF_{x,t}[h(t,x)] = TF_x\{TF_t[h(t,x)]\} = H(f,k)$$

avec  $f$  en Hz et  $k$  en  $m^{-1}$ .

Cette double transformée de Fourier est également notée TF-2D.

L'onde résultant de la propagation de plusieurs modes s'écrit sous la forme d'une combinaison linéaire de  $m$  modes :

$$h_m(x, t) = \sum_{i=1}^m h_i e^{j(\omega t - k_i x)}$$

chaque mode est défini par son amplitude  $h_i$  et son nombre d'onde relatif  $k_i$

Alors la TF-2D de  $h_m(x, t)$  s'écrit

$$H(f, k) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} h_m(x, t) e^{-j(\omega t - kx)} dt dx$$

De façon analogue, cette TF-2D peut s'écrire de façon discrète pour un échantillonnage spatial et temporel

La fonction continue  $h(x, t)$  est remplacée par une série d'échantillons  $g(i\Delta x, j\Delta t)$  telle que :

$$g(i\Delta x, j\Delta t) = h(x, t) \delta(x - i\Delta x, t - j\Delta t)$$

où  $\Delta x$  et  $\Delta t$  sont les pas relatifs des échantillonnages temporels et spatiaux.

Le signal échantillonné s'écrit alors

$$g(x, t) = \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_t} g(i\Delta x, j\Delta t) = h(x, t) \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_t} \delta(x - i\Delta x, t - j\Delta t)$$

$N_x$ : nombre de trace spatiale

$N_t$ : Nombre de trace temporelle

La TF-2D de ce signal échantillonné s'écrit

$$G(k, f) = H(k, f) \otimes \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \delta\left(k - \frac{l}{\Delta x}, f - \frac{p}{\Delta t}\right)$$

Le passage dans le plan  $(f, k)$  par TF-2D nécessite des précautions d'échantillonnage temporel et spatial. Il y a en effet répétition de spectre de la fonction continue tous les  $\frac{1}{\Delta x}$  en nombre d'onde

$k$  et tous les  $\frac{1}{\Delta t}$  en fréquence  $f$ . Si le spectre de la fonction continue n'est pas nul en dehors du pavé, il y a superposition des spectres et phénomènes d'aliasing.

La fenêtre d'observation doit respecter les conditions de Shannon limitées par la fréquence de

Shannon (ou Nyquist)  $f_N = \frac{1}{2\Delta t}$  et par le nombre d'onde de Nyquist  $k_N = \frac{1}{2\Delta x}$ .

Pour l'échantillonnage temporel il faut que la fréquence d'échantillonnage vérifie  $f_e > 2f_{\max}$ ,  $f_{\max}$  étant la fréquence maximale du signal.

L'échantillonnage spatial doit vérifier  $k_e > 2k_{\max}$  avec  $k_{\max} = \frac{2\pi f_{\max}}{C_{\min}} = \frac{2\pi}{\lambda_{\min}} \Rightarrow$  pas  
 d'échantillonnage  $x_e \leq \frac{\lambda_{\min}}{2}$

### 3-3 Conclusion

Une méthode de calcul numérique basée sur l'application directe de l'équation du mouvement, écrite sous la forme générale, intégrale des contraintes, des déplacements et des vitesses de déplacement sur un volume de contrôle a été présentée.

Les volumes de contrôle sont construits sur les nœuds d'un maillage non structuré composé d'éléments de surface triangulaire. Cette stratégie de maillage permet de simuler aisément des formes géométriques arbitraires d'objets élastiques diffusants.

Cette méthode est particulièrement adaptée au traitement des problèmes d'interaction solide/fluide en acoustique.

Elle sera appliquée par la suite, pour la simulation de phénomènes acoustiques en régime impulsionnel à travers des milieux hétérogènes solides ou liquides.

Nous avons ensuite défini différentes méthodes de post-traitement numériques pour la détermination des caractéristiques de dispersions de phénomènes acoustiques.

La méthode retenue et qui sera appliquée dans le chapitre suivant pour l'identification des ondes de Lamb, repose sur une analyse de Fourier des signaux numériques.

### 3-4 Références bibliographiques

1. Brekhovskikh L., Goncharov V. , « Mechanics of continua and wave dynamics », Springer, 1985.
2. Barth T.J, « Aspects of unstructured grids and finite-volume solvers for the Euler and Navier-Stokes équation », special course on unstructured grid methods for advection dominated flows. AGARD Report N92-27677, pp. 18-34., 1992.
3. Galyukov A., Voinovich P., « 2-D triangular unstructured grid generator for multiple sub-domains », Soft impact Ltd., St.Petersburg, Russia (unpublished), 1997.
4. Watson DF, « Computing the n-dimensional Delaunay tessellation with application to Voromoi polytopes. », The Computer Journal, 24 (2), pp 167-172, 1981.
5. Courant R., Friedrichs K; Lewy H, « Über die partiellen differenzengleichungen der mathematischen Physik », Mathematische Annalen 100,pp32-74 ; 1928.
6. Temkin S., « Elements of acoustics », Wiley, New York, 1994.
7. Papadakis E.P , « Ultrasonic velocity and attenuation : measurement methods with scientific and industrial application », Physical Acoustics, Editon W.P Mason et R.N Thurston, Academic New York, Vol xii, Chap. 5, 1976.
8. Sachse W et Pao Y.H., « On the determination of phase and group velocities of dispersive waves in solids », Journal applied Physics, Vol 49, N°8, pp.4320-4327, 1978
9. Pialucha T. & al., « Amplitude spectrum method for the measurement of phase velocity », Ultrasonics, vol 27, pp. 270-279, 1989.
10. Alleyne D., Cawley P., « A two dimensional Fourier transform method for the measurement of propagating multimode signals », J.Acoust.Soc.Am, vol. 83, N°3, pp 1159-1168, 1991.



## Chapitre 4

### Diffusion acoustique sur cibles élastiques planes

Nous proposons en premier lieu dans ce chapitre, une validation de la méthode numérique par l'analyse de la propagation d'ondes acoustiques dans une plaque non chargée et une comparaison aux résultats analytiques faisant référence. Les résultats présentés mettent en valeur les possibilités de cet outil et fixent les procédures d'exploitation des résultats pour les problèmes de diffusion acoustique. Nous présentons ensuite, une étude de la diffusion acoustique sur des cibles élastiques planes immergées, par utilisation du dispositif expérimental présenté chapitre 1. Il est montré comment la visualisation du rayonnement dans le fluide permet d'obtenir des informations qualitatives et quantitatives sur les ondes élastiques propagées dans la plaque.

Par ailleurs, grâce à la technique d'excitation acoustique « en contact » l'onde de Scholte-Stoneley  $A$  est clairement mise en évidence expérimentalement.

Les résultats numériques obtenus dans ces mêmes nouvelles configurations sont alors utilisés pour compléter l'interprétation des résultats expérimentaux. En particulier, les mécanismes de formation de l'onde de Scholte-Stoneley  $A$  et son interaction avec l'onde de Lamb antisymétrique  $A_o$  sont mis en évidence grâce aux possibilités de visualisation des ondes internes à la plaque.

Enfin, grâce aux post-traitements de filtrage bidimensionnel dans le domaine  $(f,k)$  des résultats obtenus, les allures spatio-temporelles des modes de Lamb  $A_o$ ,  $S_o$ ,  $S_1$  et  $S_2$  identifiés sur des plaques de 1 mm, 2 mm et 3 mm d'épaisseur sont présentées. Après avoir défini la relation de passage du plan espace-temps au plan relatif aux visualisations, une estimation du rayonnement de ces mêmes modes est enfin proposée.

## 4-1 Cas d'une plaque libre

### 4-1.1 Excitation harmonique

Afin de fournir une première validation du code de calcul présenté au chapitre précédent, nous avons choisi d'étudier le cas d'une plaque d'acier ( $\rho=7.9.10^3 \text{ kg.cm}^{-3}$ ;  $\sigma=0.29$ ;  $C_L=5790 \text{ m.s}^{-1}$ ;  $1 \text{ mm}$  d'épaisseur) libre de toutes charges, soumise à une excitation harmonique longitudinale puis transversale [1] (Figure 1).

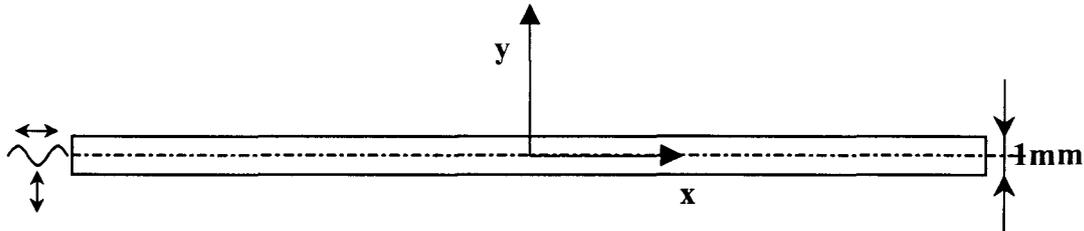


Figure 1: Plaque d'acier soumise à une excitation longitudinale ou transversale appliquée sur l'épaisseur de la plaque à l'une de ses extrémités.

Les conséquences physiques de ces excitations portent bien entendu sur l'étude des ondes de Lamb et cette étude constitue une première validation sur des sollicitations simples accessibles à l'approche analytique.

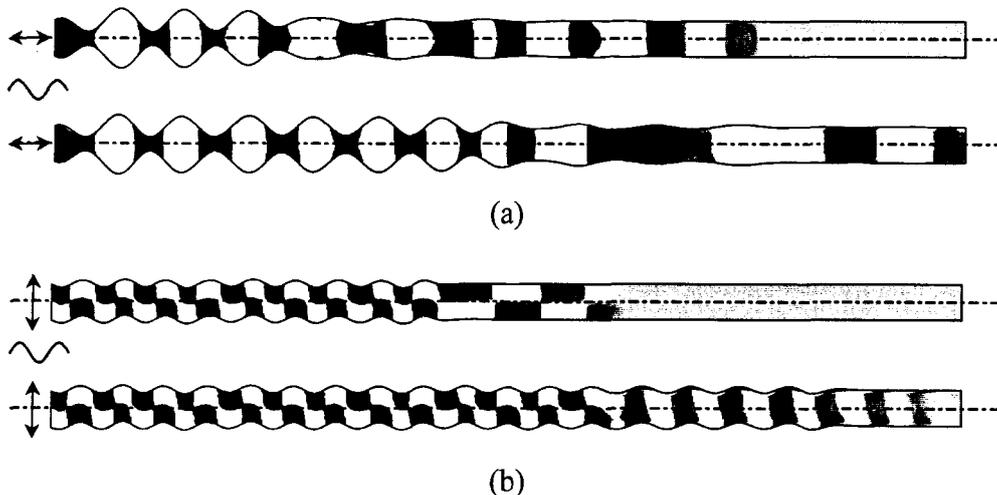


Figure 2: Diagramme de compression à l'intérieur de la plaque à deux instants différents. Excitation harmonique; (a) longitudinale ; (b) transversale

La représentation des contraintes  $(T_{xx} + T_{yy})$  sous la forme d'un diagramme de compression à l'intérieur de la plaque est présentée Figure 2(a) pour une excitation longitudinale et Figure 2(b) pour une excitation transversale, à deux instants après l'excitation. Les parties sombres correspondent à une compression et les parties claires à une décompression. La fréquence

d'excitation adimensionnée sur cette figure est égale à  $\frac{\omega(2h)}{2\pi C_L} = 0,4$ , où  $2h$  est l'épaisseur de la plaque et  $C_L$  la vitesse des ondes longitudinales.

Les déplacements normaux aux faces supérieures et inférieures de la plaque ont été numériquement exagérés afin de visualiser la forme du déplacement de part et d'autre de la plaque. On distingue alors clairement un déplacement symétrique pour l'excitation longitudinale et un déplacement antisymétrique pour l'excitation transversale.

Ces premiers résultats permettent également d'observer une vitesse de phase dans le cas symétrique (a) supérieure au cas antisymétrique (b). Etant données ces caractéristiques de symétrie et la valeur de la fréquence d'excitation, les ondes observées correspondent aux modes symétriques et antisymétriques d'ordre zéro,  $S_0$  et  $A_0$  des ondes de Lamb. Pour des fréquences d'excitation plus élevées, plusieurs ondes de vitesses différentes interfèrent entre-elles et sont visualisées simultanément (Figure 3). Mais il est alors difficile de les identifier isolément.

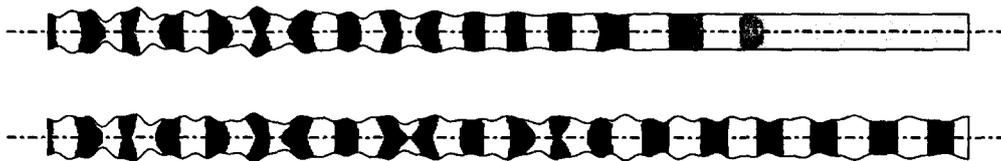


Figure 3 : Cas d'une excitation longitudinale haute fréquence

Les simulations sont ensuite réitérées pour différentes valeurs de fréquences d'excitation

$$\omega_{ad} = \frac{\omega(2h)}{2\pi C_L}.$$

La dynamique des ondes générées peut être analysée en représentant le déplacement sur la surface supérieure de la plaque dans un repère espace-temps (Figure 4 et Figure 5).

La mesure de la position du signal en tête pour un temps donné permet de déterminer la vitesse de groupe puis la vitesse de phase de l'onde générée. Ces vitesses mesurées sont reportées sur la Figure 6, par le symbole  $\square$  pour différentes valeurs de la fréquence et sont comparées aux courbes de dispersions théoriques pour les modes  $A_0$  et  $S_0$ .

Pour vérifier le bon comportement du code, deux autres types de calculs ont été réalisés. L'un en excitation longitudinale à une extrémité avec conditions de déplacement normal nul aux surfaces libres. Ces conditions gênent une onde longitudinale pure à vitesse  $C_L$  quel que soit  $\omega$ . Avec une excitation transversale et en interdisant les déplacements tangentiels aux surfaces libres, on obtient une onde transverse pure se déplaçant à la vitesse  $C_T$  quel que soit  $\omega$ .

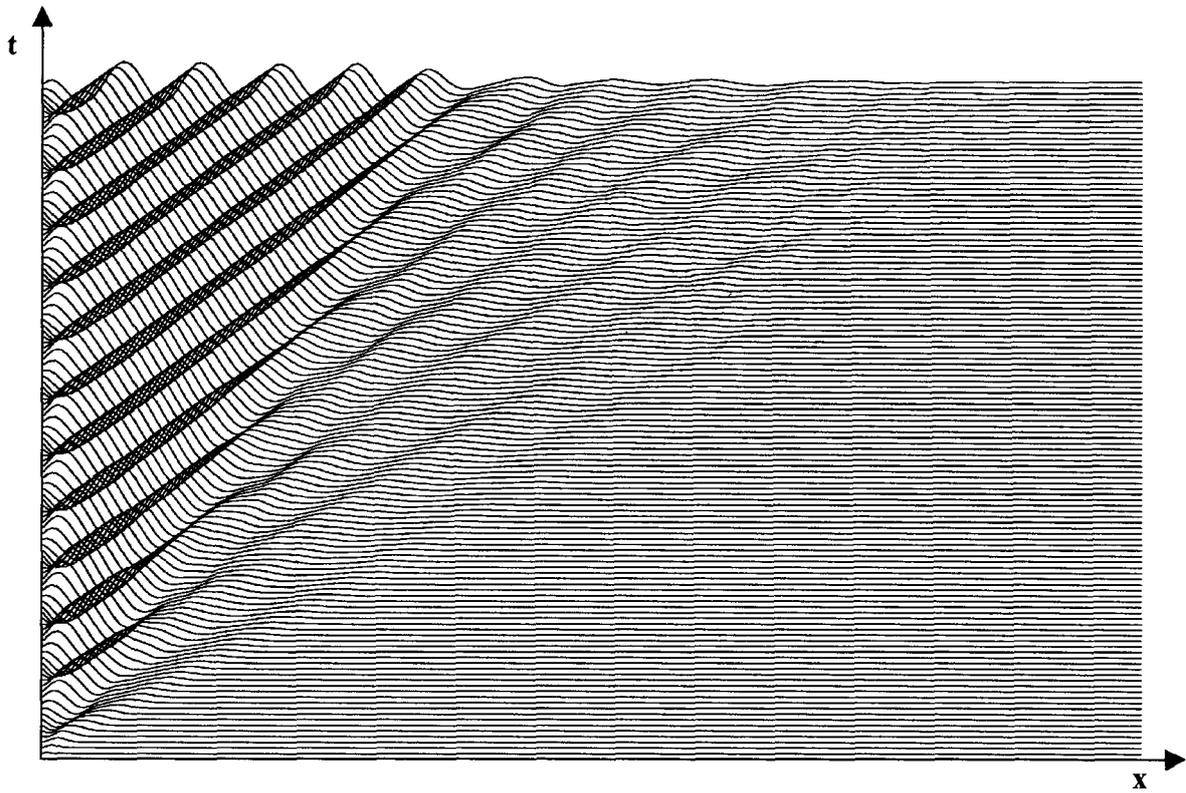


Figure 4 : Représentation spatio-temporelle du déplacement à la surface de la plaque pour une excitation longitudinale (équivalent Figure 2(a))

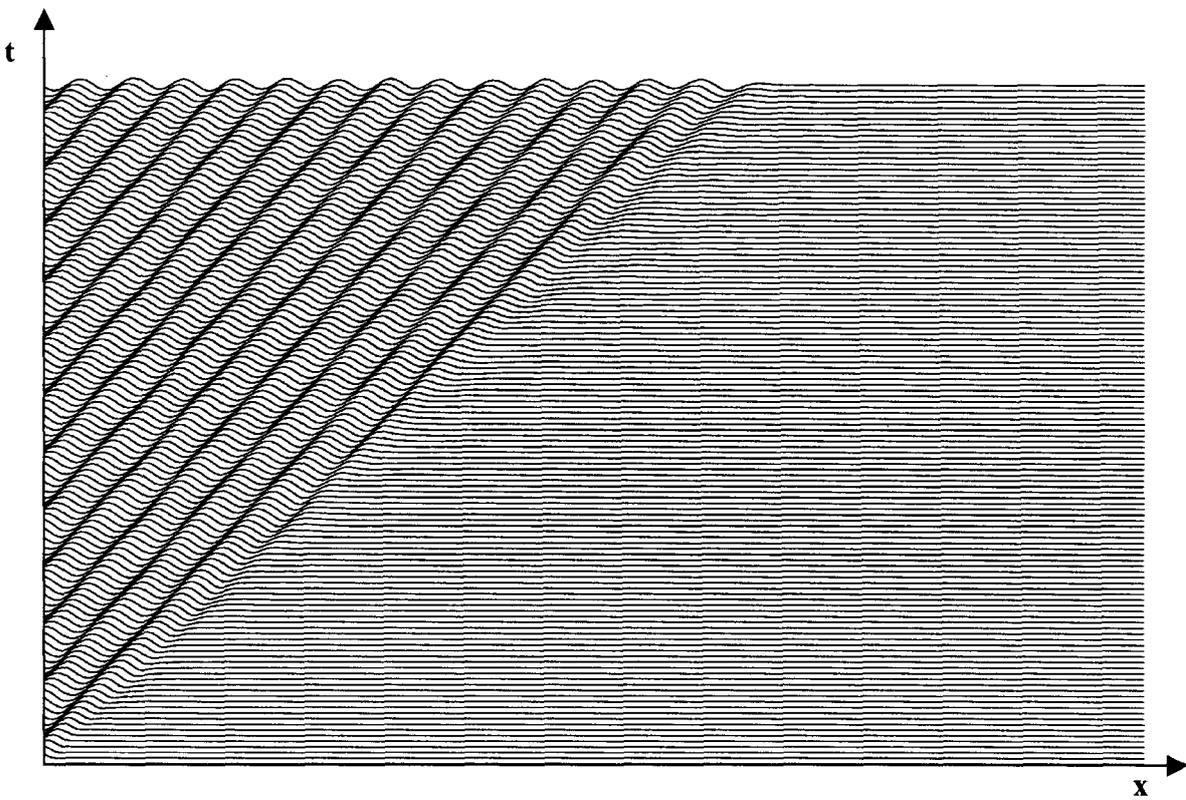


Figure 5 : Représentation spatio-temporelle du déplacement à la surface de la plaque pour une excitation transversale (équivalent Figure 2(b))

Pour obtenir les vitesses de propagation, on peut utiliser, soit la mesure de la longueur d'onde du signal à un temps donné,  $\frac{C_\varphi}{C_L} = \omega_{ad} \cdot \frac{\lambda}{2h}$  ( $\Delta$ ), soit la valeur de la pente des signaux ( $\circ$ ).

Les valeurs mesurées sont reportées Figure 6. Pour des fréquences d'excitations élevées, on retrouve la vitesse des ondes non dispersives de Rayleigh (symbole  $\diamond$ ).

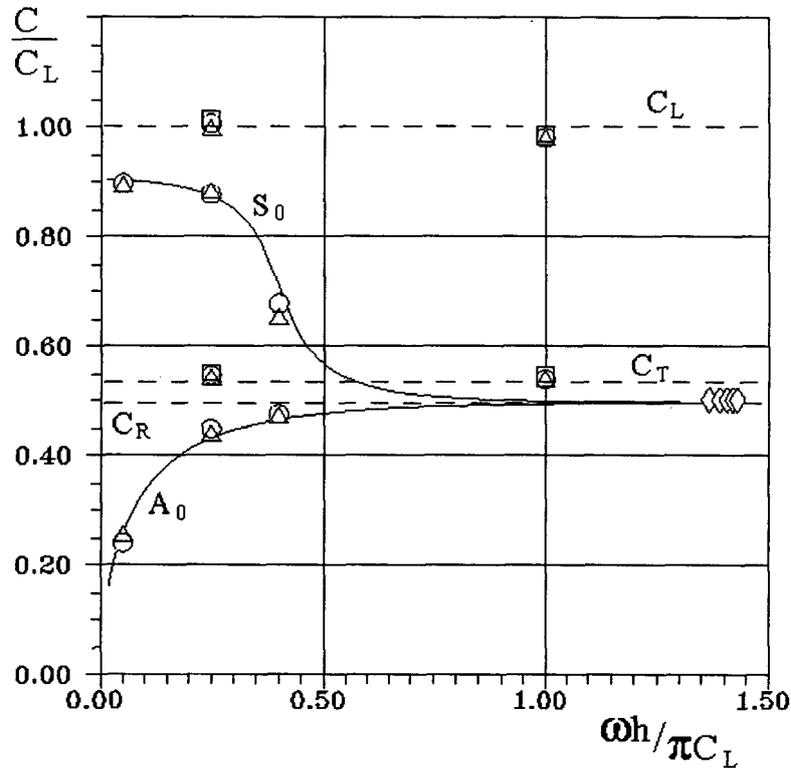


Figure 6 : Vitesses des ondes  $A_0$  et  $S_0$  mesurées ( $\square$ ,  $\circ$ ,  $\Delta$ ), portées sur les courbes de dispersion théoriques (Brekhovshih, 1960) ; ( $\diamond$ ) Vitesse des ondes de Rayleigh.

Cette première phase de validation est concluante dans le cas considéré. Les résultats numériques coïncident avec les prédictions théoriques dans la gamme de fréquence étudiée, pour les deux premiers modes de Lamb et pour des excitations harmoniques.

#### 4-1.2 Excitations longitudinale et transversale larges bandes sur la section

Considérons maintenant le cas d'une excitation impulsionnelle localisée à l'extrémité de la plaque (Figure 7).

L'excitation possède les caractéristiques temporelles et fréquentielles définies chapitre 3 paragraphe 3.1-6 qui s'écrivent :

$$U_r = U_0 e^{-\alpha t} \cdot \Gamma(t) \text{ avec } \Gamma(t) = \begin{cases} 0 & \text{pour } t < 0 \\ 1 & \text{pour } t \geq 0 \end{cases}$$

La plaque est libre de toute charge.

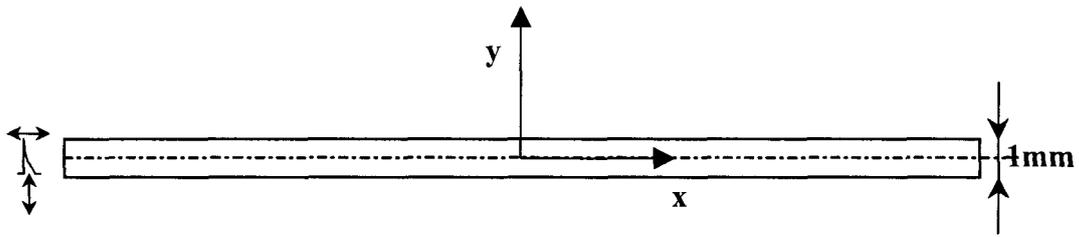


Figure 7 : Excitation impulsionnelle longitudinale ou transversale

La Figure 8 présente la valeur de  $(T_{xx} + T_{yy})$  sous la forme d'un diagramme de compression obtenu pour une excitation longitudinale (a), et transversale (b), large bande appliquée sur l'épaisseur de la plaque.

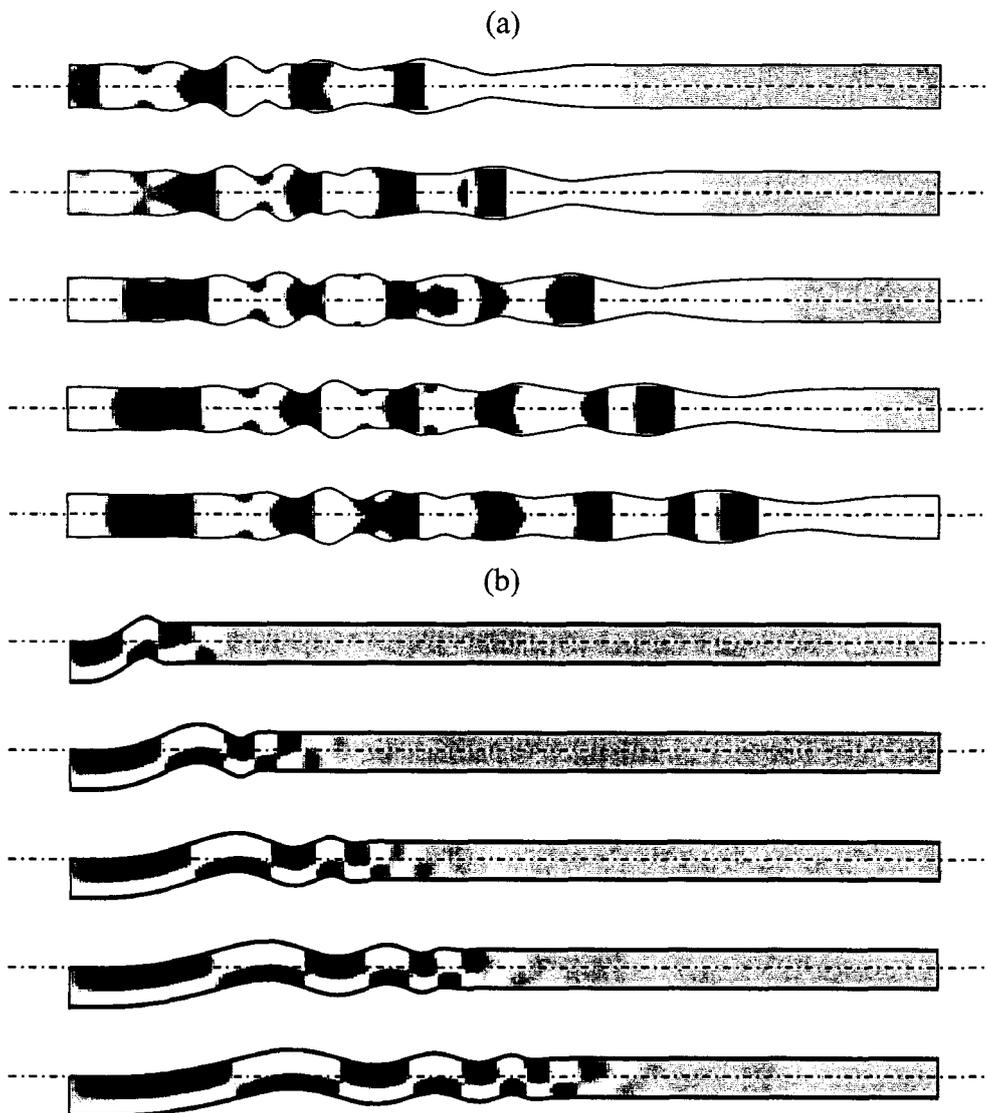


Figure 8 : Diagramme de compression à l'intérieur de la plaque à différents instants. Excitation large bande longitudinale (a) ; et transversale (b)

On remarque de nouveau les caractéristiques de symétrie pour chacune des conditions d'excitation grâce à l'amplification artificielle des déplacements en surface. Ceux-ci sont

symétriques de part et d'autre de la plaque pour l'excitation longitudinale (a) et antisymétrique pour l'excitation transversale (b).

Ces représentations montrent un contenu fréquentiel riche dont le suivi temporel permet une visualisation de l'évolution des différents modes.

De façon analogue au paragraphe 4-1.1 précédent, une représentation spatio-temporelle du relevé de  $(T_{xx} + T_{yy})$  effectué en surface supérieure de la plaque est tracée Figure 9, pour l'excitation longitudinale (a) et transversale (b).

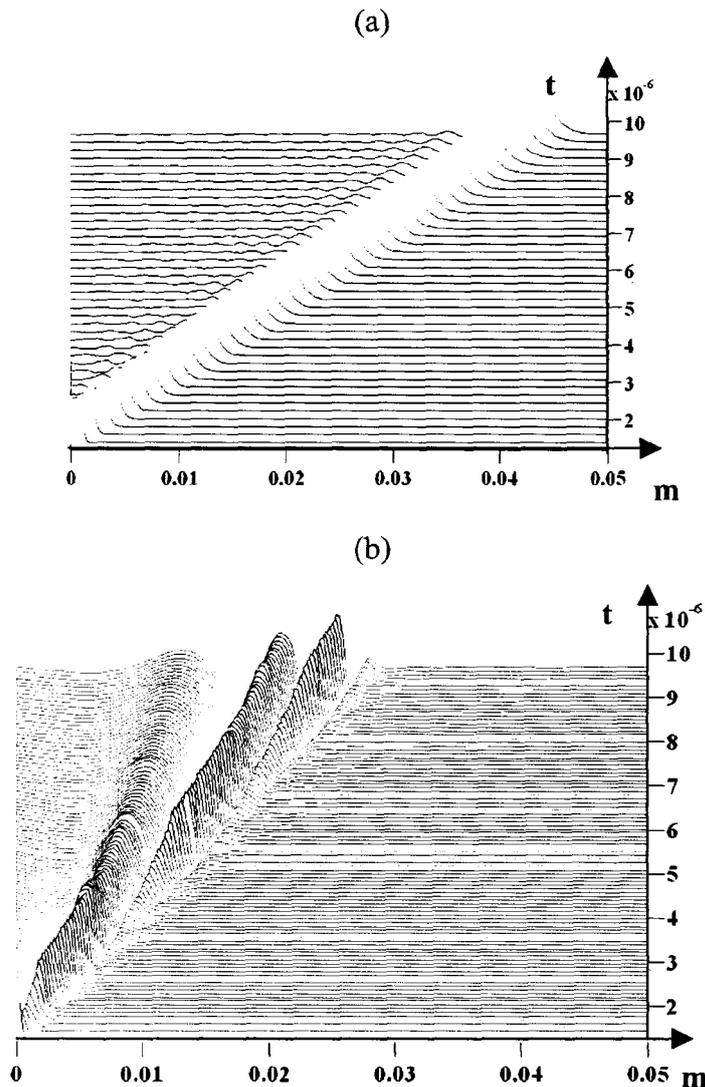


Figure 9 : Représentation spatio-temporelle du déplacement à la surface de la plaque pour une excitation longitudinale (équivalent à la Figure 8(a)) et transversale (équivalent à la Figure 8(b))

L'analyse des phénomènes présentés de la sorte est plus complexe que précédemment étant donnée la diversité des modes présents. On préfère donc présenter Figure 10 un diagramme tridimensionnel « mis à plat » de l'évolution de la pression en fonction des variables temporelle

et spatiale. L'amplitude est présentée en niveaux de gris, en unités arbitraires qui font référence à la barre de nuances à droite de la figure.

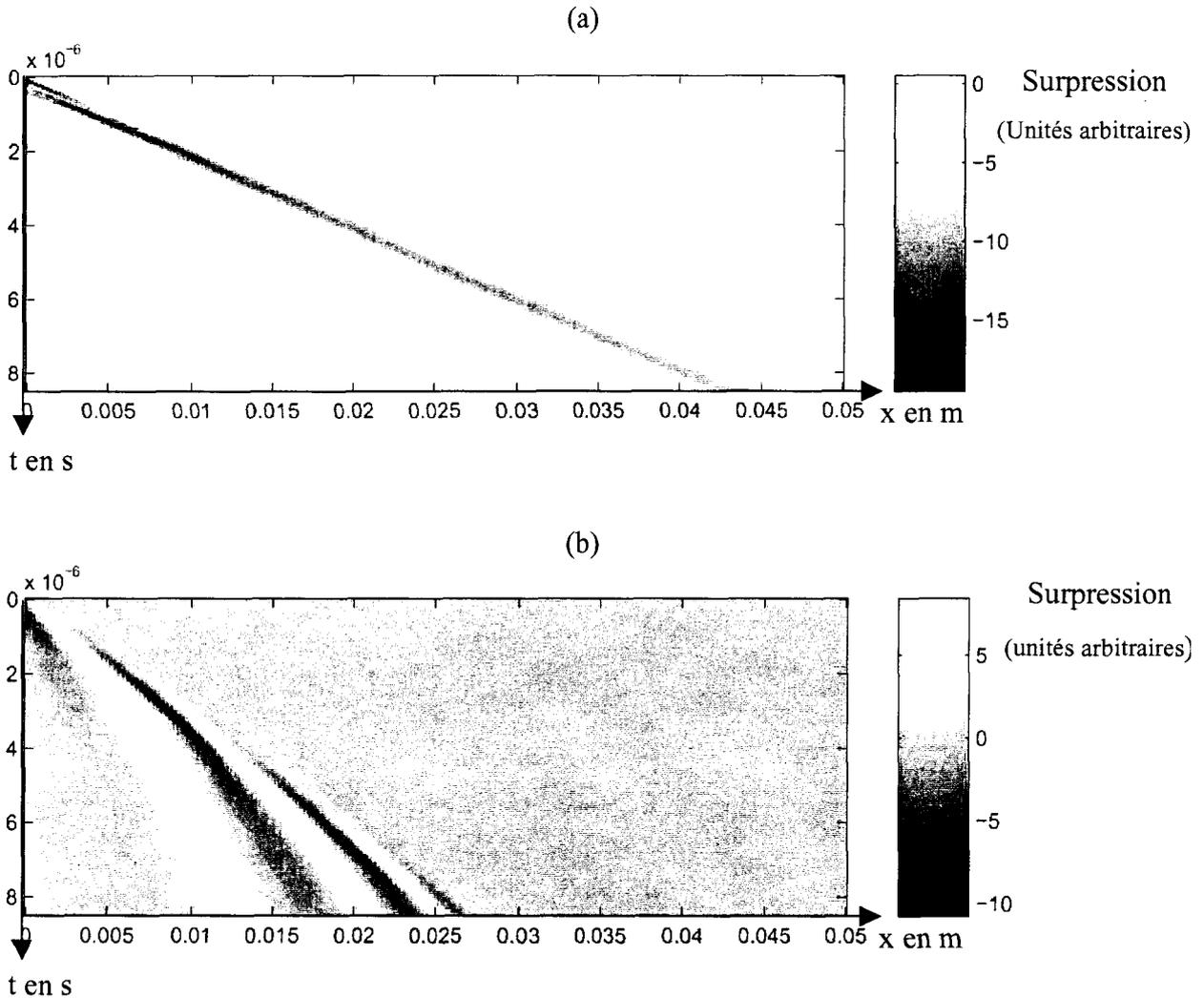


Figure 10 : Représentation spatio-temporelle ; excitation longitudinale (a) ; excitation transversale (b)

L'inconvénient de cette représentation est de ne pas faire ressortir les variations de faible amplitude. La dynamique du signal est importante et les grandes variations d'amplitudes sont mises en valeur au détriment des variations plus faibles. D'un point de vue général elle permet cependant d'observer les différences de vitesse entre chaque mode et leur caractère dispersif.

Afin de montrer l'existence de variations de faible amplitude, nous appliquons au signal un traitement numérique de type contrôle automatique du gain.

L'amplitude  $A_j$  en chaque point  $j$  du signal temporel de longueur  $(N-1)\delta t$ , correspondant à une position  $x$  fixée sur la surface de la plaque, est pondérée par une valeur définie par :

$$\alpha = \frac{\text{Max}(\overline{E_j})}{\overline{E_j}}$$

où  $j$  est l'indice du point considéré ;  $j=1$  à  $N$ ,  $N$  étant le nombre d'échantillons.

et  $\overline{E}_j = \frac{1}{\Delta T} \sum_{i=1}^n A_i^2 \delta t$  avec  $\Delta T=(n-1)\delta t$  la largeur de la fenêtre et  $\delta t$  le pas d'échantillonnage temporel du signal.

L'amplitude corrigée  $A_j^c$  en un point  $j$  après traitement s'écrit :

$$A_j^c = A_j * \frac{\text{Max}(\overline{E}_j)}{E_j} \quad (1)$$

Le résultat de ce traitement est présenté Figure 11.

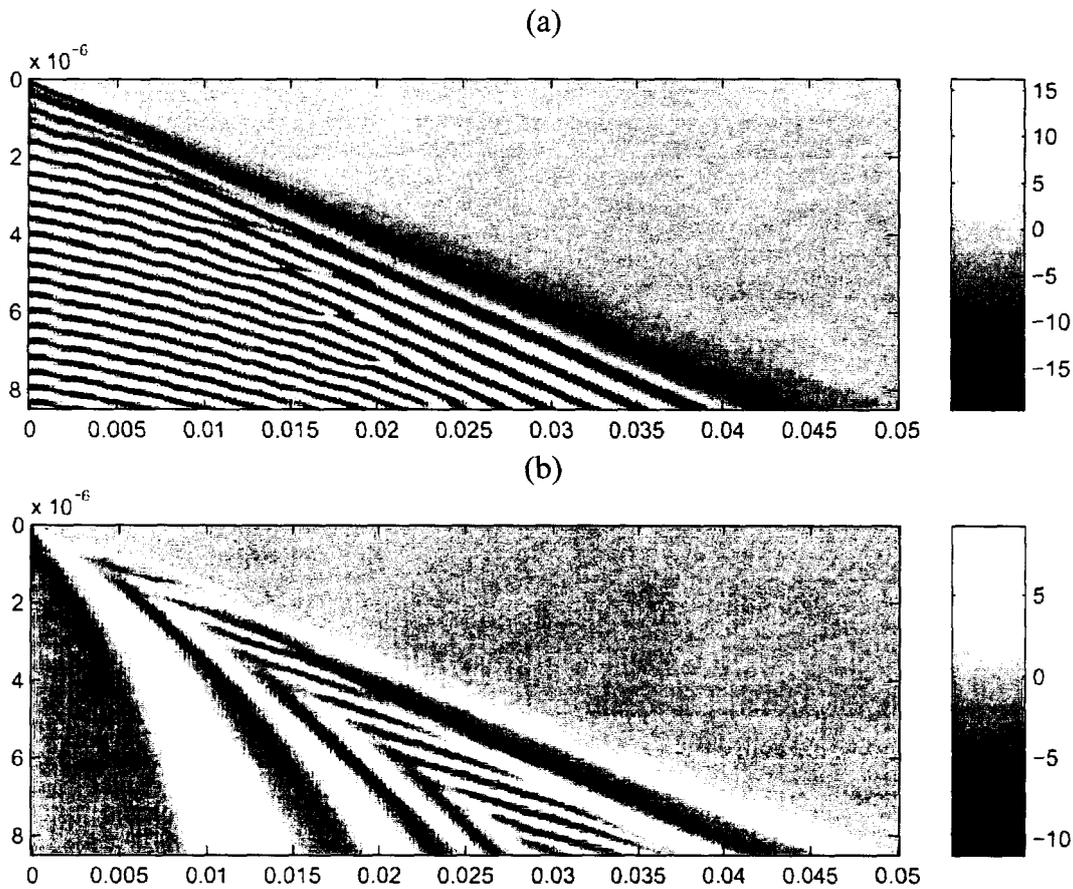


Figure 11 : Idem Figure 10 après égalisation d'amplitude

Les oscillations de faibles amplitudes ont une existence physique et ne peuvent pas être attribuées à un phénomène de bruit. Le bruit numérique est en effet négligeable devant la dynamique des signaux.

Afin de ressortir le contenu fréquentiel de ces signaux, nous appliquons la méthode définie chapitre 2 paragraphe 4.1.d, qui consiste à appliquer une transformée de Fourier bidimensionnelle aux signaux acoustiques  $S(x,t)$ . Pour chacune des configurations les signaux sont pondérés par une fenêtre de Hanning bidimensionnelle (Figure 12).

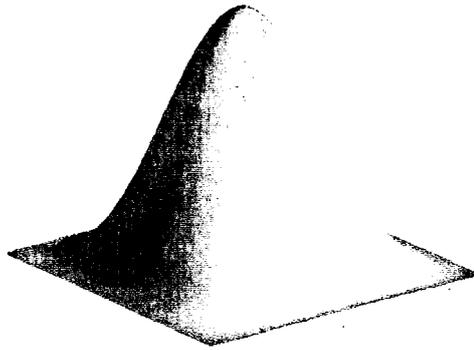


Figure 12: Fenêtre de Hanning

Les résultats de cette analyse fréquentielle, temporelle et spatiale, sont présentés Figure 13 (a) pour l'excitation longitudinale et Figure 13(b) pour l'excitation transversale.

Ces diagrammes constituent une représentation des courbes de dispersions dans le domaine  $(f,k)$  des phénomènes acoustiques créés par chacune des excitations. Elles sont à comparer aux courbes théoriques de dispersions calculées chapitre 2 lors de l'étude des ondes de Lamb dans une plaque libre. Ces courbes sont reprises Figure 14.

La comparaison des courbes obtenues par transformée de Fourier et par calcul théorique montre que la Figure 13(a) correspond aux courbes de dispersion des modes de Lamb symétriques, en particulier les modes  $S_0$ ,  $S_1$ , et  $S_2$ . La Figure 13(b) quant à elle correspond aux modes antisymétriques  $A_0$ ,  $A_1$ ,  $A_2$  et  $A_3$ .

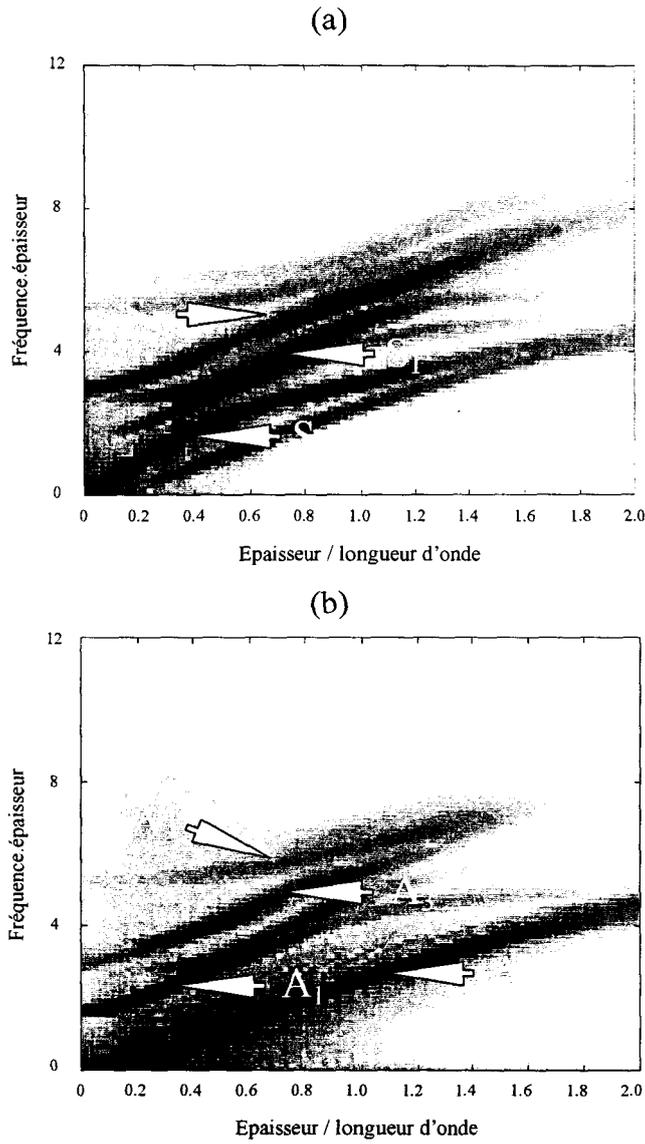


Figure 13 : Courbes de dispersion, FFT 2-D des signaux  $(x,t)$ , (a) pour l'excitation longitudinale, (a) pour l'excitation transversale

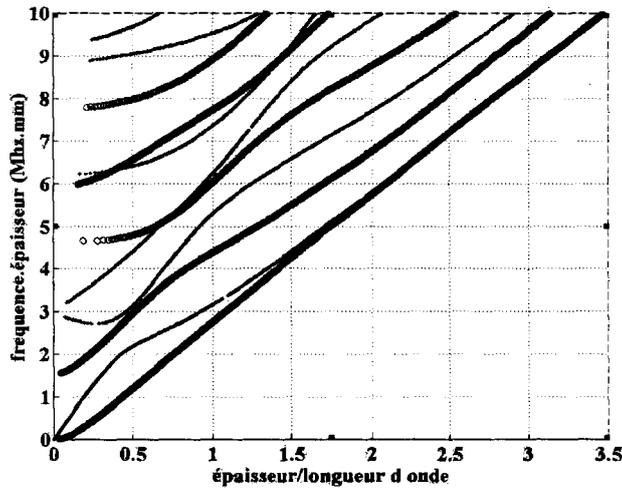


Figure 14 : Courbes de dispersion théoriques pour une plaque d'acier ( $V_L=5900 \text{ m.s}^{-1}$ ,  $V_T=3100\text{m.s}^{-1}$ ). « o » : modes antisymétriques, « . » : modes symétriques.

Cette seconde phase de validation est à nouveau concluante pour les cas considérés. Les résultats obtenus sont en parfait accord avec les résultats théoriques calculés. Le code de calcul supporte une excitation large bande et un post-traitement numérique peut être appliqué aux résultats obtenus. Ce traitement permet de distinguer la présence des différents modes de Lamb présents dans le signal spatio-temporel.

Afin d'approcher numériquement la configuration d'excitation expérimentale « en contact », définie chapitre 1 paragraphe 3.2.b, nous allons maintenant étudier le cas d'une excitation impulsionnelle localisée à l'extrémité de la plaque sur un élément de volume de faible dimension (excitation ponctuelle) située sur la surface de la plaque. La modélisation numérique de l'excitation à distance ne pourra être explicitée que lors de l'étude d'une plaque immergée.

#### 4-1.3 Excitation large bande ponctuelle en surface

L'excitation est cette fois appliquée sur un volume de faible dimension à l'extrémité et en surface supérieure de la plaque (Figure 15).

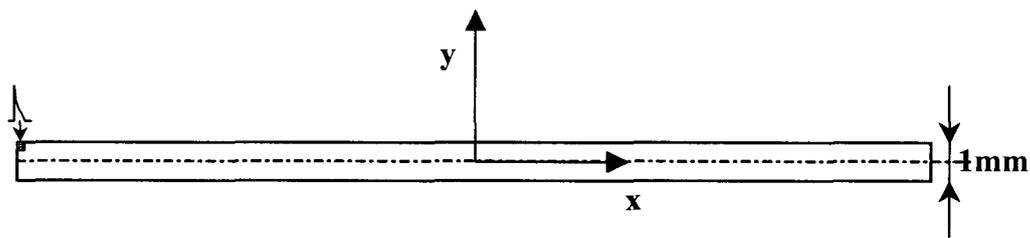


Figure 15 : Excitation ponctuelle large bande

Les simulations sont présentées sous la forme d'un diagramme de compression Figure 16. Les déplacements en surface ont à nouveau été amplifiés.

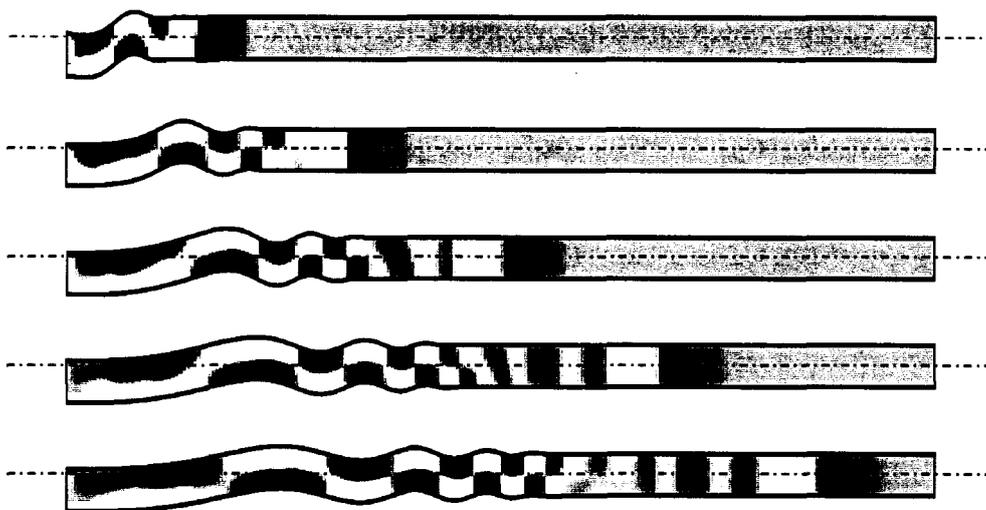


Figure 16 : Diagramme de compression interne à la plaque

Cette Figure 16 montre que l'amplitude relative aux modes antisymétriques prédomine sur celle des modes symétriques. Globalement, seuls les déplacements transversaux en surface apparaissent. Cependant, l'intérêt d'avoir accès à la représentation du champ acoustique à l'intérieure de la plaque permet de constater la présence de modes longitudinaux, et en particulier dans la zone où ces modes ont une vitesse de groupe supérieure aux modes antisymétriques. (Figure 17)

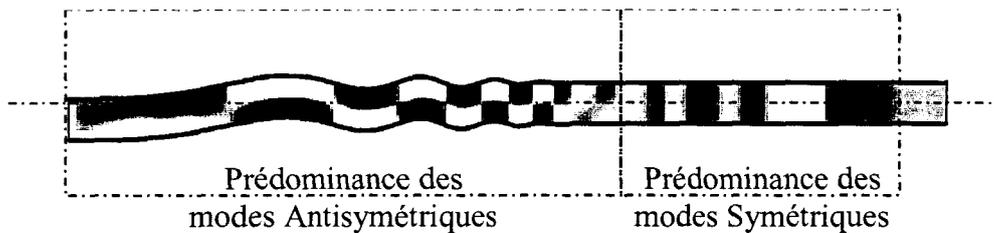


Figure 17 : Zones de prédominance des modes par rapport à leurs caractéristiques de symétrie

Ces résultats sont à comparer à ceux obtenus lors d'excitations longitudinale et transversale distinctes. L'excitation ponctuelle large bande n'est autre qu'une superposition de chacun des modes d'excitation isolés.

A nouveau le contenu fréquentiel des modes et en particulier pour le mode antisymétrique est mis en valeur, du côté gauche de la figure pour les basses fréquences et au milieu de la plaque pour les hautes fréquences (Figure 18).

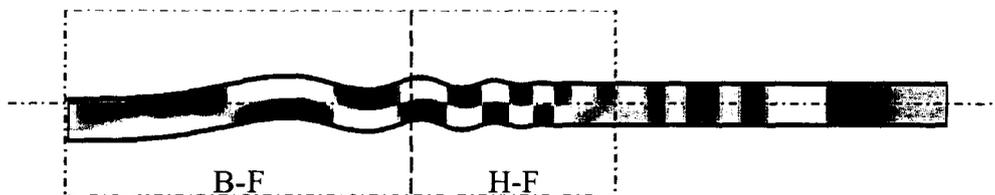


Figure 18 : Mise en évidence des fréquences hautes et basses pour le mode antisymétrique

Un relevé spatio-temporel de  $(T_{xx}+T_{yy})$  pour cette excitation est présenté Figure 19(a) et Figure 19 (b) après avoir appliqué le traitement relatif au gain formulé par la relation ( 1 ). On observe la présence de chacun des modes, longitudinaux et transversaux, observés précédemment. Les caractéristiques de vitesse et de dispersion sont également mises en valeur sur cette représentation.

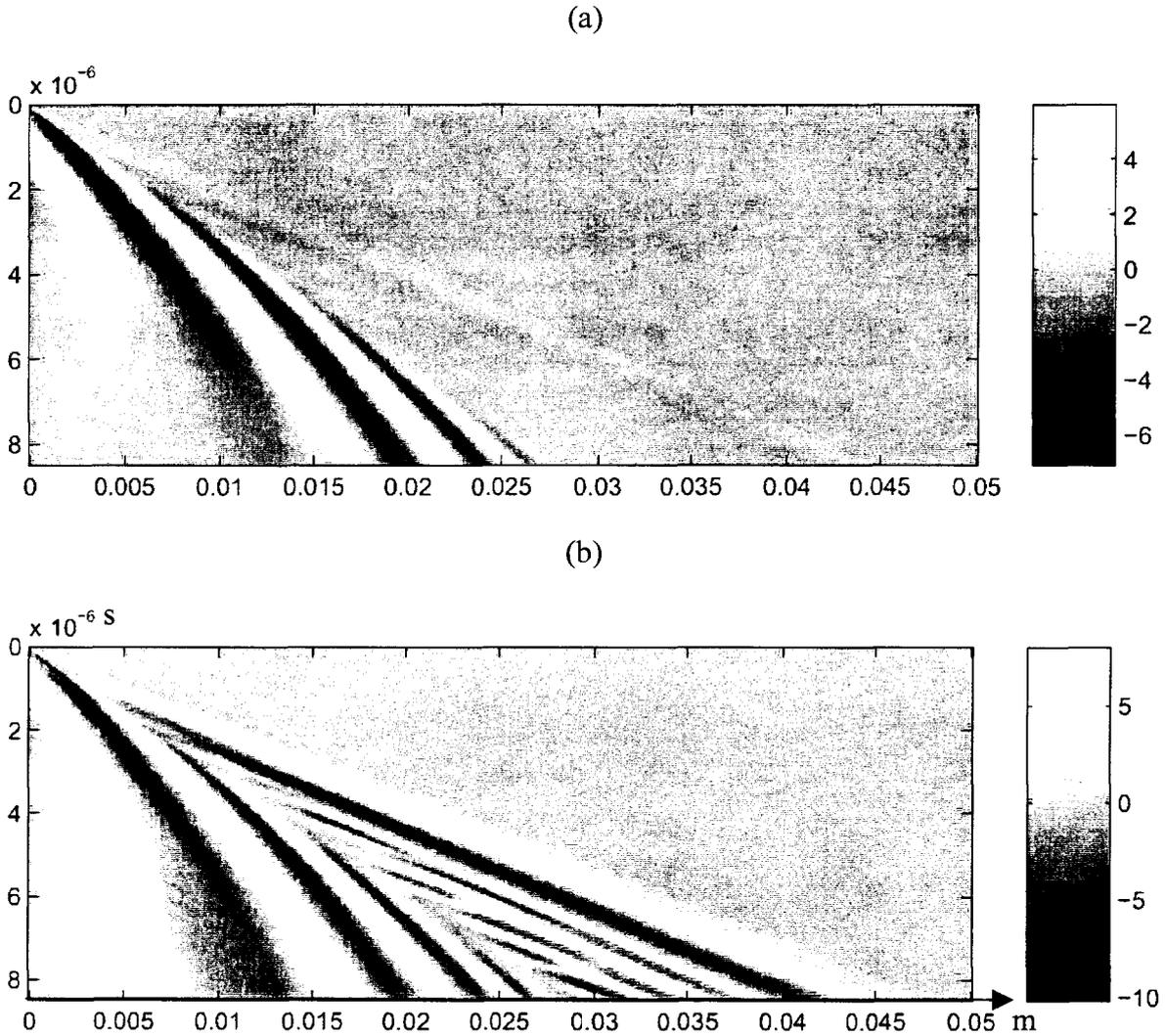


Figure 19: (a) Relevé spatio-temporels relevés en surface de la plaque ; (b) le même, corrigé en amplitude

Un signal extrait de cette figure est repris Figure 20 en fonction de la position et pour un temps donné afin de montrer la présence effective de faibles amplitudes.

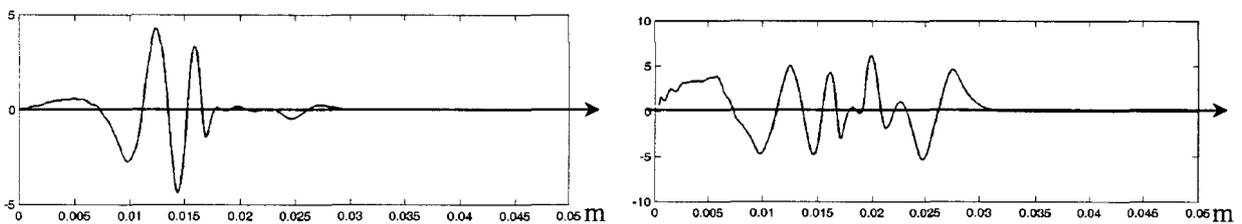


Figure 20: Champ acoustique avant et après correction de gain

Les courbes de dispersion obtenues par transformée de Fourier bidimensionnelle appliquée au relevé spatio-temporel sont présentées Figure 21 dans le domaine  $(f,k)$ .

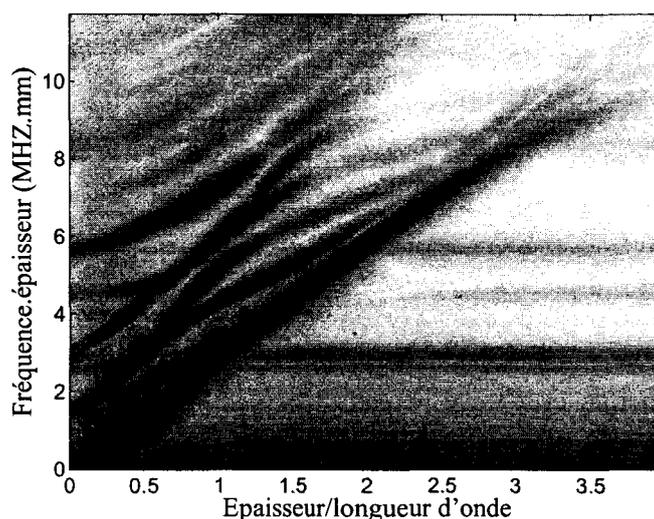


Figure 21: Courbes de dispersions dans le domaine  $(f, k)$ , obtenues par FFT 2-D des relevés spatio-temporels pour l'excitation ponctuelle large-bande.

Tous les modes antisymétriques et symétriques sont présents sur cette Figure 21. Cela signifie d'une part que ce type d'excitation permet la génération des modes et ceci jusqu'à un ordre élevé et d'autre part que le code de calcul constitue un outil numérique fiable pour la simulation de phénomènes acoustiques puisqu'il est en accord qualitatif et quantitatif avec les résultats analytiques.

Expérimentalement, il n'existe aucun équivalent offrant une visualisation des déplacements engendrés par les ondes de Lamb à l'intérieur de plaques opaques. Seule une détection en surface est possible.

Cependant, lorsque la plaque est immergée, les ondes de Lamb se couplent avec le fluide et réémettent dans ce fluide. L'ombroscopie et la strioscopie sont particulièrement adaptées pour visualiser la réémission dans l'eau des ondes de Lamb. Nous pouvons alors confronter les résultats numériques et expérimentaux, afin de déterminer les caractéristiques modales de ces ondes.

#### **4-2 Cas d'une plaque immergée dans un fluide**

Dans ce paragraphe, nous présentons l'étude menée sur la diffusion d'une onde acoustique par une plaque immergée et en particulier la réémission dans le fluide des ondes qui se propagent dans la plaque.

Les résultats expérimentaux et ceux issus du calcul numérique constituent une étape intéressante dans la compréhension des phénomènes spécifiques aux solides d'épaisseur fine.

La démonstration s'appuie sur les simulations numériques afin d'interpréter les visualisations obtenues. Enfin, une représentation qualitative, visuelle, des modes de Lamb et de Stoneley sera

présentée. L'ensemble des résultats obtenus dans ce paragraphe serviront à interpréter les visualisations obtenues dans le cas des coques complexes.

Nous avons vu chapitre 1 paragraphe 3.2 que deux types de générations de l'onde acoustique initiale étaient possible : une excitation à distance, où la source est disposée à une distance finie de l'objet étudié et une excitation en contact où cette fois l'onde est générée directement sur l'objet. Le paragraphe 4-1 précédent montrait, à titre de validation du code de calcul, les résultats numériques obtenus dans le cas d'une plaque non chargée. L'excitation simulée en dernier lieu ressemblait à l'excitation « en contact ». L'introduction d'un fluide de part et d'autre de la plaque permet de simuler les deux configurations d'excitation.

#### ***4-2.1 Excitation à distance de la plaque : Résultats expérimentaux***

La photographie de la Figure 22 est une ombroscopie extraite d'une série de visualisations ultrarapides. La source *E* est placée 2 cm au dessus d'une plaque d'acier d'1 mm d'épaisseur, de 30 cm de longueur et de 10 cm de large immergée dans l'eau.

Cette visualisation donne accès aux évolutions spatiale et temporelle de la réémission dans le fluide des ondes générées dans la plaque. Elle permet également d'observer les caractéristiques de symétrie des ondes acoustiques de part et d'autre de la plaque.

L'analyse de cette photographie est complexe. Différents phénomènes se superposent. En particulier, il est possible d'observer deux ondes qui ont anticipé l'onde incidente *I* et sa réflexion spéculaire *RS*. Ces ondes possèdent la forme caractéristique des ondes latérales (ondes de tête). Elles rayonnent dans le fluide et correspondent aux modes de vibration de la plaque soumise à l'excitation ponctuelle large bande. Elles sont donc la manifestation dans le fluide des ondes de Lamb décrites chapitre 2 paragraphe 2.

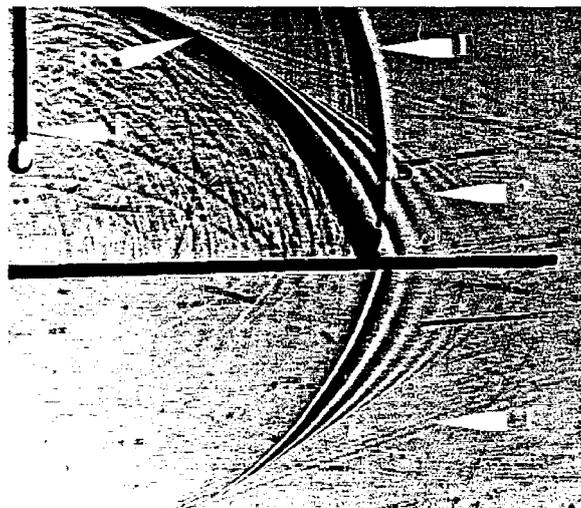


Figure 22 : Visualisation par ombroscopie de la diffusion d'une onde acoustique générée à distance sur une plaque d'1 mm d'épaisseur.

Certes l'excitation est large bande mais elle possède des limites basse et haute fréquence explicitées chapitre 1 paragraphe 3.6. Pour leur part, les ondes de Lamb sont dispersives et tous les modes à l'exception de ceux d'ordre zéro, apparaissent au dessus d'une fréquence de coupure (cf. chapitre 2 paragraphe 2.1.d). Nous avons repris Figure 23 les courbes de dispersion théoriques calculées en fonction du produit *fréquence.épaisseur* et sur lesquelles il est aisé de déterminer les modes de Lamb pouvant être générés, en fonction de l'épaisseur de la plaque étudiée et de la bande passante de la source.

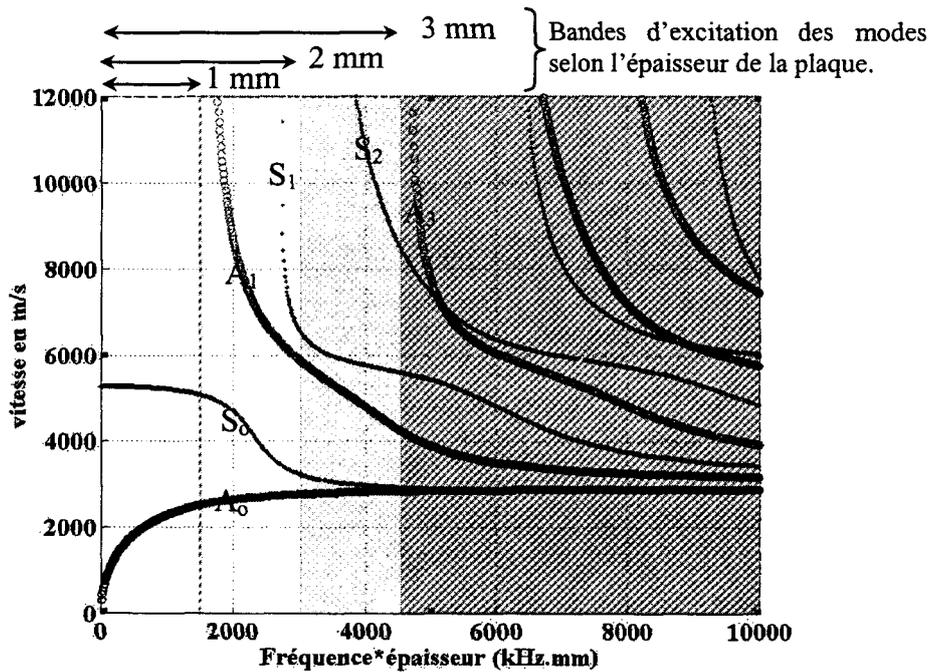


Figure 23 : Courbes de dispersion des ondes de Lamb. Les différentes zones délimitent l'étendue fréquentielle excitée en fonction de l'épaisseur de la plaque étudiée.

Les limites de l'étendue spectrale excitée en fonction de l'épaisseur de la plaque sont indiquées Figure 23 par les zones de niveaux de gris croissants.

Pour une plaque d'1 mm d'épaisseur, seuls deux modes peuvent être générés : le mode de flexion antisymétrique d'ordre zéro  $A_0$ , ainsi que le mode de dilatation symétrique d'ordre zéro  $S_0$ .

Dans cette gamme de fréquence l'onde  $S_0$  est peu dispersive et sa vitesse de phase,  $c_{S_0} \approx 5300 \text{ m.s}^{-1}$ , est supérieure à celle de l'onde  $A_0$  qui est dispersive. La vitesse de phase de l'onde  $S_0$  correspond à un angle de réémission dans l'eau  $\theta$  effectivement mesuré sur la

photographie, d'une valeur de  $\theta \approx \arcsin \frac{1470}{5300} \approx 16^\circ$ . Cette onde se présente sous la forme d'un

front d'onde fin (noté  $I$  sur la Figure 22) ne présentant pas d'étalement de dispersion et

symétrique par rapport au plan  $Y=0$  de la plaque. On rappelle que les parties sombres sur la photographie correspondent à une compression.

L'onde  $A_0$  se propage plus lentement dans le solide. Son rayonnement dans le fluide (noté 2 sur la Figure 22) est donc en retard sur l'onde  $S_0$ . Le rayonnement est composé de larges franges alternativement claires (décompression) et sombres (compression) qui traduisent un élargissement de l'impulsion initiale et une propagation dispersive. L'antisymétrie des niveaux de gris de part et d'autre de la plaque est une manifestation des caractéristiques de symétrie des modes.

Ahyi *et al.* [2] ont démontré par une technique d'extraction de courbe de dispersion à partir du relevé des courbes d'équiphase présentes sur une photographie, que l'onde (2) correspond effectivement au mode  $A_0$ , offrant ainsi une première démonstration expérimentale de la pseudo onde de Rayleigh  $A_0$ . Le détail de cette technique est décrit dans la référence [3].

La largeur de bande de la source est fixe pour une valeur de condensateur donnée (cf. Chapitre 1 paragraphe 3.6). Le seul moyen d'obtenir une visualisation des modes d'ordre supérieur est de considérer des plaques d'épaisseur plus importante. Les limites approximatives de la bande de fréquences à considérer pour le cas d'une plaque de 2 mm et 3 mm d'épaisseur sont indiquées sur la Figure 23. Les modes d'ordre 1, 2 et 3,  $A_1$ ,  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $A_3$ , peuvent être générés en complément des modes d'ordre zéro. Dans cette gamme de fréquence, les modes  $A_1$  et  $S_1$  sont fortement dispersifs et présentent des vitesses très élevées lorsqu'on s'approche asymptotiquement des fréquences de coupures de chacun des modes.

A un instant donné, l'angle de réémission dans le fluide de l'onde qui se propage dans la plaque est déterminé par le rapport de la vitesse du son dans le fluide  $V_o$  sur la vitesse de phase de

l'onde  $V_\varphi(f)$  et s'exprime par :  $\theta = \arccos \frac{V_o}{V_\varphi(f)}$ .

Autour de la fréquence de coupure, les vitesses sont quasi-infinies ;  $V_o$  devient négligeables devant elles. L'angle  $\theta$  tends vers  $90^\circ$ .

Il en résulte qu'en suivant une démarche réciproque à celle donnée par Ahyi [3], il est possible d'estimer qualitativement, par le calcul de l'angle de réémission, l'allure spatiale des fronts d'ondes correspondant à ces modes d'ordre supérieur.

Or il se trouve que les visualisations présentent de nombreuses manifestations du type attendu pour ces modes supérieurs. Ces aspects n'ont encore jamais attiré l'attention jusqu'à aujourd'hui et les travaux antérieurs se sont plus focalisés sur les modes  $A_0$  et  $S_0$ .

La Figure 24 présente les visualisations obtenues pour des plaques de 2 mm et 3 mm. En dessous du front d'onde issu de la réflexion spéculaire  $RS$ , on observe une alternance de zones claires et

sombres, de petite longueur d'onde, ayant un angle de réémission qui tend vers  $90^\circ$  (noté  $I$ ) qui diminue légèrement plus en avant du point d'excitation (noté  $2$ ).

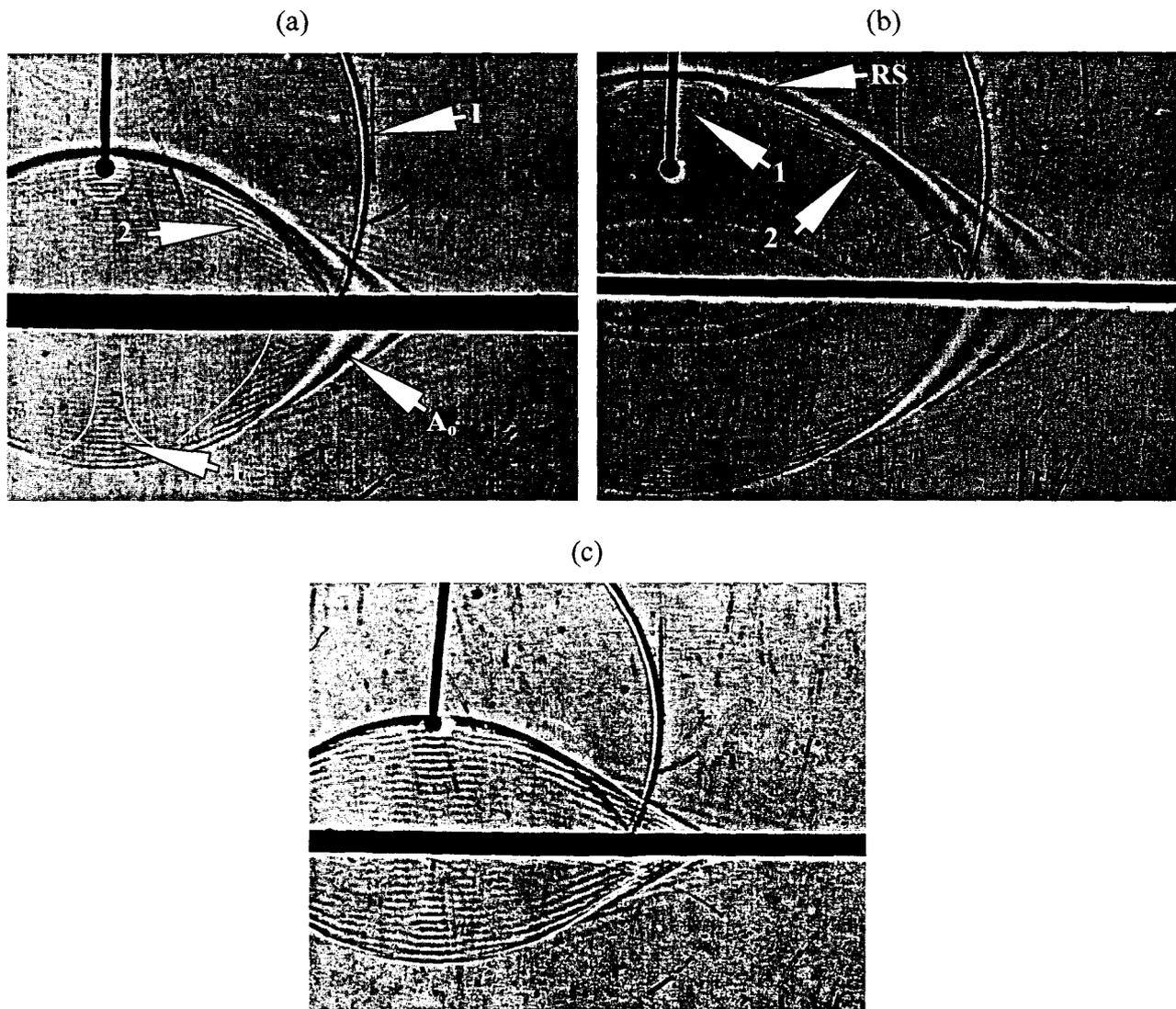


Figure 24: Visualisation par ombroscopie de la diffusion d'une onde acoustique générée à distance sur une plaque de (a, b) 2 mm et (c) 3 mm d'épaisseur.

Comme il s'agit d'images ombroscopiques, la comparaison graphique de la répartition des zones de compression et de décompression de part et d'autre de la plaque donne une information sur la symétrie de ces phénomènes, qui semblent ici être symétriques.

D'un point de vue général, le rayonnement observé en dessous de la réflexion spéculaire se répartit de façon complexe et différentes zones ressortent où la réémission est plus intense. Nous avons tracé en blanc sur la Figure 24.a) le contour des zones qui se dégagent et où l'on soupçonne la manifestation de modes d'ordres supérieurs.

On observe également un phénomène qui devance l'onde incidente  $I$  et l'onde  $A_0$ . L'onde  $S_0$  n'est plus visible sur ces visualisations. Elle peut être fortement atténuée pour ces épaisseurs et couverte par la manifestation des modes qui s'ajoutent.

Une autre façon de visualiser la manifestation des modes d'ordre supérieur est de considérer une plaque d'épaisseur linéairement variable ( $1^\circ$  d'angle). L'épaisseur de la plaque directement sous les électrodes de la source est légèrement supérieure à 1 mm. On observe clairement, Figure 25, un comportement de diffusion différent de chaque côté, selon que l'onde incidente se dirige vers les épaisseurs croissantes ou décroissantes.

En direction des faibles épaisseurs, on retrouve les modes  $A_o$  (1) et  $S_o$  (2) alors que vers les épaisseurs plus importantes, les modes d'ordres supérieurs à zéro se manifestent (3).

Les ondes qui se propagent dans la plaque s'adaptent au cours de leur propagation comme si localement la plaque était d'épaisseur constante.

Des modes réfléchis, faisant demi-tour avant même d'avoir atteint l'extrémité de la plaque ont été observé par méthodes harmoniques. Un mode peut faire demi-tour, à fréquence fixée, lorsqu'il atteint son épaisseur de coupure [4]. Cette manifestation n'est pas visualisée ici, peut être en raison d'une sensibilité insuffisante du système de visualisation.

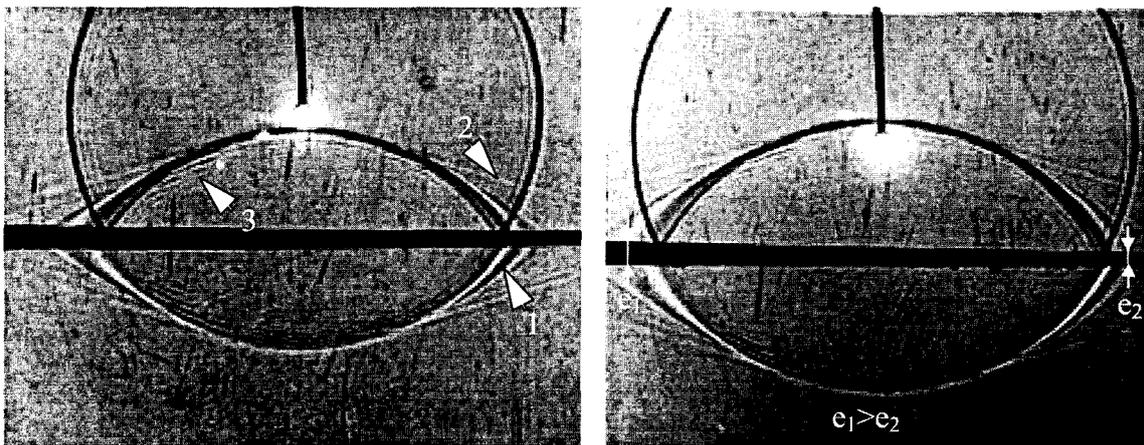


Figure 25 : Diffusion acoustique sur une plaque d'épaisseur variable

#### 4-2.2 Excitation de la plaque en contact : Résultats expérimentaux

Considérons maintenant le cas d'une plaque d'acier de 1 mm d'épaisseur immergée dans l'eau et excitée par la configuration « en contact ». Nous avons vu chapitre 1 paragraphe 3.2.b que ce mode d'excitation est très énergétique et qu'il favorise la génération d'ondes de surface et d'ondes homogènes d'intensité importante.

La Figure 26 présente une visualisation par ombroscopie obtenue pour la configuration considérée. Les résultats semblent relativement différents de ceux fournis par l'excitation à distance.

Le phénomène vraiment remarquable sur ces photographies est antisymétrique et est localisé dans l'eau sur une fine couche de part et d'autre de la plaque. Un agrandissement est placé à droite de la figure 26.

L'angle apparent de réémission des différentes franges est faible, proche de  $0^\circ$ . Ses variations sont faibles. Cet angle, défini par  $\theta = \arccos \frac{V_o}{V_\phi(f)}$ , correspond à une onde dont la vitesse de phase est proche de celle du son dans l'eau. Le vecteur d'onde associé à cette onde est parallèle à la plaque.

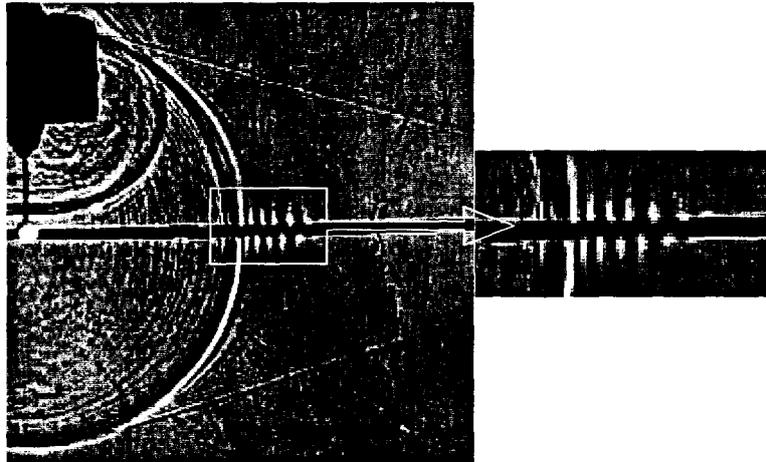


Figure 26 : Visualisation par ombroscopie de la diffusion d'une onde acoustique générée en contact sur une plaque de 1 mm d'épaisseur.

La visualisation correspond à  $41 \mu s$  après le déclenchement de la source. Seules les courtes longueurs d'ondes et donc les hautes fréquences sont observables après un délai si court. L'onde visualisée n'est, semble t'il, pas dispersive sur cette gamme de fréquence. De plus, on peut mesurer sa vitesse d'avancement grâce à l'aspect ultra-rapide de la visualisation. On trouve une vitesse voisine de celle du son dans l'eau. Parmi toutes les ondes connues théoriquement, seule l'onde  $A$ , de Scholte-Stoneley correspond à ce comportement. Si tel est le cas, l'onde visualisée devrait avoir une courbe de dispersion du type suivant (Figure 27) :

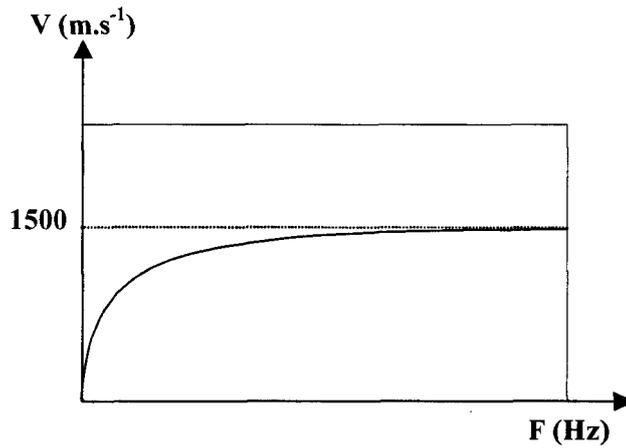


Figure 27 : Allure de la vitesse en fonction de la fréquence pour l'onde  $A$ .

Cette onde évanescente se propage parallèlement à la paroi du côté fluide et est générée par une onde incidente rasante. L'incidence rasante est obtenue ici par l'excitation en contact. Mais, ce genre de phénomène a également été observé par *V.Latard* [13] par effet géométrique sur une coque (Figure 28).

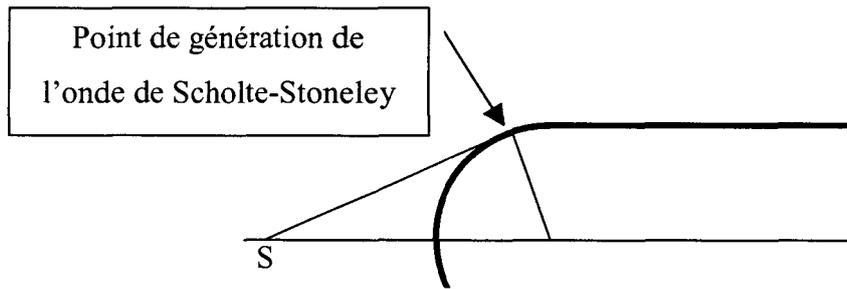


Figure 28 : génération de l'onde de Scholte-Stoneley par une onde en incidence rasante.

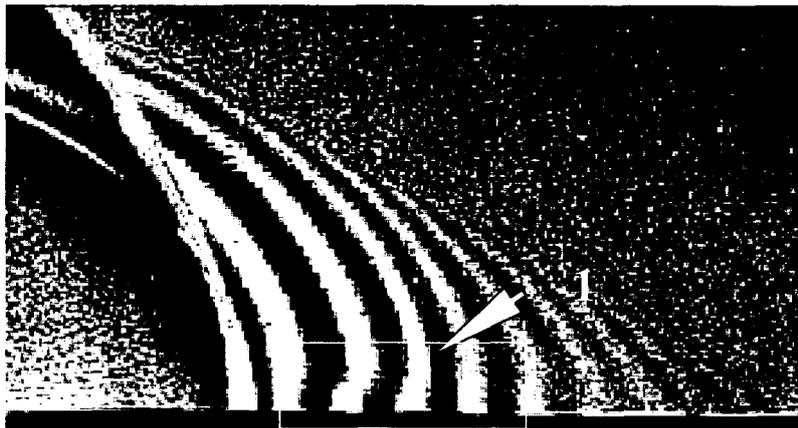


Figure 29 : Interaction entre le rayonnement issu de l'onde  $A_0$  et l'onde évanescente

Une des visualisations obtenues pour cette configuration (Figure 29) avait d'ailleurs mis en évidence une onde ( $I$ ) qui avait été identifiée comme l'onde  $A$  de Scholte-Stoneley avec l'explication suivante :

Le rayonnement issu de l'onde  $A_0$  subit dans l'espace confiné près de la surface (notée  $I$ ), un léger décalage de vitesse mais avec conservation de longueur d'onde. Les fréquences correspondantes coïncident avec le lieu de séparation des courbes de dispersion relatives au mode  $A_0$  et  $A$ . Au delà de cette fréquence, l'onde  $A$  n'est plus portée par le solide comme l'onde  $A_0$  mais par le fluide (cf. chapitre 2 paragraphe 2.2 et [5]).

Les résultats expérimentaux présentés ici, mettent en évidence des phénomènes qui doivent être attribués selon toute probabilité, aux modes de Lamb d'ordre supérieur à zéro ou à l'onde de Scholte-Stoney.

Ces premières conclusions résultent de l'analyse des courbes de dispersions sur lesquelles l'étendue fréquentielle de la source a été reportée et par l'analyse des caractéristiques du rayonnement dans le fluide en terme d'angle de réémission et donc de vitesse de phase.

Malheureusement, la démarche de reconstruction de franges d'interférence décrite par Ahyi ne peut pas être appliquée ici, car, comme nous l'avons signalé, la répartition des franges est complexe. Elle ne se prête pas à une analyse immédiate par traitement d'images et résulte vraisemblablement de la superposition de plusieurs modes.

Nous avons atteint ici, les limites quantitatives de la méthode de visualisation. Le calcul numérique devient alors un outil plus riche car il fournit les grandeurs physiques en tout point et permet ainsi la construction des courbes de dispersions et même de reconstituer des visualisations.

### ***4-2.3 Diffusion sur une plaque : Résultats numériques***

Nous allons essayer d'apporter une confirmation à l'analyse des résultats des visualisations grâce au calcul numérique. Les résultats sont présentés Figure 30 pour l'excitation à distance sur une plaque d'acier immergée dans l'eau. Ces résultats sont à comparer aux visualisations de la Figure 22.

Les différents phénomènes réémis dans l'eau sont indiqués en adoptant une notation identique à celle de la Figure 22. On retrouve l'onde incidente  $I$ , l'onde réfléchi sur la plaque ou réflexion spéculaire  $RS$ , ainsi que l'onde  $S_0$  (notée  $1$ ) et l'onde  $A_0$  (notée  $2$ ).

Ces résultats sont la représentation en nuance de gris de la pression acoustique dans le fluide échantillonnée en amplitude sur quatre niveaux de gris. Ils correspondent donc aux variations d'éclaircissement des ombroscopies (cf. Chapitre 1).

Un traitement numérique de contrôle de gain, défini par la relation ( 1 ) ne peut pas être appliquée ici, à cause d'une faible quantification de l'amplitude. On observe clairement une

répartition spatiale et temporelle identique à celle observée expérimentalement et en particulier pour les ondes  $A_o$  et  $S_o$ .

La Figure 31 présente pour différents temps, les résultats numériques obtenus dans le cas d'une excitation « en contact ». On retrouve l'onde incidente (notée  $I$ ), l'onde  $S_o$  (notée  $1$ ) et  $A_o$  (notée  $2$ ). En complément de l'ensemble de ces ondes, une onde de surface inhomogène, évanesccente, se propage dans le fluide, confinée sur une faible épaisseur de part et d'autre de la plaque. Cette onde est antisymétrique. Elle apparaît au début comme une distorsion du rayonnement associé à l'onde  $A_o$ , (notée  $3$ ). Enfin, plus tard, elle se distingue clairement de l'onde  $A_o$  (notée  $4$ ) avec une vitesse stationnaire proche de la vitesse du son dans le fluide. Il s'agit de l'onde de Scholte-Stoneley  $A$ . Ces résultats sont à comparer aux Figure 26 et 29.

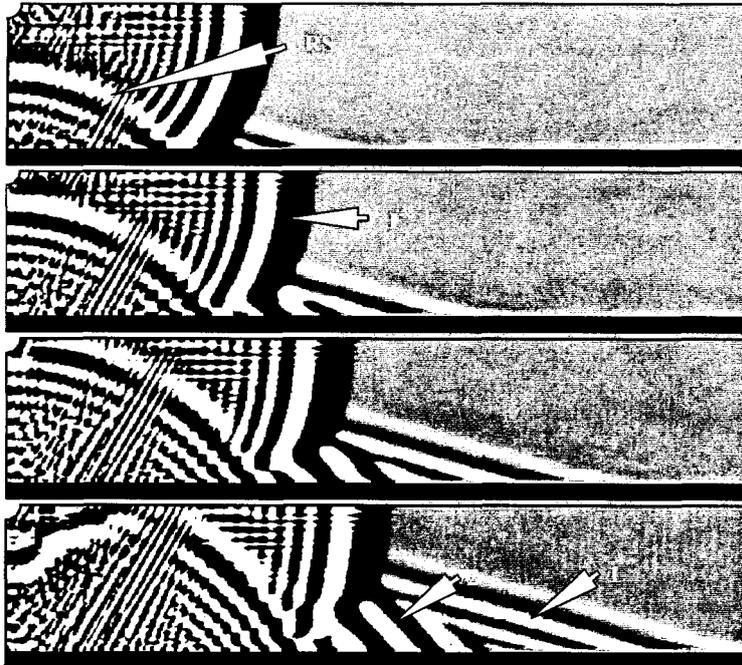


Figure 30: Simulation numérique de la diffusion d'une onde acoustique générée à distance sur une plaque d'acier

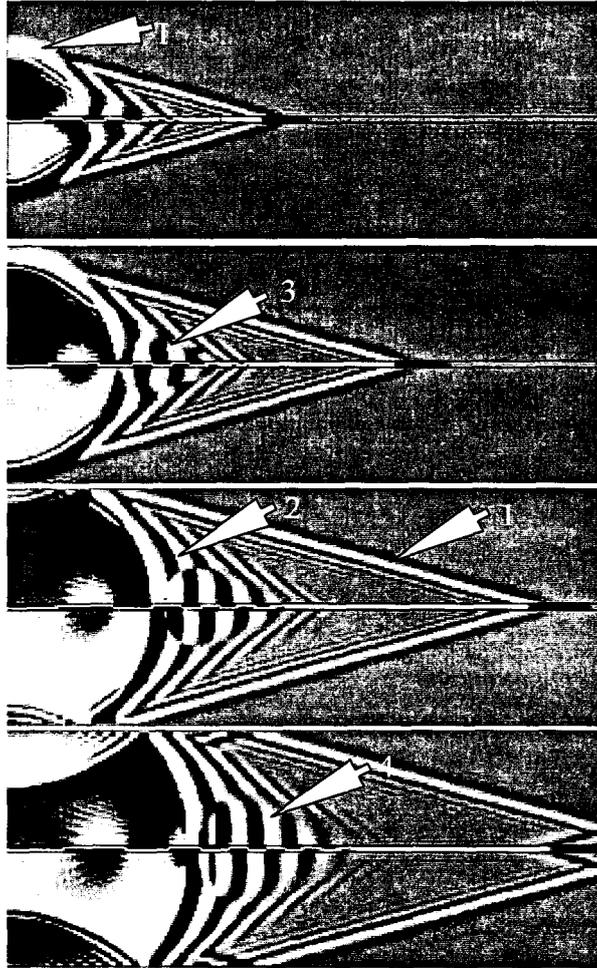


Figure 31 : Simulation numérique de la diffusion d'une onde acoustique générée en contact sur une plaque d'acier

Les résultats numériques sont en parfait accord qualitatif avec les résultats expérimentaux. Chacune des ondes observées par visualisation, se retrouve ici avec les mêmes caractéristiques d'évolution spatiale et temporelle et de symétrie.

Au delà des considérations qualitatives, les résultats numériques offrent la possibilité d'analyser chacun des phénomènes observés, de façon quantitative. Ainsi, un relevé spatio-temporel de la pression à une distance  $y=d$  de la plaque, permet d'avoir une représentation temps-distance des ondes rayonnées dans le fluide.

Un post-traitement numérique de ces informations permet d'extraire les caractéristiques relatives à la fréquence et à la vitesse des différents phénomènes.

Cette technique contient deux étapes :

- La première consiste à tracer dans le repère distance-temps, le relevé de la pression, de façon équivalente à la démarche utilisée chapitre 2 paragraphe 6.3, et de calculer sa transformée de Fourier bidimensionnelle afin d'obtenir une représentation des courbes de dispersion dans le domaine des fréquences spatiales et temporelles.

- La deuxième étape met en application un principe d'isolement de modes sur les courbes de dispersion obtenues dans le plan  $(f,k)$ , par filtrage sélectif.

Cette procédure permet, en définitive, par une transformée de Fourier bidimensionnelle inverse, d'obtenir une représentation spatio-temporelle de chacun des modes sélectionnés.

Il existe différentes méthodes pour séparer des ondes dans le cas d'une diffusion multimodale.

Ces techniques sont largement utilisées pour l'analyse des signaux sismiques, domaine dans lequel de nombreux logiciels ont été développés.

Analysons tout d'abord quelques-unes des principales techniques de séparation d'ondes et donnons une justification à la méthode choisie ici.

#### ***4-2.4 Méthodes de séparations des ondes***

L'objectif du post-traitement décrit ici est l'identification et la séparation des différents modes pour une meilleure compréhension et une caractérisation des ondes de Lamb. Les relevés effectués en surface de la plaque sont des signaux dus à des réfractions, réflexions, diffractions et à des propagations en guide d'onde. Ces manifestations interfèrent entre elles. Les relevés en surface comportent un certain nombre d'informations véhiculées par la plaque et réémises dans le fluide.

La séparation des ondes du bruit et la séparation des ondes entre elles sont des opérations classiques quand les ondes sont orthogonales. Des filtrages par filtre  $(f,k)$  ou l'utilisation de la transformée de décomposition en valeur singulière (SVD) ou Karhunen-Loève (TKL) sont couramment employés, en particulier en sismique [4, 7].

Quand les ondes sont voisines ou quand leur vecteur de propagation ne sont pas simples à modéliser, une méthode utilisant les propriétés de la matrice spectrale est efficace [8].

Ces méthodes peuvent être classées en trois catégories : Les méthodes à gabarit, les méthodes d'inversion et les méthodes matricielles. Pour sélectionner une onde, on opère par changement de repère qui permet de concentrer les informations relatives à l'onde en un espace le plus réduit possible, en terme de traitement de signal. Les données initiales sont acquises dans le domaine temps-distance et la séparation s'effectue dans le domaine associé.

Par ordre de temps de calcul croissant, on trouve les méthodes suivantes :

- Séparation par somme et différence de relevés consécutifs ;
- Méthode de la semblance ;
- séparation par filtre médian ;
- séparation par polarisation ;

- séparation par filtrage de Wiener ;
- séparation par filtrage en vitesse apparente ;
- séparation par filtrage (f,k) ;
- séparation par décomposition en valeur singulière (SVD) ou Karhunen-Loève (TKL) ;
- séparation par manipulation de la matrice spectrale (SMF) ;
- séparation par méthodes paramétriques.

La méthode par filtrage (f,k) appartient à la classe des méthodes à gabarit. Dans le domaine associé au plan (x,t), des gabarits sont disposés de façon à annuler l'énergie associée à certaines fréquences et à certains nombres d'ondes k.

Les méthodes matricielles sont basées sur la construction d'une matrice (matrice de covariance ou matrice interspectrale) qui est décomposée suivant ses vecteurs propres. Les données sont ensuite projetées sur les vecteurs propres. La projection des données sur un vecteur propre est appelée section propre. Les sections sont classées par ordre de valeur propre décroissante. La méthode de Karhunen-Loève (TKL) et la technique de filtrage matriciel à l'aide de la matrice interspectrale (SMF) appartiennent à la famille des méthodes matricielles. Ces méthodes permettent à la fois de réaliser une séparation des ondes mais également une amélioration du rapport signal sur bruit en séparant les données en un espace signal et un espace bruit. L'espace signal est la première section propre ou la somme des premières sections propres associées aux plus fortes valeurs propres. Le détail de chacune de ces méthodes est proposé dans l'ouvrage de J.L Mari [9].

Etant donné le caractère dispersif des ondes considérées dans cette étude, nous avons choisi une méthode de séparation d'ondes à gabarit, par filtrage (f, k) bidimensionnel.

Cette méthode est mise en œuvre par l'utilisation d'un logiciel de traitement de signaux sismiques :Winseis<sup>®</sup>. Il offre la possibilité de définir par interface graphique, la forme, l'emplacement des filtres ou masques dans le domaine (f, k).

Par transformée de Fourier 2-D inverse on trouve le signal filtré présenté dans le plan initial (x, t). Dans le plan (f, k), les ondes sont sélectionnées par des filtres ou masques, en éventail, en bande ou en polygone (Figure 32). Ces « gabarits » ont une amplitude maximale égale à 1 dans les régions blanches et nulle en dehors. Les bords peuvent être abrupts ou progressifs à l'identique d'une fenêtre de Hanning.

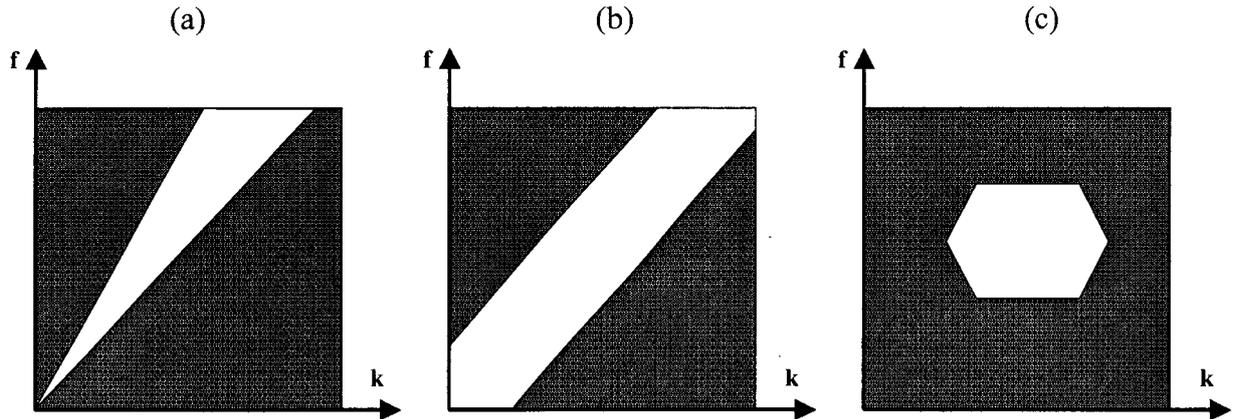


Figure 32: Gabarits pour le filtrage ( $f, k$ ):(a) filtre en éventail, (b) filtre en bande, (c) filtre « polygone »

#### 4-2.5 Signature acoustique bidimensionnelle des modes de Lamb

Les évolutions temporelles de la pression relevées à la frontière entre la plaque et le fluide sont représentées Figure 33 dans le plan temps-distance et corrigée en amplitude. Sans grande surprise, ce relevé « sismique » possède les mêmes caractéristiques que celui observé dans le cas d'une plaque libre de charge.

L'effet de la charge par un fluide ne se manifeste pas car seules les composantes du tenseur de contrainte ( $T_{xx}+T_{xy}$ ) sont représentées. Toutes ces informations sont relatives aux phénomènes portés par le solide et non à celles portées par le fluide.

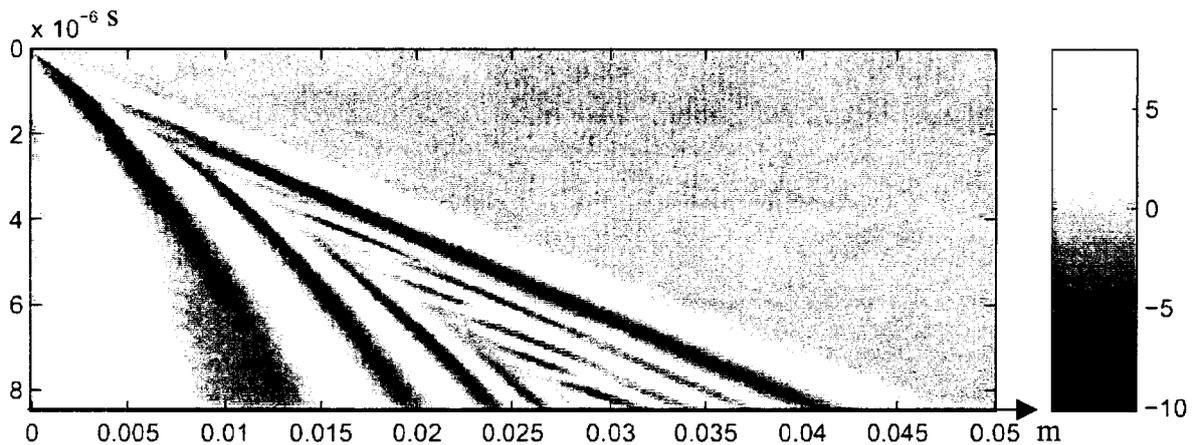


Figure 33 : Relevé spatio-temporel de la pression relevée en surface de la plaque corrigé en amplitude

L'application d'une transformation de Fourier bidimensionnelle nous donne, dans le plan ( $f, k$ ), les courbes de dispersion relatives aux modes de Lamb (Figure 34).

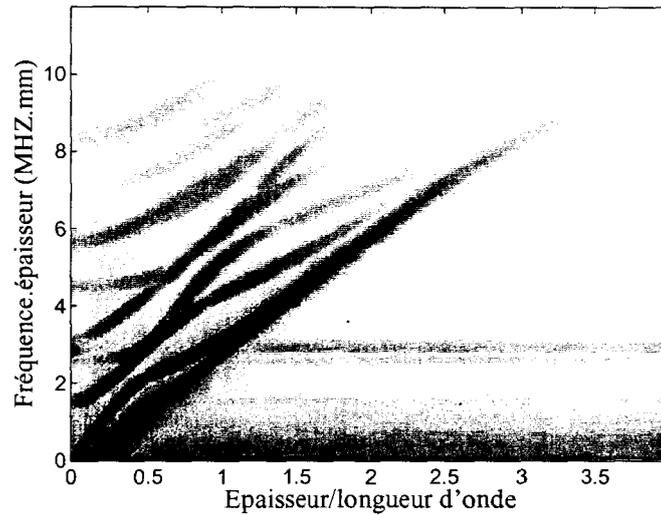
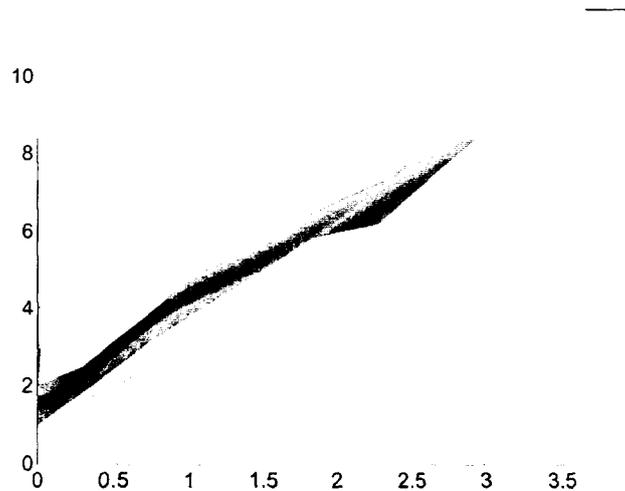


Figure 34 : Courbes de dispersion relatives au relevé de la Figure 33

#### 4-2.5.a Filtrage sélectif

Appliquons maintenant la méthode de séparation d'ondes à gabarit définie précédemment, afin d'isoler chacun des modes présents. Les gabarits utilisés pour effectuer ces sélections sont des filtres en bande ou « polygones » (Figure 35).

Figure 35 : Exemple de gabarit appliqué à l'isolement du mode  $A_1$ 

Une fois le mode sélectionné et isolé, une transformation de Fourier inverse, bidimensionnelle, fournit la signature acoustique spatio-temporelle de ce mode.

De façon itérative, pour chaque mode présent sur les courbes de dispersion, nous appliquons cette méthode. Les résultats sont présentés Figure 36 à 39.

4-2.5.b *Isolement du mode  $A_0$*

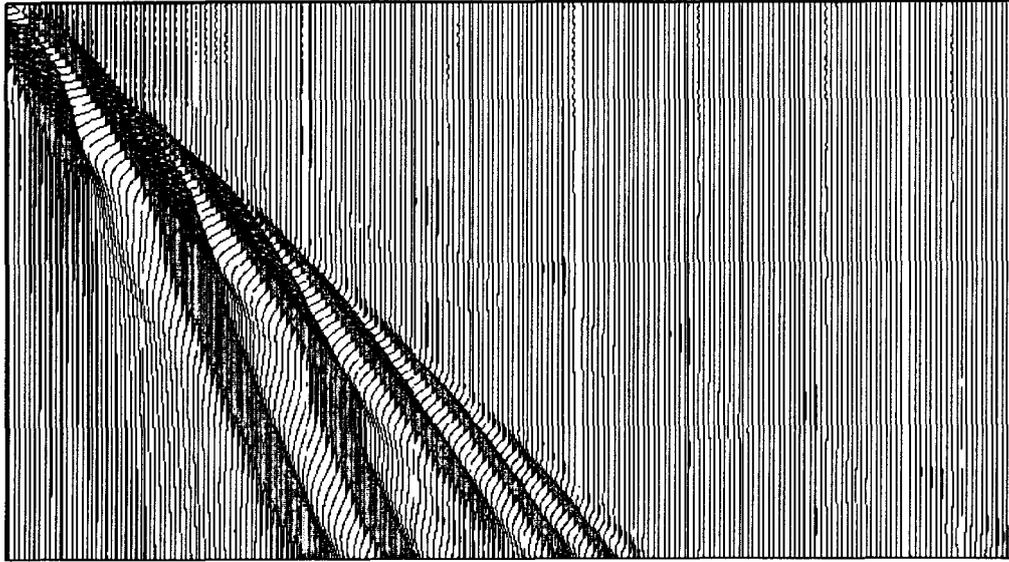


Figure 36 : Signature acoustique spatio-temporelle du mode  $A_0$

4-2.5.c *Isolement du mode  $S_0$*

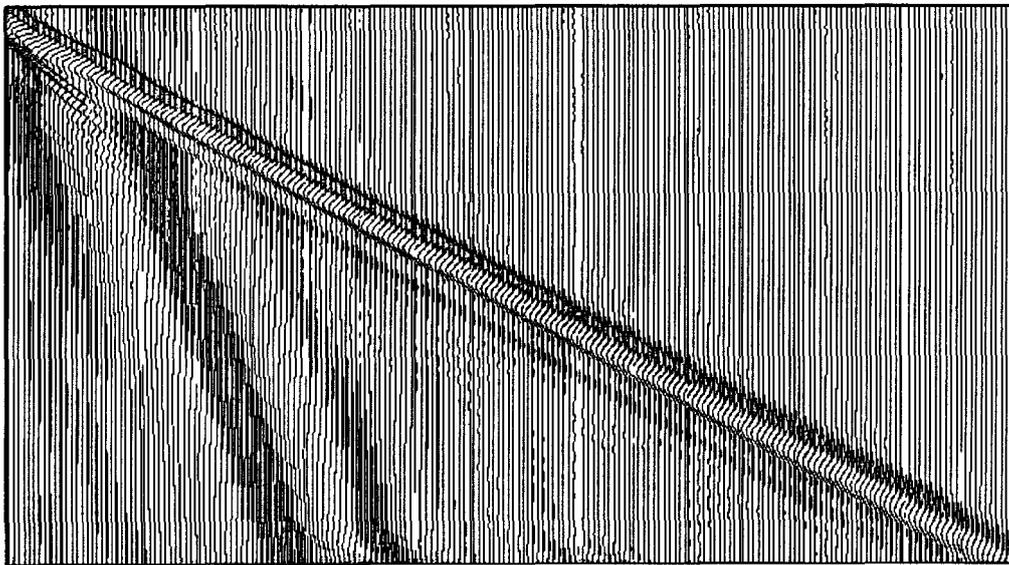


Figure 37 : Signature acoustique spatio-temporelle du mode  $S_0$

4-2.5.d *Isolement du mode  $S_1$*

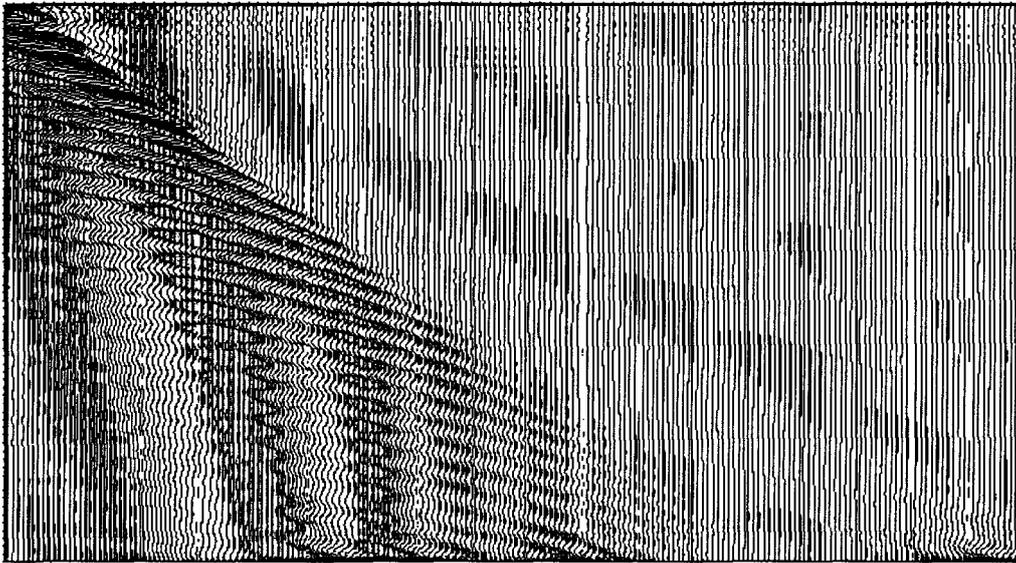


Figure 38 : Signature acoustique spatio-temporelle du mode  $S_1$

4-2.5.e *Isolement du mode  $S_2$*

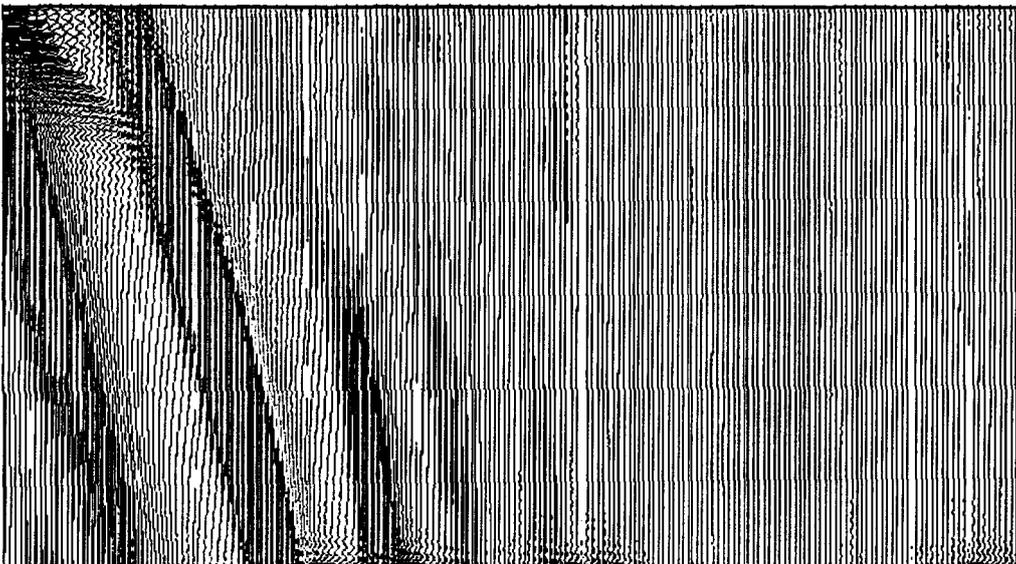


Figure 39: Signature acoustique spatio-temporelle du mode  $S_2$

Les résultats obtenus pour l'isolement des modes de Lamb  $A_0$ ,  $S_0$ ,  $S_1$  et  $S_2$  sont représentés dans le plan  $(O, x, y=c^{te}, t)$ . Afin d'estimer l'allure des modes isolés, dans le plan des visualisations,  $(O, x, y, t=c^{te})$ , il est nécessaire de définir la relation de passage d'un plan à l'autre.

#### 4-2.6 Corrélation entre les visualisations et les diagrammes temps-distance

La pression écrite dans le plan spatio-temporel,  $P(x, y=c^{te}, t)$  permet de trouver  $P(x, y, t=c^{te})$  car celui-ci n'est pas une surface caractéristique de l'équation des ondes qui est hyperbolique.

Les équations hyperboliques transportent un invariant le long des surfaces caractéristiques. Ces surfaces sont des cônes du type  $r+ct=0$  ou  $r-ct=0$ . Comme la donnée de départ n'est pas sur une caractéristique, elle se trouve sur une surface qui coupe les caractéristiques. Chaque caractéristique dispose alors de valeurs pour calculer ses invariants et les transporter ensuite dans tout l'espace. Si au contraire les données sont sur une caractéristique elles sont translatées sur la seule caractéristique sans informer sur ce qui peut se passer dans le reste de l'espace. Il en découle une non unicité de la solution.  $Y=c^{te}$  n'étant pas caractéristique, il y a une relation unique entre la donnée  $P(x, y=c^{te}, t)$  pour tout  $x$  et  $t$ , et  $P(x, y, t=c^{te})$ .

La Figure 40 propose une combinaison des résultats obtenus dans les deux plans.

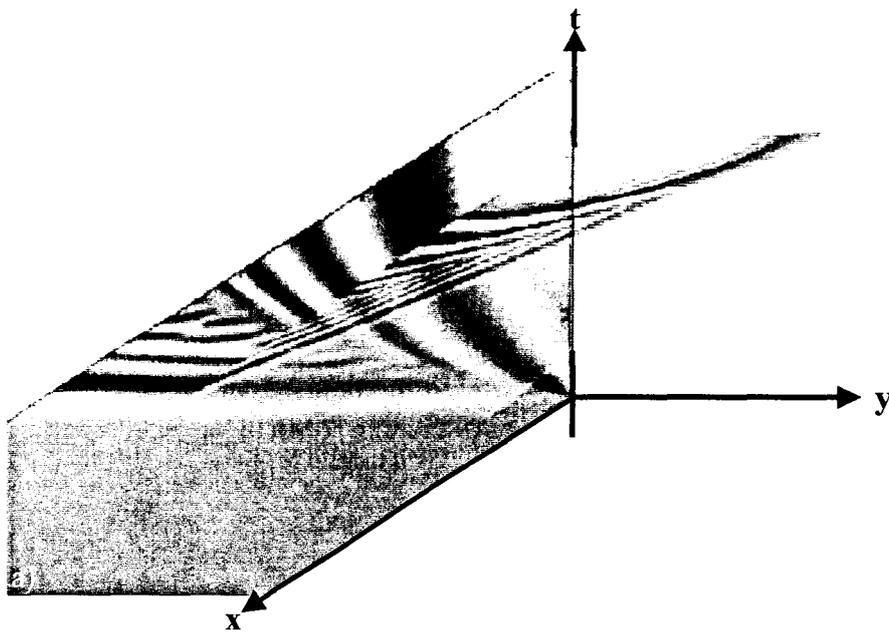


Figure 40 : plan a :  $P(x, y=c^{te}, t)$ , plan b :  $P(x, y, t=c^{te})$

Les caractéristiques mathématiques de l'équation des ondes établissent donc une relation unique entre les deux plans.

Globalement, pour former une ombroscopie du rayonnement d'un mode filtré, il faut calculer  $P(O, x, y_i, t)$  de ce mode isolé pour plusieurs valeurs  $y_i$  de  $y$ . Cette représentation donne alors accès

à toutes les données du problème et permet d'extraire de la matrice un plan  $P(x,y,t=c^{te})$ , plan des visualisations.

Cette procédure est en cours de développement.

Cependant, l'observation des allures temporelles relatives aux modes  $A_0$  et  $S_0$  montre une répartition spatiale qualitative fortement comparable aux résultats expérimentaux. Ces deux modes ont été identifiés par différentes méthodes sans équivoque. Nous émettons donc l'hypothèse que l'allure globale qualitative des relevés spatio-temporels donne une bonne approximation de l'allure du rayonnement acoustique. Cette remarque permet alors d'attribuer aux phénomènes observés paragraphe 4-2.1 de ce chapitre, pour lesquels nous avons soupçonné une manifestation de modes d'ordre supérieure à zéro, la manifestation du mode  $S_1$ . Ce qui constituerait une première visualisation expérimentale de ce mode de Lamb  $S_1$ .

Nous avons repris sur la Figure 41 l'ombroscopie et la signature acoustique spatio-temporelle du mode  $S_1$  pour comparaison.

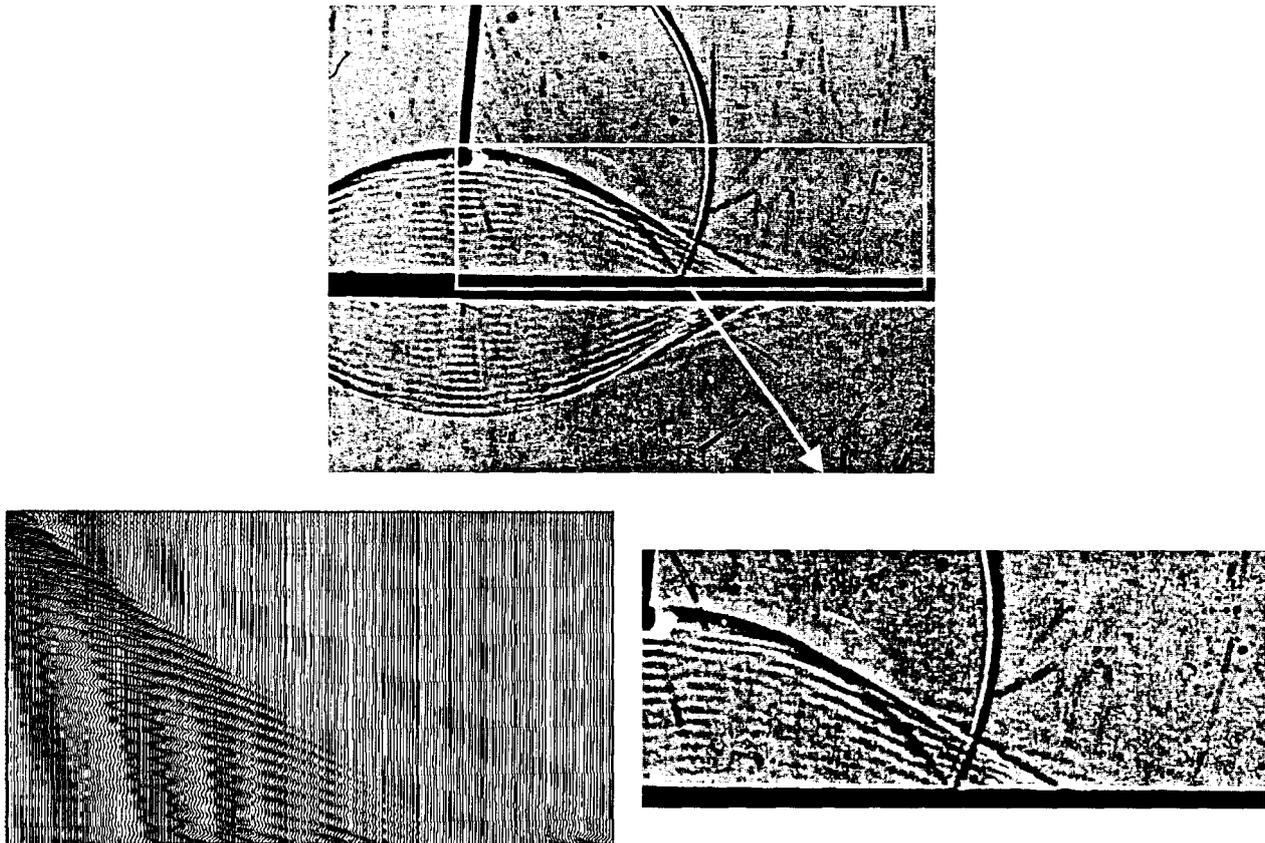


Figure 41 : Visualisation et allure spatio-temporelle du mode  $S_1$

### 4-3 Conclusion

Les résultats de calcul de propagation acoustique obtenus dans un cas de référence (plaque métallique non chargée) ont permis de valider notre outil numérique. Les résultats obtenus sont en bon accord avec les prévisions analytiques théoriques et offrent la possibilité de suivre les déplacements à l'intérieur même de la plaque étudiée. L'exploitation dans le domaine fréquentiel des résultats numériques a permis de montrer la présence de modes de Lamb  $A_n$  et  $S_n$  propagés jusqu'à l'ordre  $n=5$ .

Le dispositif expérimental a ensuite été utilisé pour l'étude de la diffusion acoustique sur des cibles élastiques planes immergées, de différentes épaisseurs (1 mm, 2 mm et 3 mm). Les visualisations du rayonnement dans le fluide permettent d'obtenir des informations qualitatives et quantitatives sur les ondes propagées dans les plaques : Au delà de l'allure générale des fronts d'ondes, une méthode d'extraction graphique des courbes de dispersion à partir des visualisations est utilisable pour l'identification des modes d'ordre zéro [3,13]. Toutefois, cette méthode n'est pas exploitable pour l'obtention d'informations quantitatives sur les autres manifestations acoustiques présentées par les ombroscopies imputables, à priori, aux modes d'ordres supérieurs, en raison de leur masquage par le mode  $A_0$ .

Enfin, la technique d'excitation acoustique « en contact », a mis clairement en évidence expérimentalement l'onde de Scholte-Stoneley  $A$  sur une plaque immergée dans l'eau en supprimant presque totalement l'onde de Lamb antisymétrique  $A_0$  sous laquelle elle est généralement masquée.

Aussi, par l'utilisation de l'outil numérique, il a été possible d'obtenir les allures spatio-temporelles des modes  $A_0$ ,  $S_0$ ,  $S_1$ , et  $S_2$  pour des points d'observation situés le long de la surface de la plaque (calcul des signaux temporels obtenus en des positions régulièrement espacées le long de la surface de la plaque et application de filtrages bidimensionnels dans le domaine  $(f,k)$ ).

Nous avons ensuite réalisé l'identification de la fonction de transformation de ces signaux spatio-temporels en image du rayonnement dans l'eau des ondes propagées pour un temps fixé afin de faire le lien avec les résultats expérimentaux fournis par les visualisations.

#### 4-4 Références bibliographiques

1. Voinovich P., Merlen A ; Timofeev E., Takayama K, « Numerical simulation of wave scattering at shock-loaded metallic plates and shells in water », 23er International Symposium on Shock Waves, Fort Worth, Texas, USA, p 2817, 2001.
2. Ahyi A., Pernod P., Latard V., Merlen A., Uberall H., J. Acous. Soc. Am., vol. 104 n°5, pp2727-2732. First experimental demonstration of the pseudo-Rayleigh (A0) wave acoustically excited on water-immersed cylindrical shells, 1998.
3. Ahyi A., Thèse en électronique à l'Université de Lille 1. Développement d'un système d'imagerie ultra-rapide : Application aux études de rayonnement et de diffusion acoustique, 1997.
4. A.Guillet, M.A.E.Kettani, F.Luppé, « Guided waves propagation in an elastic plate of linearly varying thickness »,
5. Bao.X.L., *et al.* , « The splitting of dispersion curves for plates fluid-loaded on both sides », J. Acoust.Soc. Am. 102 (2), pp. 1246-1248, 1997.
6. Hémon C ;, Macé D., « essai d'une application de la transformation de Karhunen-Loève au traitement sismique », Geophysical Prospecting, vol.26, n°4, pp. 417-434, 1978.
7. Freire S., Ulrych L.M., Tad J., « Application of singular value décomposition to vertical seismic profiling », Geophysic 53, n°6, pp. 778-785, 1988.
8. Mars J., « Séparation d'ondes », Thèse de doctorat de l'institut Nationale Polytechnique, Grenoble, 1988
9. Mari J-L., Glangeaud F., Coppens F., « Traitement du signal pour géologues et géophysiciens », Edition TECHNIP, Publications de l'Institut Français du Pétrole, 1997
10. Izbicki, Rousselot, Gerard, Maze, Ripoché, « Analysis of resonances related to Scholte-Stoneley waves around circular cylindrical shells », J.Acoust.Soc.Am., vol. 90, pp. 2602-2608, 1991.
11. Frisk, Uberall, « Creeping waves and lateral waves in acoustic scattering by large elastic cylinder », J. Acous. Soc. Am., Vol. 59(1), pp. 46-54, 1976.
12. Talmant, Quentin, Rousselot, Subrahmanyam, Uberall, « Acoustic resonances of thin cylindrical shells and the resonace scattering theory », J. Acous. Soc. AM. , vol. 84(2), pp. 681-687, 1988.
13. Latard V., « Méthode de visualization par gradient d'indice en mecanique des milieux non homogenes », These de doctorat, Université de Lille1, 1998.

14. Brill D., Uberall H., « Acoustic waves transmitted through solid elastic cylinders », J. Acoust. Soc. Am., vol.50 (3), pp. 921-939, 1971.
15. Quentin, « La diffusion acoustique par des cibles élastiques de forme géométrique simple. Théories et expériences. », N. GESPA (Approximation de l'optique géométrique. Chap. 10) , pp. 281-310.
16. Welton P.J., de Billy M., Hayman A., Quentin G., « Back scattering of short ultrasonic pulses by solid elastic cylinders at large  $ka$  », J. Acoust. Soc. Am., vol.67 (2), pp. 470-476, 1980.
17. **L.Derbese** *et al.*, « Acoustic scattering from complex elastic shells : visualization of  $S_o$ ,  $A_o$  and  $A$  waves », Ultrasonics, (38), pp. 860-863, 2000.

## Chapitre 5

### Diffusion acoustique sur cibles élastiques à géométrie complexe

Nous nous intéressons dans ce chapitre à l'étude des phénomènes de diffusion acoustique sur des coques sphériques, tubes, et objets plus complexes de type « *LINE* » (tubes fermés aux extrémités par des demi coques sphériques).

Après quelques rappels théoriques sur la propagation des ondes dans les solides à géométries courbes, les résultats expérimentaux et numériques sur une sphère pleine immergée et un tube immergé, en incidences axiale et normale sont présentés. Les particularités de propagation dans le milieu élastique et de rayonnement dans le fluide environnant des ondes géométriques, pour le cas de la sphère pleine, et des ondes de Lamb  $A_o$  et  $S_o$  et de Franz pour le tube, sont mises en évidence à l'aide de nos outils expérimentaux et numériques.

Dans le cas de la cible « *LINE* », ces approches permettent de mettre clairement en évidence l'interaction entre l'onde de Lamb  $A_o$  et l'onde de Scholte-Stoneley  $A$  prévue par le calcul numérique dans les chapitres antérieurs, et les phénomènes particuliers de réflexions et/ou conversions de mode des ondes  $A_o$  et  $S_o$  au niveau des jonctions entre la partie cylindrique et hémisphérique de la cible. Les influences respectives de la discontinuité de courbure, du joint de soudure et de sa surépaisseur associée à la jonction tube-hémisphère de la cible sont discutées.

## 5-1 Diffusion sur coques à géométrie complexe

On considère dans ce paragraphe, le cas d'objets dont la géométrie présente des surfaces courbes. L'étude de la diffusion acoustique par des coques à géométrie complexe a fait l'objet de nombreux travaux théoriques et expérimentaux. Ces travaux ont permis de montrer et interpréter les modes de vibrations de telles cibles.

Pour des coques fines, les résultats s'approchent de ceux obtenus sur les plaques et concernent donc la propagation des ondes de Lamb. Lorsque ces objets sont immergés dans un fluide, on retrouve des vibrations associées à des ondes dans le solide (de type Rayleigh et ondes à Galerie à écho) ou dans le fluide (de type Scholte-Stoneley). On parle également d'onde de Lamb généralisées.

Nous rappelons dans ce paragraphe, les éléments théoriques relatifs à la propagation des ondes dans les solides isotropes à géométrie sphérique et cylindrique.

### 5-1.1 Cas des coques sphériques

Les potentiels sont exprimés en coordonnées sphériques :  $r$ ,  $\theta$  et  $\varphi$ . Les conditions aux frontières s'appliquent en  $r=a$  (rayon externe de la coque) et en  $r=b$  (rayon interne) où les efforts sont nuls :  $T_{rr} = T_{r\theta} = T_{r\varphi} = 0$ .

La résolution du système d'équation aboutit à des ondes de type circonférentiel et torsionnel.

### 5-1.2 Cas du cylindre

Les modes de propagation dans un cylindre s'obtiennent par résolution des équations de Helmholtz. Un système de coordonnées cylindriques est utilisé et défini par les coordonnées radiale, angulaire et axiale :  $r$ ,  $\theta$  et  $z$ .

Le potentiel scalaire et les composantes du potentiel vecteur  $\vec{\Psi}$  s'écrivent à l'aide des fonctions de Bessel. Le problème consiste à résoudre le système d'équations défini par les conditions aux frontières en  $r=a$  (rayon externe de la coque) et en  $r=b$  (rayon interne) :

- La contrainte normale  $T_{rr}$  est nulle
- Les contraintes tangentielles  $T_{r\theta}$  et  $T_{rz}$  sont nulles

La résolution de ce système par calcul du déterminant aboutit à la détermination des modes propres de vibrations du tube. Ces modes sont associés à la fois à des ondes de type ondes de Rayleigh et des ondes de Galerie à écho[1].

Les fréquences de coupures d'apparition des modes sont définies par l'épaisseur relative de la coque  $a\left(1-\frac{b}{a}\right)$ .

Il est nécessaire de discerner les effets de courbure et d'épaisseur des objets considérés sur la diffusion acoustique.

Les tableaux 1 et 2 suivants, comparent la nature des ondes pouvant être observées dans le cas d'une géométrie courbe avec l'équivalent dans le cas du demi-espace et des plaques [3, 4].

	<b>Demi-espace élastique plan solide / Fluide</b>	<b>Solide élastique courbe / Fluide</b>
<b>Ondes dans le fluide</b>	- <i>Réflexion spéculaire</i> - <i>ondes de Scholte</i>	- <i>Réflexion spéculaire</i> - <i>Stoneley atténuée multimodale (avec plusieurs modes)</i> - <i>Onde de Franz (effet de courbure pur)</i>
<b>Ondes dans le solide</b>	- <i>Rayleigh généralisée</i>	- <i>Rayleigh généralisée (avec plusieurs modes)</i> - <i>ondes de galerie à écho (avec plusieurs modes)</i>

Tableau 1 : Ondes dans le cas d'une géométrie courbes

	<b>Plaque élastique plane (Fluide d'un côté / Vide de l'autre)</b>	<b>Coque élastique courbe (Fluide d'un côté / Vide de l'autre)</b>
<b>Ondes dans le fluide</b>	- <i>Réflexion spéculaire</i> - <i>onde de Scholte-Stoneley</i>	- <i>Réflexion spéculaire</i> - <i>Modes de Scholte-stoneley</i>
<b>Ondes dans le solide</b>	- <i>Ondes de Lamb</i>	- <i>Ondes de Lamb généralisées</i>

Tableau 2 : Ondes dans le cas d'une géométrie courbes faible épaisseur

Le Tableau 3 renseigne sur l'influence de l'épaisseur de la coque à travers le paramètre  $b/a$  rapport du rayon interne  $b$  sur le rayon externe  $a$  [5].

	<b>Coque épaisse (Fluide à l'extérieur / Vide à l'intérieur)</b>	<b>Coque très fine (Fluide à l'extérieur / Vide à l'intérieur)</b>
<b>Ondes dans le fluide</b>	- <i>Réflexion spéculaire</i> - <i>Stoneley (avec plusieurs modes)</i>	- <i>Réflexion spéculaire</i> - <i>Scholte-stoneley (A)</i>
<b>Ondes dans le solide</b>	- <i>Rayleigh (avec plusieurs modes)</i> - <i>ondes de galerie à écho</i>	- <i>Ondes de Lamb <math>A_0</math></i> - <i>Ondes de Lamb <math>S_0</math></i>

Tableau 3 : influence de l'épaisseur sur la diffusion acoustique par des coques.

### 5-1.3 Rappels sur le cas de la sphère pleine

L'étude de la diffusion acoustique sur une sphère pleine constitue un « cas d'école » largement développé. Sur un objet de cette forme, une onde sphérique incidente rencontre un objet à géométrie symétrique et les phénomènes acoustiques qui résultent de la diffusion présentent tous une symétrie axiale. La sphère pleine fut la première cible étudiée par l'approche expérimentale utilisée dans ce mémoire [2, 6] et constitua une validation de cette méthode par comparaison avec les résultats théoriques [7] et expérimentaux [8].

#### 5-1.3.a Rappels théoriques

Les ondes présentes dans cette configuration sont des ondes géométriques ou de surface. Les premières sont décrites par une démarche théorique géométrique, proposée par Brill et Überall [7]. Ces auteurs ont montré par la méthode du col que les ondes géométriques obéissent aux lois de l'optique géométrique et que les parcours des rayons sont déterminés par les positions des cols. Les amplitudes des ondes réfléchies et transmises sont déterminées par les coefficients de réflexion et de transmission définis sur un demi-espace plan en contact avec un fluide ou le vide selon le cas considéré.

Nous rappelons ici, les principales notions nécessaires à l'interprétation des résultats expérimentaux.

Soient  $\theta_{CT}$  et  $\theta_{CL}$ , les angles critiques pour les ondes transverses et longitudinales, respectivement. On considère un rayon qui arrive sur une sphère sous un angle  $\alpha$ . Si  $\alpha < \theta_{CL}$ , l'onde incidente donne naissance à deux rayons transmis dont l'un à polarisation transversale et l'autre longitudinale. Si  $\theta_{CL} < \alpha < \theta_{CT}$ , une seule onde est transmise et polarisée transversalement.

Une fois les ondes transmises à l'intérieur du solide, elles subissent diverses réflexions avec conversion de polarisation et s'atténuent par réémissions successives dans le milieu extérieur (Figure 1).

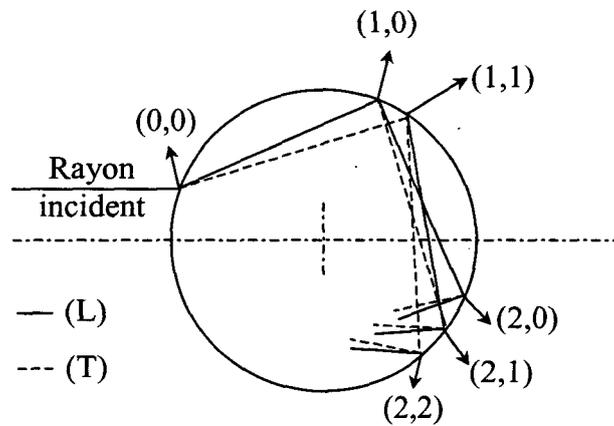


Figure 1 : Trajet d'un rayon acoustique dans une bille

Brill et Überall ont défini une notation afin d'identifier les différents groupes d'ondes géométriques créés. On appelle le mode  $(n, m)$ , le mode qui a subi  $n$  trajets dans la cible dont  $m$  polarisés transversalement. D'une façon générale, l'équation d'un mode  $(n, m)$  s'écrit en fonction de l'angle d'incidence  $\alpha$  et s'obtient par analyse géométrique[8]. Cette notation est suffisante en effet pour la sphère. L'ordre des conversions de modes ne change pas la position des points de réémissions (Figure 1).

Les ondes de surface, ou de circonférence de type Rayleigh ou de galerie à écho, se produisent lors de réflexions à leur angle critique propre et se propagent dans les deux sens sur la surface (Figure 2). Pour certaines fréquences, on peut trouver un nombre entier de longueur d'onde sur la circonférence de la sphère donnant naissance à une onde stationnaire et à un phénomène de résonance.

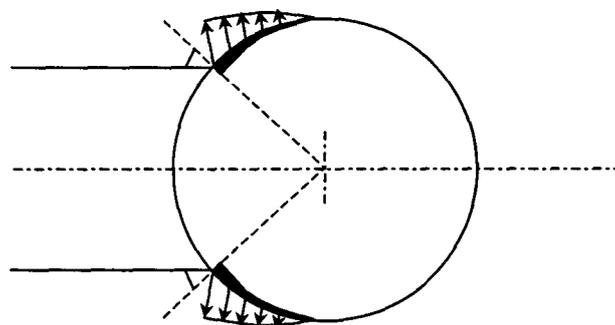


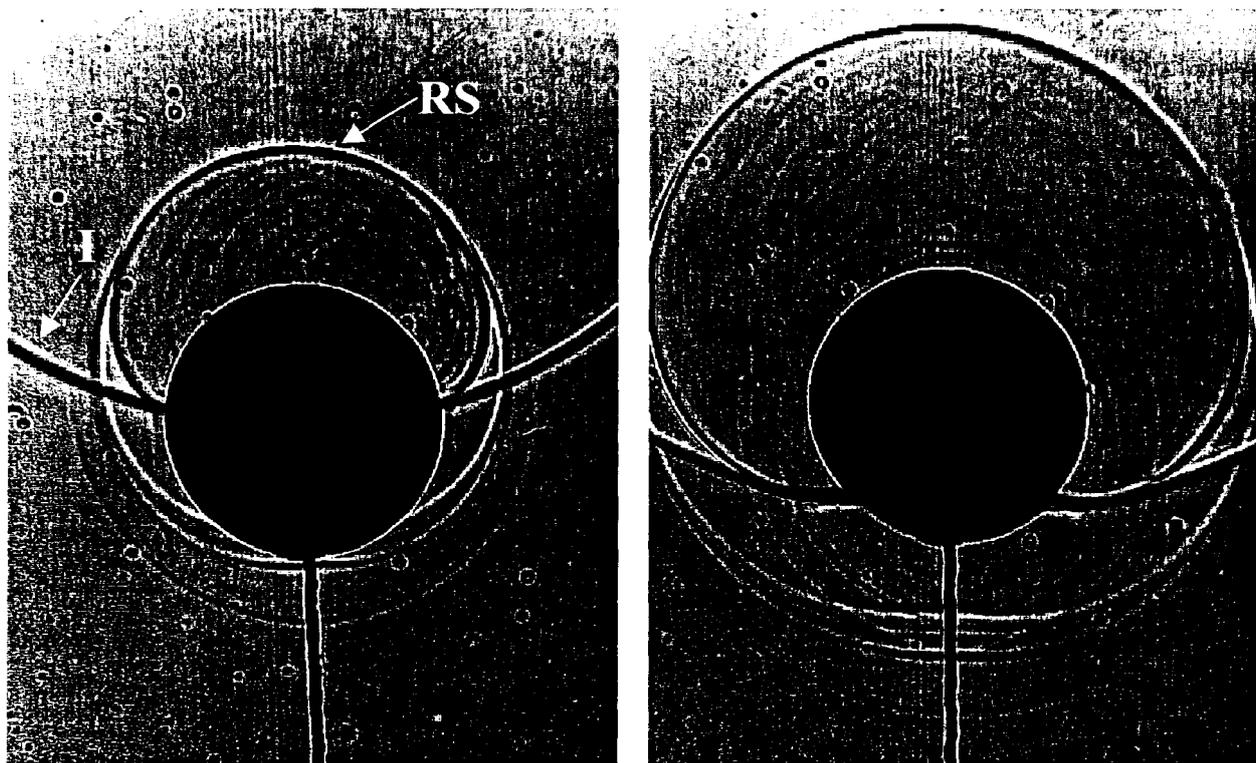
Figure 2 : Trajet des ondes de surface sur une bille

### 5-1.3.b Résultats expérimentaux : Identification des ondes

Une sphère pleine en verre de  $3,5\text{ cm}$  de diamètre placée à  $7\text{ cm}$  sous les électrodes de la source mini-étinceleur est immergée dans l'eau. La Figure 3 présente 3 photographies extraites d'une séquence ombroscopique obtenue à l'aide de notre dispositif de visualisation ultra-rapide. L'onde incidente  $I$  et la réflexion spéculaire  $RS$  sont aisément identifiées sur les photos. A l'opposé de la source, on peut observer différentes ondes qui devancent l'onde incidente. La plus rapide correspond à l'onde transmise de façon directe au travers de la sphère élastique. Les suivantes correspondent à des réémissions dans le fluide d'ondes effectuant des rotations autour de la sphère et se différenciant par leurs caractéristiques de vitesse.

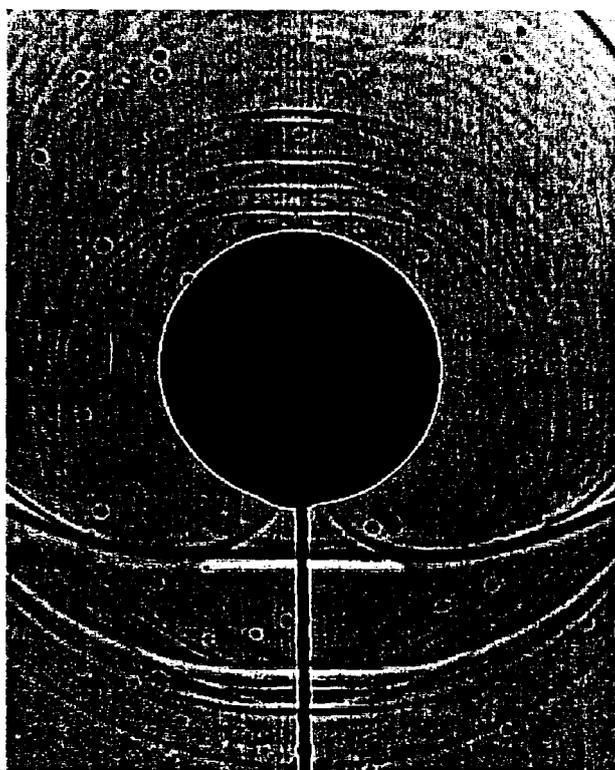
Les ondes géométriques, longitudinales ou transversales qui se propagent à l'intérieur de la sphère, subissent des réflexions internes puis des transmissions vers le fluide. Ce sont ces réémissions que l'on observe par la méthode de visualisation et qui permettent d'identifier chacun des modes  $(n, m)$ . Ces ondes géométriques ont la caractéristique de ne pas être dispersive. La signature de la source étant brève, il est alors facile de suivre l'évolution spatiale et temporelle des fronts d'ondes. L'identification des différents modes est réalisée par calcul de la position des fronts d'ondes dans le fluide [2, 6]. Ces résultats, mis à l'échelle, sont superposés sur les visualisations (Figure 4).

Le mode  $(1,0)$ , le plus rapide ainsi que les modes  $(n,0)$  et  $(n,n)$  sont identifiés. On observe également les modes  $(2,1)$ ,  $(3,1)$  et  $(3,2)$ .



a)  $t = 35,4 \mu\text{s}$

b)  $t = 42 \mu\text{s}$



c)  $t = 50 \mu\text{s}$

Figure 3 : Images successives du champ acoustique diffusé par une bille de verre

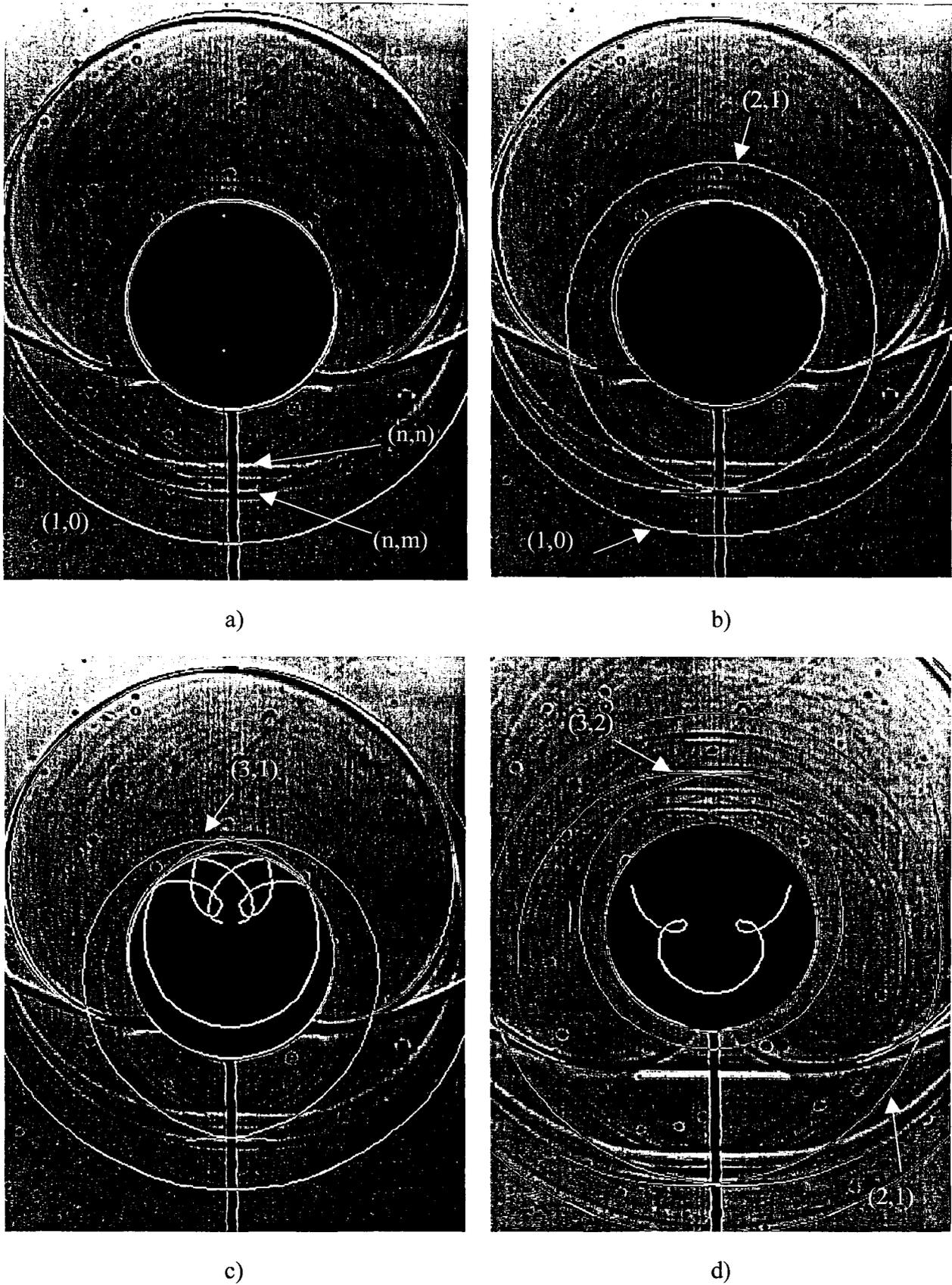


Figure 4 Superposition des fronts d'ondes géométriques calculés et expérimentaux.

### 5-1.4 Diffusion sur un tube en excitation axiale.

#### 5-1.4.a Identification des ondes pour le cylindre creux.

L'étude des coques simples, telles que les cylindres creux, est la suite naturelle de ce mémoire. Nous considérons l'interaction d'une onde impulsionnelle avec un tube défini par ses caractéristiques d'épaisseur  $b/a$  (rapport entre le rayon interne et le rayon externe) et sa longueur  $L$ . La source est placée selon l'axe de symétrie de la cible : On dira que l'on est en excitation axiale.

Nous allons montrer l'existence, sur de telle cible, d'ondes pouvant être identifiées par leurs caractéristiques qualitatives de répartition spatiale. Cette reconnaissance est réalisée par référence aux résultats obtenus sur les plaques.

Le tube est fermé par deux membranes de latex qui emprisonnent de l'air à l'intérieur du cylindre. Celui ci est ensuite immergé dans l'eau. Sa longueur est  $L=100$  mm et son épaisseur est définie par  $b/a=0.94$  avec un rayon externe  $a=27$  mm. L'épaisseur relative de la coque est faible,  $ep = a\left(1 - \frac{b}{a}\right) = 1.62$  mm et on s'attend alors à obtenir de chaque coté de l'axe du tube, un phénomène de diffusion se rapprochant du cas de la plaque (Figure 6).

L'onde incidente sphérique aborde la cible sur la globalité de sa circonférence. Cette onde se réfléchit sur un obstacle assimilable à un disque formé par la couronne du cylindre sur laquelle est posée la membrane en latex. L'onde réfléchie prend alors une forme toroïdale. Dans le cas d'une propagation géométrique, il existe un cône d'ombre acoustique dans lequel l'onde incidente ne peut pas se propager (Figure 5). L'onde de compatibilité est appelée onde de Franz (onde notée  $F$ ). Elle « assure » le contact de l'onde incidente avec la surface latérale du cylindre.

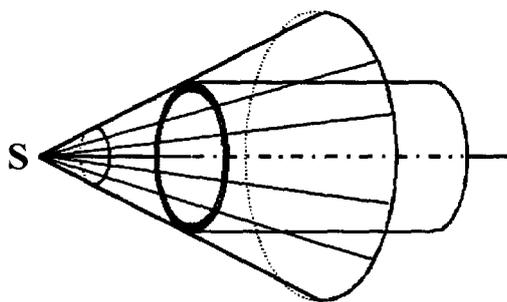


Figure 5 : Cône d'ombre acoustique géométrique ; S : Source acoustique. Suivant une loi géométrique, à l'intérieur de ce cône, l'onde incidente ne se propage pas.

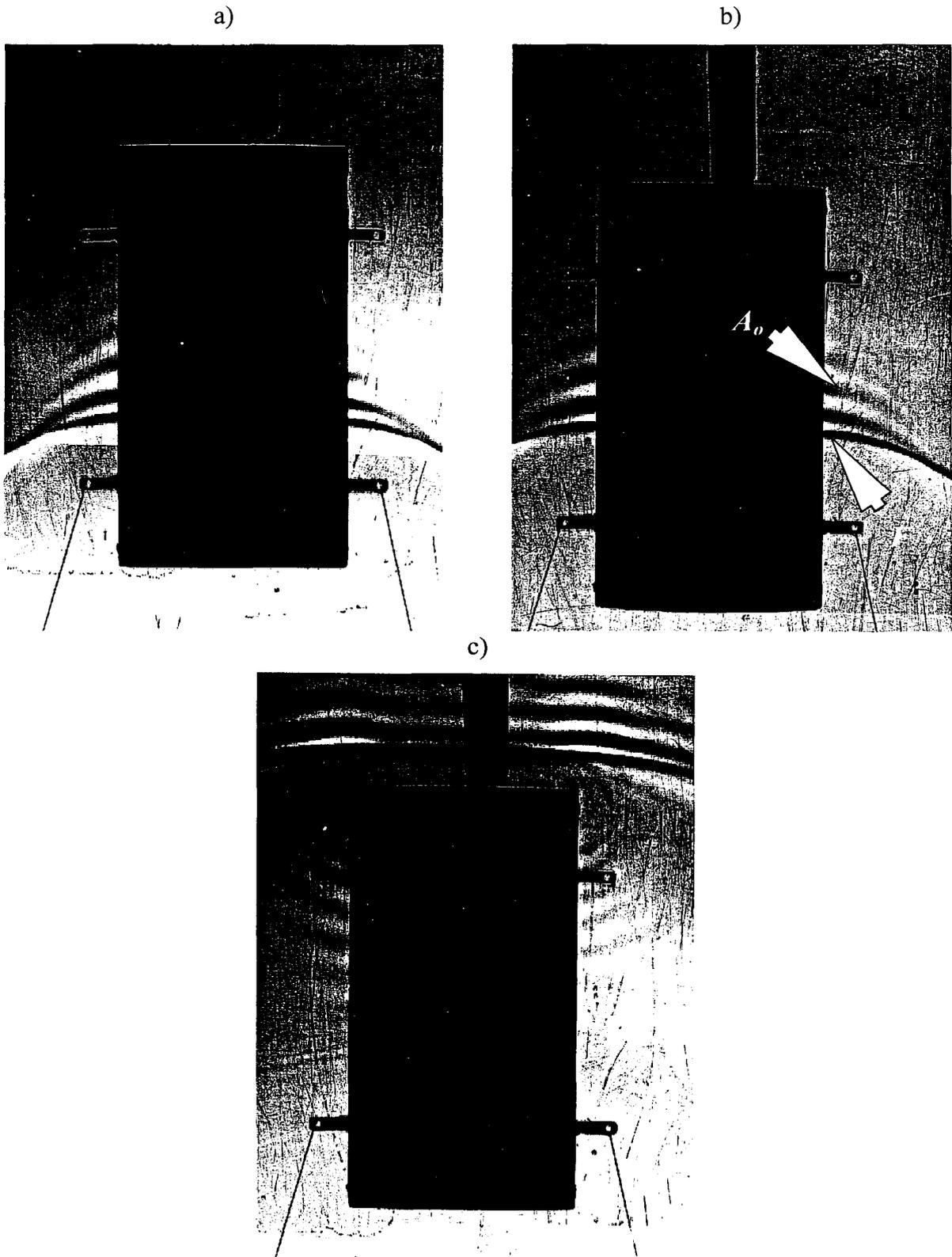


Figure 6 : Excitation axiale d'un cylindre de rapport  $b/a=0.94$

Au moment où l'onde incidente touche le cylindre, celui-ci est soumis à une excitation qui génère alors des ondes acoustiques se propageant dans la coque et rayonnant dans le fluide.

L'onde de Lamb  $A_0$  est facilement reconnaissable par ses caractéristiques de dispersion. La méthode d'extraction de courbe de dispersion définie par *Ahyi et Latard [2,6]*, confirme l'identification de ce mode.

#### 5-1.4.b Simulation numérique

La Figure 7 présente les résultats numériques pour le cylindre dans la configuration expérimentale. On observe l'onde incidente  $I$ , l'onde réfléchi  $RS$  de forme toroïdale, composée de réflexions sur les bords (notés  $R$ ), l'onde  $A_0$  (1) et l'onde  $S_0$  (2) ainsi que l'onde de Franz (3). Cette onde prolonge l'onde incidente à l'intérieur du cône d'ombre géométrique. Ce cône est délimité par les deux droites notées  $C$ .

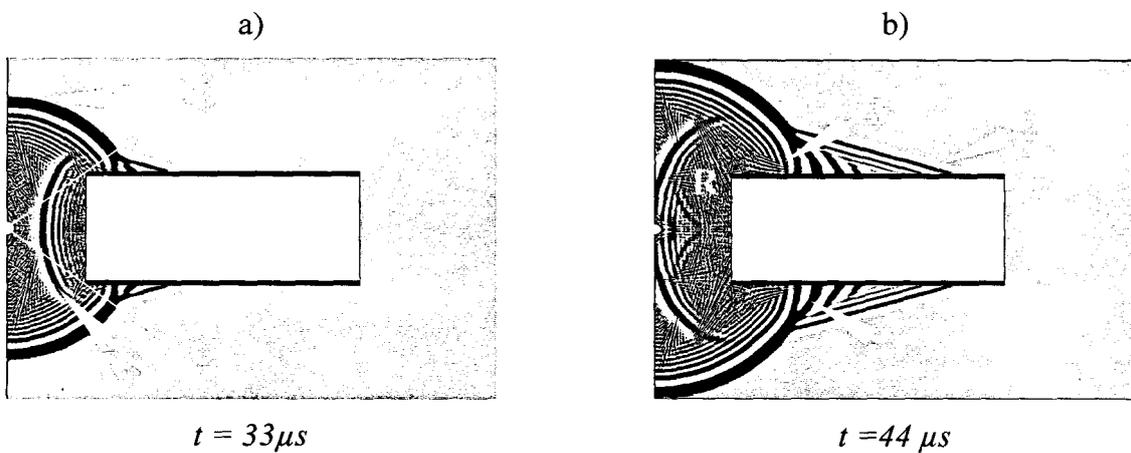


Figure 7 : Simulation numérique d'un tube en excitation axiale

On peut noter également que l'onde  $S_0$  est présente et facilement identifiable (2). Celle-ci est par contre peu visible sur les visualisations (Figure 6). Des mesures à l'hydrophone mettent en évidence sa présence mais l'amplitude relative de ce mode est trop faible pour être observée par visualisation. Cette faible amplitude est certainement due à la configuration d'excitation qui n'est pas idéale pour fournir une énergie suffisante lors de l'arrivée de l'onde incidente sur la cible. Dans le cas de la plaque, le mode  $S_0$  est déjà faible. Or ici, le transfert d'énergie de l'excitation se fait sur une surface d'impact encore plus petite qui est l'épaisseur de la coque. Des visualisations effectuées sur une plaque avec une onde incidente sur l'épaisseur confirment cette remarque. D'autre part, il reste que la différence entre les visualisations et les calculs au sujet de l'onde  $S_0$ , s'explique simplement par le fait que la visualisation est axisymétrique alors que le calcul est bidimensionnel. L'excitation imposée numériquement continue après le premier impact sur la cible, ce qui a une influence importante sur les intensités locales.

Enfin, la grille d'éléments de simulation a été choisie avec un espace entre nœud très fin (environ 78000 nœuds). Les oscillations visibles à l'intérieur de l'onde incidente et de la réflexion spéculaire sont produites par les conditions aux frontières rigides sur la surface d'émission de l'impulsion d'excitation. Bien que ce bruit numérique haute fréquence présente initialement une faible amplitude, il ressort sur cette image à cause du post-traitement appliqué pour obtenir une image semblable à celle obtenue par ombroscopie et qui est sensible à la dérivé seconde des solutions calculées ( cf. chapitre 1 paragraphe 2.2.a)

### ***5-1.5 Diffusion sur un tube en excitation normale***

L'insonification du tube se fait maintenant suivant une direction normale à l'axe de symétrie du tube. L'onde sphérique incidente aborde comme pour le cas de la sphère, la cible sous plusieurs angles différents. Suivant l'axe de symétrie, une onde à symétrie circulaire interagit avec un objet de même symétrie.

#### ***5-1.5.a Identification des ondes***

Dans cette configuration d'excitation, les photographies reprises sur la Figure 8 permettent d'observer en plus de l'onde incidente, de la réflexion spéculaire  $RS$ , trois autres manifestations acoustiques.

L'onde incidente passe de part et d'autre de la cible et l'onde réfléchi épouse la courbure de la cible. Dans le prolongement de ces deux ondes, on peut à nouveau identifier l'onde de Franz. Puis, principalement deux autres ondes se distinguent par leurs caractéristiques dispersives et leurs vitesses différentes.

Par comparaison avec les résultats obtenus pour la plaque, on identifie la moins rapide : L'onde  $A_o$  (1). Elle ne commence à se propager que lorsque l'onde incidente a atteint un angle d'incidence proche de  $30^\circ$ . Cette onde est à nouveau identifiée par la technique d'extraction des courbes de dispersion appliquée et adaptée au cas des surfaces et objets courbes [2,6]. Enfin, on observe également une onde plus rapide que la précédente qui se décompose en une suite de fronts d'ondes fins et haute fréquence. Il s'agit de l'onde  $S_o$  (notée 2).

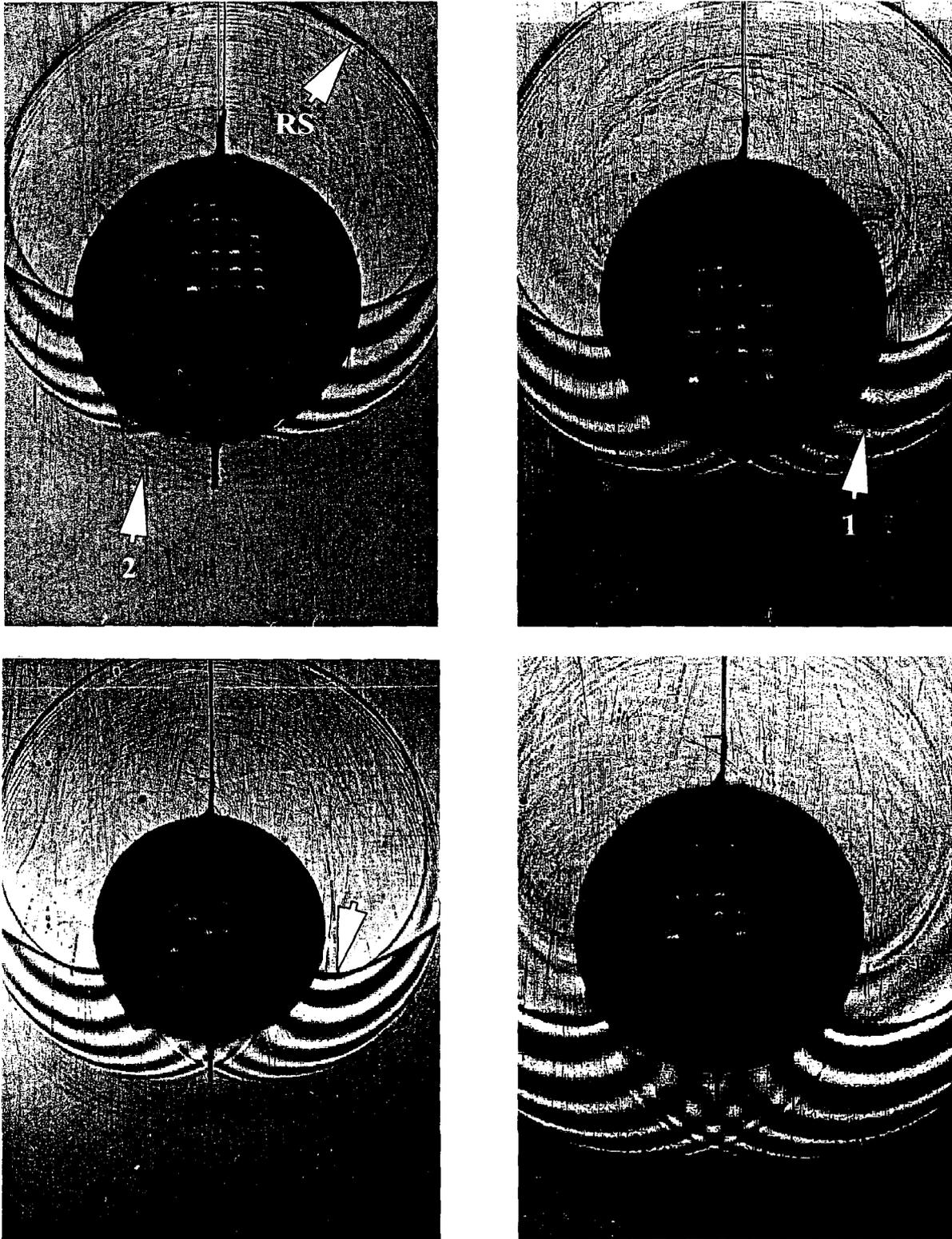


Figure 8 : Excitation normale d'un tube ; RS : Réflexion spéculaire, 1 : Onde  $A_0$ , 2 : Onde  $S_0$ , 3 : Onde de Franz

### 5-1.5.b Simulation numérique

Le code de calcul permet également de considérer des surfaces courbes. Ainsi, on peut effectuer une simulation numérique de la diffusion acoustique sur un cylindre en excitation normale. Ces résultats sont présentés Figure 9 pour un tube de rapport  $b/a = 0.94$ . Les deux types d'onde identifiés, le mode  $A_o(1)$  et  $S_o(2)$  sont observés et présentent une similitude avec les visualisations obtenues expérimentalement dans les mêmes conditions (cf. Figure 8).

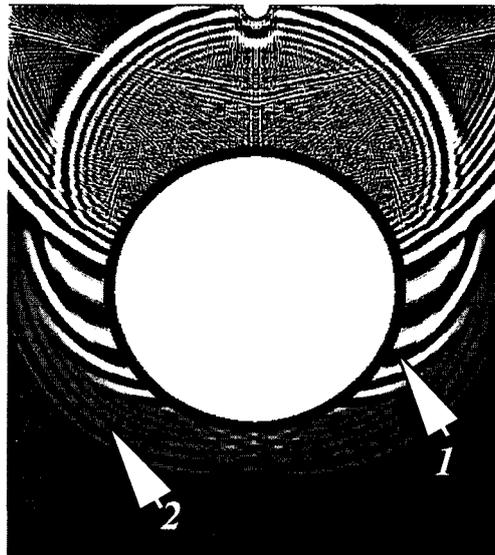


Figure 9 : Simulation numérique de la répartition du champ acoustique autour d'un tube en excitation normale

### 5-1.5.c Interprétations tridimensionnelles

La combinaison des résultats obtenus dans le cas de l'excitation normale du cylindre et pour le cas d'une plaque permet d'estimer la propagation tridimensionnelle des phénomènes de diffusion sur la globalité de la coque. En effet, le cas de la plaque constitue une coupe dans le plan  $YZ$  du tube et le cas de l'excitation normale n'est rien d'autre qu'une coupe dans le plan  $XZ$  (Figure 10).

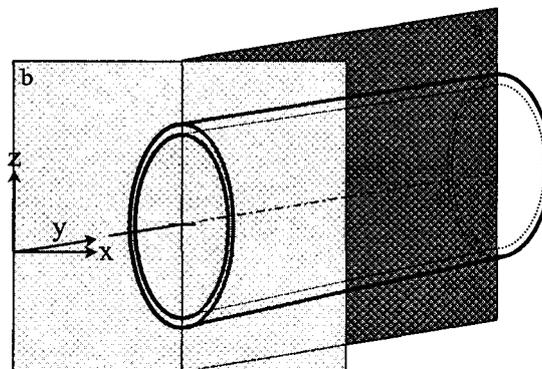


Figure 10 : Plans de coupe relatifs aux visualisations en excitation axiale suivant l'axe de symétrie (a) et perpendiculairement à l'axe principale (b)

On peut alors considérer que les modes de Lamb se déplacent sur l'ensemble de la structure selon une direction combinant un mouvement circulaire autour de l'axe de symétrie et un mouvement longitudinal le long du tube. Ce mouvement global est donc de type hélicoïdal (Figure 11).

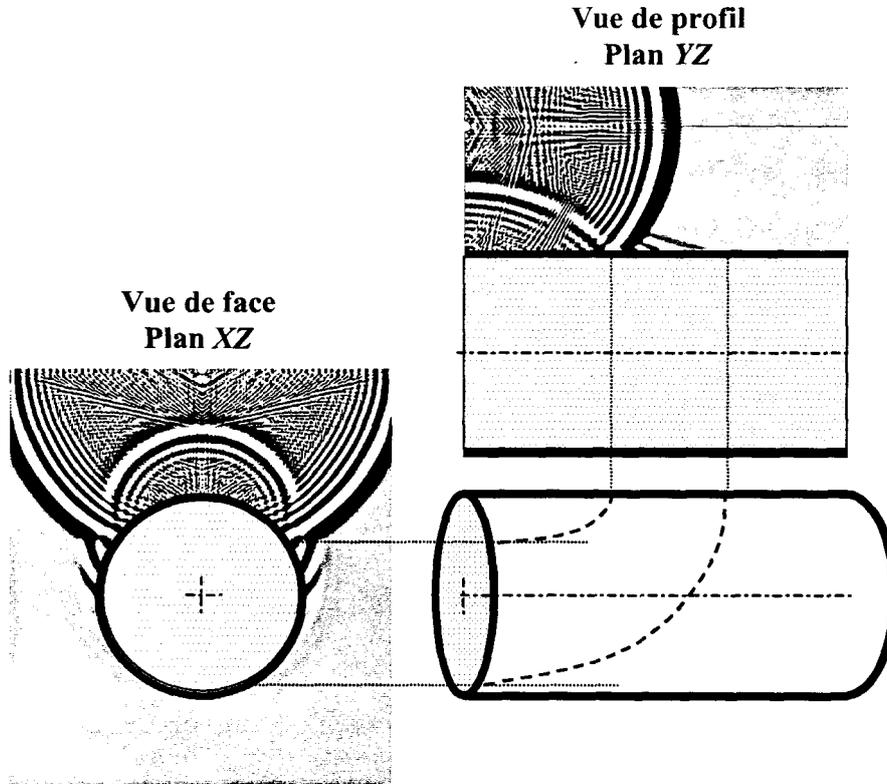


Figure 11 : Mouvement global tridimensionnel des ondes de Lamb sur un cylindre.

#### 5-1.5.d Influence de l'épaisseur de la coque sur l'onde $S_0$

La Figure 12 présente en parallèle les résultats expérimentaux obtenus pour deux cylindres de rapport  $b/a$  différents : Figure 12, a) pour un rapport  $b/a=0.94$  et b) pour un rapport  $b/a = 0.97$ .

La principale différence entre ces deux visualisations est la forme de l'onde identifiée  $S_0$ .

Pour un  $b/a=0.94$ , nous pouvons voir que l'onde  $S_0$  se présente sous la forme d'un ensemble de fronts d'onde fins haute fréquence (1). Dans le cas d'un  $b/a = 0.97$ , les visualisations montrent un front unique large de courte durée (2). La différence d'aspect temporel du mode  $S_0$  observé est d'un point de vue qualitatif, cohérent avec les caractéristiques fréquentielles obtenues par calcul de spectres de rétrodiffusion présenté Figure 13 [9].

Ces spectres sont présentés en fonction de la fréquence adimensionnée  $ka$  limitée par  $0 < ka < 204.8$  avec un pas d'échantillonnage égale à  $0.1$ . La largeur de la fenêtre fréquentielle de la résonance correspondante à l'onde  $S_0$  est comprise entre  $50 < ka < 110$  avec une résonance

additionnelle pour  $ka < 15$  (Figure 13, a). Pour le cas  $b/a = 0.97$ , les résonances de l'onde  $S_0$  occupent une fenêtre plus large définie par  $0 < ka < 40$  et  $ka > 60$  (Figure 13, b).

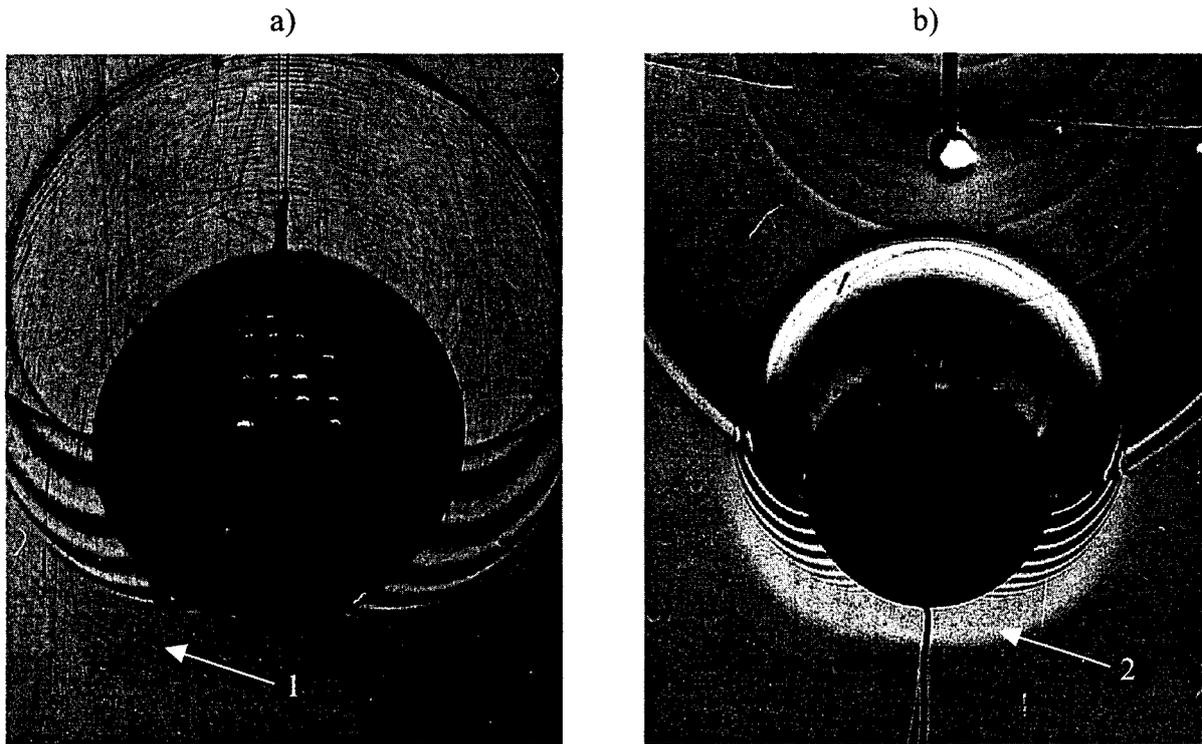


Figure 12 : Influence de l'épaisseur de la coque sur l'onde  $S_0$ . a)  $b/a=0.94$  et b)  $b/a=0.97$

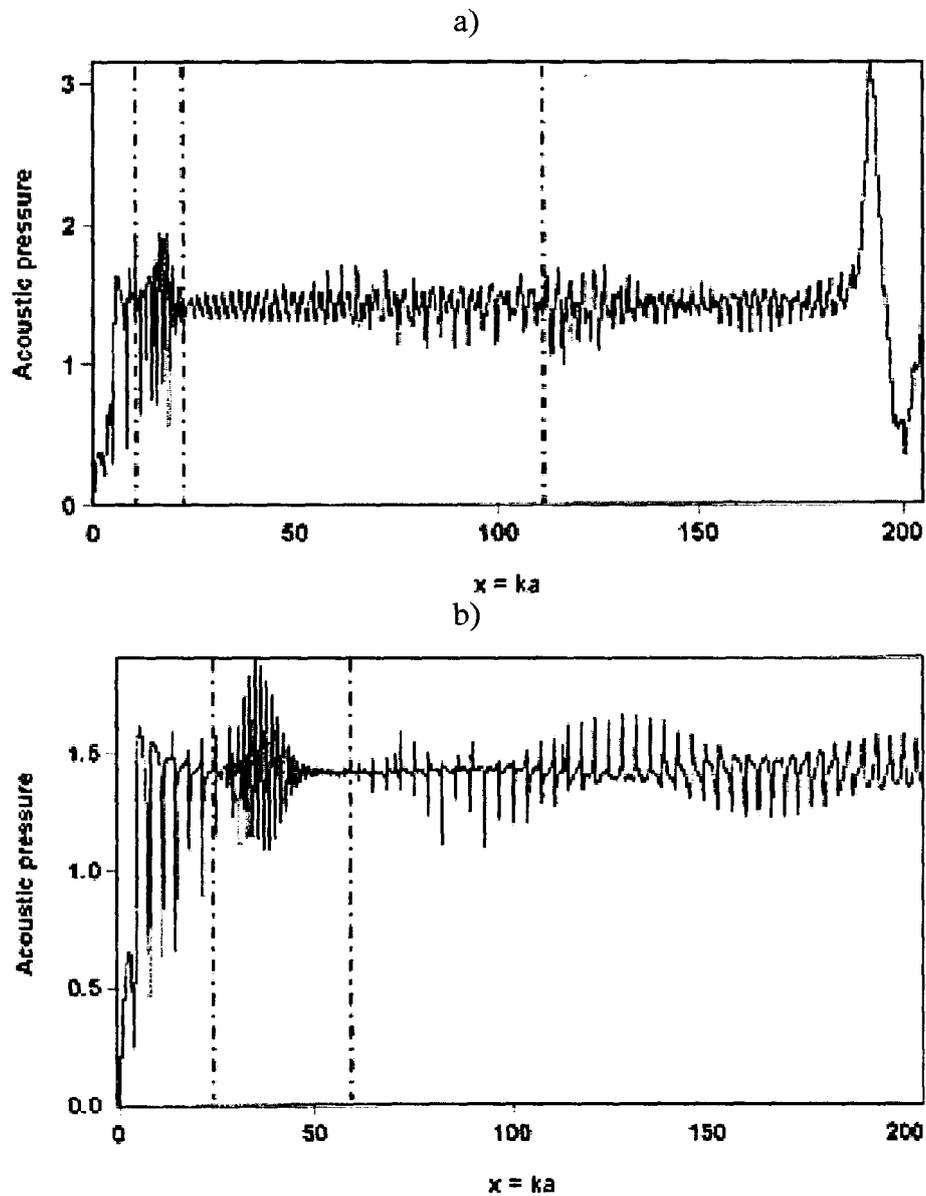


Figure 13 : Fonction de forme (spectre de rétrodiffusion) pour un tube en incidence normale. a)  $b/a=0.94$  ; b)  $b/a=0.97$

## 5-2 Diffusion sur cible « LINE »

Nous considérons maintenant des objets à géométrie complexe, constitués d'un tube rempli d'air hermétiquement fermé par deux demi-coques sphériques (Figure 14).

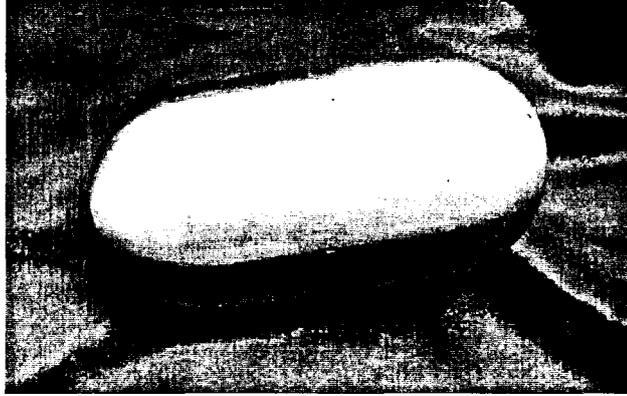


Figure 14 : Cible « LINE 2 »

Ces cibles ont été mise à notre disposition par l'équipe du professeur G.Maze du Laboratoire d'Acoustique Ultrasonore et d'Electronique du Havre.

Ces objets, dénommés « LINE » ou « LINE 2 », sont en acier inoxydable ( $\rho = 7900 \text{ kg.m}^{-3}$ ;  $C_L = 5790 \text{ m.s}^{-1}$ ;  $C_T = 3100 \text{ m.s}^{-1}$ ). On les caractérise en définissant un rayon externe  $a$ , un rayon interne  $b$ , une longueur totale  $L$ , une longueur de partie cylindrique  $L'$ , un rapport géométrique  $L/2a$  et un rapport des rayons  $b/a$  (Figure 15).

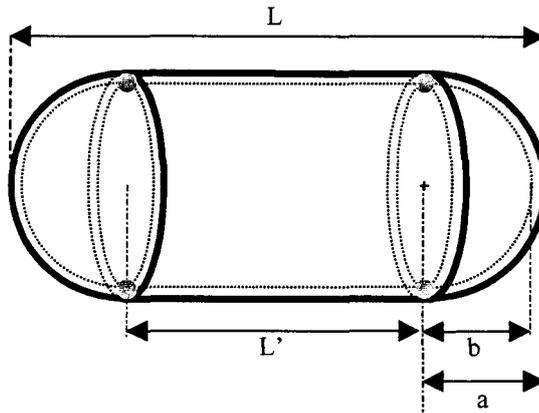


Figure 15 : Paramètres caractéristiques d'une cible « LINE »

L'association des coques est assurée par une soudure dont l'épaisseur introduit une inhomogénéité dans le milieu de propagation. Cette soudure n'est visible qu'à l'intérieur de l'objet, la partie extérieure étant usinée. Son épaisseur est de l'ordre de 80 à 90 % de l'épaisseur de la coque. Il est également à noter que la méthode d'assemblage des coques ne permet pas de

faire coïncider les jonctions avec la position de changement de courbure au passage sphère/tube. Enfin, les résultats présentés aux cours de ce paragraphe, concernent des cibles définies par :

$$* b/a=0.97 ; a=30 \text{ mm} ; L=5a$$

$$* b/a=0.97 ; a=27 \text{ mm} ; L=4a$$

Nous considérerons également deux autres cibles dénommées « *LINE coupée court* » et « *LINE coupée long* » afin d'étudier l'influence de la surépaisseur introduite par la soudure.

Ces deux cibles proviennent d'une *LINE* de rayon externe  $a=27 \text{ mm}$ ,  $b/a=0.97$  et  $L/2a=3,7$  qui a été coupée en deux. Elles sont constituées chacune d'un tube fermé à une extrémité par une coque sphérique (Figure 16).

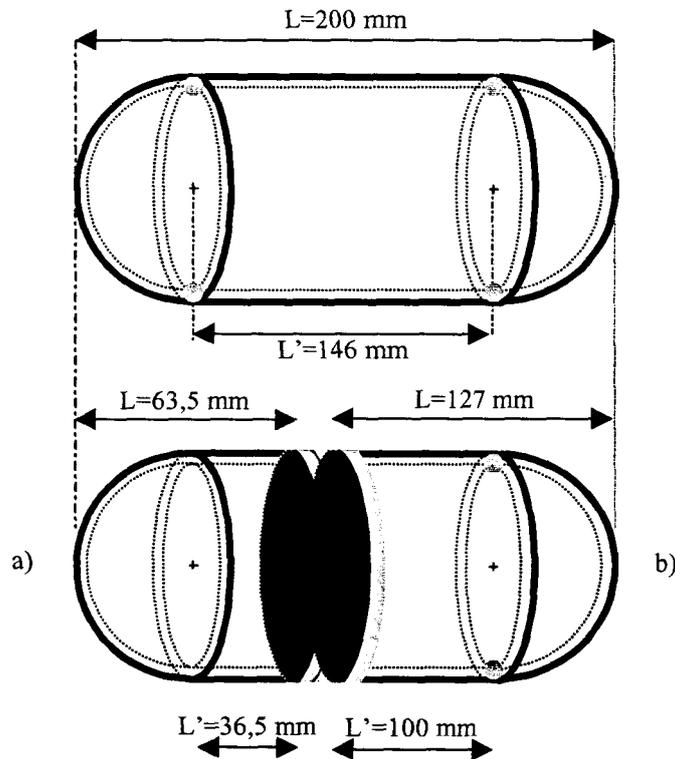


Figure 16 : a) Cible « *LINE coupée court* », la soudure interne est usinée ; b) cible « *LINE coupée long* »

Ces objets sont immergés dans l'eau et donc hermétiquement fermés par des membranes en latex à leur extrémité. Enfin, la surépaisseur interne de la cible « *LINE coupée court* » a été usinée. La soudure existe toujours mais la surépaisseur devient inexistante. L'épaisseur de l'objet est alors constante sur la totalité de la coque.

### 5-2.1 Diffusion sur cible « *LINE* » en excitation normale

Nous considérons tout d'abord l'excitation normale de la cible « *LINE* ». Les résultats attendus pour cette configuration d'excitation s'approchent de ceux obtenus pour l'étude du tube tant que les parties sphériques n'entrent pas en jeu dans le processus de diffusion. Nous avons montré dans le paragraphe 5-1.5.d de ce chapitre, l'influence de l'épaisseur de la coque dans le

cas d'une excitation normale à l'axe de l'objet. Le rapport des rayons,  $b/a$ , de la cible considérée vaut  $0.97$ . L'épaisseur de la coque est faible,  $ep=30*(1-0.97)=0.9\text{ mm}$ . Par conséquent, les deux premiers modes de Lamb d'ordre zéro vont principalement se propager.

A nouveau, les contraintes de visualisation dans cette configuration d'excitation, identiques à celles définies pour le tube, permettent la visualisation dans un plan parallèle à l'axe de symétrie de l'objet et dans un plan perpendiculaire à l'axe de la cible:

### 5-2.1.a Identification des ondes dans le plan perpendiculaire à l'axe de la cible

La Figure 18 présente les visualisations dans le plan perpendiculaire à l'axe de la cible. L'onde  $A_o$  est facilement identifiable par son caractère dispersif (1). En comparaison avec une épaisseur de coque plus importante les lignes d'équiphase sont ici plus fines. Pour des temps d'observation élevés, Figure 19, l'onde  $A_o$  a effectué plusieurs rotations autour de la cible. Les petites longueurs d'onde sont moins visibles alors que les grandes longueurs d'onde subsistent. En ce qui concerne le mode  $S_o$  celui-ci apparaît comme une impulsion large et unique (2), plus rapide que le mode  $A_o$ . Le relevé de la pression acoustique par un hydrophone large bande en position bistatique ( $180^\circ$  de la source), montre un chevauchement fréquentiel partiel des deux modes (Figure 17). On distingue sur la pente descendante de l'impulsion principale relative au mode  $S_o$ , une série d'oscillations de longueur d'onde et d'amplitude croissante, relative quant à elle au mode  $A_o$ . L'impulsion suivante correspond à l'onde de Franz (3), prolongement géométrique de l'onde incidente à l'intérieur du cône d'ombre acoustique géométrique. La présence des calottes sphériques ne semble pas être visualisée même pour des temps suffisamment longs.

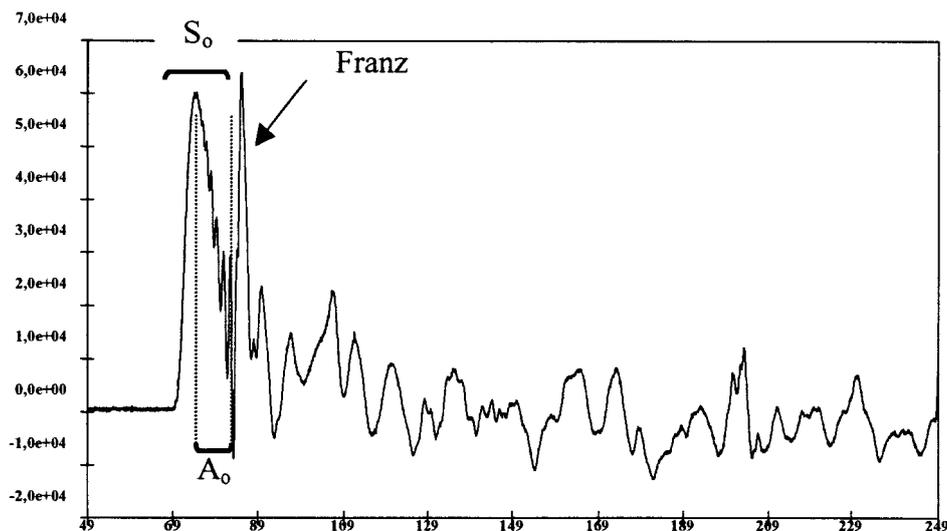


Figure 17 : Relevé par hydrophone large bande de la pression acoustique en position bistatique

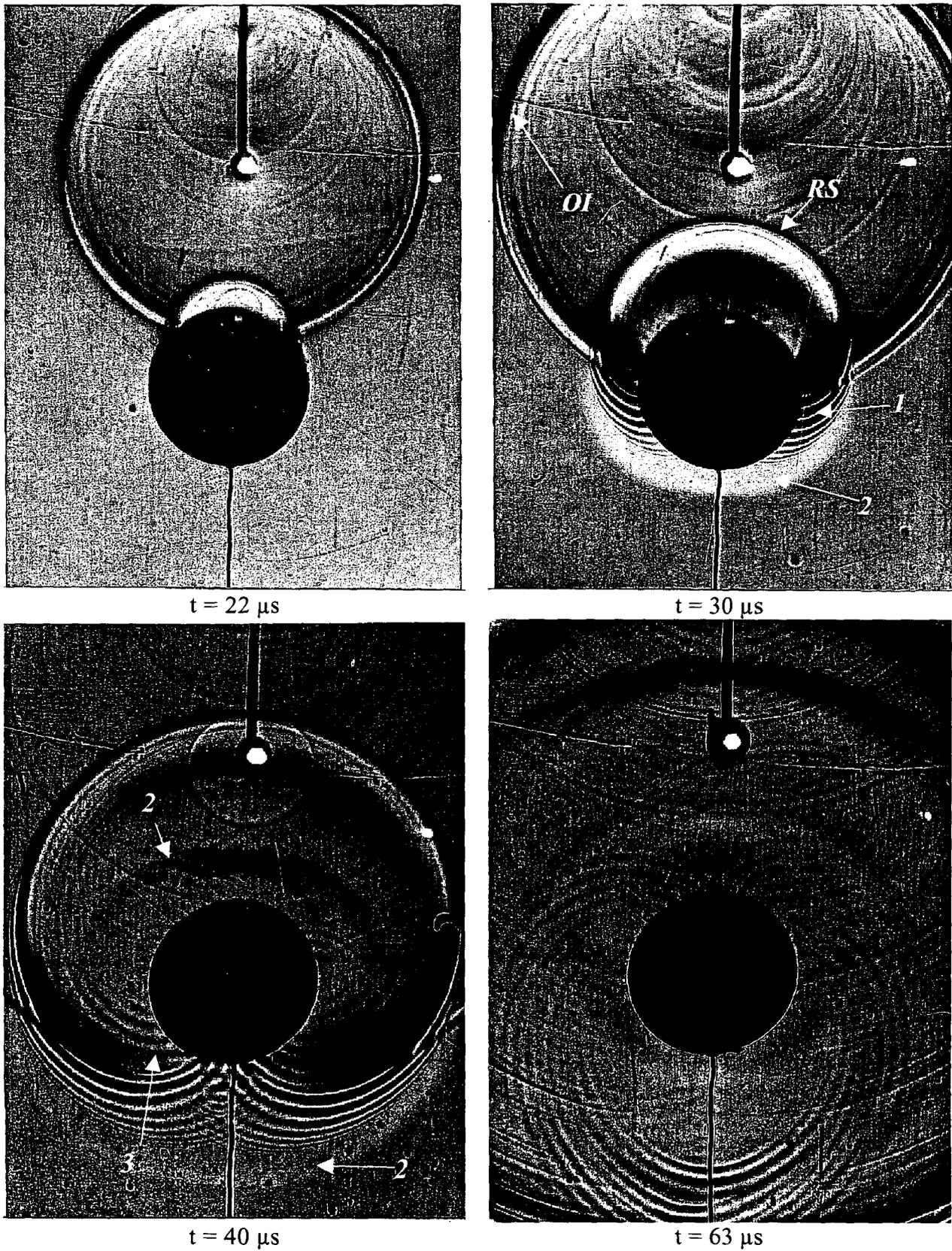


Figure 18 : Visualisation de la diffusion acoustique sur cible « LINE » en excitation normale. *OI* : Onde incidente ; *RS* : Réflexion spéculaire ; 1 : Onde  $A_o$  ; 2 : Onde  $S_o$  ; 3 : Onde de Franz

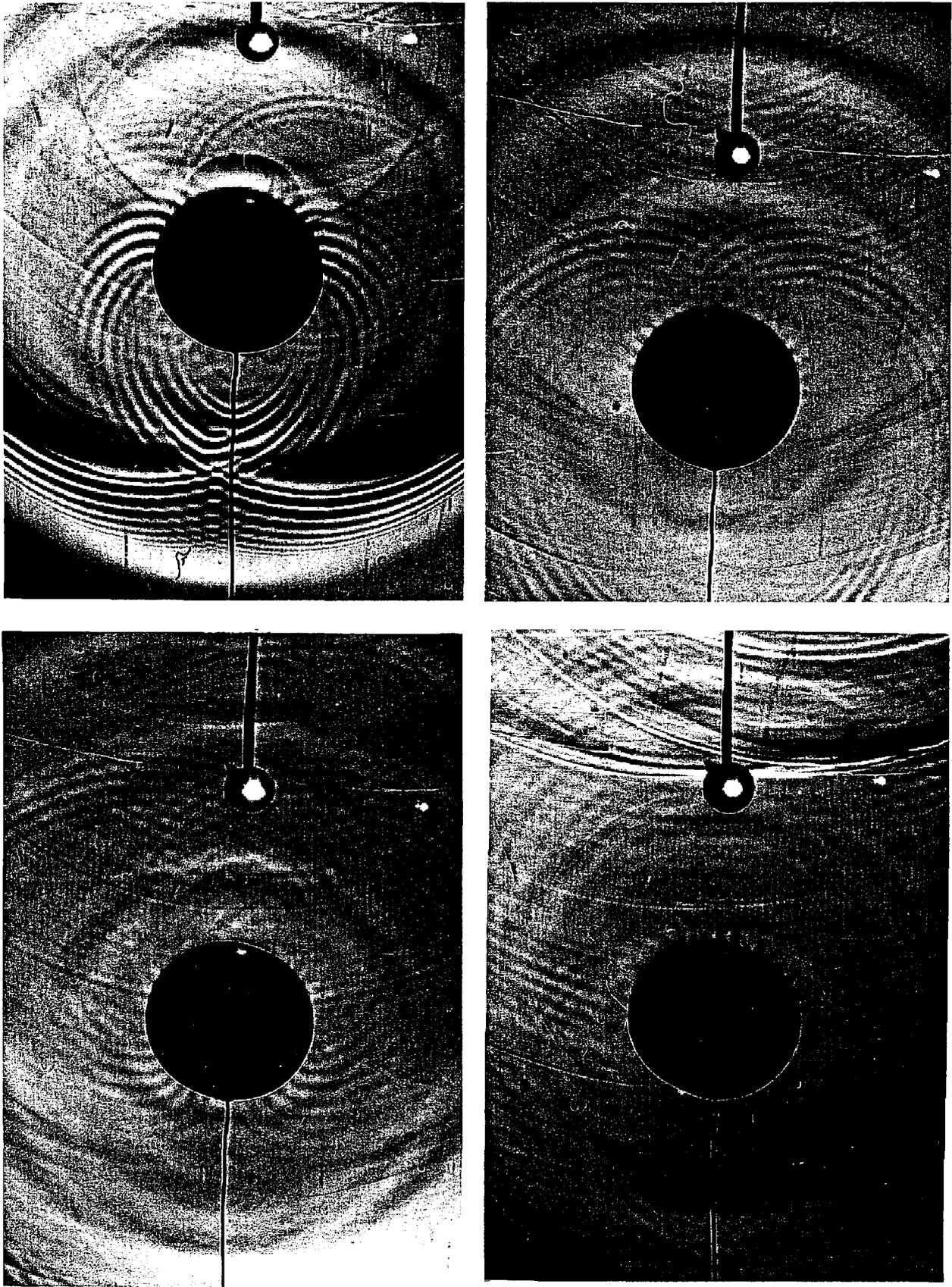


Figure 19 : Visualisation de la diffusion acoustique sur cible « *LINE* » en excitation normale.

### 5-2.1.b Identification des ondes dans le plan parallèle à l'axe de la cible

L'influence sur la diffusion acoustique des parties courbes aux extrémités de la cible peut être observée sur une visualisation dans le plan parallèle à l'axe de la cible, vue latérale, (Figure 20). Au cours des premiers instants, ( $t=28 \mu s$ ), les modes  $A_o$  (1) et  $S_o$  (2) ne sont pas observés bien que ceux-ci soient présents puisqu'on peut les visualiser dans le plan perpendiculaire à l'axe de la cible (Figure 18). Dans cette configuration, l'angle critique de création des modes considérés est atteint plus tardivement, le long de la cible. Le rayonnement de l'onde  $A_o$  se distingue particulièrement sur la calotte sphérique ( $t=34 \mu s$ ). Puis au temps  $t=43 \mu s$ , les ondes ayant parcouru la circonférence de la cible deviennent visibles (notées 3). Enfin, on remarque que le passage entre la calotte sphérique et la partie cylindrique génère une réflexion ou une conversion de mode dont les caractéristiques rappellent celles de l'onde  $A_o$  (4).

### 5-2.1.c Résultats numériques

La Figure 21 présente les résultats numériques 2-D du calcul du champ acoustique diffusé sur une cible de forme en plan identique à la « *LINE* ». L'excitation est normale et fournit une visualisation équivalente à celle donnée par le plan de symétrie d'une « *LINE* » à symétrie de révolution. Les dimensions de l'objet « numérique » respectent les dimensions réelles de la cible. La similitude des résultats numériques et expérimentaux de la Figure 20 est à nouveau observée. On retrouve les deux modes  $A_o$  (1) et  $S_o$  (2) de Lamb, générés à partir de leur angle critique respectif de création. Chacune de ces ondes générées sur la partie cylindrique épousent ensuite les courbures de la cible. En particulier, le passage plus rapide de l'onde  $S_o$ , de la calotte sphérique à la partie cylindrique est particulièrement visible. Cette onde subit à la jonction des deux coques, une réflexion ou conversion de mode (3). Ce phénomène n'est pas observé expérimentalement, ce qui peut s'expliquer par la faible amplitude de ce mode par rapport à la sensibilité de la méthode dans la configuration axisymétrique.

Il est également à noter que les réémissions visibles après le passage de l'onde  $A_o$  (notées 4 sur la Figure 20) ne sont pas observées sur les simulations. Il s'agit peut être-la d'une conséquence de la symétrie plane.

Enfin, les simulations ne prenant pas en compte les effets tridimensionnels, les ondes hélicoïdales (notées 3 sur la figure 20) ne sont pas observées sur les résultats numériques.

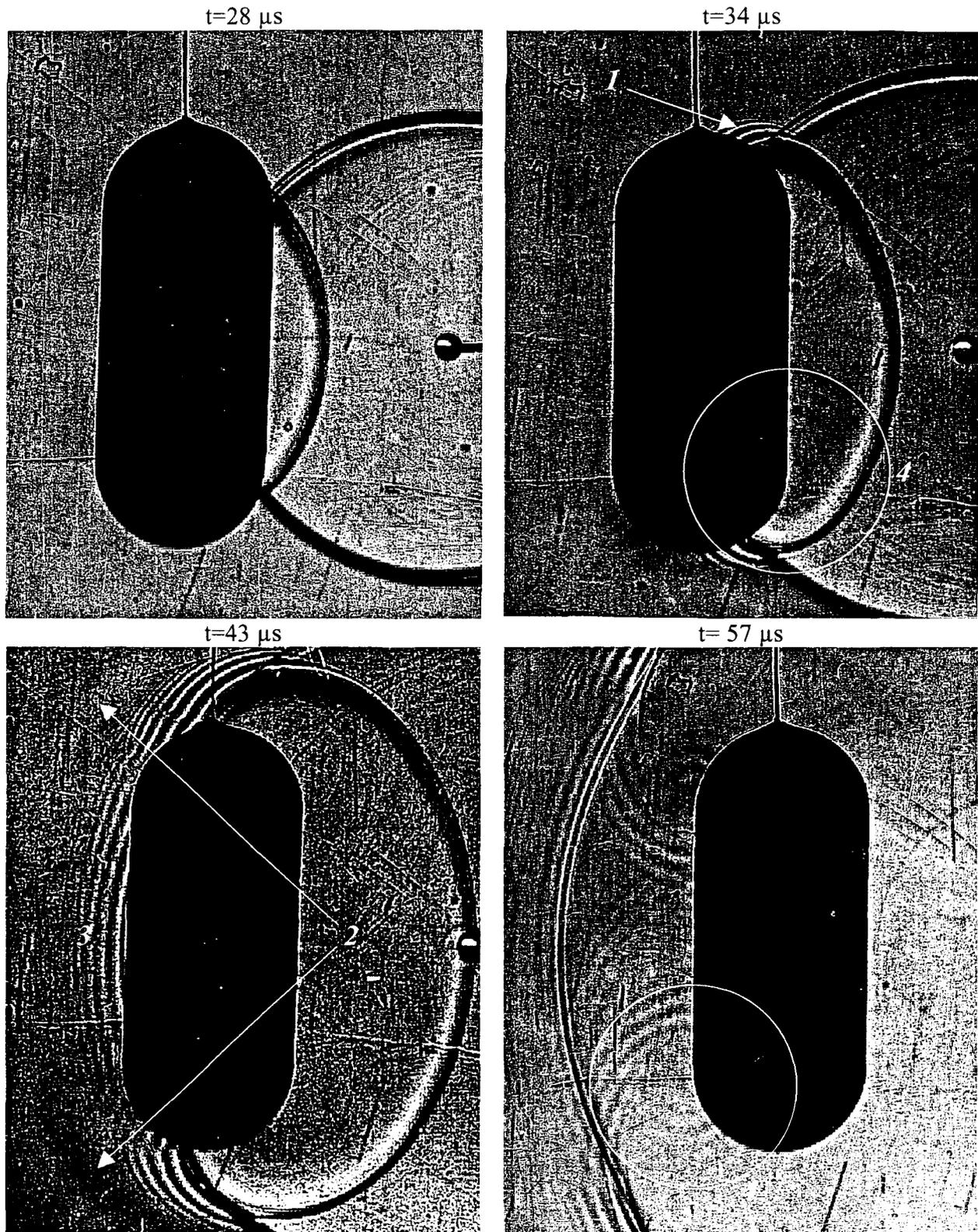


Figure 20 : Visualisation latérale de la diffusion sur cible « *LINE* » en excitation normale.

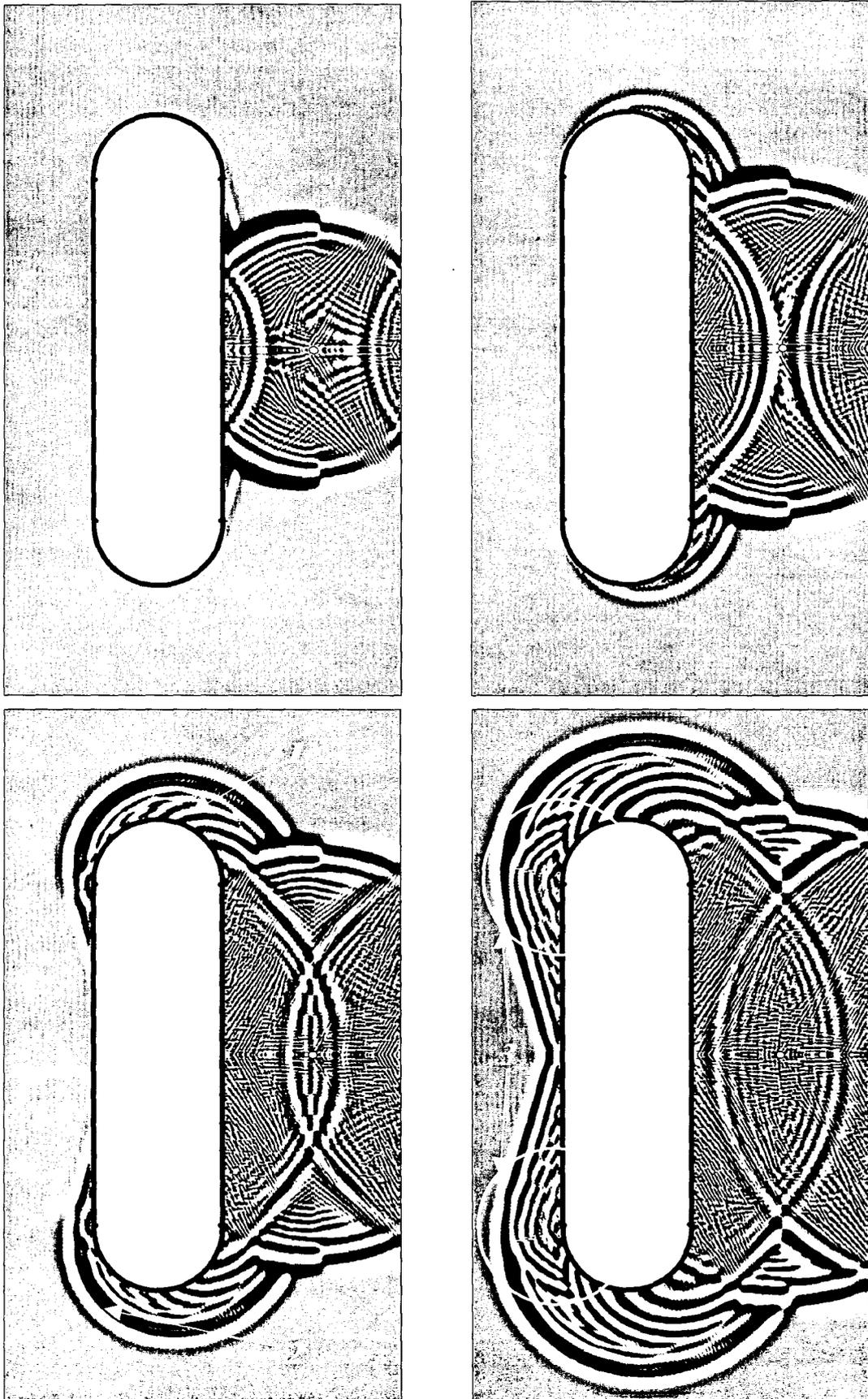


Figure 21 : Simulations numériques du champ acoustique diffusé sur une cible « *LINE* » en excitation normale (vue latérale).

Les résultats concernant les réémissions ou conversions de mode au changement de courbure seront traités dans les paragraphes suivants. L'influence de la présence ou non de la surépaisseur sera alors discutée et approfondie.

### **5-2.2 Diffusion sur cible « LINE » en excitation axiale**

La Figure 22 présente les résultats de visualisations de la diffraction par la cible « LINE » dans le cas d'une excitation suivant son axe principal. On observe de nouveau, les ondes de Lamb  $A_o$  (1) et  $S_o$  (2) qui se reconnaissent aisément par leur forme caractéristique. On peut noter la symétrie parfaite du rayonnement de chaque côté de l'axe principal de symétrie de la cible. On suppose donc qu'aucune onde hélicoïdale ne se propage. Plusieurs phénomènes nouveaux apparaissent lors de la propagation de ces deux modes.

#### **5-2.2.a Détails sur l'observation de l'onde $A_o$**

L'onde  $A_o$  se distingue parfaitement par sa forme caractéristique. Le passage de cette onde, de la partie sphérique à la partie cylindrique, génère de nouvelles vibrations (3). Ces vibrations possèdent la même fréquence et les mêmes caractéristiques de dispersion que l'onde  $A_o$  qui semble les avoir créés. Cette onde a une direction de propagation opposée à l'onde incidente et fait « chemin » arrière sur la partie sphérique.

La série de front d'ondes relative à cette nouvelle onde est concentrique en un point qui se situe à la jonction des deux coques demi-sphérique et cylindrique. La jonction est un point singulier, diffractant.

Lorsque l'onde  $A_o$  arrive sur la deuxième jonction tube/demi-sphère, une nouvelle série d'oscillations apparaît (4). Ces fronts d'ondes ont une direction de propagation dirigée vers la source.

Enfin, l'observation de l'onde  $A_o$  permet de visualiser un décalage des lignes d'équiphase à proximité de la coque (5). Un agrandissement de ce phénomène est proposé Figure 23. Ce décalage, inexistant sur la partie sphérique, se distingue dès lors que l'onde incidente se présente en incidence rasante sur la partie sphérique. Le rayonnement de cette onde, localisé sur une faible profondeur dans le fluide, a un comportement évanescent. Le rayonnement de cette onde est dispersif, les longueurs d'ondes sont identiques à l'onde  $A_o$ , mais le déplacement s'effectue à vitesse plus lente.

Les visualisations montrent donc l'interaction de l'onde  $A_o$  avec une onde évanescente dont les vitesses de propagation visualisées correspondent à celle de l'onde de Scholte-Stoneley détectée par les méthodes harmoniques.

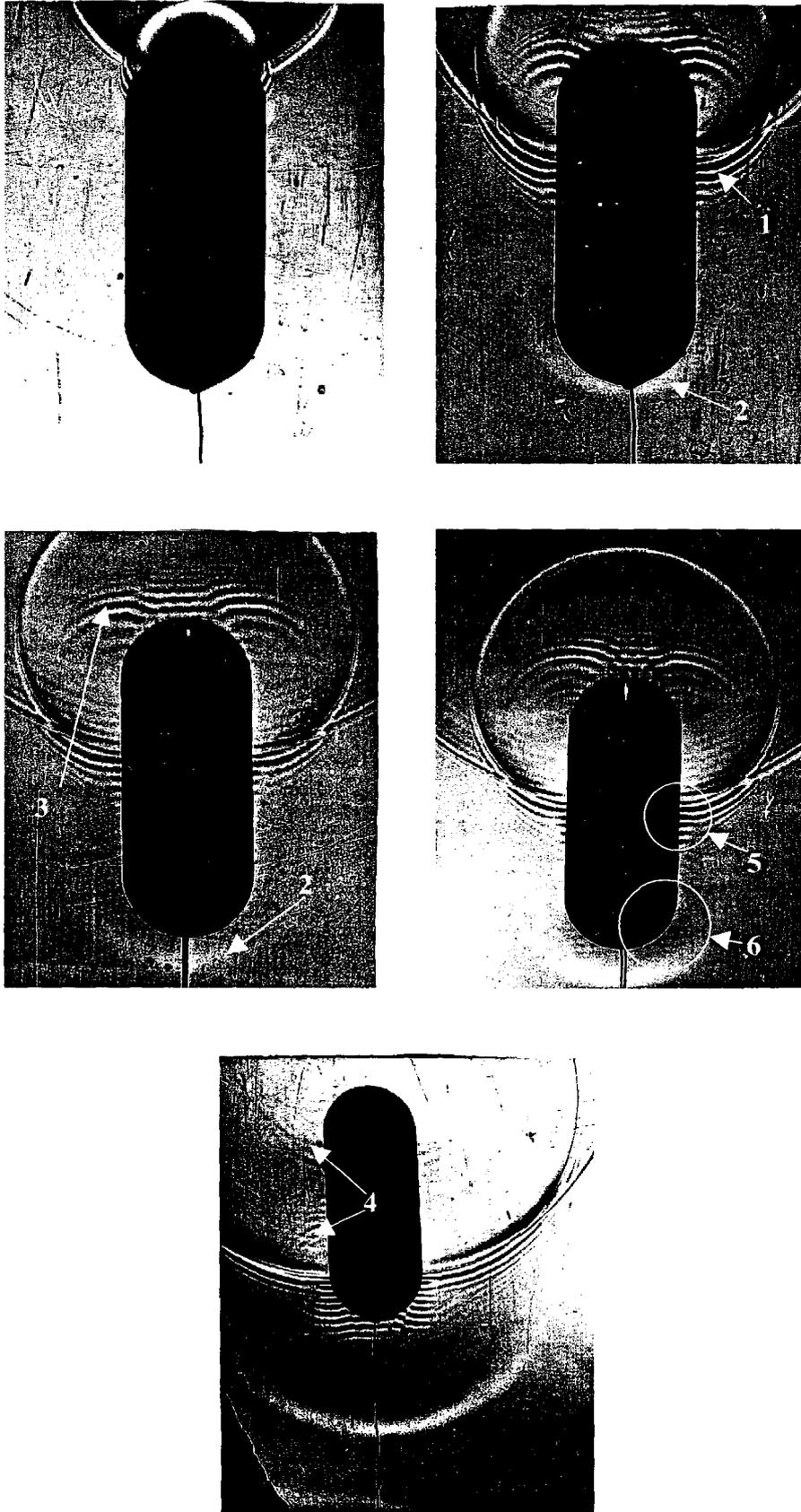


Figure 22 : Diffusion acoustique pour une cible « Line » en excitation axiale.

Nous avons vu chapitre 2 paragraphe 3.2 que cette onde se propage dans le fluide parallèlement à la paroi de la coque, avec une vitesse de phase dispersive dans la partie basse fréquence et qui tend vers la vitesse du son dans le fluide vers les hautes fréquences.

Cette onde est principalement portée par le fluide et elle est générée en incidence rasante. L'excitation axiale de la cible « *LINE* » est donc un cas particulièrement adapté à la génération et à la visualisation de cette onde. L'onde de Scholte-Stoneley  $A$  est générée sur la partie sphérique et sa propagation se poursuit sur la partie cylindrique (Figure 23).



Figure 23 : Visualisation de l'interaction de l'onde  $A_0$  et de l'onde  $A$ .

L'identification de cette onde a été démontrée par visualisations et simulations numériques lors de l'étude d'une plaque et lorsque l'onde acoustique est générée en contact (cf. Chap.4 paragraphe 2.2). Dans cette condition de génération, l'onde incidente est « rasante » à la cible, ce qui explique l'observation de l'onde de Scholte-Stoneley antisymétrique  $A$ .

#### 5-2.2.b Détails sur l'observation de l'onde $S_0$

L'onde  $S_0$  est particulièrement visible à partir du moment où elle arrive en bout de cible. (notée 2 Figure 22). Le front d'onde unique et large se distingue nettement. Pendant les premiers instants de prise d'image, celle-ci se présente sous la forme d'une tache claire localisée à proximité de la cible et devant l'onde incidente. Puis sous la forme d'une impulsion unique et large, elle s'éloigne de la cible. Cette impulsion est en fait formée de deux ondes  $S_0$ , émises de chaque côté de la cible, qui se croisent en faisant le tour en sens contraire. Une façon de s'en convaincre et d'observer les photographies obtenues lorsque la cible est insonifiée de façon oblique (Figure 24).

Enfin, on remarque également que le passage de l'onde  $S_0$  sur la deuxième jonction tube/ demi-sphère génère une onde  $A_0$  bien caractérisée (6, sur la figure 22), alors même que l'onde  $A_0$  proprement dite n'est pas encore arrivée.

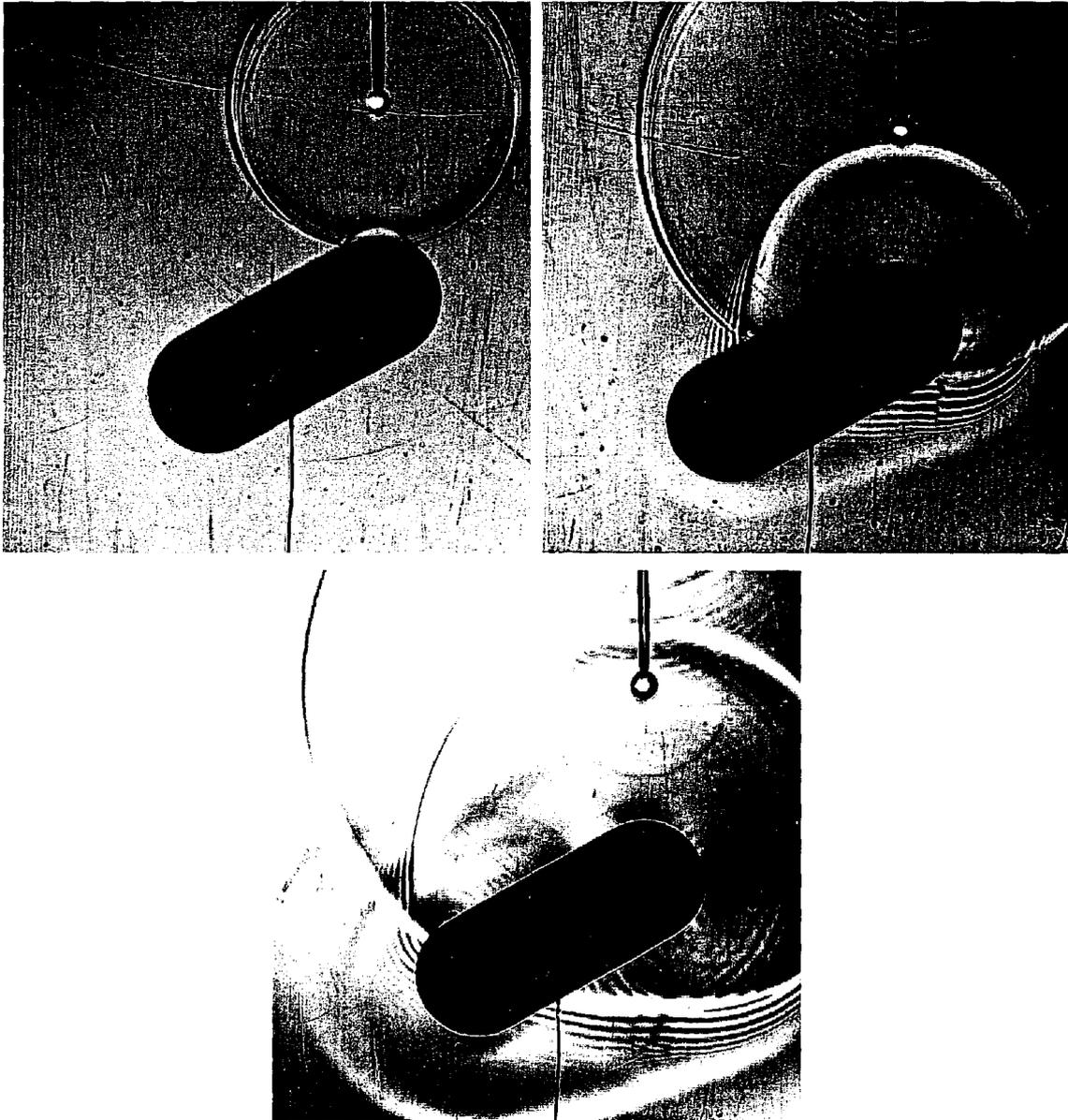


Figure 24 : Diffusion acoustique sur cible « Line ». L'inclinaison de la cible permet d'observer le croisement des ondes  $S_0$  qui se propagent de chaque cotés de la cible.

En résumé, la visualisation de la diffusion acoustique sur une cible « *LINE* » excitée suivant son axe principal est très riche. Principalement, les modes  $A_o$  et  $S_o$  des ondes de Lamb se propagent lorsque l'onde incidente entre en contact avec la cible.

La géométrie de la cible permet, d'une part, la génération d'une onde évanescente, l'onde de Scholte-Stoneley dont les caractéristiques ont été indiquées lors de l'étude des plaques. D'autre part, lorsque les ondes créées atteignent une jonction de coques, celles-ci subissent des phénomènes de réflexions et/ou conversions de mode, faisant de cette jonction un point diffractant et singulier. La Figure 25 propose un résumé graphique des différents phénomènes observés.

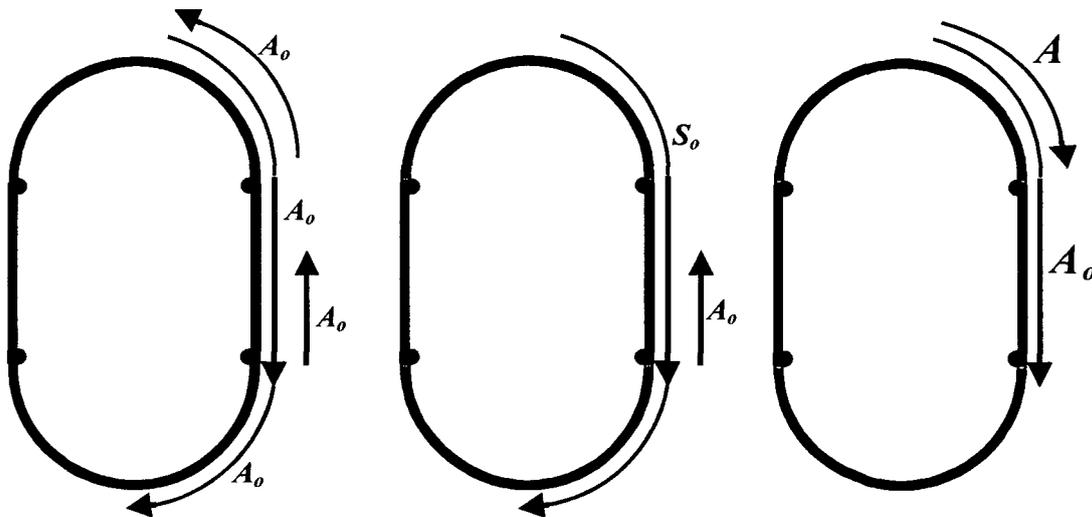


Figure 25 : Synthèse graphique des phénomènes observés sur une cible « *LINE* » en excitation axiale.

Ces particularités suggèrent plusieurs hypothèses sur leurs origines. La jonction des coques hémisphériques et cylindriques introduit deux types d'inhomogénéités. Soit, la géométrie impose un changement brutal du rayon de courbure (passage d'un rayon moyen  $R_m = \frac{a+b}{2}$  à un rayon  $R \rightarrow \infty$ ), soit, la technologie d'assemblage des coques introduit une rupture d'impédance à la jonction, propre aux propriétés élastiques de matière de la soudure et ceci malgré la finesse d'exécution de l'assemblage. Soit enfin, c'est le joint de soudure qui introduit une surépaisseur à l'intérieur de la coque (Figure 26).

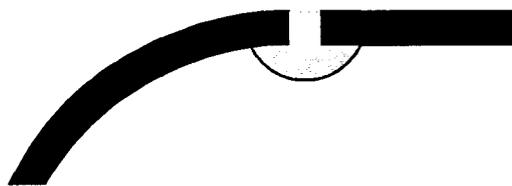


Figure 26 : Configuration du joint de soudure à la jonction sphère/tube.

Il semble intéressant à ce stade de l'étude, d'apporter une explication aux différentes observations issues des résultats expérimentaux. Deux approches ont été considérées pour cela. L'une est expérimentale, l'autre repose sur l'utilisation du code de calcul numérique.

### **5-2.3 Effet de la courbure et du joint de soudure aux jonctions sphère/tube sur cible « LINE »**

#### **5-2.3.a Diffusion acoustique sur cible « LINE coupée court » et « LINE coupée long »**

Les caractéristiques des deux cibles « LINE coupée court » et « LINE coupée long » ont été données au début du paragraphe 5-2. On rappelle cependant, que la surépaisseur du joint de soudure de la cible « *LINE coupée court* » a été usinée. Celle-ci sera appelée par la suite, «  $\frac{1}{2}$  *LINE usinée* » et par analogie, la « *LINE coupée long* » sera nommée «  $\frac{1}{2}$  *LINE non usinée* ». L'intérêt de ces deux cibles est de montrer l'influence sur la diffusion acoustique, de la présence d'une surépaisseur interne. Seule l'excitation axiale présente un intérêt dans une démarche comparative des résultats entre le numérique et l'expérimental.

Les visualisations obtenues dans cette configuration expérimentale sont présentées Figure 27 et Figure 28. Les résultats obtenus sur les deux cibles sont mis en parallèle et l'on peut observer principalement la génération de l'onde de Lamb,  $A_o (I)$ .

Après passage de l'onde  $A_o$  sur la jonction, on observe dans les deux cas, réémission d'une onde (2). La surépaisseur introduite par le joint de soudure n'est donc pas à l'origine de l'onde rayonnée au niveau de ce point singulier. Arrivée en bout de cible, l'onde  $A_o$  subit une réflexion (3) qui « rebrousse chemin » vers le sommet de la cible.

Deux hypothèses restent alors plausibles : La rupture d'impédance due aux caractéristiques de matière du joint ou le changement de rayon de courbure.

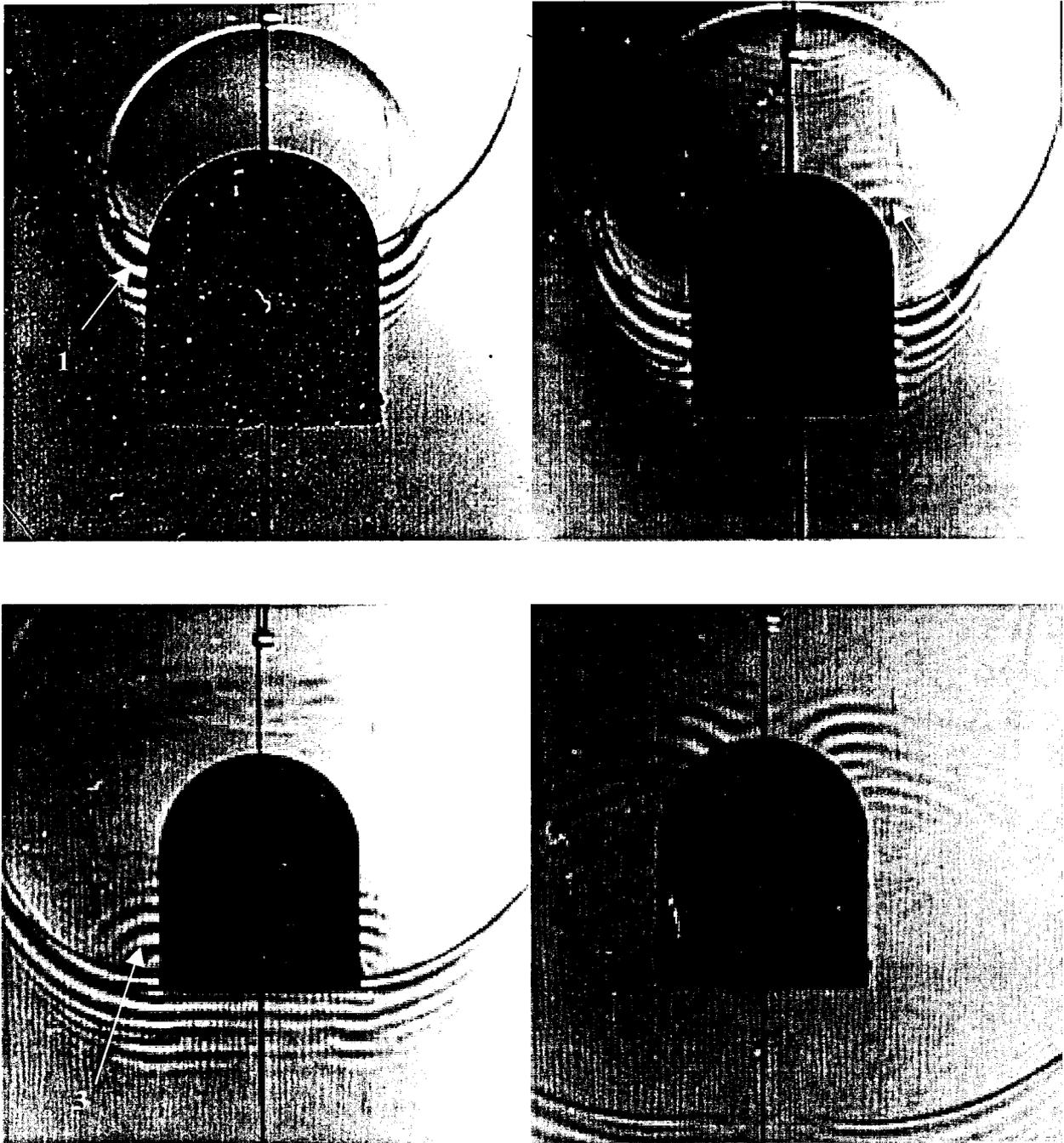


Figure 27 : Diffusion acoustique sur cible «  $\frac{1}{2}$  Line usinée » ; 1 : Onde  $A_0$  ; 2 : Réflexion de l'onde  $A_0$  sur la jonction ; 3 : réflexion en bout de cible.

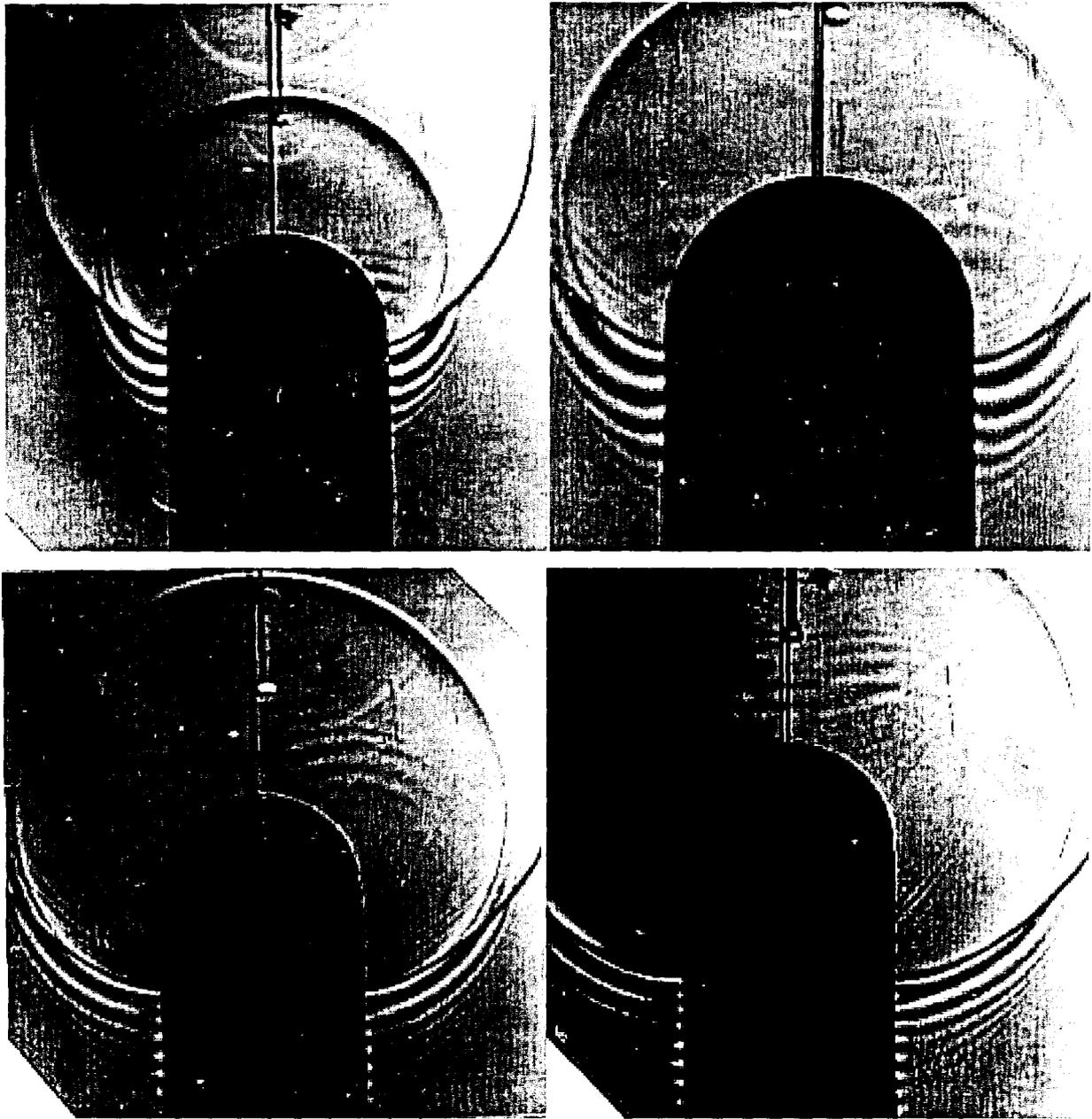


Figure 28 : Diffusion acoustique sur cible «  $\frac{1}{2}$  Line non-usinée ». On retrouve la réémission de l'onde  $A_0$  au passage de celle-ci sur la jonction

### 5-2.3.b Simulations numériques de la diffusion acoustique sur cible « LINE » en excitation axiale.

L'avantage de l'utilisation du code de calcul et de pouvoir envisager toutes configurations géométriques et de matière de la jonction entre les coques qui constituent la cible. Si les dimensions numériques respectent au moins les critères d'épaisseur de coques et de rayon, la comparaison avec les résultats expérimentaux peut se faire sans équivoque.

Nous avons dans ce cadre, considéré deux cas de géométrie. L'excitation est appliquée suivant l'axe principal de l'objet.

Une première simulation considère une cible dont la coque est continue, sans rupture de matière (Figure 29,a)). Puis, une surépaisseur équivalente à l'épaisseur de la coque a été introduite au niveau de la jonction des coques (Figure 29,b)).

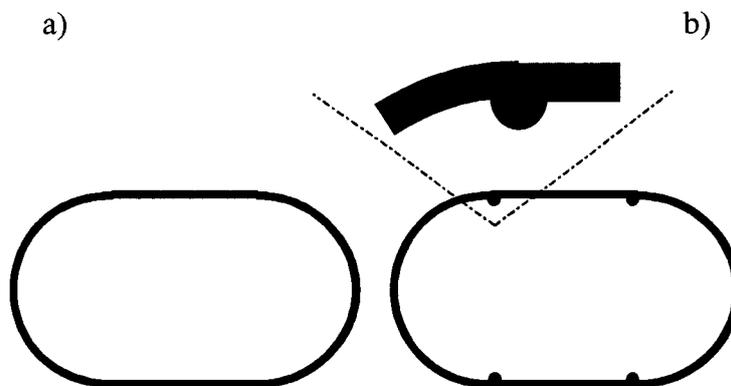


Figure 29 : a) : Coque uniforme et continue ; b) une discontinuité est ajoutée à la coque précédente.

Les résultats obtenus sont présentés Figure 30,a) pour le cas non-soudé et Figure 30,b) pour le cas soudé.

Chacun des phénomènes observés expérimentalement est visualisé sur ces simulations.

On observe l'onde  $A_o$  (1) avec sa forme caractéristique ; l'onde  $S_o$  (2), impulsion unique et large qui fait le tour de la cible ; le décalage dans les fronts d'onde dû à l'onde de Scholte-Stoneley (3) à proximité de la cible.

Au niveau de la jonction hémisphérique, on observe dans les deux cas, une onde rétrograde, dont une partie est localisée à proximité de la surface (4) et qui se prolonge par d'autres fronts d'onde (5) qui eux rayonnent encore pour les temps élevés. Cependant, l'amplitude de ces ondes est plus faible dans le cas de la « ½ LINE usinée ». Il semblerait donc, que le passage de l'onde  $A_o$  sur la jonction des coques, génère une onde évanescence rétrograde de type Scholte-Stoneley et une autre onde rétrograde de type  $A_o$ .

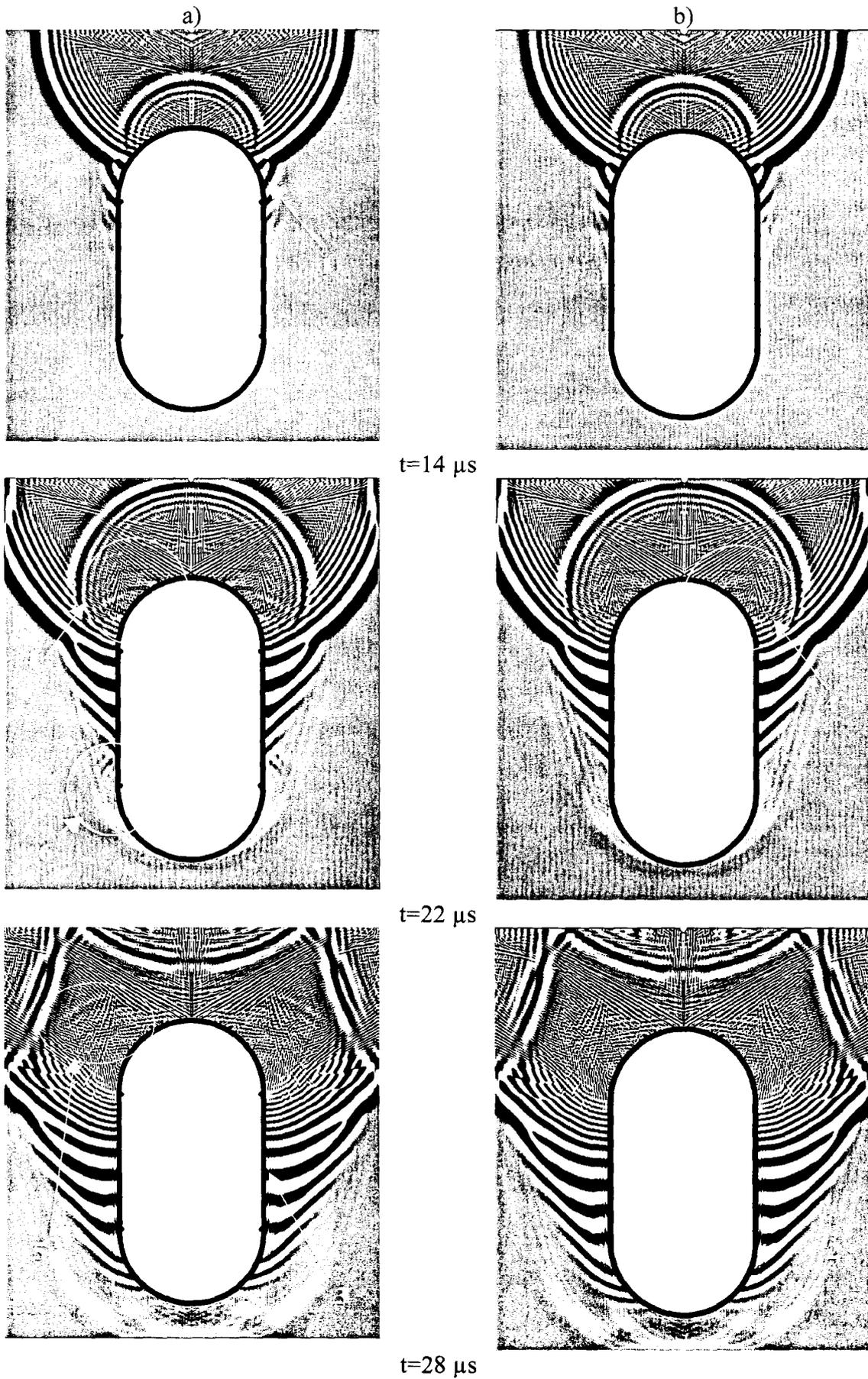


Figure 30 : Simulation numérique de la diffusion acoustique sur cible « Line ». La source est à 2 cm de la cible

Ce phénomène n'est donc pas produit par la surépaisseur car observé dans les deux cas simulés. Néanmoins, la surépaisseur joue un rôle d'amplificateur.

Il y a donc en cette première jonction, une action combinée du changement de courbure et de la surépaisseur. Cela provoque une réflexion de l'onde  $A_o$  et sa conversion en une onde  $A$  rétrograde.

A contrario, le passage de l'onde  $S_o$  sur la deuxième jonction (tube/demi-sphère), ne génère quant à elle une onde rétrograde qu'en présence de la surépaisseur (notée  $\delta$ ,  $t=22\mu s$ ).

Afin d'estimer l'effet de la soudure hors courbure, nous avons considéré une plaque présentant une ligne de soudure dont la surépaisseur est de l'ordre de l'épaisseur de la plaque.

Les résultats obtenus sont présentés Figure 31.

On observe à nouveau, au niveau de la soudure et au passage de l'onde  $S_o$  (1), la génération d'une onde orientée dans le sens de propagation (2) et une autre rétrograde (3). Cette onde est dispersive. Il s'agit donc d'une onde  $A_o$ .

La surépaisseur constitue donc bien un point diffractant pour l'onde  $S_o$ .

De façon similaire à l'étude menée chapitre 4 paragraphe 2.4 sur les plaques, on obtient un diagramme  $P(x,t)$  par relevé de la pression en surface pour différents instants. Le passage dans le domaine associé  $(f,k)$ , donne à nouveau l'allure des courbes de dispersion relatives aux ondes de Lamb. La présence de la surépaisseur ne modifie pas ces résultats, hormis une augmentation de l'amplitude associée au mode  $A_o$ .

Une représentation de type « Pseudo Wiegner-Will », temps-fréquence ou distance-nombre d'onde, semblerait mieux adaptée à cette étude, mais l'analyse de ces résultats reste complexe.

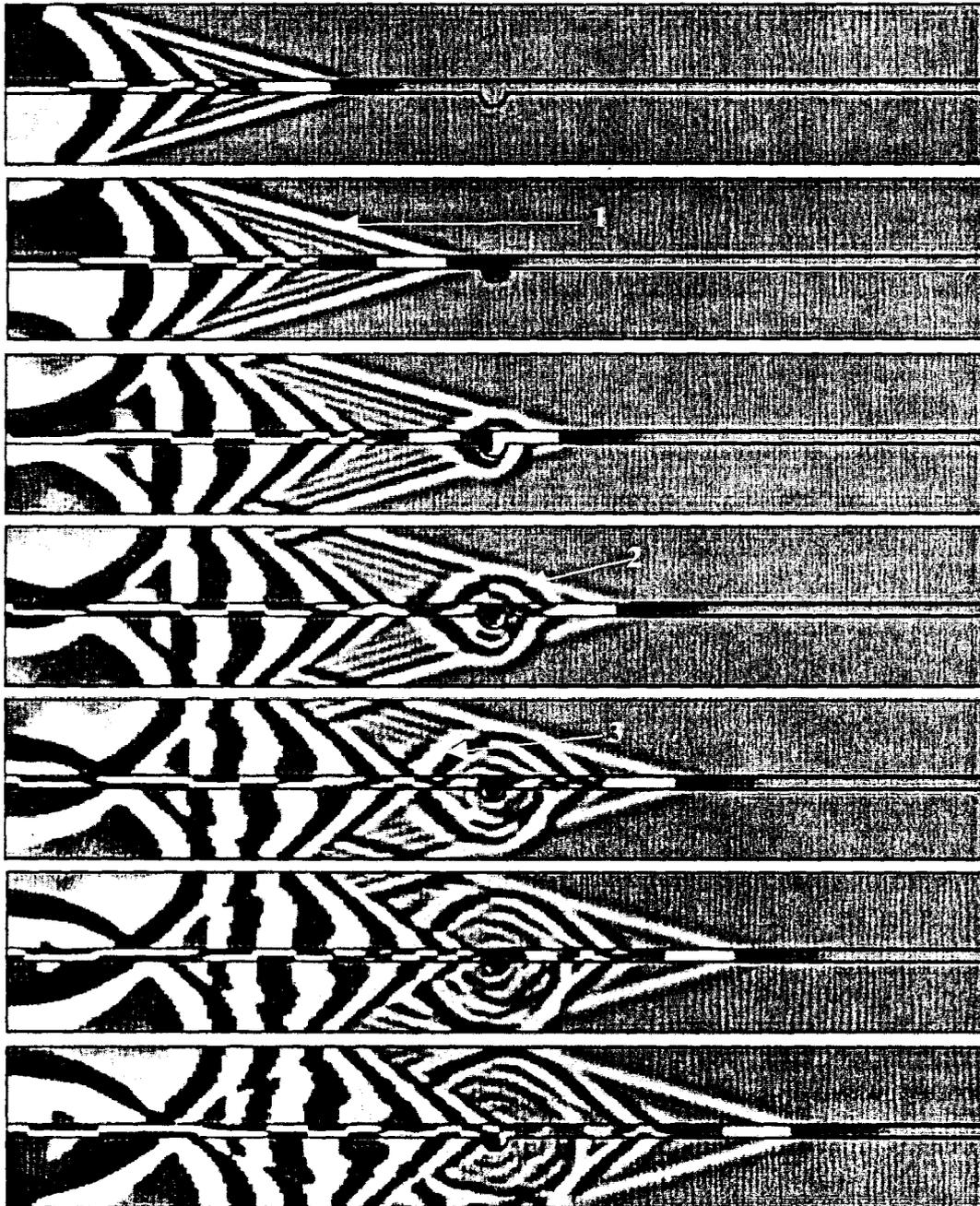


Figure 31 :Influence de la présence d'un obstacle ( joint de soudure) sur une plaque. Conversion du mode  $S_o$  en un mode  $A_o$ .

### 5-3 Conclusion

L'étude menée dans ce chapitre a permis de fournir un nouvel éclairage des phénomènes de diffusion sur des objets courbes (coques sphériques et tubes) et des objets plus complexes de type « *LINE* » constitués d'associations des géométries précédentes et d'inhomogénéités locales (discontinuités du rayon de courbure de la coque, joints de soudure, surépaisseurs locales de la coque, ...).

Les résultats obtenus sur la sphère pleine ont permis de mettre en évidence les ondes géométriques réfléchies de façon multiple dans l'objet élastique et leurs réémissions dans le fluide, ainsi que l'onde de Franz.

Le tube immergé de  $b/a=0.94$  insonifié sous incidence axiale fait apparaître essentiellement les réémissions dans l'eau des ondes  $A_o$  et  $S_o$  avec des observations proches de celles effectuées sur les plaques. Les mêmes types d'ondes sont observés dans le cas de l'excitation normale et les résultats font ressortir l'influence de l'épaisseur de la coque sur l'allure du mode  $S_o$ . Dans tous les cas, les simulations numériques montrent un bon accord avec les résultats expérimentaux.

Enfin, un choix judicieux des configurations d'excitation de l'onde incidente au regard de la symétrie de l'objet étudié, a fait ressortir le caractère tridimensionnel de la propagation des ondes de Lamb. Une propagation hélicoïdale de ces vibrations a été mise en évidence par comparaison avec les résultats numériques bidimensionnels.

Dans le cas de l'excitation normale et de l'observation axiale, la cible « *LINE* » se comporte essentiellement comme un tube et les visualisations ne font pas apparaître de spécificités dues aux extrémités sphériques. Au contraire, en observation normale pour la même excitation, des réémissions au niveau des jonctions entre parties cylindriques et sphériques sont mises en évidence. Les résultats numériques plus précis à ce niveau montrent que ces réémissions proviennent à la fois de réflexions et de conversions de mode des ondes de Lamb ( $S_o-A_o$ ,  $A_oR$ ,  $A/A_o$ )

Le cas de l'excitation axiale représente la configuration qui s'est révélée la plus riche au niveau des phénomènes spécifiques observés. Tout d'abord, la présence de l'hémisphère en extrémité de cible représente une configuration particulièrement favorable à la génération de l'onde de Scholte-Stoneley  $A$ . Cette dernière a été clairement observée le long d'une génératrice de la partie cylindrique de la cible par déformation des lignes équiphasés de la réémission de l'onde  $A_o$  au contact de la coque, en bonne similitude avec les résultats numériques obtenus sur une plaque.

Les phénomènes de réémission et/ou conversion de modes sur ces points singuliers ont mis en évidence la conversion de l'onde  $A_o$  en une onde de Scholte-Stoneley  $A$  rétrograde, la réflexion de l'onde  $A_o$ , la conversion de l'onde  $S_o$  en une onde de type  $A_o$  dans les deux sens de propagation. Toutes ces manifestations ne sont pas uniquement issues de la présence d'une inhomogénéité dans la structure de la cible (joint de soudure). Nous avons vu en effet, l'influence de la présence ou non d'une surépaisseur sur le chemin de propagation de ces ondes à la jonction demi-sphère/cylindre de la cible.

Dans certains cas, cette inhomogénéité a un rôle amplificateur des conversions ou réflexions et c'est alors le changement de rayon de courbure de la cible qui est un point singulier. Dans d'autre cas, cette surépaisseur est effectivement la source d'une inhomogénéité dans le milieu de propagation des ondes.

## 5-4 Références bibliographiques

1. J.W.Dickey, G.V.Frisk, H.Überall, « Whispering Gallery waves modes on elastic cylinder », J.Acoust.Soc.Am., pp 1339-1346, 1976.
2. Ahyi A., Thèse en électronique à l'Université de Lille 1. « Développement d'un système d'imagerie ultra-rapide : Application aux études de rayonnement et de diffusion acoustique », 1997
3. Izbicki, Rousselot, Gerard, Maze, Ripoche, « Analysis of resonances related to Scholte-Stoneley waves around circular cylindrical shells », J.Acoust.Soc.Am., vol. 90, pp. 2602-2608, 1991.
4. G.V. Frisk, H. Überall, « Creeping waves and lateral waves in acoustic scattering by large elastic cylinder », J. Acous. Soc. Am., Vol. 59(1), pp. 46-54, 1976.
5. Talmant, Quentin, Rousselot, Subrahmanyam, Uberall, « Acoustic resonances of thin cylindrical shells and the resonance scattering theory », J. Acous. Soc. AM. , vol. 84(2), pp. 681-687, 1988.
6. Latard V., « Méthode de visualization par gradient d'indice en mecanique des milieux non homogenes », These de doctorat, Université de Lille1, 1998.
7. Brill D.; Uberall H., « Acoustic waves transmitted through solid elastic cylinders », J. Acoust. Soc. Am., vol.50 (3), pp. 921-939, 1971.
8. G. Quentin, « La diffusion acoustique par des cibles élastiques de forme géométrique simple. Théories et expériences. », N. GESPA (Approximation de l'optique geometrique. Chap. 10) , pp. 281-310.
9. **L.Derbese *et al.***, « Acoustic scattering from complex elastic shells : visualization of So, Ao and A waves », Ultrasonics, (38), pp. 860-863, 2000.

## Conclusion générale

Deux outils originaux, l'un expérimental et l'autre numérique, ont été proposés pour les investigations des phénomènes de diffusion acoustique sur cibles élastiques immergées. Nous avons montré que ces deux outils, utilisés conjointement, permettent de fournir un éclairage nouveau et complémentaire de ces phénomènes relativement aux méthodes conventionnelles. Ils permettent en particulier, de mettre l'accent sur les mécanismes de création des différents types d'onde propagés dans les structures considérées et au niveau d'hétérogénéités locales telles que des joints de soudure ou surépaisseurs.

Dans le cas des plaques, les allures spatio-temporelles en surface de l'objet des ondes de Lamb  $A_o$ ,  $S_o$ ,  $S_1$  et  $S_2$  et les distributions spatiales de leur rayonnement dans le fluide environnant ont été obtenues. L'onde de Scholte-Stoneley  $A$  a également été mise en évidence expérimentalement de façon directe et son mécanisme de création par l'onde de Lamb antisymétrique  $A_o$  a été identifié par l'outil numérique. Aussi, ces résultats ont permis une matérialisation visuelle de ces différents modes permettant de compléter la connaissance que l'on en avait par la littérature scientifique. Des données quantitatives telles que les courbes de dispersion ont également été obtenues par post traitement des résultats.

Le cas de la sphère pleine et du tube représentaient des étapes intermédiaires pour la considération des cibles plus complexes de type *LINE*.

Les résultats sur la sphère pleine font apparaître essentiellement les réémissions dans le fluide des ondes géométriques réfléchies de façon multiple dans l'objet élastique, ainsi que l'onde de Franz. Les résultats sur le tube présentent les ondes  $A_o$  et  $S_o$  en propagation hélicoïdale autour de la cible. L'influence de l'épaisseur de la coque sur l'allure de l'onde  $S_o$  a été présentée.

Nous avons enfin étudié le cas de la cible *LINE* qui représente approximativement le degré de complexité le plus avancé des objets considérés actuellement en diffusion acoustique. Les ondes propagées sur la partie cylindrique de la cible s'apparentent fortement à celles obtenues dans le cas du tube, voire des plaques fines où seuls les modes  $S_o$  et  $A_o$  sont autorisés en raison des fréquences de coupures plus élevées des modes d'ordre supérieur. L'onde de Scholte-Stoneley  $A$  a toutefois pu être mise en évidence expérimentalement de façon indirecte dans cette configuration par déformation locale des équiphases au voisinage de la surface de la cible. Les conditions d'excitation peu favorables a priori pour cette observation (excitation à distance) ont

été partiellement compensées par une propagation sur la partie hémisphérique de la cible fournissant de bonnes conditions d'apparition du mode  $A$ .

Mais les résultats les plus importants obtenus sur cette cible concernent les réémissions et/ou conversions de modes identifiés sur les hétérogénéités locales de la cible : joint de soudure entre partie cylindrique et hémisphérique et surépaisseurs éventuellement associées. Ainsi, la conversion de l'onde  $A_o$  en une onde de Scholte Stoneley  $A$  rétrograde, la réflexion de l'onde  $A_o$  et la conversion de l'onde  $S_o$  en une onde de type  $A_o$  dans les deux sens de propagation ont été mises en évidence.

Toutes ces manifestations ne sont pas uniquement issues de la présence d'une inhomogénéité dans la structure de la cible (joint de soudure). En effet, nous avons mis en évidence l'influence de la présence ou non d'une surépaisseur sur le chemin de propagation de ces ondes à la jonction demi-sphère/cylindre de la cible. Dans certains cas, cette inhomogénéité a un rôle d'amplificateur des conversions ou réflexions et c'est alors le changement de rayon de courbure de la cible qui devient un point singulier. Dans d'autre cas, cette surépaisseur est effectivement la source d'une inhomogénéité dans le milieu de propagation des ondes.

A l'issue de ce travail, les perspectives que nous pouvons à ce jour identifier sont nombreuses :

Tout d'abord, l'outil de visualisation est en cours d'amélioration par remplacement des sources de lumière de type éclateur par des diodes lasers ou électroluminescentes et de la réception photographique argentique par un dispositif *C.C.D (Charge Coupled Device)*. Ces évolutions permettront de faire des dispositifs à encombrement réduit, à faible parallaxe, avec une sensibilité bien meilleure. Par ailleurs, la réduction des durées de flashes en dessous de 80 ns permettra d'accroître le champ d'application de l'outil. Enfin, la technologie *C.C.D* ouvrira simplement la voie à l'imagerie quantitative locale.

En ce qui concerne l'outil numérique, les évolutions envisagées concernent l'application à l'acoustique non-linéaire, la prise en compte des phénomènes viscoélastiques et l'extension du code à la simulation de phénomènes tridimensionnels.

Les champs d'application de ces deux outils utilisés ensemble ou séparément dépassent largement le domaine de la diffusion acoustique et il est impossible d'en établir une liste exhaustive. Ainsi, en nous limitant aux domaines d'intérêts passés, présents et futurs de nos équipes, nous citerons à titre d'exemple : les simulations physiques (modèle réduit) de

phénomènes sismiques, de propagations sous-marines, l'analyse des sédiments marins, le contrôle non destructif dans les structures multicouches, l'analyse de la propagation des ondes de surface dans la « peau » du béton endommagé, ou encore l'analyse de microsystemes, ...



## Annexe

Lorsque l'on reporte les fonctions propres adaptées au problème de la plaque immergée dans un fluide dans les équations de continuité on obtient le système suivant (cf. Chapitre 2 § 2-3.2) :

$$\begin{vmatrix}
 2jkp \sin ph & -2jkp \cos ph & (k^2 - q^2) \cos qh & (k^2 - q^2) \sin qh & 0 & 0 & A \\
 -2jkp \sin ph & -2jkp \cos ph & (k^2 - q^2) \cos qh & -(k^2 - q^2) \sin qh & 0 & 0 & B \\
 -p \sin ph & p \cos ph & jk \cos qh & jk \sin qh & \gamma e^{-\gamma h} & 0 & C \\
 p \sin ph & p \cos ph & jk \cos qh & -jk \sin qh & 0 & -\gamma e^{-\gamma h} & D \\
 \rho V_T^2 (k^2 - q^2) \cos ph & \rho V_T^2 (k^2 - q^2) \sin ph & -2jkq\rho V_T^2 \sin qh & 2jkq\rho V_T^2 \cos qh & \omega^2 \rho_0 e^{-\gamma h} & 0 & A1 \\
 \rho V_T^2 (k^2 - q^2) \cos ph & -\rho V_T^2 (k^2 - q^2) \sin ph & 2jkq\rho V_T^2 \sin qh & 2jkq\rho V_T^2 \cos qh & 0 & \omega^2 \rho_0 e^{-\gamma h} & A2
 \end{vmatrix} = 0$$



## **Rayonnement et diffusion acoustique en régime impulsionnel sur cibles élastiques immergées. Etude par visualisation ultra-rapide et modélisations numériques**

Deux outils originaux, l'un expérimental et l'autre numérique, ont été proposés pour l'investigation des phénomènes de diffusion acoustique sur cibles élastiques immergées planes et à géométrie complexe. Utilisés conjointement, ils fournissent un éclairage nouveau et complémentaire de ces phénomènes relativement aux méthodes conventionnelles. Ils permettent de mettre l'accent sur les mécanismes de création des différents types d'onde propagés dans les structures considérées et au niveau d'hétérogénéités. Les allures spatio-temporelles en surface de l'objet des ondes de Lamb ( $A_n$  et  $S_n$ ;  $0 \leq n \leq 3$ ) et les distributions spatiales de leur rayonnement dans le fluide environnant ont été obtenues. L'onde de Scholte-Stoneley  $A_0$  a été mise en évidence expérimentalement de façon directe et son mécanisme de création par l'onde de Lamb  $A_0$  a été identifié numériquement. Les résultats obtenus sur cibles cylindrico-hémisphériques, *LINE*, concernent les réémissions et/ou conversions de modes sur les hétérogénéités locales entre partie cylindrique et hémisphérique. Dans certains cas, cette hétérogénéité a un rôle d'amplificateur dans les processus de conversions ou réflexions. Dans d'autres cas, elle est effectivement la source d'une inhomogénéité dans le milieu de propagation des ondes.

---

### **Acoustic pulse scattering at water-immersed elastic targets.**

#### **Study by High-speed visualization system and numerical simulation**

Two original tools, experimental and numerical, are proposed for the investigations of acoustic scattering phenomena on water-immersed elastic targets. They supply a new and additional lighting of these phenomena with regard to the conventional methods. They allow the emphasis of the mechanisms of creation of the various types of wave propagated in the considered structures. The space-time diagram of Lamb's waves ( $A_n$  and  $S_n$ ;  $0 \leq n \leq 3$ ) at the surface of the object and the spatial distributions in the surrounding fluid were obtained. Scholte-Stoneley wave was observed experimentally in a direct way and its mechanism of creation by the  $A_0$  Lamb wave was described numerically. The results obtained on a *LINE* target concern the scattering and/or the conversions of modes on the local heterogeneity between cylindrical and hemispherical part. In some cases, this heterogeneity is an amplifier of the conversions or reflections. In the other case, it is effectively the source of an inhomogeneity in the waves propagation media.

---

Discipline : *Acoustique, Electronique, Optique, Calcul numérique*

---

---

**Mots-clés :**

Schlieren, Ombroscopie, Strioscopie, visualisation ultra-rapide  
Diffusion acoustique, Ondes de Lamb, Ondes de Scholte-Stoneley  
Calcul numérique 2D par volumes finis, maillage non-structuré  
Cible *LINE*

---

**Key-words :**

Schlieren, Shadowgraph, High-speed visualisation  
Acoustic scattering, Lamb waves, Scholte-Stoneley waves  
2D numerical model, unstructured grid  
*LINE* target

---

Institut d'électronique et de Microélectronique du Nord

D.O.A.E- Groupe Electronique-Acoustique Ecole Centrale de Lille B.P 48 59651 Villeneuve d'Ascq cedex

Laboratoire de Mécanique de Lille

Université des sciences et technologies de Lille 1 Bd Paul Langevin, 59655 Villeneuve d'Ascq cedex



## Rayonnement et diffusion acoustique en régime impulsionnel sur cibles élastiques immergées. Etude par visualisation ultra-rapide et modélisations numériques

Deux outils originaux, l'un expérimental et l'autre numérique, ont été proposés pour l'investigation des phénomènes de diffusion acoustique sur cibles élastiques immergées planes et à géométrie complexe. Utilisés conjointement, ils fournissent un éclairage nouveau et complémentaire de ces phénomènes relativement aux méthodes conventionnelles. Ils permettent de mettre l'accent sur les mécanismes de création des différents types d'onde propagés dans les structures considérées et au niveau d'hétérogénéités. Les allures spatio-temporelles en surface de l'objet des ondes de Lamb ( $A_n$  et  $S_n$ ;  $0 \leq n \leq 3$ ) et les distributions spatiales de leur rayonnement dans le fluide environnant ont été obtenues. L'onde de Scholte-Stoneley  $A$  a été mise en évidence expérimentalement de façon directe et son mécanisme de création par l'onde de Lamb  $A_0$  a été identifié numériquement. Les résultats obtenus sur cibles cylindrico-hémisphériques, *LINE*, concernent les réémissions et/ou conversions de modes sur les hétérogénéités locales entre partie cylindrique et hémisphérique. Dans certains cas, cette hétérogénéité a un rôle d'amplificateur dans les processus de conversions ou réflexions. Dans d'autre cas, elle est effectivement la source d'une inhomogénéité dans le milieu de propagation des ondes.

---

Discipline : *Acoustique, Electronique, Optique, Calcul numérique*

---

---

Mots-clés :

Schlieren, Ombroscopie, Strioscopie, visualisation ultra-rapide  
Diffusion acoustique, Ondes de Lamb, Ondes de Scholte-Stoneley  
Calcul numérique 2D par volumes finis, maillage non-structuré  
Cible *LINE*

---

Key-words :

Schlieren, Shadowgraph, High-speed visualisation  
Acoustic scattering, Lamb waves, Scholte-Stoneley waves  
2D numerical model, unstructured grid  
*LINE* target



LABORATOIRE  
de MECANIQUE  
de LILLE  
URA CNRS 1441



Bibliothèque Universitaire de Valenciennes



00905007