



HAL
open science

Diffusion acoustique par des coques cylindriques limitées immergées. On des hélicoïdales: analyse des réponses temporelles et identification complète des résonances

Lionel Haumesser

► To cite this version:

Lionel Haumesser. Diffusion acoustique par des coques cylindriques limitées immergées. On des hélicoïdales: analyse des réponses temporelles et identification complète des résonances. Acoustique [physics.class-ph]. Université du Havre, 2001. Français. NNT: . tel-00010047

HAL Id: tel-00010047

<https://theses.hal.science/tel-00010047>

Submitted on 6 Sep 2005

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.

*Université du Havre
Faculté des Sciences et Techniques*

THESE

Pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université du Havre

Discipline : PHYSIQUE - E.E.A.
INSTRUMENTATION ET COMMANDE
Spécialité : ACOUSTIQUE

Présentée et soutenue publiquement par

Lionel HAUMESSER

le 20 décembre 2001

Diffusion acoustique

par des coques cylindriques limitées immergées.

**Ondes hélicoïdales : analyse des réponses temporelles et
identification complète des résonances.**

Directeur de thèse : Professeur G. Maze

JURY

MM.	J.-P. SESSAREGO,	Directeur de Recherche C.N.R.S., L.M.A., Marseille,	<i>Président</i>
	P. PERNOD,	Professeur à l'Ecole Centrale de Lille,	<i>Rapporteur</i>
	M. TRAN VAN NHIEU,	Ingénieur de Recherche - Thomson Airsys,	<i>Rapporteur</i>
	A. KLAUSON,	Directeur de Recherche, Université de Technologie de Tallinn, Estonie,	
	J.-R. HARTMANN,	Ingénieur de Recherche, D.C.E./C.T.S.N.,	
	G. MAZE,	Professeur à l'Université du Havre,	
	J.-M. CONOIR,	Directeur de Recherche C.N.R.S., L.A.U.E., Le Havre,	
	D. DECULTOT,	Maître de Conférences à l'Université du Havre,	
	F. LEON,	Maître de Conférences à l'Université du Havre.	

Résumé

La pression acoustique diffusée par des tubes de longueur finie, immergés dans l'eau, est analysée expérimentalement et théoriquement dans les espaces de Fourier. La signature, spectrale et temporelle, de tels objets est interprétée en termes de résonance et de propagation d'ondes de surface.

Les diffuseurs sont en acier inoxydable, de rapports des rayons interne sur externe égaux à 0,83 et 0,97. Ils sont excités en champ lointain par des signaux ultrasonores large bande, pour des angles d'incidence compris entre 0° (incidence normale par rapport à l'axe principal des objets) et 50° .

Les résonances présentes dans les réponses spectrales rétrodiffusées, relatives aux ondes hélicoïdales S_0 et T_0 , sont identifiées. Les modes de vibration associés sont déterminés expérimentalement en utilisant deux dispositifs de mesure bistatiques. Un premier montage, où le transducteur récepteur tourne dans un plan perpendiculaire à l'axe du tube, conduit à l'identification des modes circonférentiels (n) ; un second montage original, où le récepteur se déplace parallèlement à l'axe de l'objet, permet d'identifier les modes axiaux (m). Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus à l'aide d'une approche théorique modale hybride combinant la théorie de l'élasticité et l'intégrale de diffraction de Kirchhoff. Ces informations (fréquence de résonance, n , m) permettent d'évaluer la vitesse de phase et l'angle de propagation de l'onde correspondante. On réalise ainsi l'identification complète des résonances de l'objet (nature de l'onde, n , m). Chaque résonance, manifestation d'un mode propre de l'objet limité sélectionné par les conditions d'excitation, est observée à une seule fréquence pour plusieurs angles d'incidence voisins.

Un modèle géométrique décrivant le parcours hélicoïdal des ondes sur le tube permet l'analyse des réponses temporelles. Les temps auxquels les échos sont observés, sont associés à des trajets de l'onde T_0 . L'influence des dimensions des objets (longueur et diamètre) sur la rétrodiffusion est ainsi étudiée. L'approche géométrique permet également de considérer les effets liés à la présence d'un disque radial dans les tubes : le rôle de l'onde A (onde d'interface) devient prédominant.

Mots clés :

Diffusion acoustique ultrasonore - Signature acoustique sous marine - Tube métallique - Raidisseur radial - Modèle analytique - Théorie de l'élasticité - Mesures expérimentales - Propagation - Ondes hélicoïdales - Analyse temporelle - Identification des résonances - Modes de vibration.

Laboratoire d'Acoustique Ultrasonore et d'Electronique
L.A.U.E. U.M.R. C.N.R.S. 6068

Abstract

Acoustic pressure scattered by finite fluid loaded cylindrical shells, is experimentally and theoretically analyzed in Fourier spaces. Spectral and time domain signatures of such objects are interpreted in terms of resonance and propagation of surface waves.

The scatterers are made of stainless steel, with inner over outer radii ratio equal to 0.83 and 0.97. They are excited under the far field conditions by broadband ultrasonic signals, for incidence angles comprised between 0° (normal incidence to the shell main axis) and 50° .

Resonances present in backscattered spectral responses, associated to S_0 and T_0 helical waves, are identified. The associated vibration modes are experimentally determined by using two bistatic experimental arrangements. The first setup, in which the receiver transducer rotates in a plane normal to the shell axis, leads to the identification of circumferential mode (n); the second, rather original setup, in which the receiver moves parallel to the shell axis, yields the identification of axial modes (m). The results are in agreement with those obtained with a hybrid modal theoretical approach combining elasticity theory and Kirchhoff diffraction integral. This information (resonance frequency, n , m) makes possible the evaluation of the phase velocity and the propagation angle of the corresponding wave. The complete identification of target resonances is thus achieved (nature of the wave, n , m). Each resonance, expression of a finite length object eigenmode selected by excitation conditions, is observed at a single frequency for a number of closely spaced incidence angles.

A geometrical model depicting wave helical travel paths on the shell renders possible the analysis of time domain responses. Times at which echoes are observed, are related to the travel paths of the T_0 . The influence on backscattering of the shells' characteristic dimensions (length and diameter) is studied in this way. The geometrical approach also enables the consideration of effects linked to the presence of an internal plate bulkhead: the role of the A wave (interface wave) becomes prominent.

Key words :

Ultrasonic acoustic scattering - Underwater acoustic signature - Metallic cylindrical shell - Radial stiffener - Analytical model - Elasticity theory - Experimental measurements - Propagation - Helical waves - Time domain analysis - Resonance identification - Vibration modes.

A mes parents, à Bertrand,

à Séverine.

Ce travail a été réalisé au sein du Laboratoire d'Acoustique Ultrasonore et d'Electronique (L.A.U.E. U.M.R. C.N.R.S. 6068) de l'Université du Havre. Je tiens à remercier son directeur, Monsieur le Professeur G. MAZE, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour les moyens qu'il a mis à ma disposition, afin de me permettre de le mener à bien. Qu'il trouve ici l'expression de toute ma reconnaissance pour avoir dirigé ce travail et pour ses conseils avisés.

J'adresse mes vifs remerciements à Monsieur le Professeur P. PERNOD et à Monsieur M. TRAN VAN NHIEU, qui ont accepté d'être les rapporteurs de cette thèse.

Je remercie également Messieurs J.-P. SESSAREGO, A. KLAUSON, J.-R. HARTMANN, J.-M. CONOIR, D. DÉCULTOT et F. LÉON pour avoir accepté de participer à ce jury.

Qu'il me soit permis de remercier Monsieur M. TRAN VAN NHIEU pour ses remarques judicieuses, ainsi que Monsieur A. KLAUSON pour la qualité des discussions que nous avons eues.

Monsieur J.-M. CONOIR a bien voulu me faire part de ses remarques lors de la relecture de ce mémoire ; je suis très sensible à cette marque d'intérêt et l'en remercie vivement.

Je tiens à remercier très chaleureusement Monsieur D. DÉCULTOT d'avoir suivi avec attention cette thèse. Nos nombreuses discussions, ses conseils judicieux ainsi que ses encouragements ont été pour moi un soutien précieux.

Que F. LÉON trouve ici l'expression de mes remerciements pour la qualité des relations de travail que nous avons eues quotidiennement.

Je ne saurais oublier A. BAILLARD et N. TOURAINÉ qui ont contribué activement à me mettre le pied à l'étrier à l'amorce de ces trois années.

Special Thanks à J. G. Chiumia pour sa grande gentillesse. *"The road is always long at the beginning, but with time it gets shorter and shorter..."*

Je remercie tous les Chercheurs et les Doctorants du Laboratoire pour leur convivialité.

Je remercie également Messieurs P. BÉNARD, H. CAHINGT et F. DUHAMEL pour leur collaboration technique efficace ainsi que leur disponibilité.

Merci enfin aux nombreuses soirées et aux quelques lendemains matinaux..

INTRODUCTION	1
--------------------	---

- CHAPITRE I -

*Pression diffusée par des tubes cylindriques de longueur infinie :
Aspects théoriques. Analogie aux tubes limités*

I.1 Introduction	5
I.2 Comparaison des spectres de résonances d'un tube limité et d'un tube infini	6
I.2.1 Description du tube et du dispositif expérimental	6
I.2.2 Résultats expérimentaux et théoriques	7
I.2.3 Conclusion	10
I.3 Diffusion acoustique par un tube infini en incidence oblique	10
I.3.1 Représentation modale	10
I.3.2 Résonances du tube élastique	14
I.3.3 Résonances acoustiques et ondes de surface élastiques	14
I.3.4 Vitesse de phase et vitesse de groupe d'une onde hélicoïdale	16
I.4 Analyse de la pression diffusée	18
I.4.1 Tube infini $b/a = 0,83$: cas de l'incidence normale	18
I.4.1.a Fonction de forme et spectre de résonances	18
I.4.1.b Trajectoires de Regge et largeur de résonances Γ	20
I.4.1.c Plan d'isolement modal	22
I.4.1.d Plan d'identification	23
I.4.1.e Représentation "tout-fréquence"	24
I.4.2 Tube infini $b/a = 0,97$ en incidence oblique	26
I.4.2.a Représentation temporelle et spectres de résonances	26
I.4.2.b Largeur de résonances	28
I.4.2.c Vitesse de phase et vitesse de groupe	30
I.5 Conclusion	35

- CHAPITRE II -

Identification des modes de vibration d'un tube limité

II.1 Introduction	36
II.2 Modélisation de la diffusion acoustique par un tube limité en incidence oblique	37
II.2.1 Représentation modale de la pression incidente	39
II.2.2 Expression des déplacements et des potentiels dans le fluide et dans le tube	39

II.2.3 Expression des conditions de continuité	41
II.2.4 Intégrale de diffraction de Kirchhoff	42
II.2.5 Fonction de forme en champ lointain	44
II.2.6 Mise en œuvre numérique	45
II.3 Spectres de résonances en configuration monostatique	46
II.4 Identification des modes de vibration des résonances de l'onde T_0 en configuration bistatique, pour des angles d'incidence de 20° et 21°	49
II.4.1 Identification des modes n de vibration sur la circonférence d'un tube	49
II.4.1.a Dispositif expérimental bistatique	49
II.4.1.b Résultats expérimentaux et théoriques : mode n	51
II.4.2 Identification des modes m de vibration dans la longueur d'un tube	55
II.4.2.a Résonance et accord de phase	55
II.4.2.b Dispositif expérimental bistatique	56
II.4.2.c Résultats expérimentaux et théoriques : mode m	57
II.4.3 Discussion des résultats	63
II.4.3.a Vitesse de phase de l'onde T_0	65
II.4.3.b Angle d'hélice de l'onde T_0	66
II.4.3.c Bilan	68
II.5 Identification des modes de vibration dans la longueur d'un tube en configuration bistatique, pour des angles d'incidence de 12° et 90°	69
II.5.1 Cas des résonances des ondes S_0 et T_0 à un angle d'incidence de 12°	70
II.5.2 Cas particulier de l'onde S_0 en incidence axiale ($n = 0$)	73
II.6 Conclusion	77

- CHAPITRE III -

*Influence des dimensions des tubes
et d'une discontinuité radiale interne sur la pression diffusée*

III.1 Introduction	79
III.2 Description des diffuseurs et conditions expérimentales	80
III.3 Domaine temporel	81
III.3.1 Description du modèle géométrique	82
III.3.1.a Les angles	82
III.3.1.b Calcul du temps de retour des échos	83
III.3.1.c Choix de l'origine des temps	85
III.3.1.d Valeurs numériques utilisées	86
III.3.2 Résultats expérimentaux et interprétations	87
III.3.2.a Influence de la longueur des tubes	87
III.3.2.b Influence du diamètre des tubes	94
III.3.2.c Influence d'une discontinuité radiale	96
III.3.2.d Conclusion	100

III.4 Analyse spectrale	103
III.4.1 Influence de la longueur des tubes	103
III.4.2 Influence d'une discontinuité radiale	110
III.5 Conclusion	112
CONCLUSION	113
BIBLIOGRAPHIE	116
ANNEXES	125
Annexe A : Dispositif expérimental	125
Annexe B : Racines de D_n déterminées dans le plan complexe ($b/a = 0,83$ chapitre I)	133
Annexe C : Résultats théoriques en incidence oblique ($b/a = 0,83$ chapitre I)	137
Annexe D : Racines de D_n déterminées dans le plan complexe ($b/a = 0,97$ chapitre I)	141
Annexe E : Définition des fonctions U_n et V_n et des coefficients δ et κ (chapitre II)	149
Annexe F : Eléments de la matrice M et du second membre B (chapitre II)	150

- INTRODUCTION -

Ce travail s'inscrit dans l'étude de la diffusion acoustique par des structures cylindriques remplies d'air et immergées dans l'eau. Les objets traités dans ce mémoire sont pour l'essentiel des tubes en acier inoxydable, de longueur limitée. Ils sont caractérisés par leur longueur L et par le rapport des rayons b/a (b : rayon intérieur et a : rayon extérieur). Afin d'appréhender la réponse acoustique de ces objets à une excitation ultrasonore brève, il s'avère judicieux de considérer dans un premier temps des tubes de mêmes spécifications, mais de longueur supposée infinie ($L \gg a$). En effet, la connaissance des résultats existants sur ces objets de forme canonique est utile pour analyser la pression diffusée par une cible limitée, et l'interpréter en termes de propagation d'ondes et de réponse vibratoire.

L'étude de la diffusion acoustique par des cylindres et des tubes cylindriques infinis excités perpendiculairement à leur axe, a fait l'objet de travaux théoriques [1-4] et expérimentaux [5-7]. La propagation circonférentielle d'ondes de coque (assimilées aux ondes de Lamb) et d'interface a été mise en évidence. La relation duale entre ondes et résonances a été établie [8-10]. Chaque résonance est la manifestation d'une onde stationnaire se formant à partir de deux ondes circonférentielles se propageant autour du tube en sens inverse, et cédant par couplage au milieu liquide l'énergie emmagasinée dans le diffuseur. Lorsque ces objets sont insonés dans une direction oblique par rapport à leur axe, la diffusion est sujette à l'influence d'ondes supplémentaires : les ondes guidées [11-21]. Les ondes adoptent une propagation hélicoïdale suivant l'axe. La position fréquentielle des résonances présentes dans la réponse diffusée, évolue avec l'angle d'incidence.

Il est important d'insister sur le fait que la forme canonique se prête à la modélisation théorique : le système de coordonnées cylindriques intervient seul dans la description de la géométrie. Dès lors que la longueur est limitée, une approche théorique exacte n'est plus envisageable.

Certains auteurs ont utilisé des méthodes analytiques faisant intervenir des approximations. Ainsi, Lecroq *et. al.* [22] estiment que les accords de phase sur la circonférence et dans la longueur du tube doivent être vérifiés simultanément, ce qui situe les résonances, dans un plan fréquence-angle d'incidence, aux intersections de deux réseaux de

courbes. Stanton [23], et plus récemment Ye [24], choisissent de considérer un cylindre infini, et de le "baffler", afin de prendre en compte le rayonnement d'une partie de la longueur uniquement. Précisons que cette dernière étude intègre dans le rayonnement total l'influence de l'extrémité insonée, évaluée au moyen de la Théorie de la Diffraction Géométrique (GTD) [25, 26].

L'utilisation de la théorie des coques minces a permis d'imposer les conditions "d'appui simple" aux extrémités du tube [27-30]. Dans la forme dite "classique" de cette théorie [31] (à opposer aux théories des coques "raffinées" [32]), les longueurs d'onde des ondes se propageant dans le tube et dans le fluide qui l'entoure sont supposées grandes devant l'épaisseur de l'objet. Cette approximation cantonne son domaine de validité aux basses fréquences.

Dans une étude récente, Morse *et. al.* [33, 34] proposent une méthode hybride combinant la théorie de l'élasticité pour décrire l'état vibratoire de la surface du tube, et l'intégrale de diffraction de Kirchhoff pour calculer la pression acoustique due à cet état de surface au point d'observation. Cette approche offre l'avantage de ne pas être restrictive aux basses fréquences et permet de traiter le cas de tubes épais.

Une résolution numérique (Méthode des Eléments Finis et Méthode des Eléments de Frontière) peut être envisagée. Ces méthodes ont notamment été employées avec succès jusqu'à des fréquences réduites $k_1 a$ inférieures à 30 (k_1 étant le nombre d'onde de l'onde dans l'eau) dans l'étude bidimensionnelle de tubes limités par des coques hémisphériques en incidence axiale [35, 36]. Dans notre cas, le problème est tridimensionnel, il tient compte d'un milieu fluide environnant, et les fréquences de travail plus élevées imposent l'utilisation d'un maillage fin. Cette approche serait très onéreuse quant au temps de calcul et à la taille des fichiers résultants.

En acoustique sous marine, les mesures en configuration dite "monostatique" sont fréquemment utilisées : le transducteur (ou l'antenne) fonctionne alternativement en mode émission et en mode réception. Les ondes se propageant au sein de cibles de longueur limitée, sont réémises dans la direction de l'émetteur après passage par les extrémités, réflexion dans le cas de tubes tronqués [33, 37], ou continuité du parcours dans le cas de bouts hémisphériques [38] ou coniques [39]. Les résultats peuvent être présentés en fonction de l'angle d'incidence, dans les domaines temporel et fréquentiel [40-42]. Ils mettent ainsi en évidence la dépendance des mécanismes de diffusion à l'angle d'excitation.

L'usage d'un émetteur et d'un récepteur distincts (mesures en configuration bistatique) est adapté à l'analyse des signaux. La propagation d'une onde qui couvre la totalité de l'objet, induit à des fréquences particulières un phénomène de résonance propre à la coque dans son ensemble. Des modes de vibration sont alors établis sur la circonférence et dans la longueur de l'objet. La Méthode d'Isolement et d'Identification des Résonances (M.I.I.R.), développée par G. Maze, permet d'obtenir à la fois la signature acoustique résonnante de la cible en rétrodiffusion, et l'identification du mode de vibration correspondant établi sur la circonférence [43, 44]. De nouvelles méthodes d'analyse permettent notamment de mettre en évidence la propagation des ondes associées [45-48].

A travers un nombre croissant de travaux, se manifeste un vif intérêt pour la caractérisation, c'est à dire l'estimation des paramètres physiques, d'objets immergés dans l'eau ou enfouis dans des sédiments marins. Parmi les méthodes utilisées, les techniques d'imagerie acoustique (holographie, caméra acoustique...) sont très utilisées [49-55]. L'analyse de la diffusion acoustique résonnante, débouchant sur la spectroscopie acoustique, fait également l'objet d'une littérature abondante [56-61].

Lorsque ces objets subissent des dommages mineurs, leur réponse résonnante peut s'en trouver affectée. Ainsi, la connaissance des caractéristiques vibratoires d'une structure "saine" (non détériorée), et entre autres de l'organisation des modes dans un spectre de résonances, est nécessaire à l'évaluation non destructive de structures cylindriques. Cette forme géométrique est commune à de nombreux secteurs industriels. A différentes échelles, on la trouve dans l'aéronautique [62], le domaine du stockage de produits [63], où encore les canalisations [64]. Des anomalies structurelles inhérentes à un accident de fonctionnement (fêlure), doivent pouvoir être détectées. Les exemples précédents soulignent l'importance des conditions d'utilisation. Des problèmes liés à une corrosion importante des conduits peuvent survenir. La façon dont l'objet s'insère dans un ensemble structurel plus global est un point très important. Ainsi, la fatigue des soudures entre tubes, ou la modification de l'état de contrainte à leurs extrémités liée au facteur thermique, peuvent être source de détérioration. Le rôle joué par la jonction apparaît primordial.

La diffusion acoustique par des objets complexes fait l'objet d'une attention constante depuis quelques années. Les auteurs qui l'ont abordée peuvent être distingués selon qu'ils ont traité le cas d'un raidisseur unique [65-70] ou de plusieurs raidisseurs [71-74]. L'effet de structures transversales périodiques a été envisagé numériquement [75], analytiquement [76, 77], et expérimentalement [78]. De telles études sont en outre motivées par la nécessité de

classifier les objets. Ces travaux considèrent l'interaction entre les différentes structures, au même titre que la diffusion multiple tient compte des influences mutuelles que peuvent avoir les unes sur les autres des structures simples [79].

Dans le premier chapitre, l'analogie entre la pression diffusée par un tube de longueur infinie et celle diffusée par un tube limité est montrée pour un tube de $b/a = 0,83$. Elle justifie le rappel de développements théoriques utilisés dans la diffusion acoustique par des tubes illimités en incidence oblique. Les résultats sont proposés pour des objets en acier inoxydable ayant des rapports b/a de 0,83 et 0,97. Les bandes de fréquence réduite explorées sont 0-35 pour le tube épais et 0-70 pour le tube plus fin. Les angles d'incidence considérés permettent l'observation des quasi-ondes de Lamb S_0 , T_0 , A et A_0 . Les caractéristiques de ces ondes (vitesse, atténuation) sont obtenues à titre de références. Les plans d'analyse de la pression diffusée sont introduits (plan d'identification, plan d'isolement modal, représentation "tout-fréquence").

Le chapitre II est consacré à une étude expérimentale et théorique des modes de vibration d'un tube limité immergé ($b/a = 0,83$). La pression rétrodiffusée est analysée à plusieurs angles d'incidence pour lesquels les ondes S_0 et/ou T_0 se manifestent de façon résonante. A cette fin, nous utilisons une modélisation hybride combinant la théorie de l'élasticité et l'intégrale de diffraction de Kirchhoff. Cette approche nous permet de traiter le cas de la coque épaisse en hautes fréquences. D'un point de vue expérimental, une configuration originale de la M.I.I.R. est proposée afin de permettre l'identification complète des résonances. Les résultats obtenus permettent d'analyser le comportement des ondes S_0 et T_0 sur des tubes limités.

Dans le chapitre III, l'évolution de la pression rétrodiffusée en fonction de l'angle d'incidence est analysée pour différentes dimensions des tubes. Cette étude expérimentale est, dans un premier temps, menée dans le domaine temporel : l'influence de la longueur et du rayon des tubes est discutée. L'identification des échos est réalisée au moyen d'un modèle géométrique permettant d'estimer leur temps de parcours. L'influence de la longueur des tubes est ensuite observée dans le plan fréquence/angle. Les signaux expérimentaux sont comparés aux données fournies par le modèle présenté dans le chapitre II. Enfin, l'influence d'un raidisseur est considérée. La discontinuité introduite par l'ajout d'un disque interne est étudiée en ne considérant que les réflexions qu'elle peut induire.

- CHAPITRE I -

*Pression diffusée par des tubes cylindriques
de longueur infinie : Aspects théoriques.
Analogie aux tubes limités*

I.1 Introduction

L'étude théorique de la diffusion d'une onde acoustique plane par des tubes ou des cylindres massifs de longueur supposée infinie fait l'objet d'une littérature abondante [1-4, 8-20]. La forme canonique de ces cibles, au même titre que celle des sphères [80, 81], permet de s'appuyer sur une modélisation analytique exacte. Ainsi, les caractéristiques des ondes qui jouent un rôle dans la diffusion sont aisément accessibles. Une littérature tout aussi fournie concerne l'aspect expérimental de ces investigations [5-7, 9, 12-13, 16, 19, 21], et a depuis validé les démarches précédentes.

Le présent chapitre débute par la comparaison de spectres de résonances de deux tubes: l'un est de longueur limitée et l'autre de longueur infinie. La description succincte des résultats met l'accent sur les caractères communs observés pour les deux diffuseurs. L'approche théorique de la diffusion acoustique par un tube infini est ensuite brièvement rappelée. Les caractéristiques des ondes étudiées dans les chapitres suivants sont commentées pour deux tubes d'épaisseurs différentes. L'étude en incidence normale est menée pour un tube de rapport des rayons b/a égal à 0,83. Les résultats en incidence oblique sont obtenus pour un tube plus fin ($b/a = 0,97$). En annexes *B*, *C* et *D*, sont présentées des données concernant l'incidence oblique du tube épais ($b/a = 0,83$), ainsi que les valeurs numériques associées aux résultats de ce chapitre. Différentes représentations de la pression diffusée sont ensuite introduites. Les signaux concernant le tube limité seront repris et analysés en détail dans le prochain chapitre.

I.2 Comparaison des spectres de résonances d'un tube limité et d'un tube infini

L'objectif de cette partie est de dégager les caractéristiques dominantes, communes aux spectres de résonances obtenus d'une part expérimentalement à partir d'un tube limité, et d'autre part, théoriquement à partir d'un tube infini ayant les mêmes spécifications. Il est attendu que la comparaison des spectres en incidence normale (perpendiculairement à l'axe principal du tube) montre peu de différences [82], puisque la propagation des ondes dépend de la seule dimension radiale des cibles. A contrario, en incidence oblique, la propagation des ondes hélicoïdales se fait selon la direction axiale du tube. L'influence des extrémités est alors observée. Finalement, il est attendu que les différences entre les spectres des deux objets s'accroissent à mesure que l'incidence s'éloigne de la normale. Pour cette raison, le plan angle d'incidence/fréquence est retenu pour la présentation des résultats. Le paragraphe à venir décrit la façon dont les résultats expérimentaux sont acquis.

I.2.1 Description du tube et du dispositif expérimental

Le tube est en acier inoxydable de densité $\rho = 7900 \text{ kg.m}^{-3}$. La célérité de l'onde à vibration longitudinale, C_L , est égale à 5790 m.s^{-1} et la célérité de l'onde à vibration transversale, C_T , est égale 3100 m.s^{-1} . La longueur L du tube est de 65 mm, le rayon extérieur a de 6 mm et le rapport des rayons b/a , de 0,83 (b : rayon interne). Le tube est rempli d'air et fermé à ses extrémités par des bouchons en caoutchouc.

Pour obtenir les résultats expérimentaux ci-après, le diffuseur est immergé horizontalement dans une cuve remplie d'eau de masse volumique $\rho_l = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$. La célérité des ondes ultrasonores dans l'eau est $C_l = 1470 \text{ m.s}^{-1}$ pour une température avoisinant 15°C . Le protocole expérimental utilisé est celui de la Méthode d'Isolation et d'Identification des Résonances (M.I.I.R.) dans une configuration monostatique et impulsionnelle [43, 44]. Une série de mesures utilisant un unique transducteur fonctionnant successivement en émetteur et en récepteur, est effectuée. Ce transducteur large bande tourne autour du centre de l'objet (figure I.1), à une distance de 80 cm de son centre. Sa bande passante a une fréquence centrale $f_c = 1,75 \text{ MHz}$ ($k_l a \approx 45$, où $k_l = \omega/C_l$ est le module du vecteur d'onde dans l'eau et $\omega = 2\pi f$). L'équipement utilisé pour mener à bien cette expérience est décrit dans l'annexe A. Le transducteur, utilisé en champ lointain à l'émission [83], convertit une brève impulsion

électrique en onde de volume qui excite la cible. L'onde diffusée par l'objet dans la direction incidente est reçue par le transducteur utilisé comme récepteur. Le signal électrique obtenu est alors transmis à un oscilloscope numérique puis à un micro-ordinateur, pour visualisation et traitement. L'angle d'incidence γ évolue de 0° (position perpendiculaire à l'axe du tube) à 30° par pas de un degré (figure I.1).

Les résultats expérimentaux ainsi obtenus à partir du tube limité sont maintenant comparés à ceux issus de l'approche théorique de la diffusion acoustique par un tube infini.

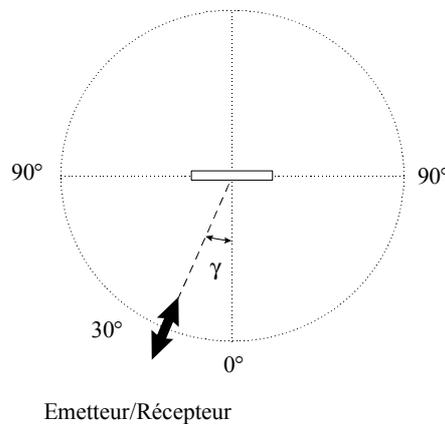


Figure I.1 : Configuration monostatique de mesure expérimentale.

I.2.2 Résultats expérimentaux et théoriques

Les signaux temporels enregistrés correspondent à la "signature acoustique" du tube pour les angles d'aspect considérés. Ces signaux sont composés d'échos de types spéculaires et élastiques. Les échos spéculaires proviennent de la réflexion géométrique de l'onde incidente sur le tube : il s'agit, en incidence normale, d'une génératrice réfléchissante et, en incidence oblique, de réflexions sur les extrémités. Dans le cas du tube infini, l'écho spéculaire est détecté dans la configuration bistatique imagée sur la figure I.2. L'émetteur et le récepteur sont placés en position de Snell-Descartes par rapport à la normale à l'axe du tube. La direction d'insonification est définie par l'angle γ . Sans cette disposition bistatique, aucun signal ne serait reçu en incidence oblique. L'écho spéculaire, ainsi reçu, est bien évidemment dépourvu de contributions dues à des extrémités, étant en cela radicalement différent de celui provenant du tube limité.

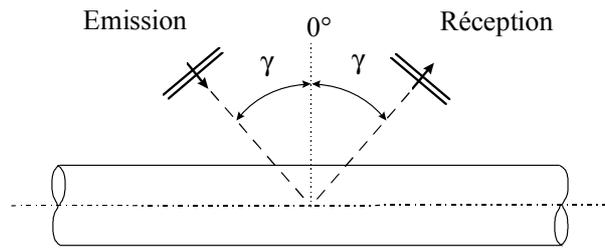


Figure I.2 : Dispositif bistatique considéré dans la modélisation de la diffusion par un tube infini.

Le second type d'échos est inhérent au comportement élasto-dynamique du diffuseur. Les échos proviennent de la réémission libre des ondes ayant le tube comme support de propagation. Dans le cas du tube limité, pour les recevoir à l'aide d'une configuration monostatique, il apparaît nécessaire que les extrémités du tube jouent le rôle de réflecteurs. Dans le cas du tube infini, les ondes se propagent autour du tube et sont détectées en configuration bistatique. Ainsi, au delà des changements de sens provoqués par les extrémités, la propagation des ondes selon la direction axiale sur un tube limité et sur un tube infini présentent des analogies. Il est alors judicieux de comparer les réponses libres spectrales de ces objets.

A partir de chaque signal pris au delà des échos spéculaires qu'il contient, est effectuée une Transformée de Fourier temporelle, afin d'obtenir l'évolution des spectres de résonances (annexe A) en fonction de l'angle (figures I.3.a-b). Sur ces représentations en niveau de gris, les résonances correspondent aux zones noires d'amplitude élevée.

Sur la figure I.3.b sont assemblés les résultats de l'approche théorique, à laquelle un développement est consacré dans la suite du chapitre. La zone considérée permet de distinguer deux réseaux de résonances qui convergent vers des limites angulaires distinctes ($\gamma \approx 16^\circ$ et $\gamma \approx 27^\circ$). Le pas de calcul ($\Delta\gamma = 0,1^\circ$) est choisi de façon à souligner l'évolution continue des résonances. Les résultats expérimentaux (figure I.3.a) affichent une tendance semblable des résonances à se positionner sur des trajectoires qui se décalent vers les fréquences élevées pour des angles plus grands. Cet aspect est lié à la dimension circonférentielle commune aux objets. En revanche, ces résonances, appartenant à l'un ou l'autre des réseaux, apparaissent de façon discrète en fréquence (aspect strié). Ceci atteste de l'influence des extrémités du tube dans la pression diffusée [42]. Ces résultats sont interprétés dans les chapitres II et III.

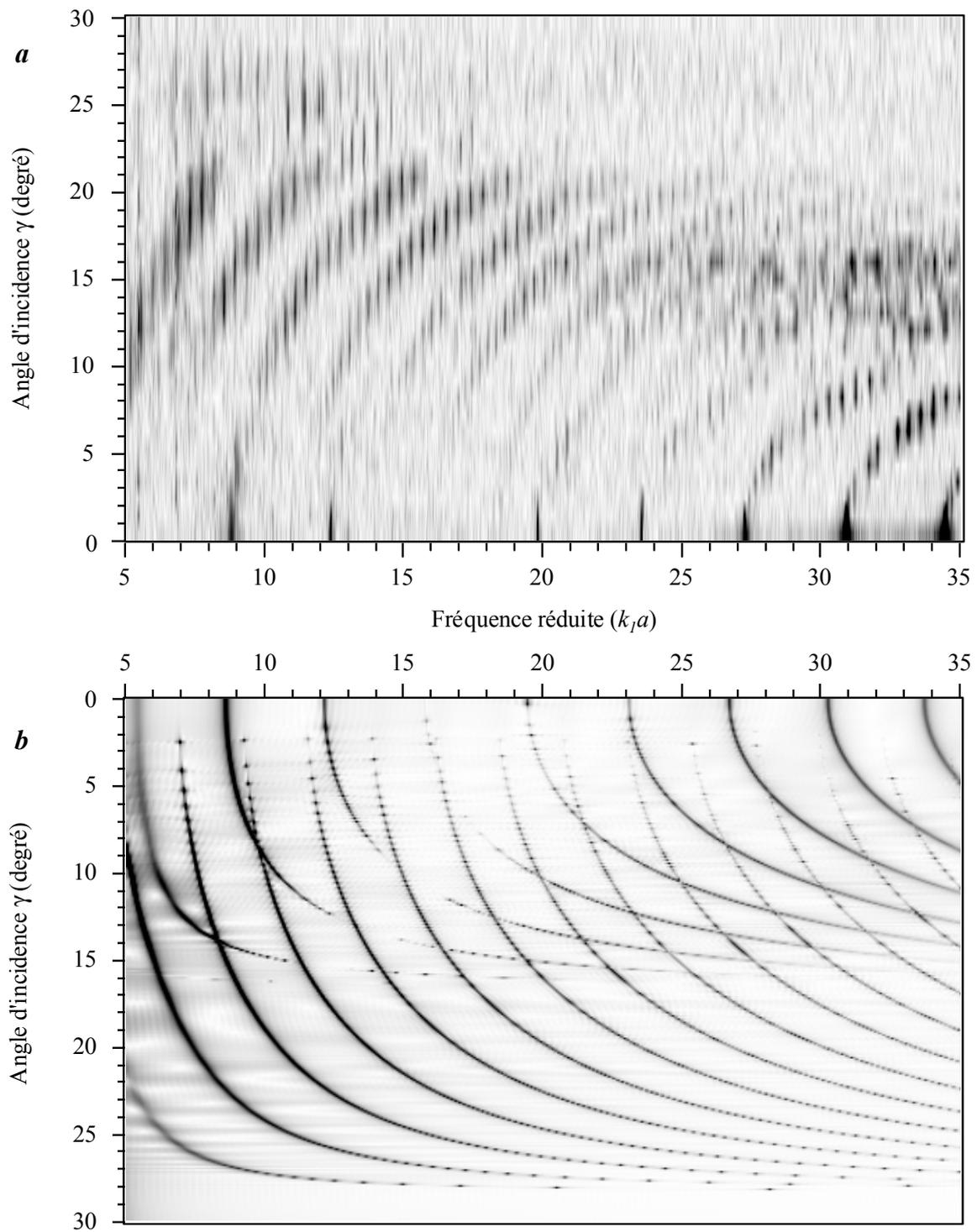


Figure 1.3 : Spectres de résonances : (a) expérimentaux du tube limité ($b/a = 0,83$ et $L/a = 10,83$) obtenus en configuration monostatique, (b) théoriques du tube infini ($b/a = 0,83$) obtenus en configuration bistatique dite de Snell-Descartes.

I.2.3 Conclusion

De la comparaison venant d'être effectuée se dégage le rôle important joué par la section circulaire des cibles. Il est raisonnable d'estimer que l'évolution angulaire des résonances, liée à la dimension circonférentielle, est caractéristique d'un tube, tant que l'influence de ses extrémités reste minime (la longueur est suffisamment grande par rapport au rayon). En raison des similitudes observées, les caractéristiques des ondes présentes sur les deux objets peuvent être considérées voisines. Ainsi, un rappel théorique concernant le tube infini, à l'occasion duquel seront introduites certaines caractéristiques des ondes étudiées dans ce mémoire, se justifie. La suite de ce chapitre lui est consacrée.

I.3 Diffusion acoustique par un tube infini en incidence oblique

Dans un premier temps, le calcul de la pression diffusée par un tube infini est décrit. La façon d'obtenir les caractéristiques des ondes est ensuite abordée.

I.3.1 Représentation modale

Ce paragraphe propose une description théorique sommaire de la modélisation de la diffusion acoustique d'une onde plane par un tube en incidence oblique. La description complète de la solution a été effectuée par F. Léon à l'occasion de sa thèse de doctorat [19].

Le tube est de longueur infinie et de section circulaire; ses rayons externe et interne sont notés respectivement a et b . Il est baigné dans un milieu fluide de masse volumique ρ_1 , où la célérité du son est C_1 , et sa cavité est vide. Le matériau qui le constitue est élastique et isotrope. Il est décrit par sa masse volumique ρ_2 , et les vitesses de propagation des ondes à polarisations longitudinale et transversale C_L et C_T . Une onde plane harmonique d'extension infinie est incidente sur le tube avec un angle γ par rapport à la normale \mathbf{n} à sa surface extérieure (figure I.4).

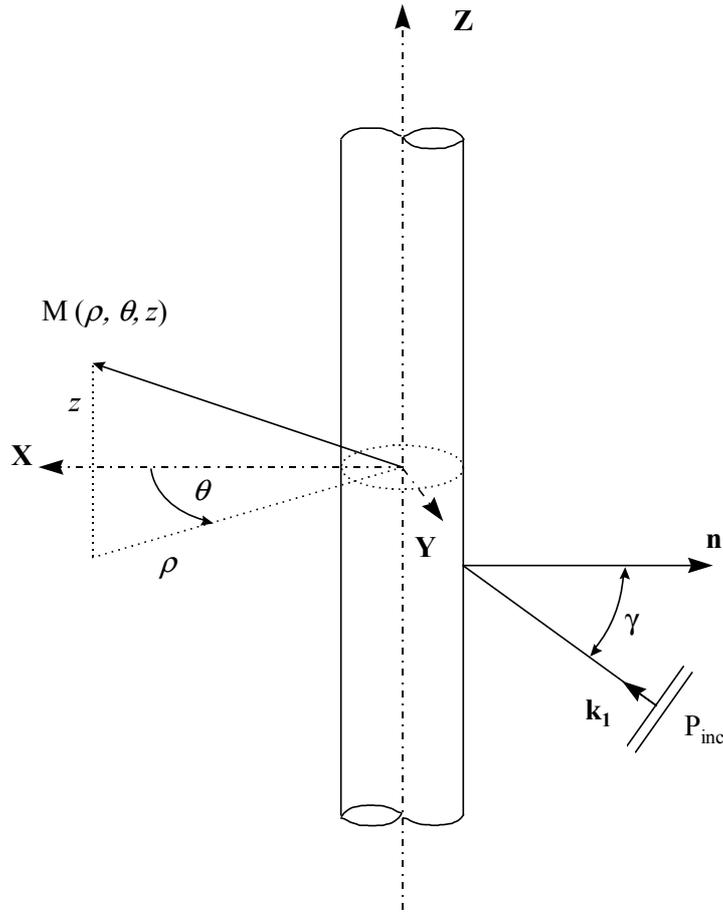


Figure I.4: Diffusion acoustique par un tube infini. L'onde incidente arrive avec un angle γ ; un point M du champ de pression résultant est repéré selon un système de coordonnées cylindriques (ρ, θ, z) .

Le vecteur d'onde incident dans l'eau noté \mathbf{k}_I a pour composante axiale $k_z = |\mathbf{k}_I| \sin\gamma = k_I \sin\gamma$ ($k_I = \omega/C_I$, ω : fréquence angulaire), et pour composante normale $k_\perp = k_I \cos\gamma$. La pression totale réémise par le tube en un point d'observation M de coordonnées cylindriques (ρ, θ, z) s'exprime comme la somme des pressions incidentes et diffusées, écrites comme une série de modes normaux.

$$P_1 = P_{inc} + P_{diff} = P_0 e^{i(k_z z - \omega t)} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n i^n \left[J_n(k_\perp \rho) + g_n H_n^{(1)}(k_\perp \rho) \right] \cos(n\theta) \quad (\text{I.1})$$

Dans cette expression, P_0 est un facteur de normalisation ($P_0 = 1$), ε_n désigne le facteur de Neumann ($\varepsilon_0 = 1$, $\varepsilon_n = 2$ pour $n \neq 0$), J_n la fonction de Bessel de première espèce d'ordre n et $H_n^{(1)}$ la fonction de Hankel de première espèce d'ordre n . Dans le fluide, la pression totale est liée au potentiel φ_1 par la relation:

$$P_1 = \rho_1 \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial t^2} \quad (I.2)$$

Dans le tube, les déplacements, $u^S = \vec{\nabla} \varphi_2 + \vec{\nabla} \times \mathbf{A}$, s'expriment à l'aide du potentiel scalaire φ_2 et du potentiel vecteur \mathbf{A} (A_ρ , A_θ , A_z) suivants:

$$\varphi_2 = \frac{1}{\rho_2 \omega^2} e^{i(k_z z - \omega t)} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n i^n [a_n U_n(h\rho) + b_n V_n(h\rho)] \cos(n\theta) \quad (I.3)$$

$$A_\rho = \frac{1}{\rho_2 \omega^2} e^{i(k_z z - \omega t)} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n i^n [c_n U_{n+1}(K\rho) + d_n V_{n+1}(K\rho)] \sin(n\theta) \quad (I.4)$$

$$A_\theta = \frac{1}{\rho_2 \omega^2} e^{i(k_z z - \omega t)} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n i^n [-c_n U_{n+1}(K\rho) - d_n V_{n+1}(K\rho)] \cos(n\theta) \quad (I.5)$$

$$A_z = \frac{1}{\rho_2 \omega^2} e^{i(k_z z - \omega t)} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n i^n [e_n U_n(K\rho) + f_n V_n(K\rho)] \sin(n\theta) \quad (I.6)$$

avec
$$h^2 = \frac{\omega^2}{C_L^2} - k_z^2 \quad \text{et} \quad K^2 = \frac{\omega^2}{C_T^2} - k_z^2 \quad (I.7)$$

Ces potentiels doivent satisfaire à l'écriture des conditions aux interfaces, en $\rho = a$ et $\rho = b$, qui s'expriment à l'aide du vecteur des déplacements \mathbf{u} et du tenseur des contraintes $\overline{\overline{T}}$ exprimés dans les coordonnées cylindriques. Pour un tube vide immergé, ces conditions sont au nombre de sept:

en $\rho = a$,

$$\text{continuité des déplacements radiaux du fluide}^f \text{ et du solide}^s: u_\rho^f = u_\rho^s \quad (I.8.a)$$

$$\text{continuité des contraintes radiales: } T_{\rho\rho}^f = T_{\rho\rho}^s \quad (I.8.b)$$

$$\text{nullité des contraintes tangentielles et de cisaillement: } T_{\rho\theta}^s = T_{\rho z}^s = 0 \quad (I.8.c-d)$$

en $\rho = b$,

$$\text{nullité des contraintes radiales, tangentielles et de cisaillement: } T_{\rho\rho}^s = T_{\rho\theta}^s = T_{\rho z}^s = 0 \quad (\text{I.8.e-g}).$$

Les vitesses C_L et C_T permettent de définir les angles critiques γ_L et γ_T . Ils sont tels que $\gamma_L = \sin^{-1}(C_I/C_L)$ et $\gamma_T = \sin^{-1}(C_I/C_T)$. Selon la valeur de l'angle d'incidence γ (i.e. le signe des composantes des nombres d'onde), les fonctions U_n et V_n sont définies de différentes façons: ce sont respectivement des fonctions de Bessel de première (J_n) et de seconde espèce (N_n) lorsque h^2 et/ou K^2 sont positifs, et des fonctions de Bessel modifiées de première (I_n) et de seconde espèce (K_n) lorsque h^2 et/ou K^2 sont négatifs.

L'écriture des conditions précédentes (I.8) revient à établir un système linéaire d'ordre sept dont les inconnues $a_n, b_n, c_n, d_n, e_n, f_n$ et g_n , peuvent être déterminées pour chaque valeur de n . Les coefficients de ce système sont donnés dans la référence [84]. La pression en tout point du fluide peut être déterminée à partir de g_n que la méthode de Cramer permet d'obtenir directement:

$$g_n = D_n^{[I]} / D_n \quad (\text{I.9})$$

D_n désigne le déterminant du système et $D_n^{[I]}$ ce déterminant dans lequel les coefficients de g_n ont été remplacés par les éléments du second membre.

La pression rayonnée peut être exprimée à l'aide de la fonction de forme en champ lointain f_∞ . Cette représentation sans dimension permet de s'affranchir de la distance d'observation ρ , et ne dépend alors que de la fréquence réduite $x_l = k_l a$, de l'angle d'incidence γ et de l'angle azimuthal θ . Dans le repère cylindrique, elle s'écrit:

$$f_\infty(\gamma, \theta) = \sqrt{\frac{2\rho}{a}} \left| \frac{P_{diff}(\gamma, \theta)}{P_{inc}(\gamma, \theta)} \right| \quad (\text{I.10})$$

soit

$$f_\infty(\gamma, \theta) = \frac{2}{\sqrt{\pi k_\perp a}} \left| \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n g_n \cos(n\theta) \right| \quad (\text{I.11})$$

Dans le cas particulier où $\theta = \pi$, on obtient la fonction de forme en rétrodiffusion, dans la direction opposée au vecteur d'onde incident.

I.3.2 Résonances du tube élastique

Le premier terme de l'expression de la pression totale (I.1) est dû à l'onde incidente. Nous serons amenés à nous en affranchir pour nous intéresser au phénomène de diffusion. Dans ces conditions, le second membre du système précédent est nul. Le système est alors homogène et admet une solution non triviale lorsque son déterminant s'annule : $D_n(\underline{x}_l^*) = 0$. Les racines complexes (\underline{x}_l^*) de cette équation s'écrivent :

$$\underline{x}_{l_{mw}}^* = x_{l_{mw}}^* - i \frac{\Gamma_{mw}}{2} \quad (\text{I.12})$$

Elles correspondent aux modes normaux de vibration sur la circonférence du tube, notés par l'entier n , de chaque onde w dans le tube (l'indice w désigne l'onde considérée). La partie réelle des racines est liée à la position fréquentielle de la résonance. Le terme Γ_{mw} représente la largeur de la résonance à mi hauteur; il caractérise le couplage de l'onde avec le milieu fluide dans lequel baigne le diffuseur [8]. Si le tube est placé dans le vide, la partie imaginaire de $\underline{x}_{l_{mw}}^*$ est nulle.

I.3.3 Résonances acoustiques et ondes de surface élastiques

Les racines de $D_n(\underline{x}_l)$ s'apparentent aux variations brusques d'amplitude présentes dans la fonction de forme en champ lointain calculée à partir de la série de Rayleigh (I.1). Dans le cas d'un diffuseur circulaire, l'apparition de résonances s'explique entièrement en faisant appel aux propriétés des ondes de surface mises en évidence à partir de la transformation de Sommerfeld-Watson [10]. Cette relation, découverte par Überall, Dragonette et Flax [1], peut s'énoncer de la manière suivante: *"Chaque fois qu'une onde de surface, pour une certaine fréquence $x_l^* = (k_l a)^*$, entoure le cylindre avec exactement n longueurs d'onde, une résonance apparaît dans le mode normal de vibration d'indice n ."*

Cette notion d'accord de phase d'une onde avec elle-même dans la circonférence d'un tube a été étendue au cas de l'incidence oblique par Conoir *et. al.* [18], ce qu'illustre la figure I.5 :

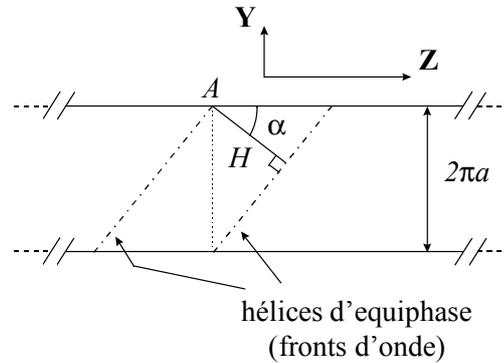


Figure I.5 : *Equivalent topologique du tube infini; accord de phase sur sa circonférence en incidence oblique.*

L'onde w se propage autour du tube suivant la direction z , avec un angle d'hélice α compté par rapport à l'axe z . Lorsque l'onde hélicoïdale parcourt la distance H , l'hélice d'équiphase se présente de nouveau au point A . L'accord de phase est effectif lorsqu'un nombre entier de longueurs d'onde λ_w de l'onde hélicoïdale est établi sur cette distance H . Pour l'onde w , l'accord de phase en incidence oblique s'écrit de la manière suivante:

$$2\pi a \sin\alpha = n\lambda_w \quad (\text{I.13})$$

Ainsi, il existe une relation étroite entre les résonances d'un corps élastique et les ondes qui y circulent. Dans ce mémoire, cette relation sera admise dans le cas de tubes de longueur finie et de tubes comportant un disque radial interne, pour lesquels l'étude sera menée dans les domaines fréquentiels et temporels.

Les ondes hélicoïdales w dont la propagation peut influencer la diffusion acoustique appartiennent à deux familles : les ondes circonférentielles (l) et les ondes guidées (p) [12]. Des études ont montré que les ondes se propageant sur des tubes d'épaisseur suffisamment

faible sont à rapprocher des ondes se propageant sur des plaques [85]. Ainsi, les appellations propres aux ondes de Lamb peuvent être généralisées.

Dans ce travail, compte tenu des rapports des rayons des tubes étudiés et du domaine de fréquences exploré, quatre ondes suffisent à l'analyse de la pression diffusée :

L'onde A [17]

ou onde de Scholte-Stoneley ($l = 0$) [86], est une onde de flexion qui se propage à l'interface solide/liquide, son support principal pouvant changer avec la fréquence [87]. Elle n'existe que si le diffuseur est plongé dans un fluide.

L'onde A_0

ou onde de Rayleigh ($l = 1$), qui est également une onde de flexion, se propage dans l'épaisseur de la coque.

L'onde S_0

ou première onde de Galerie à Echo ($l = 2$), est une onde de compression.

L'onde T_0

ou onde guidée ($p = 1$), est assimilable à une onde de cisaillement.

Les ondes A_0 , S_0 et T_0 ont la coque comme support essentiel; elles peuvent se propager dans un tube placé dans le vide. Dans la suite, les appellations A , A_0 , S_0 et T_0 seront utilisées.

I.3.4 Vitesse de phase et vitesse de groupe d'une onde hélicoïdale

Dans ce paragraphe sont présentées des expressions de la vitesse de phase (C_{ph}^w) et de la vitesse de groupe (C_{gr}^w) pour l'onde de surface hélicoïdale w , à l'angle d'incidence γ . Ces expressions nécessitent la détermination de la partie réelle des racines complexes de D_n pour l'onde considérée, et peuvent ainsi être qualifiées de modales.

La vitesse de phase dépend de la pulsation et du nombre d'onde de l'onde hélicoïdale :

$$C_{ph}^w = \frac{\omega}{k_w} \quad (I.14)$$

A la fréquence de résonance du mode n , $(k_1 a)^*_n$, cette relation devient :

$$C_{ph}^w = C_1 \frac{(k_1 a)^*_n}{(k_w a)} \quad (I.15)$$

où

$$k_w a = \sqrt{n^2 + (k_z a)^2} \quad (I.16)$$

La vitesse de phase, calculée pour chaque mode, est alors donnée par la relation [18] :

$$C_{ph}^w = \frac{C_1}{\sqrt{\left(\frac{n}{(k_1 a)^*_n}\right)^2 + \sin^2 \gamma}} \quad (I.17)$$

La vitesse de groupe est donnée par :

$$C_{gr}^w = \frac{d\omega}{dk_w} \quad (I.18)$$

Dans la mesure où k_w varie faiblement avec la fréquence, elle peut être approchée par [88]:

$$C_{gr}^w \approx C_1 \frac{\Delta(k_1 a)^*}{\Delta(k_w a)} \quad (I.19)$$

Ainsi, la vitesse de groupe peut être estimée entre deux modes consécutifs,

$$C_{gr}^w \approx C_1 \frac{(k_1 a)^*_{n+1} - (k_1 a)^*_n}{\sqrt{(n+1)^2 + [(k_1 a)^*_{n+1} \sin \gamma]^2} - \sqrt{n^2 + [(k_1 a)^*_n \sin \gamma]^2}} \quad (I.20)$$

Les expressions (I.17) et (I.20) sont utilisées dans le paragraphe I.4.2.c.

I.4 Analyse de la pression diffusée

Le modèle décrit dans la section précédente est maintenant utilisé pour obtenir les caractéristiques des ondes se propageant sur un tube infini et leur influence sur la diffusion acoustique. Les calculs sont réalisés pour un tube vide en acier inoxydable 347 ($\rho_2 = 7900 \text{ kg.m}^{-3}$, $C_L = 5790 \text{ m.s}^{-1}$ et $C_T = 3100 \text{ m.s}^{-1}$), immergé dans l'eau ($\rho_1 = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$, $C_l = 1470 \text{ m.s}^{-1}$). Les résultats concernent des tubes de rapports des rayons $b/a = 0,83$ et $b/a = 0,97$.

I.4.1 Tube infini $b/a = 0,83$: cas de l'incidence normale

Les caractéristiques des résonances, ainsi que différents plans d'analyse de la pression diffusée sont présentés pour un tube de $b/a = 0,83$, sous incidence normale, dans la bande de fréquence réduite 0-35. L'accent est mis sur les similitudes entre trois représentations : le plan d'isolement modal, le plan d'identification et la représentation "tout-fréquence". Des résultats propres à l'incidence oblique sont proposés dans les annexes B et C pour $\gamma = 12^\circ$ et $\gamma = 20^\circ$.

I.4.1.a Fonction de forme et spectre de résonances

La fonction de forme en champ lointain (relation I.11) comporte une contribution non résonnante, qui provient de la réflexion géométrique de l'onde incidente sur le tube, et des contributions élastiques issues de la propagation des ondes au sein du diffuseur. Son calcul est effectué sous incidence normale à l'aide des paramètres du paragraphe I.2.1 (figure I.6). Les variations d'amplitude brusques sont liées aux résonances des ondes A et S_0 , et la modulation plus lente est due à l'interférence entre la réflexion spéculaire et l'onde A_0 .

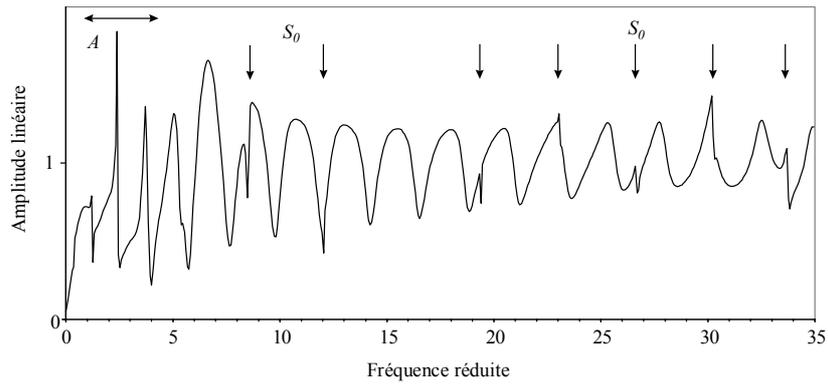


Figure I.6 : Module de la fonction de forme ($\Delta x_1 = 0,07$: pas fréquentiel) en rétrodiffusion pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,83$) sous incidence normale ($\gamma = 0^\circ$).

Dans la mesure où l'analyse fréquentielle de la pression diffusée porte sur les résonances, la partie non élastique du signal peut être supprimée pour leur meilleure observation. Une Transformée de Fourier Inverse de la fonction de forme fournit une illustration chronologique du phénomène de diffusion: le signal temporel. Une seconde Transformation de Fourier appliquée au signal temporel, auquel on retire les premiers échos, permet d'obtenir le spectre de résonances (figure I.7). En toute rigueur, ôter l'écho spéculaire suffit au calcul d'un spectre de résonances. Ne pas tenir compte des premiers échos permet, dans le cas présent, de minimiser l'influence de l'onde A_0 . Ceci ajoute une meilleure clarté à la présentation des résultats proposés dans ce mémoire, consacrés pour leur majeure partie aux ondes S_0 et T_0 , moins couplées au milieu fluide que l'onde A_0 .

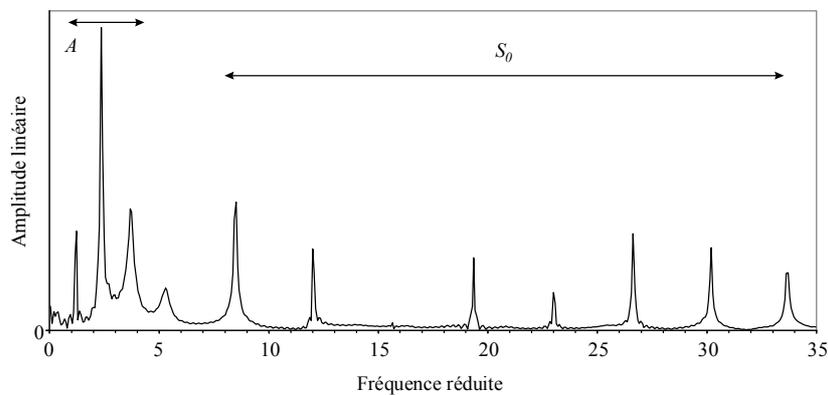


Figure I.7 : Spectre de résonances ($\Delta x_1 = 0,07$) en configuration monostatique, pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,83$) sous incidence normale ($\gamma = 0^\circ$).

Dans la gamme de fréquence considérée, les résonances de l'onde A sont observables pour $x_l < 5$ et celles de l'onde S_0 pour $x_l > 5$; elles évoluent en amplitude et en largeur avec la fréquence. L'allure du spectre peut être expliquée par l'étude des racines complexes \underline{x}_l^* du déterminant de la matrice de diffusion (I.12).

I.4.1.b Trajectoires de Regge et largeur de résonances Γ

Les ondes A , A_0 et S_0 sont seules considérées puisqu'elles suffisent à expliquer la diffusion acoustique en incidence normale. Les racines de D_n , déterminées dans le plan complexe, sont présentées dans le tableau de l'annexe B. Dans un repère cartésien, le mode n est tracé en fonction de la partie réelle des racines complexes \underline{x}_l^* (figure I.8). Pour chacune des ondes, les modes s'alignent sur des trajectoires dites de "Regge" [2]. Cette représentation permet d'identifier le mode n de vibration sur la circonférence du tube, des résonances du spectre précédent. De nombreux modes supplémentaires, ne donnant pas lieu à la formation de résonances, apparaissent. Une seconde représentation permet d'expliquer leur absence du spectre. Les racines sont placées dans le plan complexe : pour chaque mode d'une onde donnée, la largeur Γ de la résonance à mi hauteur est tracée en fonction de sa position fréquentielle x_l (figure I.9). La largeur de résonance exprime le couplage entre le fluide (eau) et la structure (tube). Si Γ est important, l'onde est rapidement réémise dans le fluide et parvient difficilement à former un état stationnaire autour du tube, suffisant à sa détection. Si le couplage est faible, l'onde est difficilement générée sur le tube. Ainsi, l'évolution des Γ permet de constater que les résonances sont observables pour des largeurs de l'ordre de 10^{-1} . Les résonances dues à l'onde A_0 n'apparaissent pas puisqu'elle présente un couplage plus important dans la gamme de fréquences considérée. Les résonances de l'onde A ne sont observables que dans la gamme $k_l a < 5$, et les résonances de l'onde S_0 apparaissent difficilement autour de $k_l a = 15$ où leur largeur est faible.

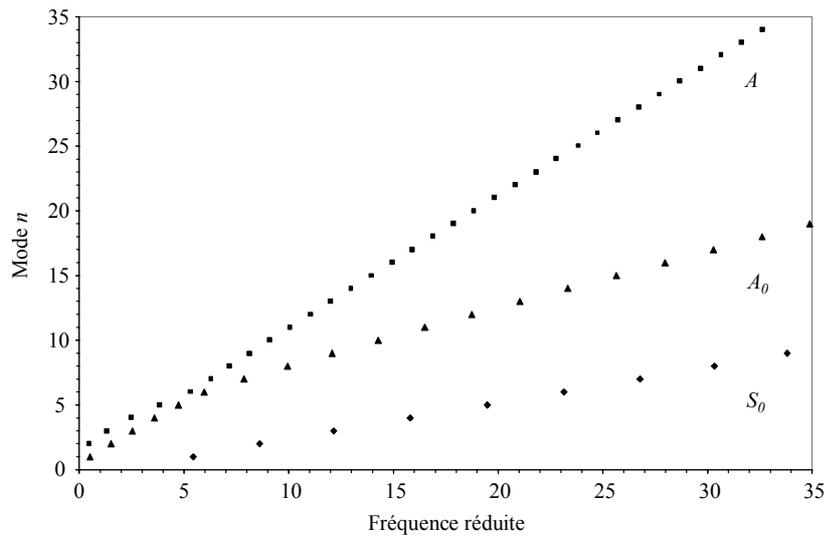


Figure I.8 : Trajectoires de Regge des ondes A , A_0 et S_0 pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,83$) sous incidence normale ($\gamma = 0^\circ$).

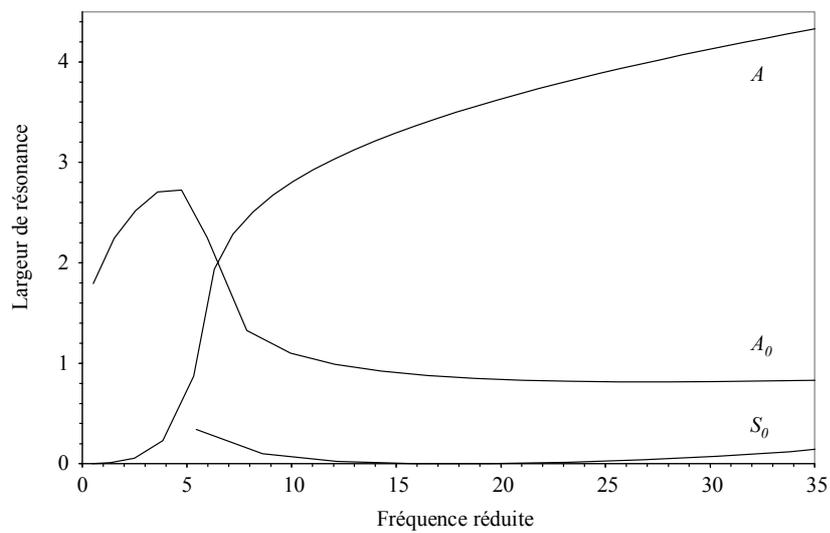


Figure I.9 : Largeur des résonances des ondes A , A_0 et S_0 pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,83$) sous incidence normale ($\gamma = 0^\circ$).

I.4.1.c Plan d'isolement modal

Le spectre de la figure I.7 permet d'évaluer la fréquence des résonances observables. Il résulte de la sommation des modes n de vibration pour chaque fréquence, lors du calcul de la fonction de forme. Le "plan d'isolement modal" est une représentation alternative à ce spectre [2, 89]. Chaque ligne horizontale du plan correspond à la contribution d'un mode unique, obtenue à partir de la fonction de forme partielle f_n ($f_\infty = \sum f_n$) [19]. Cette représentation apporte ainsi l'identification des résonances en isolant les contributions modales n . La figure I.10 présente le plan d'isolement modal correspondant au spectre obtenu en incidence normale (figure I.7). L'information concernant le couplage est maintenant traduit en niveaux de gris (l'amplitude croit des zones claires aux zones sombres) et les trajectoires de Regge sont suivies lorsque les résonances sont observables. Deux extraits du plan d'isolement modal sont réunis sur la figure I.11. Le mode de vibration circonférentiel $n = 8$ de l'onde S_0 est établi à la fréquence $k_1 a = 30,33$. Les résonances d'une onde donnée ont toutes des modes circonférentiels différents. Plusieurs résonances relatives à des ondes différentes peuvent alors avoir le même mode. Dans le cas présent, le mode $n = 5$ est observé pour l'onde A à $k_1 a = 3,85$ et pour l'onde S_0 à $k_1 a = 19,49$. Ceci est également observé en dehors de la bande 0-35 pour le tube infini.

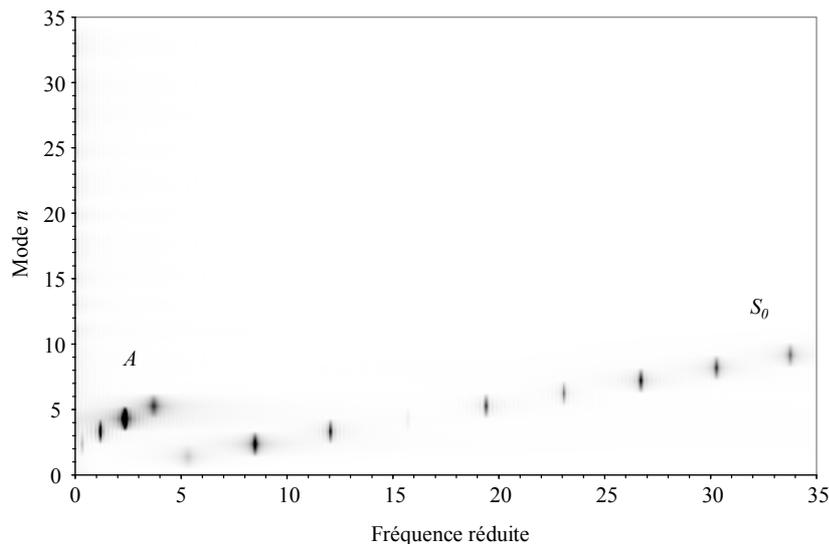


Figure I.10 : Plan d'isolement modal pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,83$) sous incidence normale ($\gamma = 0^\circ$).

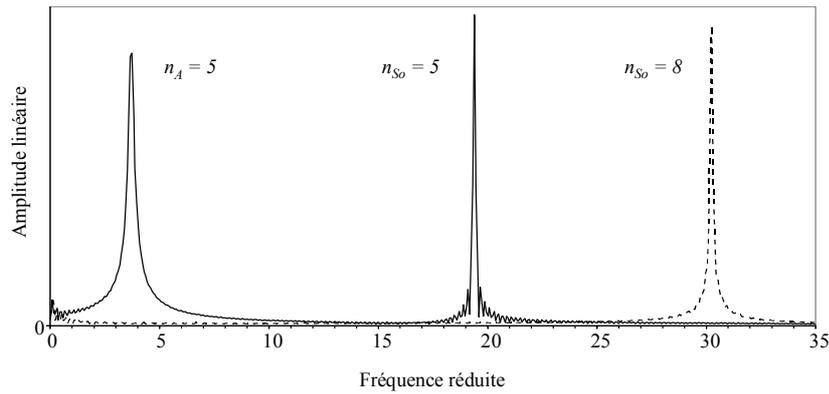


Figure I.11 : Extrait du plan d'isolement modal (trait continu : $n = 5$, trait discontinu : $n = 8$) pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,83$) sous incidence normale ($\gamma = 0^\circ$).

I.4.1.d Plan d'identification

Les spectres de résonances en configuration bistatique permettent également l'identification des modes [89]. L'émetteur reste fixe tandis que la position de réception de la pression diffusée varie. Le plan d'identification (figure I.12), relatif au spectre de la figure I.7, est calculé sur un demi-tour ($0 \leq \theta \leq 180$), par pas de 1° . Les résonances (traits noirs verticaux) présentent une modulation angulaire dépendante du mode de vibration sur la circonférence: n correspond au nombre de variations de pression sur un demi-tour. Cette approche permet également une réalisation expérimentale de l'identification (cf. chapitre II), au contraire du plan d'isolement modal du paragraphe précédent, qui résulte d'un artifice de calcul.

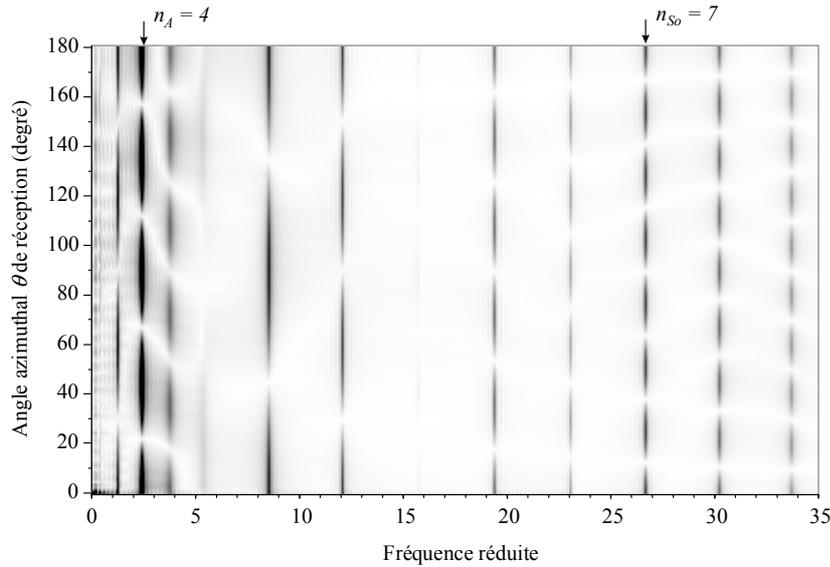


Figure I.12 : Plan d'identification calculé (spectres de résonances en configuration bistatique) pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,83$) sous incidence normale ($\gamma = 0^\circ$).

I.4.1.e Représentation "tout-fréquence"

La représentation "tout-fréquence" s'intègre dans un ensemble d'outils d'analyse d'ondes de surface (*SWAM* : *Surface Wave Analysis Method*) développés par L. Martinez [45], et basés sur les différentes représentations des ondes de surfaces auxquelles donne accès la Transformée de Fourier (temporelle et spatiale). Une Transformée de Fourier Spatiale est appliquée au plan d'identification précédent, préalablement modulé par un filtre de type "Hamming". Le module du résultat, la représentation "tout-fréquence" (figure I.13), permet de déterminer la partie réelle k_θ du vecteur d'onde en fonction de la fréquence. La variable duale de l'angle θ qui repère la position azimutale du récepteur est $1/\lambda_\theta$, où λ_θ est inversement proportionnel au nombre d'onde dans la direction azimutale. Aux fréquences de résonance, un nombre n entier de longueurs d'onde est établi sur la circonférence. Pour l'onde w , dans le cas de l'incidence normale, la relation (I.13) devient : $n\lambda_\theta^w = 2\pi a$ (soit $k_\theta a = n$). La représentation "tout-fréquence" permet d'identifier les résonances pour des valeurs discrètes du nombre d'onde, lequel évolue de façon continue. Elle diffère en cela du plan d'isolement modal (figure I.10). L'illustration de cette continuité est proposée sur la figure I.14 : l'amplitude maximale de la pression fournit l'identification du mode. La résolution choisie (autant de points que de modes) permet une lecture aisée de n . Ce traitement peut être appliqué indifféremment à des résultats de calcul et à des signaux expérimentaux.

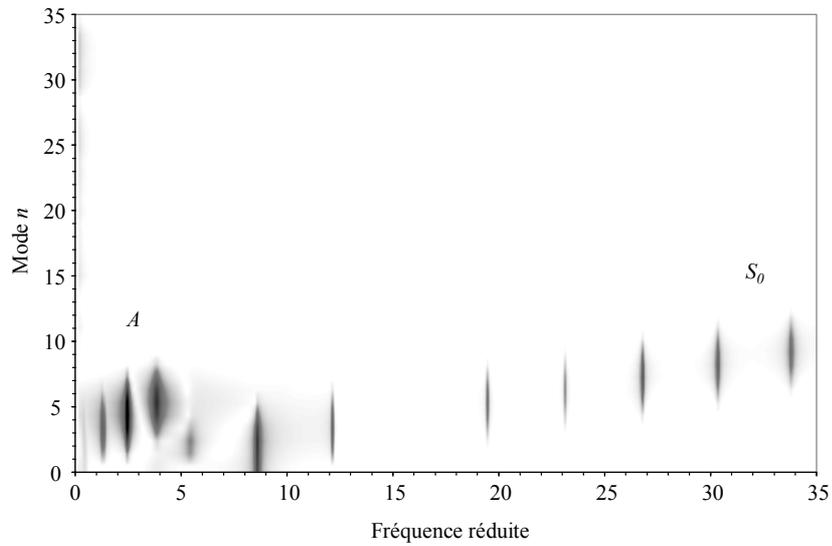


Figure 1.13 : Représentation "tout-fréquence" pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,83$) sous incidence normale ($\gamma = 0^\circ$).

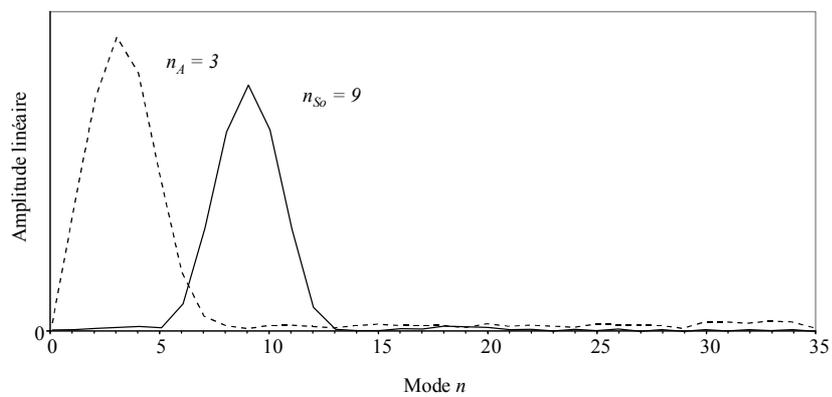


Figure 1.14 : Extraits de la représentation "tout-fréquence" (trait discontinu : $n_A = 3$ pour $k_1 a = 1,34$, trait continu : $n = 9$ pour $k_1 a = 33,80$) pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,83$) sous incidence normale ($\gamma = 0^\circ$).

I.4.2 Tube infini $b/a = 0,97$ en incidence oblique

Dans ce paragraphe sont présentés les signaux temporels et les spectres de résonances, ainsi que les caractéristiques des ondes A , S_0 , T_0 , et A_0 se propageant sur un tube de rapport des rayons $b/a = 0,97$ dans la gamme de fréquence sans dimension 0-70, dans le cas d'une incidence oblique. Les racines de D_n , relatives à ces quatre ondes, sont déterminées dans le plan complexe; leurs valeurs sont réunies dans l'annexe D.

I.4.2.a Représentation temporelle et spectres de résonances

La fonction de forme en champ lointain est calculée en considérant la configuration bistatique de la figure I.2. La représentation temporelle de la diffusion est obtenue par Transformée de Fourier Inverse de la fonction de forme, modulée par une bande passante de type "Gaussien" (ceci pour simuler un spectre d'émission de type expérimental). L'évolution des signaux temporels avec l'angle d'incidence fait l'objet de la figure I.15. L'échelle des temps est élaborée pour un tube de rayon $a = 25,8$ mm; son origine correspond à l'arrivée de l'écho spéculaire en incidence normale. Les échos suivants sont relatifs à trois ondes: (a) l'onde S_0 , de l'incidence normale à l'angle $\gamma_L^{S_0} = 16,3^\circ$ donné par la vitesse en basses fréquences du premier mode longitudinal pour une plaque [84]; (b) l'onde T_0 , de l'incidence normale à l'angle critique $\gamma_T^{T_0} = 28,3^\circ$; (c) l'onde A , sur toute la plage angulaire proposée. Sur ces signaux rétrodiffusés, l'onde A_0 ne se manifeste pas. Précisons néanmoins que son observation sur des tubes très fins est possible (b/a proche de l'unité) lorsque le récepteur tourne autour du tube [90].

Chaque spectre de résonances est calculé par Transformée de Fourier du signal temporel (sans modulation Gaussienne) privé de l'écho spéculaire. La figure I.16 montre l'évolution de la position des résonances selon l'angle d'incidence. Les résonances se décalent vers les hautes fréquences à mesure que l'angle augmente; cet effet de la réfraction a été montré par Conoir *et. al.* [18]. Le décalage s'accroît pour chacune des ondes à l'approche de son angle caractéristique. Le caractère continu de l'évolution angulaire des modes est propre au tube de longueur infinie: l'aspect discontinu (en fréquence) est artificiellement introduit par le pas angulaire ($0,1^\circ$). Par ailleurs, les résonances de l'onde A n'apparaissent que dans la bande fréquentielle 20-40. Cette zone d'observation est sensible à l'épaisseur du tube: elle se décale vers les basses fréquences lorsque l'épaisseur augmente. Ceci a été montré dans le cas

de l'incidence normale [91]. L'onde A_0 n'est quant à elle pas présente sur ces spectres. Dans la suite sont détaillées les caractéristiques des ondes observées.

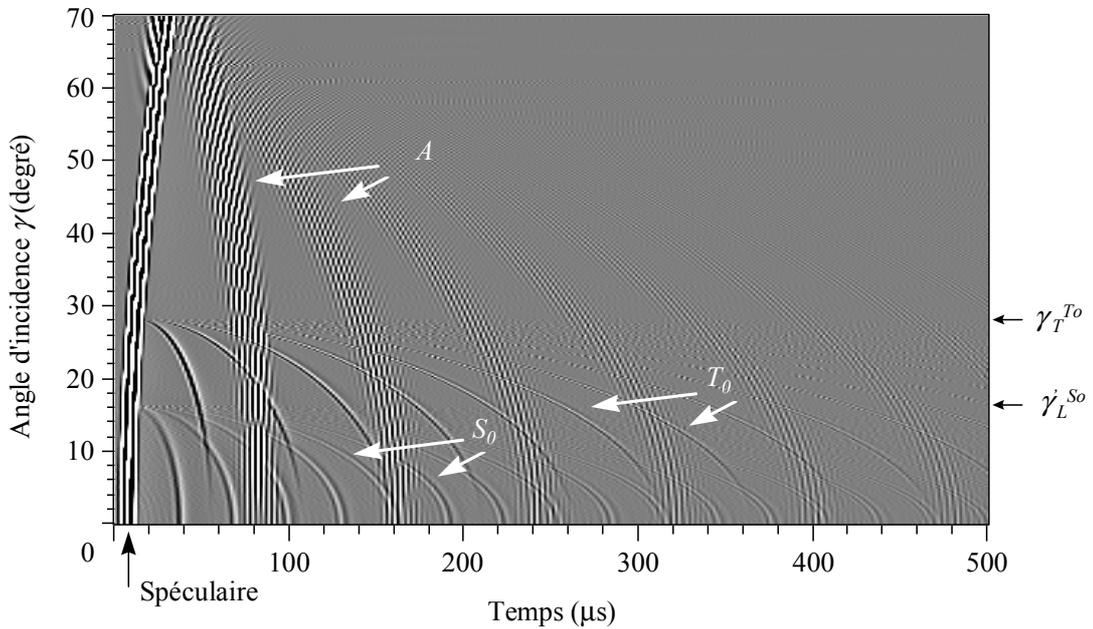


Figure 1.15 : Evolution des temps d'arrivée des échos avec l'angle d'incidence γ ($\Delta\gamma = 0,1^\circ$) pour un tube infini en acier inoxydable ($b/a = 0,97$; $a = 25,8$ mm).

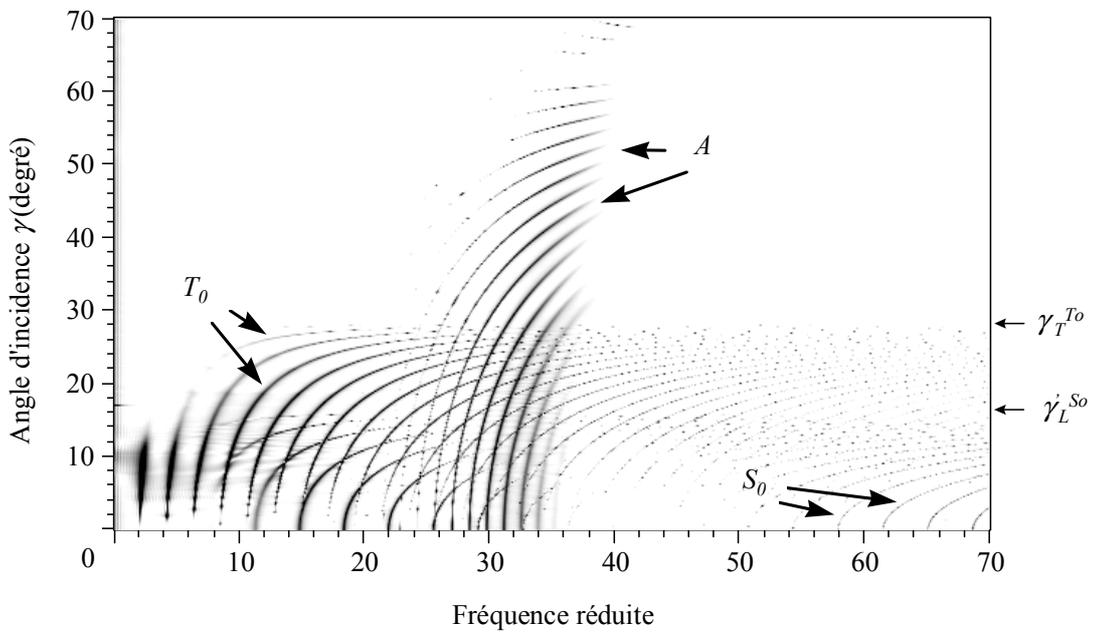


Figure 1.16 : Evolution des spectres de résonances avec l'angle d'incidence γ ($\Delta x_1 = 0,07$ et $\Delta\gamma = 0,1^\circ$) pour un tube infini en acier inoxydable ($b/a = 0,97$).

I.4.2.b Largeur de résonance

Les spectres de résonances (figure I.16) révèlent l'influence de la largeur des résonances. Les figures I.17.a-d montrent que le couplage des ondes avec le fluide évolue avec la fréquence et l'angle d'incidence. Lorsque l'évolution est faible, les courbes correspondant à des angles intermédiaires sont comprises entre celles proposées. C'est le cas de la figure I.17.a sur laquelle les courbes à $\gamma = 3,5^\circ$, 7° et $10,5^\circ$ ne sont pas montrées (annexe D). Les éventuels points d'inflexion sont alors voisins. Ainsi, dans la bande de fréquence considérée, les résonances de l'onde S_0 (figure I.17.a) ont la particularité d'être fines pour $30 \leq k_1 a \leq 50$ autour de l'incidence normale, ce qui empêche leur observation. Le couplage de l'onde T_0 diminue avec la fréquence et l'angle d'incidence (figure I.17.b); il autorise la formation des résonances sur la majeure partie de la bande considérée. L'onde A , difficilement générée en basses fréquences ($k_1 a < 30$), est fortement réémise pour $k_1 a > 40$ (figure I.17.c) : ceci explique sa zone de fréquence spécifique d'observation. Le caractère résonnant de l'onde A_0 , dont le Γ est important dans toute la bande de fréquence (figure I.17.d), n'est pas observable.

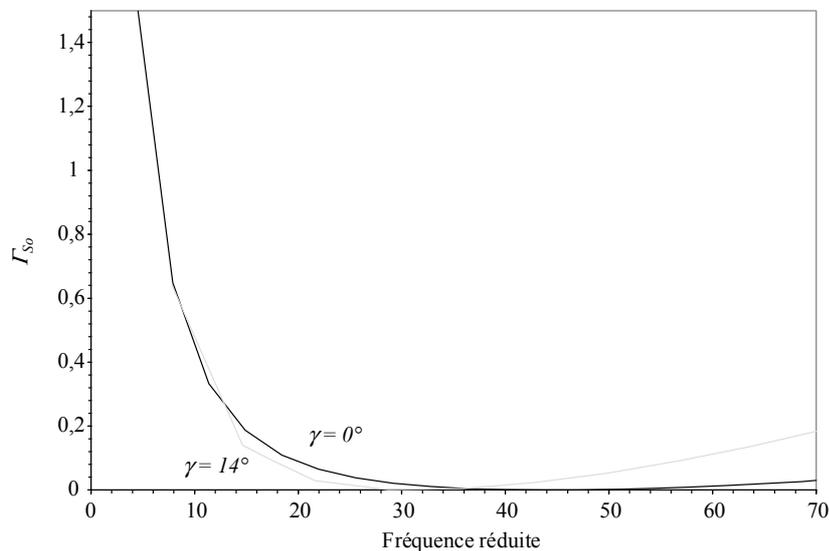


Figure I.17.a : Largeur des résonances de l'onde S_0 (Γ_{S_0}) pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,97$) pour différents angles d'incidence γ

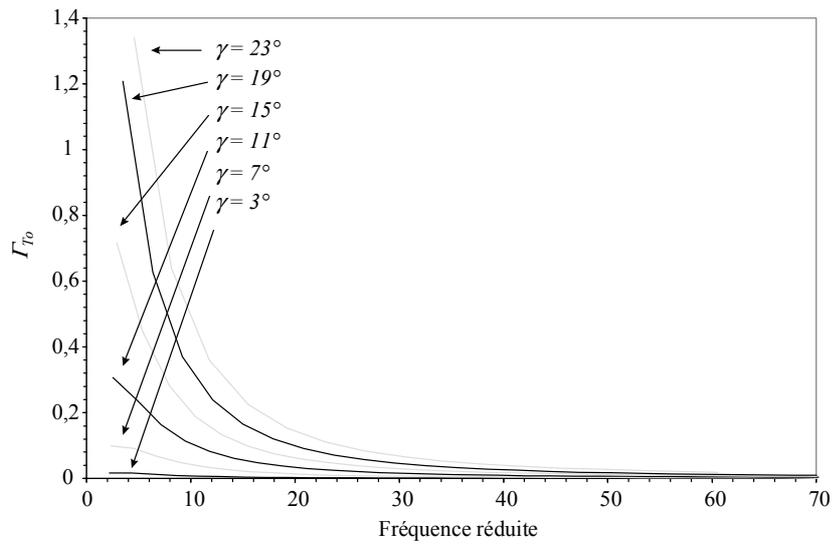


Figure I.17.b : Largeur des résonances de l'onde T_0 (Γ_{T_0}) pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,97$) pour différents angles d'incidence γ .

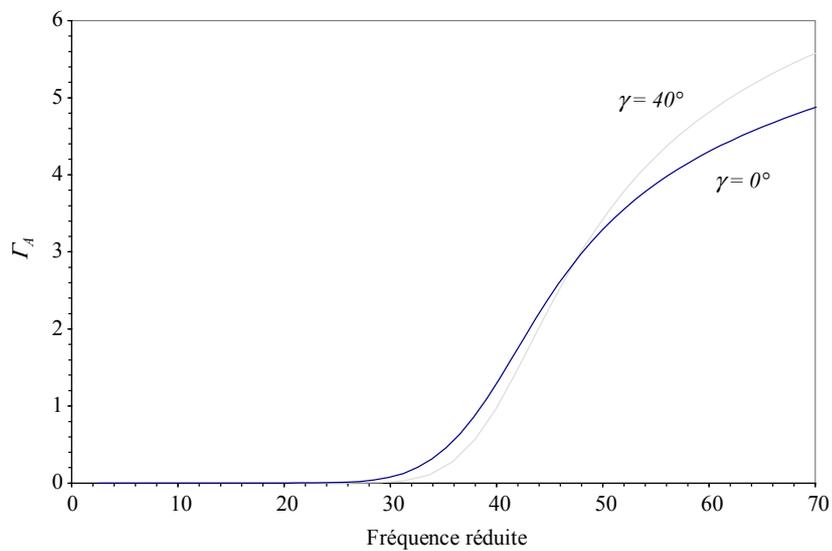


Figure I.17.c : Largeur des résonances de l'onde A (Γ_A) pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,97$) pour différents angles d'incidence γ .

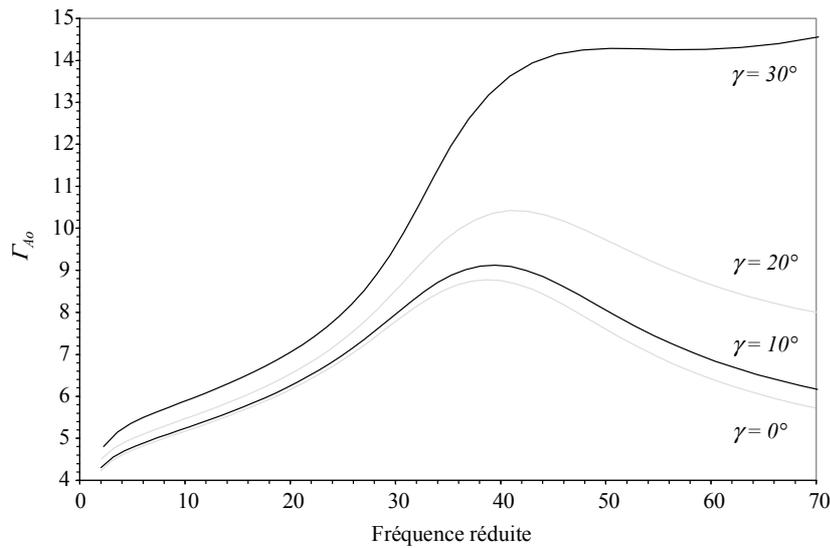


Figure I.17.d : Largeur des résonances de l'onde A_0 (Γ_{A_0}) pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,97$) pour différents angles d'incidence γ

I.4.2.c Vitesse de phase et vitesse de groupe

Les vitesses sont déterminées à partir des relations (I.17) et (I.20). Pour les quatre ondes précitées, la vitesse de phase (C_{ph}) et la vitesse de groupe (C_{gr}) sont tracées pour plusieurs angles d'incidence. Le caractère dispersif des ondes est ainsi mis en évidence: la vitesse varie avec le mode n , et donc la fréquence.

Les vitesses de phase des ondes S_0 et T_0 sont supersoniques (figures I.18.a-b). Elles décroissent de façon significative jusqu'à $k_1a = 15$. Au delà de cette fréquence, elles tendent vers les valeurs moyennes $C_{ph}^{S_0} = 5300 \text{ m.s}^{-1}$ et $C_{ph}^{T_0} = 3130 \text{ m.s}^{-1}$. Les vitesses de phase des ondes A et A_0 sont peu influencées par l'angle d'incidence (figures I.18.c-d). La première a la particularité d'être totalement subsonique ($C_{ph}^A < C_l$ dans la bande de fréquence considérée). La partie subsonique de la seconde ($C_{ph}^{A_0} < C_l$ pour $k_1a < 10$) est particulièrement dispersive.

Les vitesses de groupe des ondes S_0 et T_0 (figures I.19.a-b), supersoniques, croissent de façon nette jusqu'à $k_1a = 15$ pour prendre ensuite des valeurs plus stables. Compte tenu de cette faible dispersion, nous utiliserons des valeurs moyennes pour $C_{gr}^{S_0}$ et $C_{gr}^{T_0}$ dans le chapitre III, afin d'évaluer le temps de retour des échos, à l'occasion de l'analyse de signaux temporels. La vitesse de groupe de l'onde A (figure I.19.c) devient supersonique et passe par un maximum dans sa zone d'observation ($C_{gr}^A \approx 2000 \text{ m.s}^{-1}$ pour $k_1a \approx 30$). Enfin, la vitesse

de groupe de l'onde A_0 ($C_{gr}^{A_0}$), objet de la figure I.19.d, est supersonique et augmente vers des valeurs doubles de C_l à partir de $k_1 a = 30$.

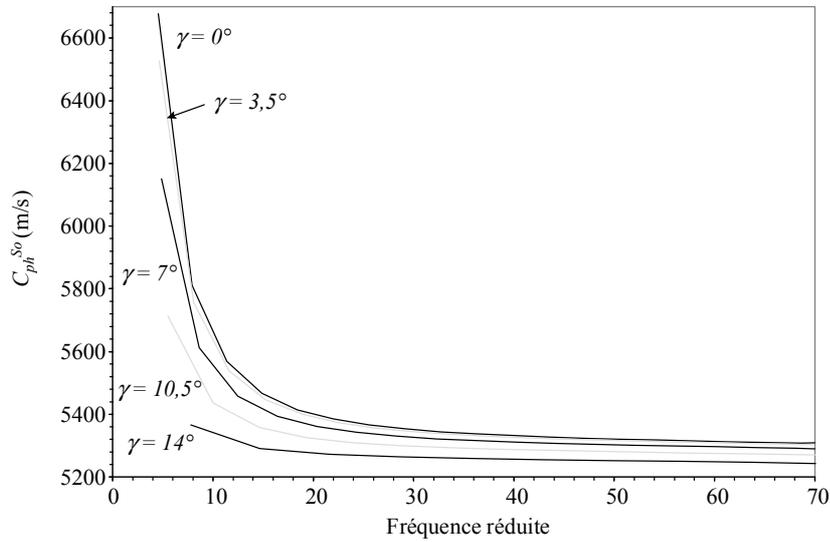


Figure I.18.a : Vitesse de phase de l'onde S_0 ($C_{ph}^{S_0}$) pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,97$) pour différents angles d'incidence γ

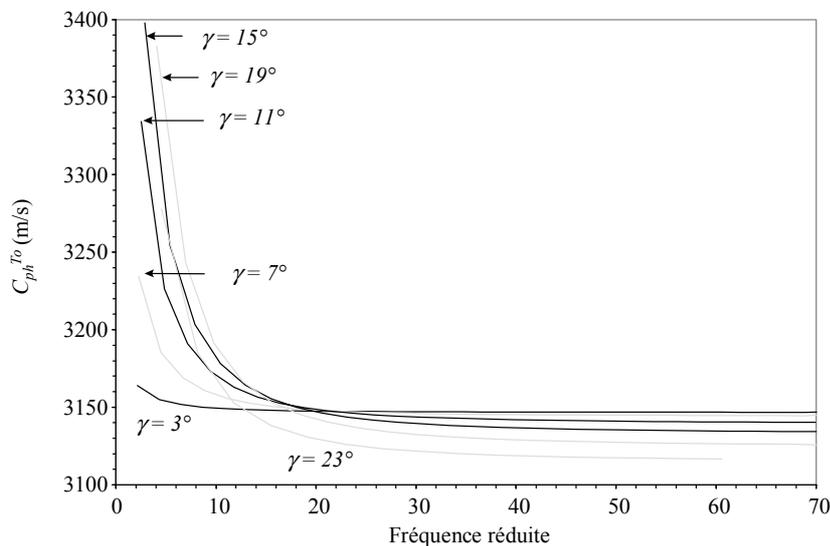


Figure I.18.b : Vitesse de phase de l'onde T_0 ($C_{ph}^{T_0}$) pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,97$) pour différents angles d'incidence γ

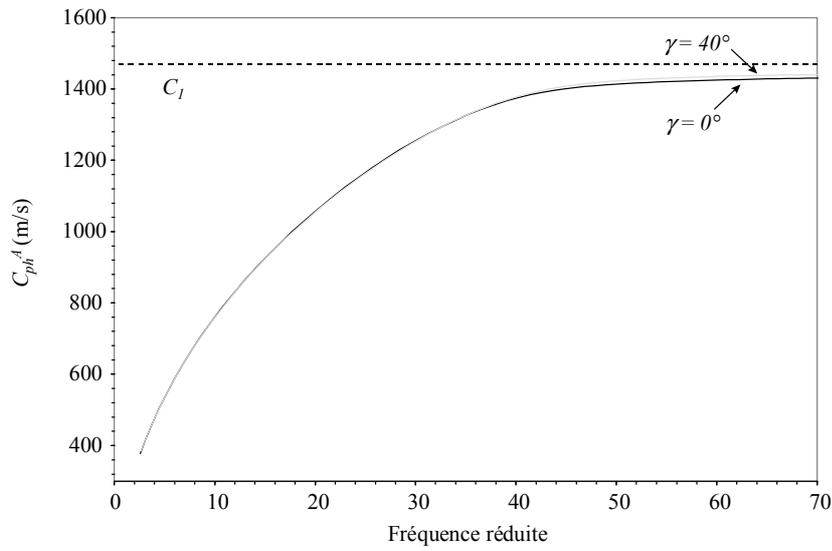


Figure I.18.c : Vitesse de phase de l'onde A (C_{ph}^A) pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,97$) pour différents angles d'incidence γ

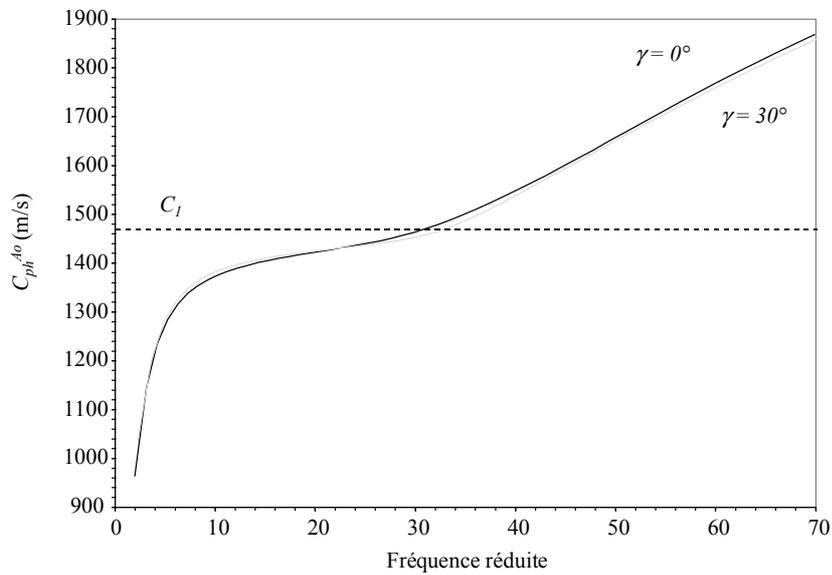


Figure I.18.d : Vitesse de phase de l'onde A_0 ($C_{ph}^{A_0}$) pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,97$) pour différents angles d'incidence γ

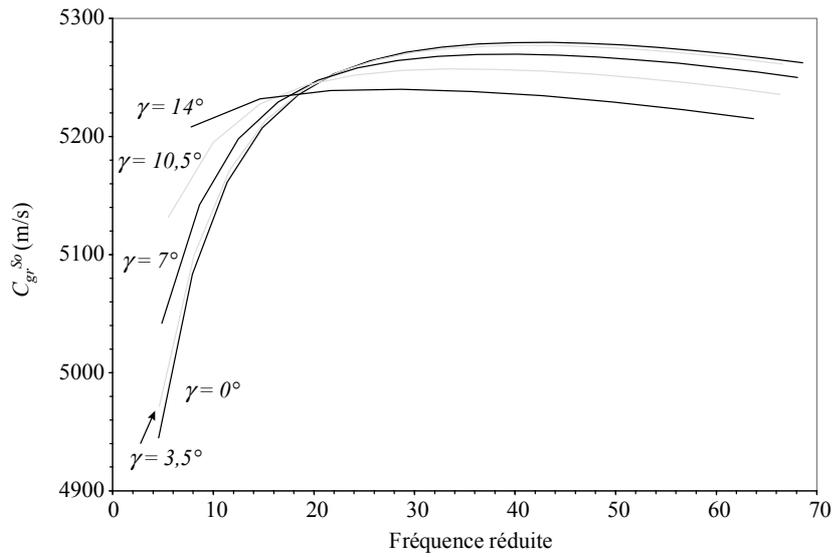


Figure I.19.a : Vitesse de groupe de l'onde S_0 ($C_{gr}^{S_0}$) pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,97$) pour différents angles d'incidence γ

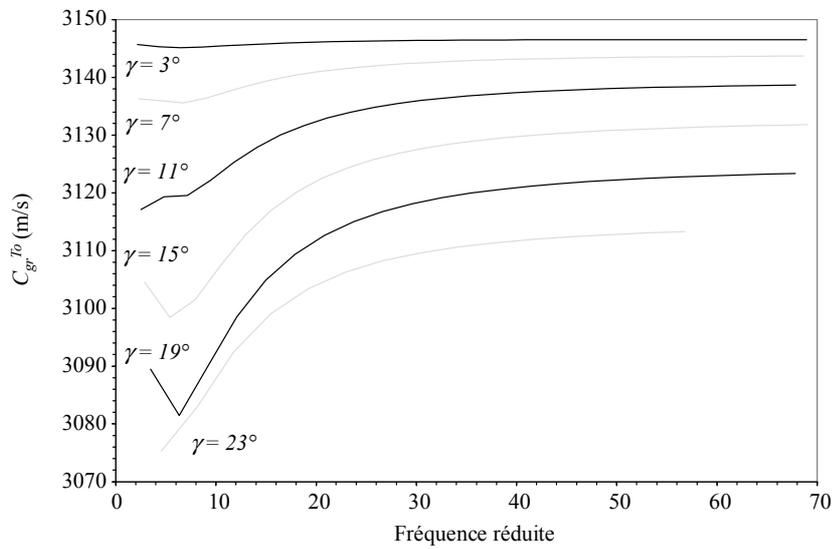


Figure I.19.b : Vitesse de groupe de l'onde T_0 ($C_{gr}^{T_0}$) pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,97$) pour différents angles d'incidence γ

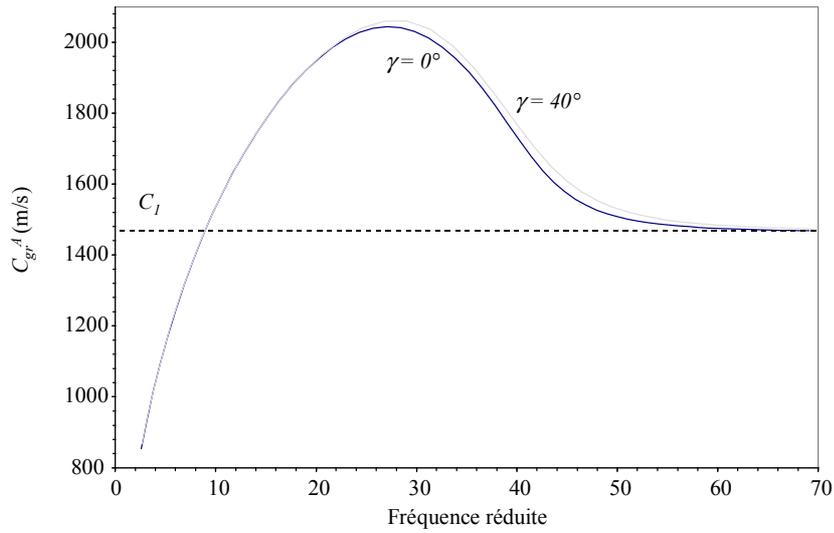


Figure I.19.c : Vitesse de groupe de l'onde A (C_{gr}^A) pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,97$) pour différents angles d'incidence γ

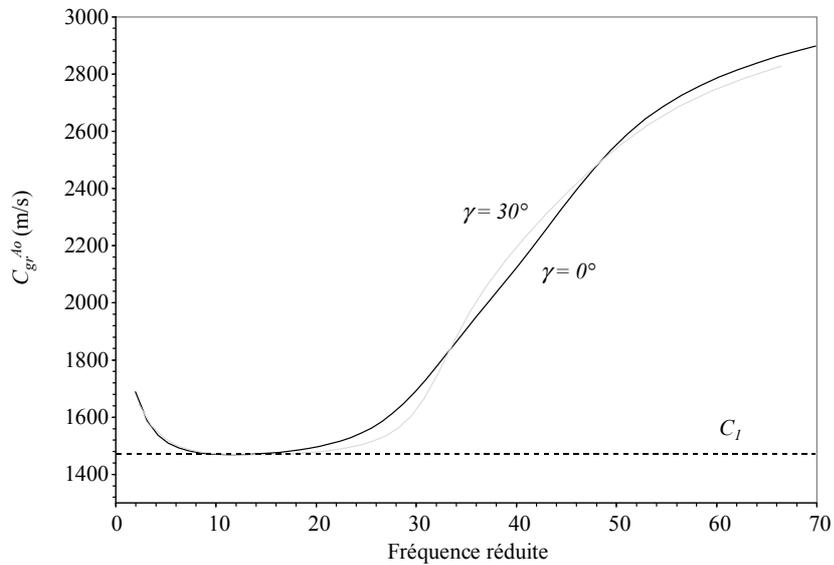


Figure I.19.d : Vitesse de groupe de l'onde A_0 ($C_{gr}^{A_0}$) pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,97$) pour différents angles d'incidence γ

I.5 Conclusion

Dans ce chapitre, les expériences développées à partir de la mesure de la pression diffusée par un tube limité, insoné par une impulsion ultrasonore large bande sous des incidences comprises entre 0° et 30° , sont comparées aux résultats numériques obtenus pour un tube infini de mêmes caractéristiques dans des conditions d'insonation identiques (fréquence - angle d'incidence). Cette comparaison atteste de la propagation des mêmes ondes dans la circonférence des objets. Ceci demande de considérer des tubes pour lesquels le rapport longueur/rayon ne tende pas vers zéro (cas d'un anneau).

Le développement théorique mis en œuvre a alors permis de présenter les ondes se propageant dans et autour de tubes métalliques de longueur infinie immergés dans l'eau, participant à la diffusion acoustique d'une onde plane incidente. Dans les deux cas envisagés ($b/a = 0,83$ et $b/a = 0,97$), les calculs ont montré l'influence des ondes S_0 , T_0 , A et, dans une moindre mesure, de l'onde A_0 , en incidence normale et en incidence oblique. La détermination de la largeur des résonances, directement liée au couplage des ondes avec le fluide, explique l'observation ou non des résonances sur les spectres.

A travers une première série de résultats ($b/a = 0,83$), ont été introduits plusieurs plans d'analyse de la pression diffusée, permettant d'évaluer la position et le mode de vibration des résonances. Parmi eux, citons ceux qui feront l'objet d'une utilisation ultérieure : le plan d'isolement modal, le plan d'identification et la représentation "*tout-fréquence*". Seules les deux dernières représentations peuvent être appliquées aussi bien à des résultats de calcul théorique qu'à des signaux expérimentaux. Le plan d'isolement modal est quant à lui inhérent à une modélisation faisant intervenir des séries modales. Les vitesses de propagation des ondes ont ensuite été calculées à l'aide de la seconde série de résultats ($b/a = 0,97$). Les résultats présentés dans ce chapitre et dans les annexes *B-D* seront considérés lors de l'étude de tubes de longueur finie. Le chapitre à venir est consacré à l'étude des modes de vibration d'un tube limité.

- CHAPITRE II -***Identification des modes de vibration d'un tube limité*****II.1 Introduction**

S'il est vrai que la solution au problème de la diffusion acoustique par des structures cylindriques de longueur infinie (et plus généralement par des structures de forme canonique) est bien spécifiée, ce n'est plus toujours le cas dès que l'on s'attache à ne prendre en compte qu'une partie de la longueur. Dans la théorie de l'élasticité, les conditions de continuité supplémentaires doivent, en toute rigueur, être imposées aux extrémités en tout point de la section pleine du tube ($b \leq \rho \leq a$). De ce fait, le système devient d'une part surdéterminé, et d'autre part, difficile à résoudre, puisque dans les conditions supplémentaires, le paramètre radial doit évoluer. Notons que le cas du rayonnement à l'extrémité d'une plaque plane ou d'un tube semi infini a déjà été étudié [92, 93].

Dans la théorie des coques minces [31], le comportement mécanique dans une section du tube est considéré identique en tout point de l'épaisseur : la structure "volumique" est assimilée à une surface. Cette approximation permet d'imposer de réelles conditions limites aux extrémités du tube. La plupart des auteurs [27-30] supposent que le tube est "simplement appuyé": les déplacements radiaux et les moments de flexion sont nuls à ses extrémités. Ces conditions limites peuvent aisément être réalisées simultanément, puisque la théorie classique des coques lie les déplacements aux moments par deux dérivées successives, et conduisent à un système bien déterminé. Néanmoins, ces travaux sont limités aux basses et moyennes fréquences, où l'hypothèse de longueur d'onde grande devant l'épaisseur est respectée.

Une étude récente de Morse *et. al.* [33, 34] reprend la condition "d'appui simple" aux extrémités, en décrivant le tube par la théorie de l'élasticité. Cette condition est dans ce cas utilisée sans être démontrée: si les déplacements radiaux s'annulent effectivement aux extrémités, la notion de moment, à contrario, est beaucoup plus difficile à expliciter, et donc à vérifier. C'est pourquoi les auteurs utilisent l'appellation quasi "appui simple". Cette approche a l'avantage de ne pas être restrictive aux basses fréquences et permet de traiter le cas de tubes épais. C'est ce modèle que nous avons retenu.

Ce chapitre s'ouvre sur la présentation du modèle. Les spectres de résonances théoriques sont ensuite comparés aux spectres rétrodiffusés expérimentaux obtenus à partir du tube limité décrit au chapitre I. L'étude est alors orientée vers l'identification (i.e. la détermination des modes de vibration) des résonances observables, pour les ondes T_0 et S_0 , à différents angles d'incidence. La géométrie des dispositifs expérimentaux employés est présentée, et l'obtention des données théoriques permettant la comparaison est détaillée. Les résultats expérimentaux et théoriques obtenus à un angle particulier, sont utilisés afin de mieux appréhender le comportement de l'onde T_0 sur un tube limité.

II.2 Modélisation de la diffusion acoustique par un tube limité en incidence oblique

La pression résultante en un point d'observation M est obtenue en appliquant l'intégrale de Kirchhoff [94] aux valeurs du potentiel des déplacements et de sa dérivée normale sur la surface cylindrique extérieure du tube limité. Ces valeurs sont approximées par celles d'un tube infini de mêmes caractéristiques, décrit par la théorie de l'élasticité. Les potentiels sont exprimés pour une structure de géométrie cylindrique sujette à des appuis simples régulièrement espacés. L'intégrale de Kirchhoff est alors évaluée sur une surface comprise entre deux appuis simples consécutifs. Les effets liés à l'excitation du tube en dehors de ces limites par l'onde plane incidente d'extension infinie, ainsi que les contributions dues aux extrémités du tube sont ignorés. Les notations utilisées pour décrire la diffusion acoustique par un tube infini en incidence oblique sont conservées (paragraphe I.2). La longueur du tube est notée L et son centre est placé en $z = 0$ (figure II.1).

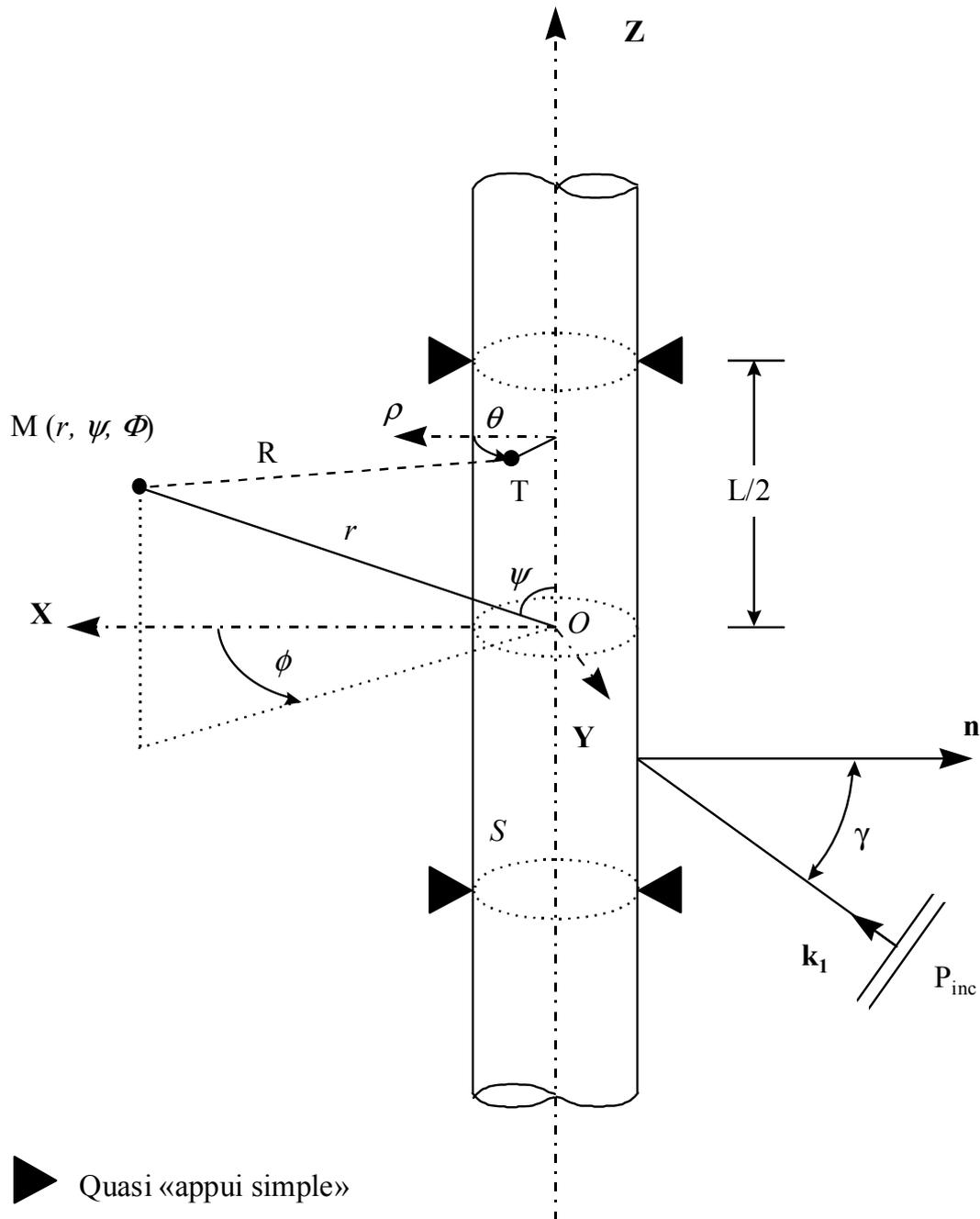


Figure II.1 : Diffusion acoustique par un tube limité. Un tube infini est périodiquement "simplement appuyé"; la distance entre deux appuis voisins, L , définit la longueur du tube limité. L'onde incidente arrive avec un angle γ ; un point T de la surface cylindrique extérieure du tube est repéré par la géométrie cylindrique ($\rho = a$, θ , $|z| \leq L/2$). Un point M du champ de pression résultant est repéré à l'aide des coordonnées sphériques (r , ψ , ϕ). Ces deux repères ont leur origine au centre O du tube limité.

II.2.1 Représentation modale de la pression incidente

L'onde plane incidente, repérée à l'aide des coordonnées cylindriques, insone le tube sous un angle γ . La pression correspondante est donnée par:

$$P_{inc} = P_0 e^{i(k_{\perp}x + k_z z - \omega t)} = P_0 e^{i(k_z z - \omega t)} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n i^n J_n(k_{\perp} \rho) \cos(n\theta) \quad (\text{II.1})$$

En utilisant la condition d'orthogonalité suivante (où p et s sont des entiers),

$$\int_0^{\pi} \sin(pu) \sin(su) du = \frac{\pi}{2} \delta_{ps}, \quad (\text{II.2})$$

le terme exprimant la dépendance de la pression incidente à la coordonnée z peut être développé en série de modes normaux:

$$e^{ik_z z} = \sum_{m=1}^{\infty} \beta_m \sin\left[k_m \left(z + \frac{L}{2}\right)\right] \quad \text{où} \quad k_m = \frac{m\pi}{L} \quad (\text{II.3})$$

et

$$\beta_m = \beta_m(k_z) = i^{(m-1)} \left(\frac{\sin\left[(k_z + k_m) \frac{L}{2}\right]}{(k_z + k_m) \frac{L}{2}} - (-1)^m \frac{\sin\left[(k_z - k_m) \frac{L}{2}\right]}{(k_z - k_m) \frac{L}{2}} \right)$$

On obtient alors comme expression pour la pression incidente:

$$P_{inc} = P_0 e^{-i\omega t} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \varepsilon_n i^n \beta_m J_n(k_{\perp} \rho) \cos(n\theta) \sin\left[k_m \left(z + \frac{L}{2}\right)\right] \quad (\text{II.4})$$

II.2.2 Expression des déplacements et des potentiels dans le fluide et dans le tube

Les déplacements dans le fluide \mathbf{u}^f et dans le diffuseur \mathbf{u}^s sont respectivement donnés par :

$$\mathbf{u}^f = \nabla\varphi_1 \quad (\text{II.5})$$

$$\mathbf{u}^s = \nabla\varphi_2 + \nabla \times \mathbf{A} \quad (\text{II.6})$$

Les potentiels scalaires φ_1 et φ_2 correspondent aux déplacements longitudinaux dans le fluide et dans le diffuseur, respectivement. Le potentiel vecteur \mathbf{A} (A_ρ , A_θ , A_z) correspond au déplacement transversal dans le diffuseur. Ils vérifient les équations suivantes qui seront exprimées dans les coordonnées cylindriques,

$$\nabla^2 \varphi_{1,2} - \frac{1}{C_L^2} \frac{\partial^2 \varphi_{1,2}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{II.7})$$

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{1}{C_T^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{II.8})$$

Le système de cinq équations ainsi obtenu peut être résolu par la méthode de séparation des variables, et conduit aux expressions suivantes pour les potentiels :

$$\varphi_1 = \frac{-1}{\rho_1 \omega^2} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \varepsilon_n i^n \left[\beta_n J_n(k_\perp \rho) + g_{n,m} H_n^{(1)}(h_m \rho) \right] \cos(n\theta) \sin \left[k_m \left(z + \frac{L}{2} \right) \right] \quad (\text{II.9})$$

$$\varphi_2 = \frac{1}{\rho_2 \omega^2} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \varepsilon_n i^n \left[a_{n,m} U_n(h_m \rho) + b_{n,m} V_n(h_m \rho) \right] \cos(n\theta) \sin \left[k_m \left(z + \frac{L}{2} \right) \right] \quad (\text{II.10})$$

$$A_\rho = \frac{1}{\rho_2 \omega^2} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \varepsilon_n i^n \left[c_{n,m} U_{n+1}(K_m \rho) + d_{n,m} V_{n+1}(K_m \rho) \right] \sin(n\theta) \cos \left[k_m \left(z + \frac{L}{2} \right) \right] \quad (\text{II.11})$$

$$A_\theta = \frac{1}{\rho_2 \omega^2} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \varepsilon_n i^n \left[-c_{n,m} U_{n+1}(K_m \rho) - d_{n,m} V_{n+1}(K_m \rho) \right] \cos(n\theta) \cos \left[k_m \left(z + \frac{L}{2} \right) \right] \quad (\text{II.12})$$

$$A_z = \frac{1}{\rho_2 \omega^2} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \varepsilon_n i^n \left[e_{n,m} U_n(K_m \rho) + f_{n,m} V_n(K_m \rho) \right] \sin(n\theta) \sin \left[k_m \left(z + \frac{L}{2} \right) \right] \quad (\text{II.13})$$

où

$$h_m^2 = \frac{\omega^2}{C_L^2} - k_m^2 \quad h_m^2 = \frac{\omega^2}{C_L^2} - k_m^2 \quad (\text{II.14})$$

et

$$K_m^2 = \frac{\omega^2}{C_T^2} - k_m^2$$

Les signes de h_{lm} , h_m et K_m , ainsi que les fonctions U_n et V_n sont spécifiés en fonction de l'angle d'incidence dans l'annexe E.

Cette forme de dépendance des potentiels par rapport à la coordonnée axiale z permet d'annuler notamment les déplacements normaux à la surface du tube, en $z = \pm L/2$ en tout point de l'épaisseur du tube ($u_\rho = u_\theta = 0$; $u_z \neq 0$). Ceci apparaît lorsque leurs expressions sont remplacées dans la composante selon ρ du vecteur déplacement \mathbf{u}^s dans la coque :

$$\begin{aligned}
 u_\rho &= \frac{\partial \varphi_2}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial A_z}{\partial \theta} - \frac{\partial A_\theta}{\partial z} \\
 u_\theta &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial \varphi_2}{\partial \theta} + \frac{\partial A_\rho}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial \rho} \\
 u_z &= \frac{\partial \varphi_2}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial}{\partial \rho} (\rho A_\theta) - \frac{\partial A_\rho}{\partial \theta} \right)
 \end{aligned} \tag{II.15}$$

II.2.3 Expression des conditions de continuité

Les solutions des équations de mouvement (II.9-13) doivent vérifier les conditions de continuité aux interfaces ($\rho = a$ et $\rho = b$). Ces conditions sont identiques à celles utilisées pour le tube infini (relations I.8), présentées au chapitre précédent. Pour les expliciter, les expressions des éléments du tenseur des contraintes \overline{T} en coordonnées cylindriques sont ici proposées :

$$\begin{aligned}
 T_{\rho\rho} &= (\lambda + 2\mu) \frac{\partial u_\rho}{\partial \rho} + \lambda \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_\rho}{\rho} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \\
 T_{\rho\theta} &= \mu \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial u_\rho}{\partial \theta} + \frac{\partial u_\theta}{\partial \rho} - \frac{u_\theta}{\rho} \right) \\
 T_{\rho z} &= \mu \left(\frac{\partial u_z}{\partial \rho} + \frac{\partial u_\rho}{\partial z} \right) \\
 T_{\theta\theta} &= (\lambda + 2\mu) \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_\rho}{\rho} \right) + \lambda \left(\frac{\partial u_\rho}{\partial \rho} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \\
 T_{\theta z} &= \mu \left(\frac{\partial u_\theta}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial u_z}{\partial \theta} \right)
 \end{aligned} \tag{II.16}$$

$$T_{zz} = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial u_z}{\partial z} + \lambda \left(\frac{\partial u_\rho}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_\rho}{\rho} \right)$$

λ et μ désignent les coefficients de Lamé (Pour le milieu fluide, $\lambda_l = \rho_l C_l^2$; pour le matériau élastique, $\lambda_2 = \rho_2(C_L^2 - 2C_T^2)$ et $\mu = \rho_2 C_T^2$).

Comme dans le cas du tube infini, la substitution des expressions des potentiels dans celles des conditions limites permet d'établir un système d'ordre sept, qui peut se mettre sous la forme $\mathbf{M} \mathbf{A} = \mathbf{B}$. Les éléments M_{ij} et B_i des matrices \mathbf{M} et \mathbf{B} sont donnés dans l'annexe F (i, j : indices de ligne et de colonne respectivement). La matrice \mathbf{A} contient les coefficients A_i de diffusion inconnus : $\mathbf{A} = (g_{n,m} \ a_{n,m} \ b_{n,m} \ c_{n,m} \ d_{n,m} \ e_{n,m} \ f_{n,m})^T$. Ils peuvent être déterminés pour chaque couple de valeurs (n, m) . Le potentiel des déplacements dans le fluide peut être déterminé à partir de $g_{n,m}$ par la méthode de Cramer:

$$g_{n,m} = D_{n,m}^{[1]} / D_{n,m} \quad (\text{II.17})$$

$D_{n,m}$ désigne le déterminant du système et $D_{n,m}^{[1]}$ ce déterminant pour lequel les coefficients de $g_{n,m}$ ont été remplacés par les éléments du second membre \mathbf{B} .

II.2.4 Intégrale de diffraction de Kirchhoff

L'expression du potentiel des déplacements φ_l (II.9) peut maintenant être déterminée sur la partie cylindrique extérieure du tube au point T , dans le système de coordonnées cylindriques (ρ, θ, z) . Il s'agit à présent d'exprimer le potentiel φ en tout point M du fluide situé en champ lointain, dans le système de coordonnées sphériques (r, ψ, ϕ) . A cette fin, nous utilisons l'intégrale de Kirchhoff [94] :

$$\varphi(M) = \int_S \left(\varphi_1(T) \frac{\partial G(M, T)}{\partial n} - G(M, T) \frac{\partial \varphi_1(T)}{\partial n} \right) dS \quad (\text{II.18})$$

Dans cette expression, S est la surface cylindrique extérieure du tube ($\rho = a$ et $-L/2 \leq z \leq +L/2$) ; \mathbf{n} est la normale extérieure à un élément de surface dS . G désigne la fonction de Green pour une source ponctuelle sphérique placée sur la surface cylindrique du tube ($\rho = a$) et rayonnant dans tout l'espace extérieur. Elle est donnée par :

$$G(M, T) = \frac{e^{-ikR(M, T)}}{4\pi R(M, T)} \quad (\text{II.19})$$

La distance R entre les points M et T (figure II.1) peut s'écrire :

$$\begin{aligned} R &= [(r \sin \psi \cos \phi - a \cos \theta)^2 + (r \sin \psi \sin \phi - a \sin \theta)^2 + (r \cos \psi - z)^2]^{1/2} \\ &= r \left[1 + \frac{a^2}{r^2} + \frac{z^2}{r^2} - \frac{2}{r} (a \sin \psi \cos(\theta - \phi) + z \cos \psi) \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (\text{II.20})$$

En champ lointain ($r \gg a$ et $r \gg z$ avec $|z| \leq L/2$), l'approximation de Fraunhofer peut être utilisée pour l'expression de R dans la fonction de Green. Classiquement, sont retenues une approximation d'ordre 0 pour le module, et d'ordre 1 pour la phase. La relation (II.18) devient:

$$\varphi(M) = -\frac{e^{-ikr}}{4\pi r} [I_1 + I_2] \quad (\text{II.21})$$

où

$$\begin{aligned} I_1 &= \int_S e^{-ik(a \sin \psi \cos(\theta - \phi) + z \cos \psi)} \frac{\partial \varphi_1(T)}{\partial \rho} ad\theta dz \\ I_2 &= \int_S e^{-ik(a \sin \psi \cos(\theta - \phi) + z \cos \psi)} [ik \sin \psi \cos(\theta - \phi) \varphi_1(T)] ad\theta dz \end{aligned}$$

L'expression du potentiel des déplacements (II.9) peut maintenant être inséré dans I_1 et I_2 . Le calcul des intégrales (cf. annexe de la référence [24]) nécessite l'utilisation de la relation suivante [95] :

$$J_n(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{\alpha}^{2\pi + \alpha} e^{i(n\psi - z \sin \psi)} d\psi \quad (\text{II.22})$$

Ici, α est une constante arbitraire, n un entier et z un nombre complexe quelconque.

Pour se rapprocher des conditions de mesure, seul le second terme dépendant du coefficient de diffusion $g_{n,m}$ est conservé dans l'expression de φ_1 . I_1 et I_2 deviennent alors :

$$I_1 = -\frac{1}{\rho_1 \omega^2} 2\pi \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \varepsilon_n g_{n,m}(h_{1m}a) H_n^{(1)'}(h_{1m}a) \cos(n\phi) J_n(ka \sin \psi) \Gamma_m \quad (\text{II.23})$$

$$I_2 = \frac{1}{\rho_1 \omega^2} 2\pi ka \sin \psi \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \varepsilon_n g_{n,m} H_n^{(1)}(h_{1m}a) \cos(n\phi) J_n'(ka \sin \psi) \Gamma_m \quad (\text{II.24})$$

où

$$\Gamma_m = i^{(m-1)} \left(\frac{\sin \left[(k_m - k \cos \psi) \frac{L}{2} \right]}{(k_m - k \cos \psi)} - (-1)^m \frac{\sin \left[(k_m + k \cos \psi) \frac{L}{2} \right]}{(k_m + k \cos \psi)} \right) \quad (\text{II.25})$$

Pour évaluer la pression à partir du potentiel des déplacements, la relation pour les domaines harmoniques est utilisée :

$$P_1 = -\rho_1 \omega^2 \phi \quad (\text{II.26})$$

II.2.5 Fonction de forme en champ lointain

En combinant (II.21), (II.23), (II.24) et (II.26), la pression peut être présentée à l'aide de l'expression complexe de la fonction de forme en champ lointain f_∞ exprimée dans les coordonnées sphériques :

$$f_\infty(\psi, \phi) = \frac{2r}{a} \frac{P_1(r, \psi, \phi)}{P_0} e^{-ikr} \quad (\text{II.27})$$

Ceci conduit à

$$f_\infty(\psi, \phi) \cong \frac{-1}{2\pi a} [I_1 + I_2] \quad (\text{II.28})$$

ce qui explicitement revêt la forme :

$$f_\infty(\psi, \phi) \cong \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \varepsilon_n \cos(n\phi) \left(\frac{\Gamma_m}{a} \right) \times \left[-g_{n,m}(h_{1m}a) H_n^{(1)'}(h_{1m}a) J_n(ka \sin \psi) + ka \sin \psi g_{n,m} H_n^{(1)}(h_{1m}a) J_n'(ka \sin \psi) \right] \quad (\text{II.29})$$

Dans le cas particulier où $\psi = \pi/2 + \gamma$ and $\phi = \pi$, on a $\Gamma_m = (L/2)\beta_m$. La fonction de forme en rétrodiffusion s'écrit :

$$f_{\infty}(\pi/2 + \gamma, \pi) \cong \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \varepsilon_n (-1)^n \left(\frac{L}{a}\right) \beta_m g_{n,m} \quad (\text{II.30})$$

$$\times \left[-(h_{1m}a) H_n^{(1)'}(h_{1m}a) J_n(k_{\perp}a) + H_n^{(1)}(h_{1m}a) (k_{\perp}a) J_n'(k_{\perp}a) \right]$$

Dans le cas d'un tube infini ou d'une sphère, l'amplitude de la fonction de forme en rétrodiffusion, dans le système de coordonnées approprié, approche de l'unité lorsque la fréquence adimensionnelle x_l croît. L'emploi de la fonction de forme en coordonnées sphériques pour un tube limité conduit, dans le cas particulier de l'incidence normale ($\gamma = 0$), à un comportement divergent en $(k_l a)^{1/2}$ dans la direction spéculaire : un des rayons de courbure est infini [96].

II.2.6 Mise en œuvre numérique

A ce stade de la présentation du modèle, quelques précisions concernant la mise en œuvre numérique peuvent être apportées : l'évaluation de (II.30) nécessite de tronquer chacune des séries modales sur n et m .

En accord avec certains auteurs [97], la sommation sur l'indice n a été effectuée de 0 à n_{max} , avec:

$$n_{max} = \text{int}(x_l + 10) \quad (\text{II.31})$$

où $x_l = k_l a$ et "int" représente l'entier le plus proche. Notons que d'autres auteurs calculent cette série avec une plus grande précision [98]. Le rang de la troncature qui est utilisé ici se justifie, d'un côté, par l'accord avec les résultats expérimentaux qui seront présentés dans la suite, et d'un autre côté, par l'adéquation avec la troncature effectuée sur la seconde série modale, indicée m , à laquelle nous nous intéressons à présent.

La sommation sur m est tronquée différemment. L'indice m est présent dans l'argument de la fonction de Hankel h_{1m} (II.14 et II.3). Pour la plupart des auteurs [29, 30], les termes sont conservés tant que l'argument de $H_n^{(1)}$ est strictement positif, ce qui permet d'éviter la

singularité de la fonction de Hankel. Limiter la somme de la sorte revient physiquement à ne considérer que les modes qui rayonnent (modes supersoniques). On fixe ainsi m_{max} :

$$m_{max} = \text{int} \left[\frac{L (x_1 - 0,01)}{a \pi} \right] \quad (\text{II.32})$$

Par ailleurs, l'examen de (II.30) révèle que le coefficient $g_{n,m}$ est modulé par le terme β_m (II.3); ce terme, dépendant de m , est du type "sinus cardinal" et joue le rôle d'un filtre passe bande centré sur $k_z = k_l \sin \gamma$. Ainsi, les contributions à la fonction de forme restent significatives tant que les valeurs de m sont telles que k_m soit compris dans le filtre [99]. Les valeurs de m retenues sont :

$$m_{moy} - 10 \leq m \leq m_{moy} + 10 \quad (\text{II.33})$$

où

$$m_{moy} = \text{int} \left[\frac{L (x_1 \sin \gamma)}{a \pi} \right]$$

Finalement, la sommation sur m se fait dans l'intervalle défini par la relation (II.33), avec pour limite inférieure $m = 1$, et pour limite supérieure m_{max} donné par (II.32).

II.3 Spectres de résonances en configuration monostatique

Les résultats expérimentaux sont acquis en configuration monostatique (figure II.2), dans les conditions décrites au paragraphe I.2.1 (80 cm entre le transducteur et le centre de la cible), et dans l'annexe A. Les spectres de résonances théoriques sont obtenus à partir du modèle présenté dans le paragraphe II.2. De la fonction de forme calculée à différents angles d'incidence ($0^\circ \leq \gamma \leq 34^\circ$), est extraite, par Transformées de Fourier temporelles inverse puis directe, la composante résonnante (les premiers échos, dont le spéculaire, sont supprimés). L'évolution des spectres de résonances expérimentaux et théoriques, en fonction de l'angle d'incidence, est proposée sur les figures II.3.a-b, respectivement. Les signaux sont obtenus dans la bande de fréquence $7 \leq k_l a \leq 22$ et pour des angles d'aspect allant de 0° à 34°

($-34^\circ \leq \gamma_1 \leq 34^\circ$ et $\Delta\gamma_1 = 1/2^\circ$), présentant ainsi le motif classique des ondes S_0 et T_0 d'un tube limité en basses fréquences [40, 42].

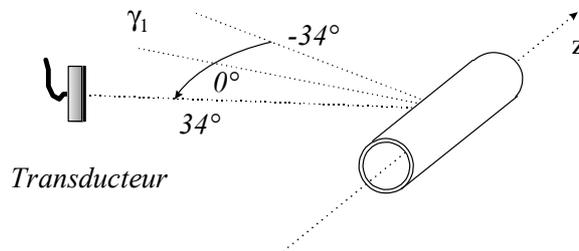


Figure II.2 : Configuration monostatique expérimentale

En incidence normale ($\gamma = 0^\circ$), trois résonances ($k_1 a \approx 8,7$, $12,2$ et $19,5$) attestent de la propagation purement circonférentiellement de l'onde S_0 autour du tube. La comparaison avec la figure I.7 obtenue pour un tube infini de mêmes caractéristiques permet d'attribuer ces résonances aux modes $n = 2, 3$ et 5 . A mesure que l'angle s'écarte de l'incidence normale, les trajectoires sur lesquelles les résonances se placent (traits sombres verticaux), se décalent vers les hautes fréquences. L'onde adopte une propagation hélicoïdale suivant l'axe du tube et est réfléchiée aux extrémités. Pour le domaine de fréquence et le rapport des rayons du tube considérés, ces séries de résonances et celles qui débutent à $k_1 a < 7$ sont théoriquement observables jusqu'à l'angle $\gamma'_1 = 16,3^\circ$ donné par la vitesse en basse fréquence du premier mode de Lamb S_0 pour les plaques. Des séries de résonances, plus nombreuses, relatives à la propagation hélicoïdale de l'onde T_0 , sont observables jusqu'au second angle critique ($\gamma_r = 27,3^\circ$). Cette onde ne se manifeste pas en incidence normale. L'objectif de la partie suivante est l'identification complète des modes de vibration des résonances observables sur de tels spectres en incidence oblique.

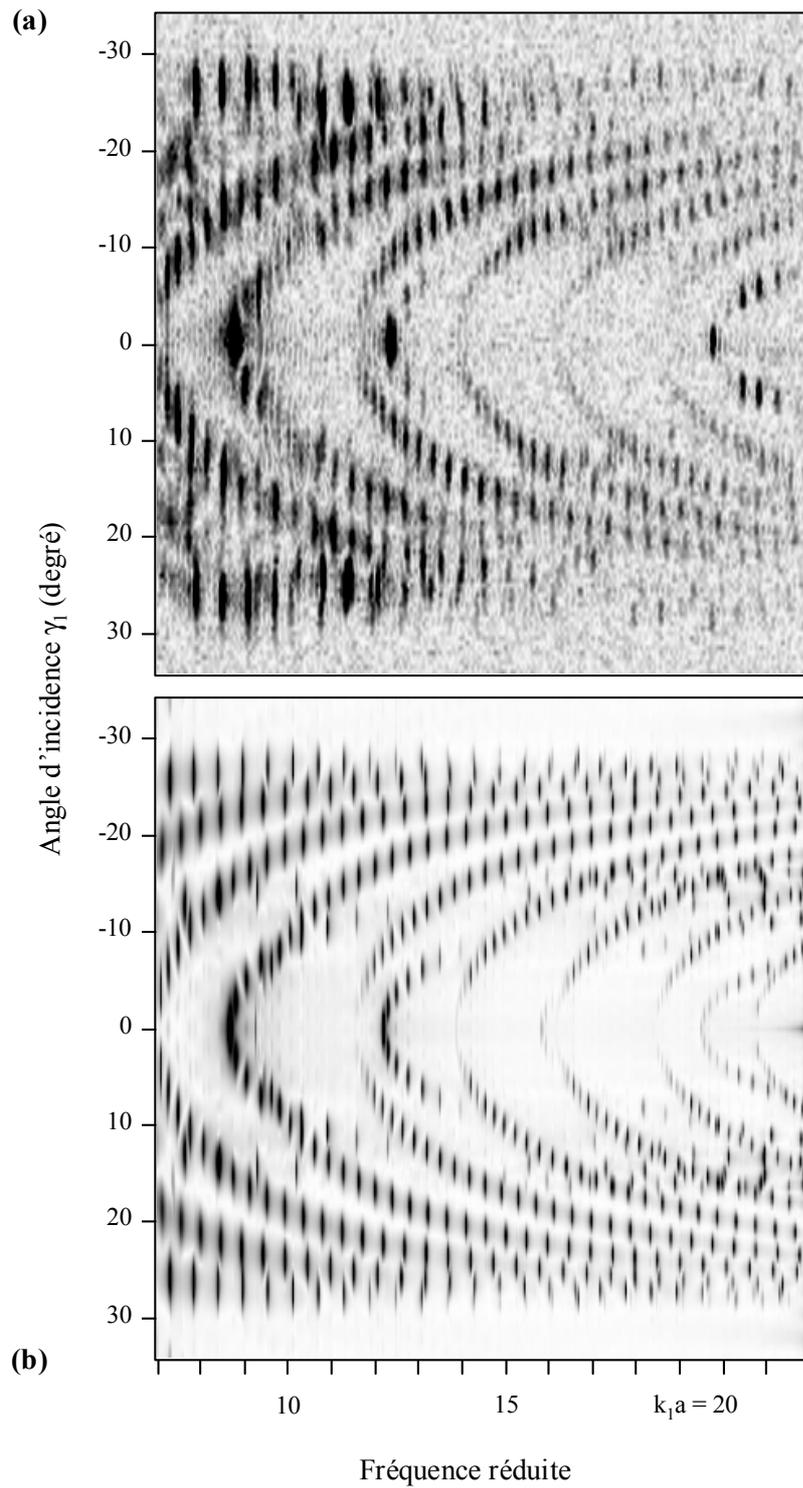


Figure II.3 : Evolution des spectres de résonances expérimentaux (a) et théoriques (b) d'un tube limité ($\rho = 7900 \text{ kg.m}^{-3}$, $C_L = 5790 \text{ m.s}^{-1}$, $C_T = 3100 \text{ m.s}^{-1}$, $b/a = 0,83$ et $L/a = 10,83$), en fonction de l'angle d'incidence γ ($\Delta\gamma = 1/2^\circ$).

II.4 Identification des modes de vibration des résonances de l'onde T_0 en configuration bistatique, pour des angles d'incidence de 20° et 21° .

Les résonances de l'onde T_0 dont les positions fréquentielles peuvent être évaluées sur les relevés monostatiques sont identifiées dans ce paragraphe [100]. Les modes de vibration n et m , respectivement sur la circonférence et dans la longueur d'un tube, sont déterminés expérimentalement et théoriquement dans la bande de fréquence $7 \leq k_1 a \leq 35$. Les calculs utilisent les paramètres de l'acier inoxydable 347, et les rapports des dimensions géométriques du tube étudié (b/a et L/a), rappelés sur la légende de la figure II.3.

II.4.1 Identification des modes n de vibration sur la circonférence d'un tube

Le dispositif expérimental permettant l'identification du mode n de vibration des résonances sur la circonférence d'un tube est décrit. L'analogie avec la géométrie du dispositif de la MIIR "en propagation" est soulignée [19]. Suivent les résultats expérimentaux et théoriques.

II.4.1.a Dispositif expérimental bistatique

L'observation des résonances relatives à la propagation hélicoïdale des ondes suivant l'axe d'un tube infini nécessite la mise en œuvre d'un dispositif expérimental particulier de la MIIR. L'état stationnaire autour de la circonférence du diffuseur (cf. paragraphe I.3.3) s'établit en dehors de la zone d'insonation, puisque l'onde délivrée par le transducteur n'est pas d'extension infinie. Aussi le récepteur est décalé d'une distance ΔL selon z (figure II.4). Cette configuration est qualifiée de MIIR "en propagation" [19, 93]. La juxtaposition des spectres enregistrés par le récepteur, pour des angles d'azimut successifs (angle θ , coordonnées cylindriques), fournit l'identification du mode n de vibration des résonances sur la circonférence de l'objet. Comme la connaissance de son rayon permet de caractériser intégralement la géométrie du tube infini, cette identification est alors complète.

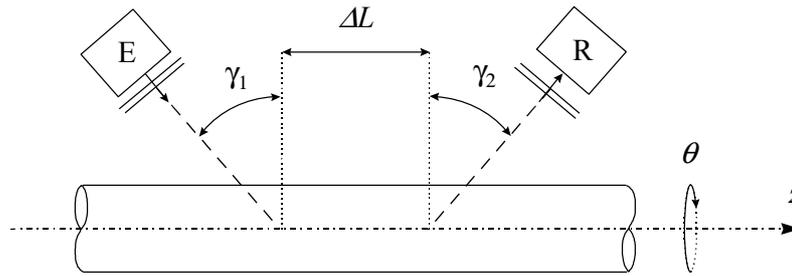


Figure II.4 : MIIR "en propagation" (Géométrie du dispositif).

Cette technique de mesure est implicitement utilisée par certains expérimentateurs, sur des cibles limitées, en configuration monostatique et bistatique [39, 82, 101]. Le sens de propagation des ondes suivant l'axe s'inverse sous l'effet des extrémités, permettant la détection de la pression diffusée dans de multiples positions. Pour effectuer l'identification des modes n de vibration des résonances sur la circonférence d'un tube limité, le transducteur 1 (utilisé comme émetteur) et le transducteur 2 (utilisé comme récepteur) ont le même angle par rapport à la normale à la surface du tube : $\gamma_1 = \gamma_2$ (i.e. position de Snell-Descartes par rapport à l'axe du tube, figure II.5). L'émetteur et le récepteur sont placés à 45 cm et 35 cm du centre de la cible, respectivement. Le mode de vibration circonférentiel s'établit sur la longueur du tube limité; il n'est donc pas nécessaire de décaler le récepteur par rapport à l'émetteur ($\Delta L = 0$). Les deux transducteurs sont situés dans un même plan normal à l'axe z . La position de l'émetteur ne change pas pendant la procédure d'identification. En revanche, le récepteur, repéré par l'angle Φ (coordonnées sphériques), tourne dans un plan azimutal perpendiculaire à l'axe z . Les signaux sont recueillis à pas angulaire constant. En régime impulsionnel (cas de la présente étude), le récepteur est sensible à la propagation des ondes (les enregistrements dépendent du temps) : il est nécessaire de placer le transducteur récepteur dans la direction de réémission de l'onde afin d'obtenir l'amplitude maximum du signal réémis. Il est à remarquer que pour des mesures en régime quasi-harmonique, le récepteur mesure la pression diffusée lors d'un régime établi, à une fréquence donnée. Ce transducteur peut alors être placé perpendiculairement à la surface du tube [84].

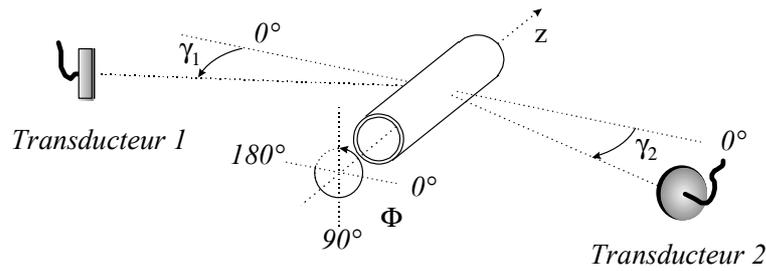


Figure II.5 : Géométrie du dispositif expérimental bistatique utilisé pour l'identification des modes n circonférentiels de vibration. Le transducteur 1, fixe, est utilisé comme émetteur; le transducteur 2, récepteur, est en rotation dans un plan normal à l'axe du tube (angle Φ).

II.4.1.b Résultats expérimentaux et théoriques : mode n

L'identification des modes de vibration circonférentiels des résonances de l'onde T_0 est réalisée à $\gamma_1 = \gamma_2 = 21^\circ$. Elle est présentée sur les figures II.6.a-b pour les résultats expérimentaux et théoriques, respectivement, obtenus dans des conditions de réception angulaire similaires ($0^\circ \leq \Phi \leq 180^\circ$ et $\Delta\Phi = 2^\circ$). Les spectres de résonances, obtenus à l'aide du transducteur 1 en rétrodiffusion, sont placés au dessus des plans d'identification correspondants.

Afin de vérifier l'aspect résonnant des pics observés sur ces spectres, nous utilisons la méthode du diagramme d'Argand [102, 103]. Lorsque le module du spectre de la pression diffusée présente une brusque variation d'amplitude, cette méthode permet de déterminer si le phénomène est de nature résonnante ou interférentielle. Dans la plage de fréquence considérée, ce diagramme représente la partie imaginaire de la pression diffusée, obtenue expérimentalement et théoriquement, en fonction de sa partie réelle. Si la courbe obtenue est circulaire, et l'espace entre ses points croît puis décroît, il s'agit d'une résonance : sa fréquence x_l se rencontre où la distance entre deux points successifs est maximale (à pas fréquentiel constant); sa largeur Γ correspond au diamètre du cercle. Les propriétés du diagramme d'Argand ont été démontrées théoriquement et validées expérimentalement pour des plaques et des tubes en incidence normale. Néanmoins, cette méthode se veut plus générale. Elle permet de caractériser des signaux présentant une décroissance exponentielle dans le domaine temporel, et dont la pression résonnante correspondante présente une forme spectrale de Breit-Wigner [8]. Les diagrammes d'Argand rassemblés sur la figure II.7 affichent l'aspect spectral

caractéristique de Breit-Wigner. Ils correspondent aux pics pointés par des flèches sur les spectres de résonance de la figure II.6. L'échantillonnage, la fenêtre temporelle à partir de laquelle est effectuée la FFT et la durée temporelle de la résonance conditionnent le spectre, altérant de fait la forme circulaire [102].

Les plans d'identification (figure II.6) représentent la pression diffusée en fonction de la fréquence et de l'angle d'azimut (cf. paragraphe I.4.1.d). Pour les obtenir, le récepteur (transducteur 2) tourne dans un plan perpendiculaire à l'axe du tube, l'angle Φ variant de 0° à 180° par pas de 2° . Les lignes verticales observées sont des résonances. Ces représentations permettent d'identifier de façon partielle les résonances significatives observables sur les deux spectres correspondants : à une fréquence de résonance, n (mode de vibration circonférentiel) s'apparente au nombre de lobes de pression établis sur la demi-circonférence du diffuseur. Il apparaît qu'un même mode de vibration circonférentiel est identifié pour plusieurs résonances à des fréquences distinctes. Cette observation est illustrée sur la figure II.8 par des exemples de diagrammes angulaires en coordonnées polaires ("pâquerettes"), enregistrés sur 360° par pas de 1° . Expérimentalement, les modes $n = 3$ et $n = 5$ sont établis, parmi d'autres fréquences, à $k_1 a = 11,01$ (a), $k_1 a = 11,85$ (b) et $k_1 a = 18,24$ (d), $k_1 a = 18,69$ (e), respectivement. Les lobes ouverts indiqués par des flèches sur la figure sont dus au passage du récepteur entre l'émetteur et le diffuseur (à $\Phi = 180^\circ$). L'approche théorique confirme les identifications expérimentales (figure II.8.c,f). Les motifs de pression calculés dans le plan azimutal pour ces modes 3 et 5, obtenus aux fréquences regroupées dans le tableau II.1 (page 64), sont similaires, mis à part leur amplitude.

La possibilité pour un mode circonférentiel donné de s'établir à plusieurs fréquences au sein d'un spectre, a été mise en évidence par F. Lecroq [84]. Dans le paragraphe II.4.2, cette identification est complétée par la détermination du mode m de vibration, dans la longueur de l'objet.

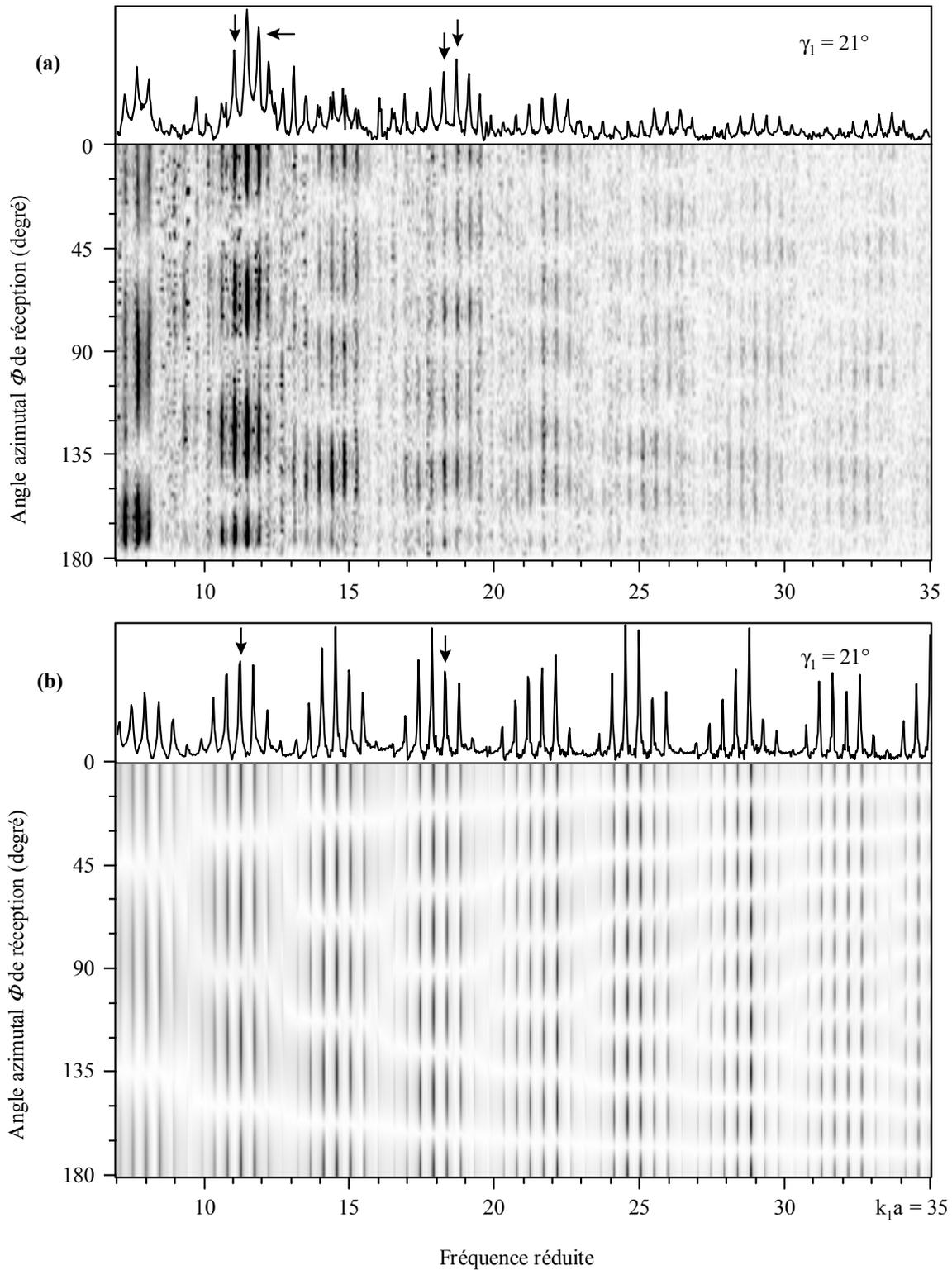


Figure II.6 : Identification des modes n de vibration dans la circonférence du tube, des résonances de l'onde T_0 , à $\gamma_1 = \gamma_2 = 21^\circ$. Plans d'identification ($\Delta\Phi = 2^\circ$) et spectres de résonances rétrodiffusés correspondants (au dessus): (a) expérimental (b) théorique. Les flèches indiquent les résonances dont les diagrammes d'Argand et les diagrammes angulaires sont présentés en figures II.7 et II.8 respectivement.

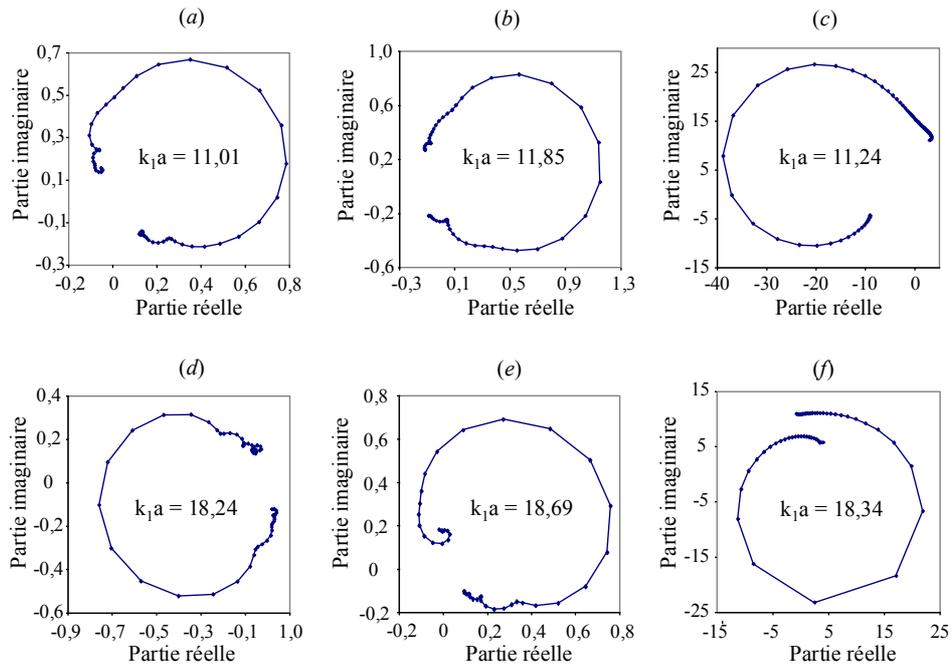


Figure II.7 : Diagrammes d'Argand de quelques résonances à $\gamma_l = 21^\circ$. Expérimental : (a) $k_{1a} = 11,01$; (b) $k_{1a} = 11,85$; (d) $k_{1a} = 18,24$; (e) $k_{1a} = 18,69$; théorique : (c) $k_{1a} = 11,24$; (f) $k_{1a} = 18,34$.

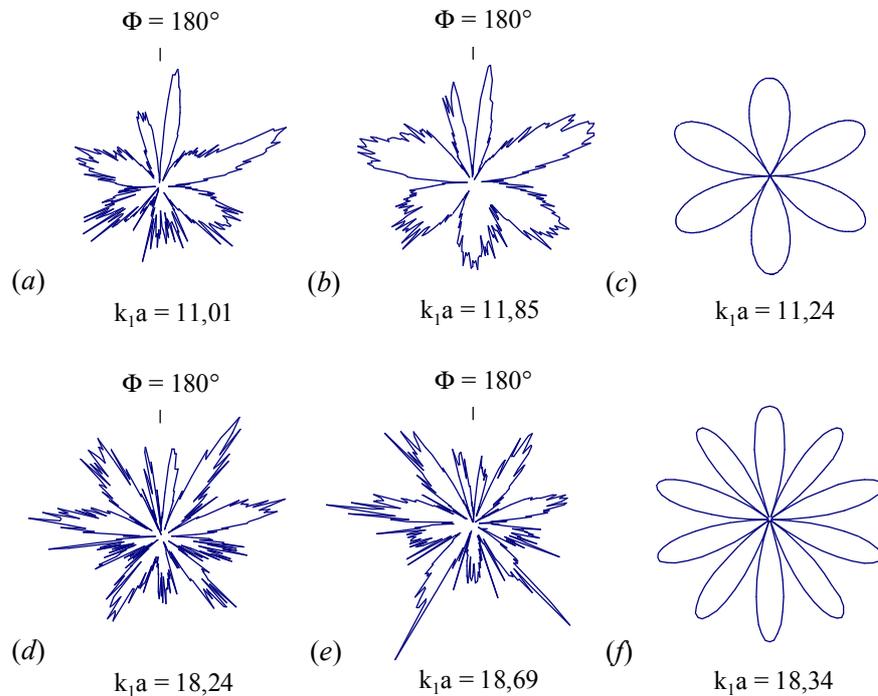


Figure II.8 : Diagrammes angulaires expérimentaux (a, b, d et e) et théoriques (c, f) à $\gamma_l = 21^\circ (\Delta\Phi = 1^\circ)$. $n = 3$: (a) $k_{1a} = 11,01$; (b) $k_{1a} = 11,85$; (c) $k_{1a} = 11,24$; $n = 5$: (d) $k_{1a} = 18,24$; (e) $k_{1a} = 18,69$; (f) $k_{1a} = 18,34$.

II.4.2 Identification des modes m de vibration dans la longueur d'un tube

Dans un premier temps, les conditions de résonance d'un tube limité sont rappelées. Ensuite, la géométrie du dispositif expérimental permettant l'identification du mode m de vibration des résonances de l'onde T_0 dans la longueur de l'objet est décrite. Le dernier point fait état des résultats expérimentaux et théoriques obtenus à l'angle d'incidence $\gamma = 20^\circ$ [104].

II.4.2.a Résonance et accord de phase

Pour un tube limité, lisse, en résonance, insoné par une onde acoustique sous incidence quelconque, les conditions de résonance basées sur l'accord de phase sont satisfaites [105] : les parcours décrits par l'onde au cours de sa propagation sur l'objet sont clos et la condition d'accord de phase y est satisfaite, indépendamment des positions où l'onde est générée sur le tube (tous les parcours ont une forme similaire).

La relation entre les ondes élastiques et les résonances acoustiques a été évoquée au paragraphe I.3.3 dans le cas d'un tube de longueur infinie : l'accord de phase se réalise alors sur la circonférence. En utilisant la relation I.13, le nombre d'onde s'écrit alors :

$$k_w = \frac{n}{a \sin \alpha} \quad (\text{II.34})$$

De manière analogue, un accord de phase peut s'établir dans la longueur d'un tube limité, ce que décrit le schéma de la figure II.9 pour l'incidence oblique. L'onde w se propage autour du tube suivant la direction z , avec un angle d'hélice α . On suppose que l'onde se réfléchit totalement aux extrémités : aucune énergie n'est réémise dans le milieu fluide par les bouts. L'accord de phase dans la longueur, en incidence oblique, peut se mettre sous la forme:

$$2L \cos \alpha = m \lambda_w \quad (\text{II.35})$$

Dans ce cas, le nombre d'onde de l'onde hélicoïdale ($k_w = 2\pi/\lambda_w$) s'exprime comme suit :

$$k_w = \frac{m\pi}{L \cos \alpha} \quad (\text{II.36})$$

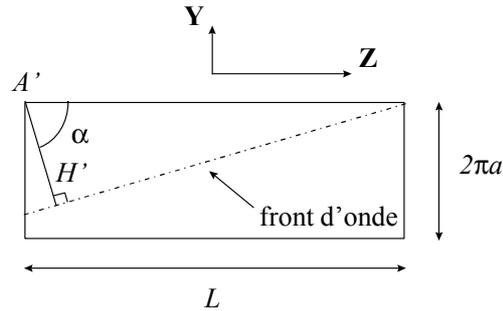


Figure II.9 : *Equivalent topologique du tube limité; accord de phase dans sa longueur en incidence oblique.*

A une fréquence de résonance du tube limité, les accords de phase dans sa longueur et sur sa circonférence doivent être réalisés simultanément. Ceci conduit à une expression du nombre d'onde dépendante des dimensions géométriques de l'objet, et des modes de vibration correspondants :

$$k_w = \sqrt{\left(\frac{n}{a}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{L}\right)^2} \quad (\text{II.37})$$

II.4.2.b Dispositif expérimental bistatique

Par rapport à l'identification précédente (n), seul le déplacement du transducteur 2 (récepteur) diffère. Pour effectuer l'identification des modes m de vibration des résonances dans la longueur d'un tube limité, le transducteur 1 (utilisé comme émetteur) et le transducteur 2 ont le même angle par rapport à la normale à la surface du tube : $\gamma_1 = \gamma_2$ (figure II.10). Ceci revient là encore à orienter le transducteur récepteur dans la direction de réémission de l'onde T_0 (régime impulsif). Les transducteurs émetteur et récepteur sont placés à 35 cm et 45 cm du centre de l'objet, respectivement. Pendant la procédure d'identification, la position de l'émetteur est fixe; le récepteur se déplace parallèlement à la paroi de l'objet dans un plan contenant l'axe de la cible et le vecteur d'onde incident. L'axe z est ainsi "scanné" sur 52 mm, par pas de 0,2 mm.

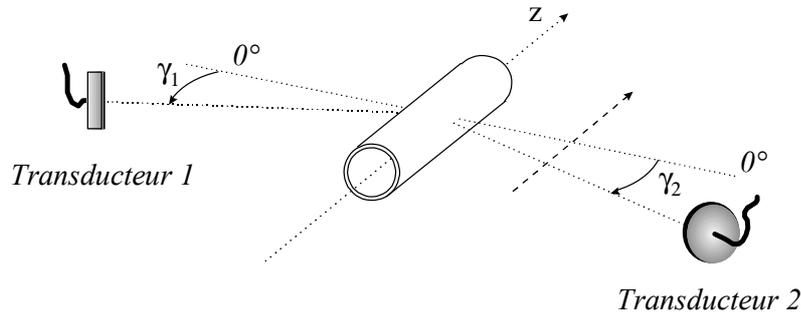


Figure II.10 : Géométrie du dispositif expérimental bistatique utilisé pour l'identification des modes m de vibration dans la longueur du tube. Le transducteur 1, fixe, est utilisé comme émetteur; le transducteur 2, récepteur, est en translation suivant l'axe z , dans le plan contenant l'axe de l'objet et le vecteur d'onde incident.

II.4.2.c Résultats expérimentaux et théoriques : mode m

L'identification du mode m de vibration des résonances de l'onde T_0 dans la longueur du tube est effectuée à $\gamma_1 = \gamma_2 = 20^\circ$. Les résultats expérimentaux sont présentés sur la figure II.11.a. A partir des spectres enregistrés à des positions axiales successives ($\Delta z = 0,2$ mm sur une distance totale de 52 mm), est effectuée une FFT spatiale (axiale). Le nombre d'onde résultant k_m ($k_m = m\pi/L$) et le mode m de vibration sont en relation lorsqu'un nombre entier de demi-longueurs d'onde est établi dans la longueur du tube. Cet accord de phase peut s'écrire :

$$2L = m\lambda_m \quad (\text{II.38})$$

Le résultat de ce traitement est une représentation "tout-fréquence" (représentation de la pression diffusée en fonction de la fréquence et du nombre d'onde de l'onde considérée, cf. I.4.1.e). Elle permet d'identifier les modes m des résonances de l'onde T_0 observables sur le spectre rétrodiffusé correspondant obtenu à l'aide du transducteur 1 (haut de la figure II.11.a).

Les résultats théoriques font l'objet de la figure II.11.b. Le mode m des résonances de l'onde T_0 observables sur le spectre en rétrodiffusion (haut de la figure), est identifié à l'aide du plan d'isolement modal (cf. 1.4.1.c). Cette représentation théorique de la pression diffusée résonnante en fonction de la fréquence et du mode de vibration dans la longueur du tube est

obtenue de manière totalement différente de la représentation "tout-fréquence" expérimentale (figure II.11.a). La fonction de forme résonnante en champ lointain (équation II.30) est exprimée à l'aide de deux séries de modes normaux de vibration, l'une sur la circonférence et indiquée n , et l'autre dans la longueur du diffuseur, indiquée m . Si la fonction de forme partielle par rapport à l'indice m , f_m , est définie telle que :

$$f_{\infty} = \sum_m f_m \quad (\text{II.39})$$

où

$$f_m = \sum_n f_{n,m} \quad (\text{II.40})$$

il est possible de déterminer les résonances pour chaque mode dans la longueur en considérant l'ensemble des contributions des modes circonférentiels. Pour cela, la contribution non résonnante est éliminée (cf. I.4.1.a), ce qui permet d'obtenir un "spectre de résonances" pour chaque mode m . Cette utilisation de la fonction de forme partielle a été initiée par F. Léon dans le cas de tubes infinis [19]. La juxtaposition de tels spectres pour $5 \leq m \leq 45$ conduit à l'élaboration du plan d'isolement modal (figure II.11.b). Compte tenu des restrictions numériques évoquées dans le paragraphe II.2.6, ce plan est composé de plusieurs zones de calcul, selon le canevas de la figure II.12. Les parties 1 à 5, effectivement calculées; contiennent l'ensemble des contributions significatives observables sur le spectre rétrodiffusé (figure II.11.b). La valeur des amplitudes de la partie 6 est arbitrairement mise à zéro.

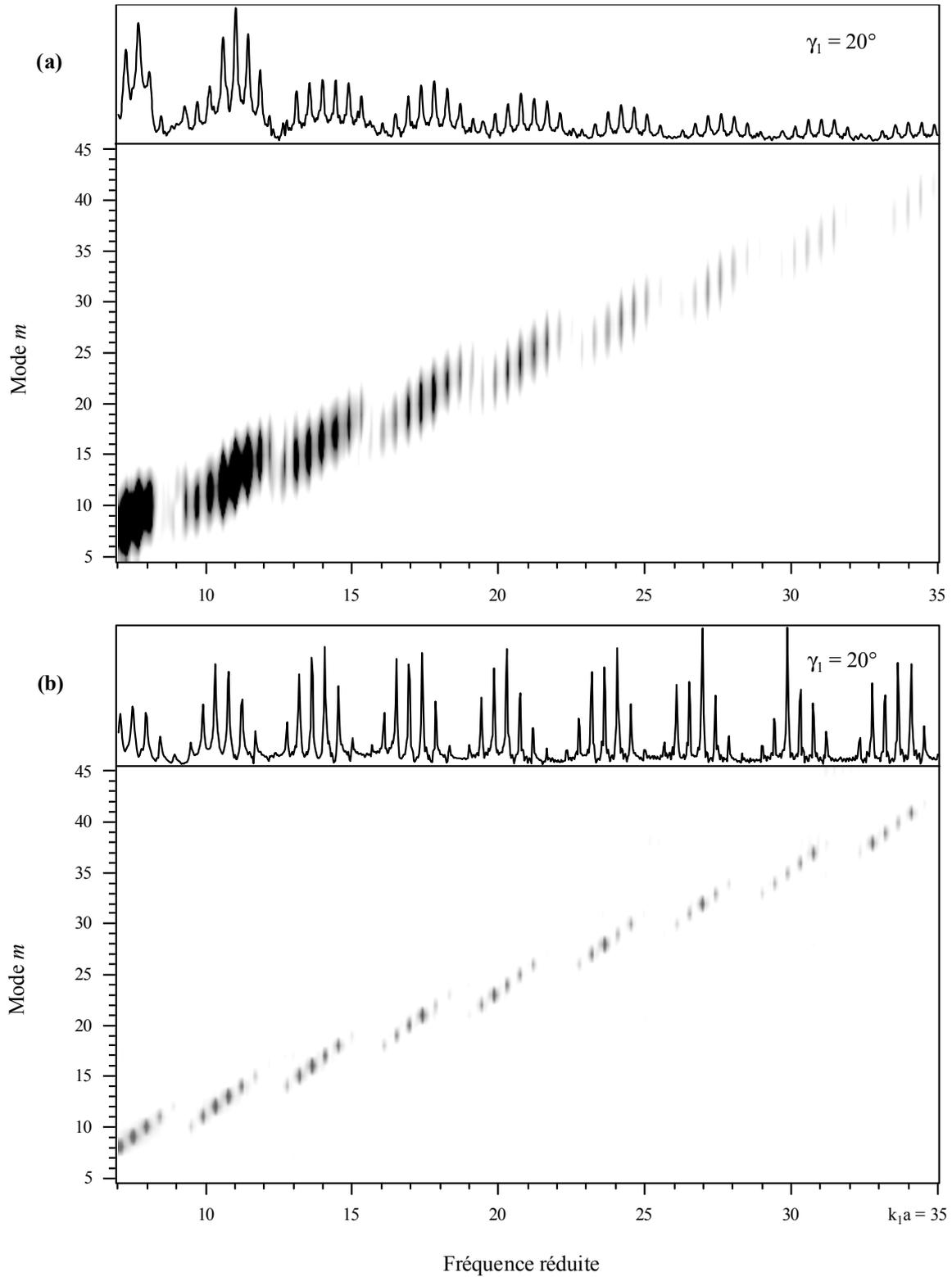


Figure II.11 : Identification des modes m de vibration dans la longueur du tube, des résonances de l'onde T_0 , à $\gamma_1 = \gamma_2 = 20^\circ$. (a) Représentation "tout-fréquence" expérimentale et spectre de résonances rétrodiffusé correspondant (au dessus). (b) Plan d'isolement modal théorique et spectre de résonances correspondant.

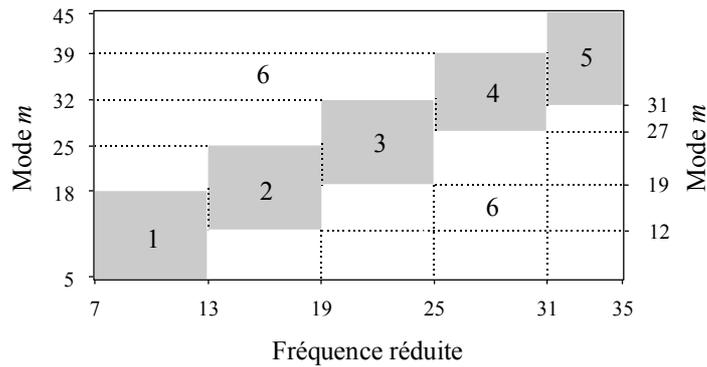


Figure II.12 : Canevas du plan d'isolement modal de la figure II.11b. Les parties 1 à 5 sont calculées dans les intervalles suivants : (1) $7 \leq k_1 a < 13$ et $5 \leq m \leq 18$; (2) $13 \leq k_1 a < 19$ et $12 \leq m \leq 25$; (3) $19 \leq k_1 a < 25$ et $19 \leq m \leq 32$; (4) $25 \leq k_1 a < 31$ et $27 \leq m \leq 39$; (5) $31 \leq k_1 a \leq 35$ et $32 \leq m \leq 45$. Les amplitudes dans la partie 6 sont arbitrairement mises à zéro.

Sur les représentations en niveaux de gris de la figure II.11, les résonances s'alignent sur des trajectoires obliques successives, chacune correspondant à un mode particulier de vibration sur la circonférence. Ces représentations permettent donc de regrouper les résonances de mode n identique, sans conduire à sa détermination. Sur la figure relative aux données expérimentales, les résonances apparaissent avec une "largeur modale". Ce point est étudié sur la figure II.13. Avant de réaliser la FFT spatiale, un filtre de type "hamming" est appliqué aux données expérimentales dans la direction axiale. La courbe 1, extraite de la figure II.11.a à $k_1 a = 17,79$, fait correspondre un point de calcul avec un mode; l'identification se fait au maximum d'amplitude, soit ici $m = 21$. Un calcul de FFT plus précis n'affine pas cette "largeur modale" (courbe 2 : quatre points pour $\Delta m = 1$). En revanche, un calcul sur les données expérimentales non filtrées permet de la réduire (courbe 3) : on constate alors que le filtre a pour effet de minimiser les lobes secondaires. Enfin, un calcul avec moins de points de mesure (exploration de la longueur du tube sur 35 mm par pas de 0,2 mm) élargit davantage le lobe au voisinage du maximum (courbe 4). Ce dernier traitement explique que les lobes sont plus larges en basses fréquences : les ventres de pression sur le tube sont définis par moins de points de mesure. A la lumière de la figure II.13, on constate que cette "largeur modale" est liée au nombre de mesures (davantage de mesures offrent une meilleure définition du pic) et se trouve favorisée par le traitement des signaux. On en déduit que les modes axiaux ne sont pas couplés entre eux. Ajoutons que contrairement au caractère continu du nombre d'onde

axial k_z de la représentation "tout-fréquence" expérimentale, deux lignes horizontales du plan d'isolement modal sont indépendantes : il n'est donc pas question de "largeur modale" pour le modèle théorique.

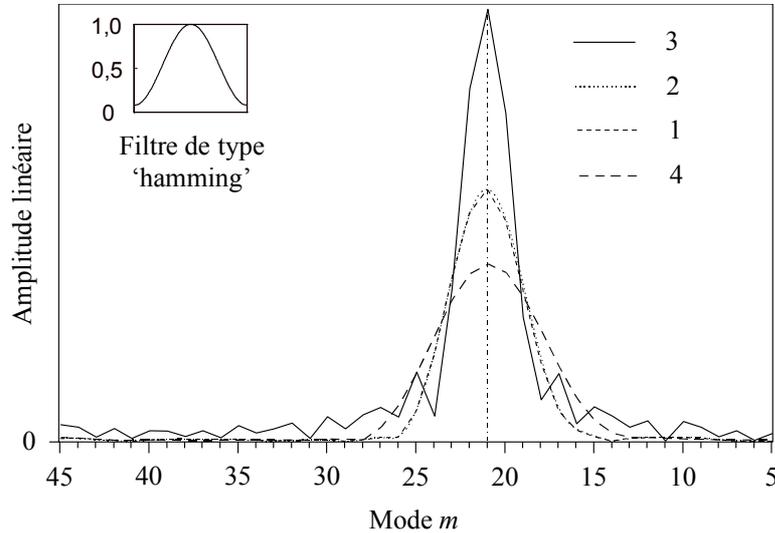


Figure II.13 : Influence du traitement des signaux sur la "largeur modale" d'une résonance expérimentale ($m = 21$, $k_1a = 17,79$) de l'onde T_0 . (1) Extrait de la représentation "tout-fréquence" de la figure II.11a (les valeurs expérimentales sont modulées par un filtre de type "hamming"). (2) Calcul identique avec une précision quatre fois supérieure; (3) Calcul avec la précision initiale sur les données non filtrées. (4) Calcul identique au premier, sur une partie des données ($\Delta z = 0,2$ mm sur 35 mm).

Considérons à présent les résultats théoriques de la figure II.14 sur laquelle les modes $m = 18$ puis $m = 19$ ont été isolés. [Remarque: les modes supersoniques (m) ont exceptionnellement tous été pris en compte dans ce calcul; l'évaluation de $g_{n,m}$ (relation II.17) a été possible sans précaution numérique particulière, jusqu'à $k_1a = 22$, à l'aide du logiciel Fortran 90 utilisé (calcul effectué en double précision)]. Les amplitudes sont linéaires et normées par rapport à une valeur arbitraire unique. D'une part, la plupart des spectres montrent que plusieurs résonances relatives à l'onde T_0 peuvent avoir un mode m identique. Ces résonances se différencient alors par leur mode n . A titre d'exemple, à $\gamma = 20^\circ$, le mode $m = 18$ se manifeste à $k_1a = 14,55$ et $k_1a = 16,11$ pour $n = 4$ et $n = 5$, respectivement. D'autre part, la position fréquentielle d'une résonance caractérisée par un couple de modes normaux (n, m), et observable à plusieurs angles d'incidence ($20^\circ \leq \gamma \leq 22^\circ$), ne change pas. Par

exemple, la résonance ($n = 4, m = 18$) est présente à la fréquence $k_1 a = 14,55$; son amplitude est maximum au voisinage de $\gamma_1 = 21^\circ$ et décroît de part et d'autre de cet angle. Enfin, deux résonances de même mode circonférentiel et ayant des modes consécutifs dans la longueur, ne se superposent pas : pour $\gamma_1 = 20^\circ$, les résonances (5,18) et (5,19) se trouvent à $k_1 a = 16,11$ et $k_1 a = 16,54$, respectivement. Ainsi, chaque résonance observable sur les relevés monostatiques (figure II.2), est caractérisée par un seul et même couple de modes de vibration quelque soit l'angle d'incidence. Dans le paragraphe suivant, les résultats des identifications sont interprétés en termes de propagation d'onde.

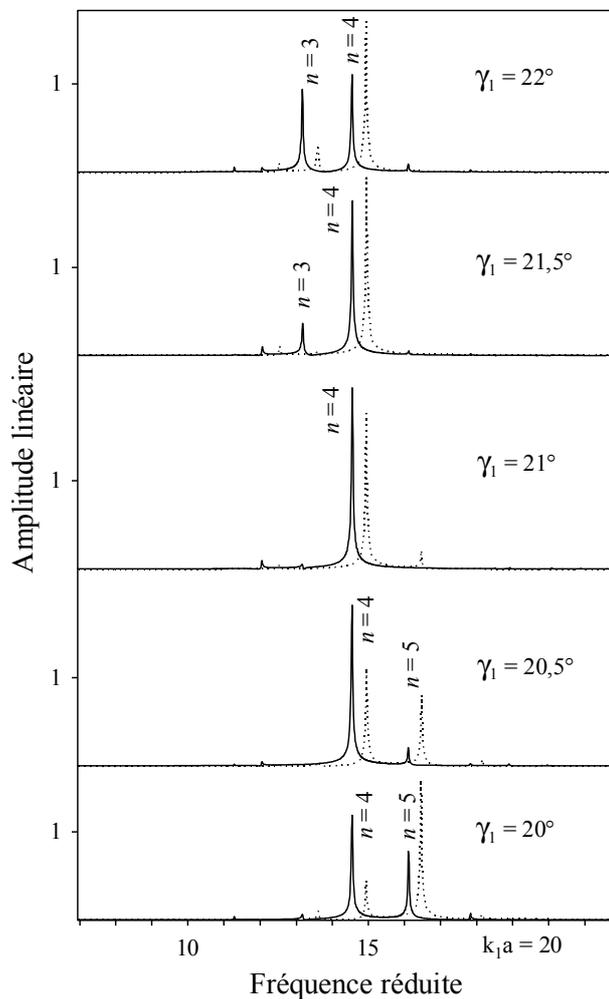


Figure II.14 : Spectres de résonances théoriques de l'onde T_0 , pour $m = 18$ (trait continu) et $m = 19$ (trait pointillé) pour des angles d'incidence successifs ($20^\circ \leq \gamma_1 \leq 22^\circ$). Les amplitudes sont normées par rapport à une valeur arbitraire unique.

II.4.3 Discussion des résultats

Les spectres du tube limité présentent pour des angles d'incidence voisins, certaines résonances caractérisées par leurs couples de modes (n,m) aux mêmes positions fréquentielles. Cette particularité permet de réunir les résultats des identifications réalisées à $\chi = 21^\circ$ et $\chi = 20^\circ$ (paragraphe II.4.1 et II.4.2, respectivement). Ainsi, les fréquences des résonances significatives et les modes identifiés correspondants sont relevés sur les figures II.6 et II.11, et réunis dans le tableau II.1. Cette synthèse est effectuée à l'angle unique de 20° . L'identification des résonances du tube limité par le couple (n,m) est complète en termes de modes de vibration. En effet, la forme de l'objet est totalement définie par les dimensions géométriques dans lesquelles s'établissent les modes : la circonférence et la longueur. Lors de l'identification expérimentale, nous relevons la valeur de m (nombre de demi-longueurs d'onde dans la longueur du tube). Cette valeur correspond à celle calculée à l'aide du modèle, bien que les conditions aux extrémités ne soient pas déterminées dans le cas de l'expérience. Dans le tableau II.1, la correspondance expérience/théorie est faite entre des résonances ayant les mêmes modes de vibration. On observe un décalage des valeurs expérimentales vers les hautes fréquences. L'écart moyen s'accroît à chaque incrément du mode circonférentiel. Dans la gamme de fréquence considérée, le décalage est maximum ($\Delta k_{1a} = 0,76$) pour la résonance (10,40). Ces différences peuvent être introduites par l'utilisation des caractéristiques de l'acier inoxydable 347, pour la masse volumique et les célérités des ondes à polarisation longitudinale et à polarisation transversale, comme paramètres pour le modèle théorique. Il est important de souligner ici l'influence de la vitesse transversale : une variation de quelques pour cent de sa valeur modifie de manière significative la position des résonances. Ce paramètre est d'autant plus sensible que les résonances sont proches les unes des autres. Les valeurs tabulées sont utilisées dans les paragraphes II.4.3.a et II.4.3.b dans le calcul de la vitesse de phase et de l'angle d'hélice de l'onde T_θ qui se propage sur le tube limité.

Expérience			Théorie			Expérience			Théorie			Expérience			Théorie		
k_{1a}	Mode		k_{1a}	Mode		k_{1a}	Mode		k_{1a}	Mode		k_{1a}	Mode		k_{1a}	Mode	
	n	m		n	m		n	m		n	m		n	m		n	m
7,26	2	8	7,09	2	8	17,35	5	20	16,97	5	20	26,28	-	-	25,70	8	29
7,69	2	9	7,54	2	9	17,79	5	21	17,42	5	21	26,72	8	30	26,13	8	30
8,07	2	10	7,98	2	10	18,24	5	22	17,87	5	22	27,15	8	31	26,56	8	31
8,48	-	-	8,44	2	11	18,69	5	23	18,34	5	23	27,60	8	32	27,00	8	32
-	-	-	8,92	2	12	19,12	-	-	-	-	-	28,05	8	33	27,45	8	33
9,27	3	9	-	-	-	19,44	-	-	19,03	-	-	28,51	8	34	27,90	8	34
9,69	3	10	9,50	3	10	19,88	6	22	19,45	6	22	28,95	8	-	28,36	8	35
10,13	3	11	9,92	3	11	20,32	6	23	19,87	6	23	29,71	-	-	29,05	9	33
10,58	3	12	10,34	3	12	20,76	6	24	20,31	6	24	30,13	9	34	29,47	9	34
11,01	3	13	10,78	3	13	21,21	6	25	20,76	6	25	30,58	9	35	29,91	9	35
11,44	3	14	11,24	3	14	21,66	6	26	21,21	6	26	31,03	9	36	30,35	9	36
11,85	3	15	11,70	3	15	22,10	6	27	21,67	6	27	31,47	9	37	30,80	9	37
13,10	4	14	12,80	4	14	22,55	6	-	-	-	-	31,93	9	38	31,25	9	38
13,54	4	15	13,22	4	15	22,86	-	-	-	-	-	33,12	10	37	32,39	10	37
13,98	4	16	13,65	4	16	-	-	-	22,36	7	25	33,56	10	38	32,82	10	38
14,43	4	17	14,09	4	17	23,30	7	26	22,79	7	26	34,00	10	39	33,26	10	39
14,87	4	18	14,55	4	18	23,74	7	27	23,22	7	27	34,46	10	40	33,70	10	40
15,30	4	19	15,01	4	19	24,18	7	28	23,66	7	28	34,89	10	41	34,14	10	41
16,04	-	17	15,70	-	-	24,63	7	29	24,10	7	29	-	-	-	34,59	10	42
16,47	5	18	16,11	5	18	25,07	7	30	24,55	7	30						
16,92	5	19	16,54	5	19	25,55	7	31	25,01	-	-						

Tableau II.1 : Fréquences des résonances et modes (n, m) de vibration correspondants, de l'onde T_0 , pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,83$ et $L/a = 10,83$) sous incidence oblique ($\gamma_l = 20^\circ$).

II.4.3.a Vitesse de phase de l'onde T_0

La vitesse de phase d'une onde hélicoïdale w se propageant sur un tube limité peut, à l'aide des relations I.14 et II.37, se mettre sous la forme [106] :

$$C_{ph}^w = (k_1 a)_{n,m}^* \frac{C_1}{\sqrt{n^2 + \left(\frac{m\pi a}{L}\right)^2}} \quad (\text{II.41})$$

où $(k_1 a)_{n,m}^*$ est la fréquence de résonance associée aux modes n et m . Cette expression est indépendante de l'angle d'incidence, contrairement à celle établie pour un tube infini (I.17).

Les valeurs du tableau II.1 permettent, lorsque l'identification des modes de vibration est complète, de tracer l'évolution de la vitesse de phase de l'onde T_0 ($C_{ph}^{T_0}$) en fonction de la fréquence, pour les modes $n = 2$ à $n = 10$ (figure II.15). Cette vitesse affiche pour chaque mode n circonférentiel, un caractère dispersif lié à la gamme fréquentielle où le mode n est identifié. Cette dispersion est inhérente à la limitation de la longueur du tube. Le décalage fréquentiel observé entre les valeurs théoriques et expérimentales se traduit ici par un écart entre les vitesses correspondantes, la fréquence jouant le rôle d'un facteur multiplicateur lorsque les modes sont fixés. A titre de repère, la vitesse de phase théorique de l'onde T_0 sur un tube infini, pour l'angle d'incidence de 20° considéré, est également reportée sur la figure II.15. Elle est calculée pour les modes n de 1 à 11, à l'aide de la relation I.17 et des valeurs de l'annexe B (tableau B.2). Les vitesses théoriques relatives au tube infini et au tube limité coïncident lorsque ces dernières sont évaluées pour des modes m au centre de la gamme où ils sont observables. Le paragraphe à venir fait état du comportement de l'angle d'hélice.

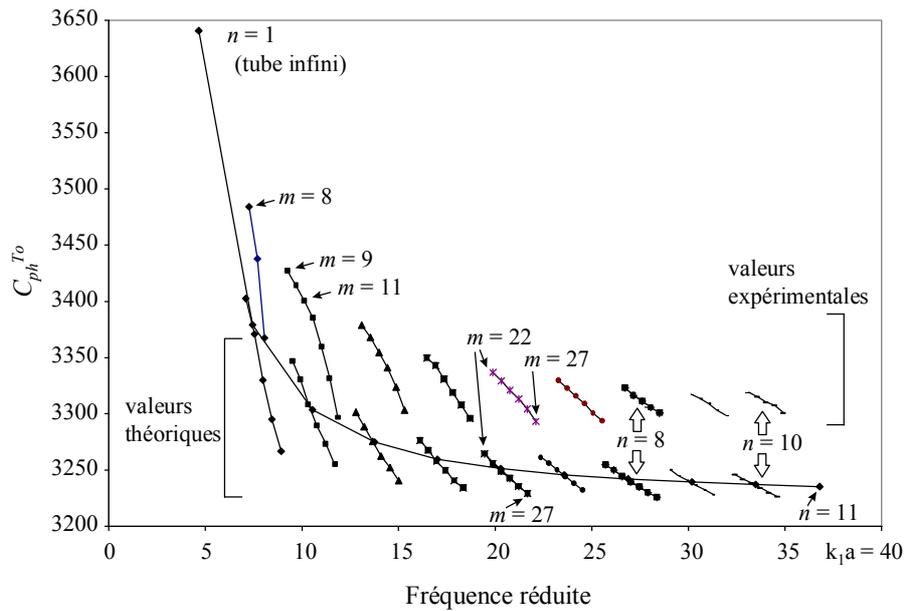


Figure II.15 : Vitesse de phase de l'onde T_0 ($C_{ph}^{T_0}$) pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,83$) à $\gamma_1 = 20^\circ$. Tube infini (théorique), tube limité (théorique, $L/a = 10,83$) et tube limité (expérimental, $L/a = 10,83$).

II.4.3.b Angle d'hélice de l'onde T_0

L'expression de l'angle d'hélice α avec lequel se propage l'onde hélicoïdal w sur un tube limité est déduit des relations II.34 et II.36 [106] :

$$\tan \alpha = \frac{nL}{m\pi a} \tag{II.42}$$

Les valeurs du tableau II.1 sont utilisées dans le calcul de l'angle d'hélice de l'onde T_0 . Son évolution en fonction de la fréquence fait l'objet de la figure II.16. Selon l'expression II.42, on observe que les résonances expérimentales et théoriques, dont les modes sont identiques, ont le même angle d'hélice. La caractéristique essentielle est le caractère dispersif que présente l'angle d'hélice pour chaque mode n , à un angle d'incidence fixe ($\gamma_1 = 20^\circ$). Cette particularité introduite par la limitation de la longueur de l'objet, est absente dans le cas d'un tube infini. En effet, la relation entre l'angle d'hélice et la fréquence de résonance est bijective pour un angle d'incidence donné [18] :

$$\cos \alpha = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{n}{(k_1 a)^* \sin \gamma} \right)^2}} \quad (\text{II.43})$$

Pour chaque mode circonférentiel, l'angle d'hélice avec lequel l'onde T_0 se propage sur le tube limité est dispersif (figure II.16). L'évolution de l'angle d'hélice défini par la relation II.43 pour le tube infini, se situe au centre de cette bande de dispersion.

Le comportement théorique de l'angle d'hélice sur le tube limité à $\gamma = 20^\circ$ (figure II.17.a) est comparé à celui obtenu pour l'angle voisin $\gamma = 21^\circ$ (figure II.17.b). Les résonances de mêmes modes (n, m) qui apparaissent aux mêmes positions pour les deux angles d'incidence, correspondent aux points qui ne sont pas entourés sur ces figures. La dispersion de l'angle d'hélice pour un angle d'incidence donné permet alors de retrouver, pour un angle d'incidence proche, des parcours identiques de l'onde T_0 sur le tube. L'accord de phase est alors identique sur la circonférence et dans la longueur de l'objet : la résonance se forme ainsi à la même fréquence aux deux angles d'incidence considérés.

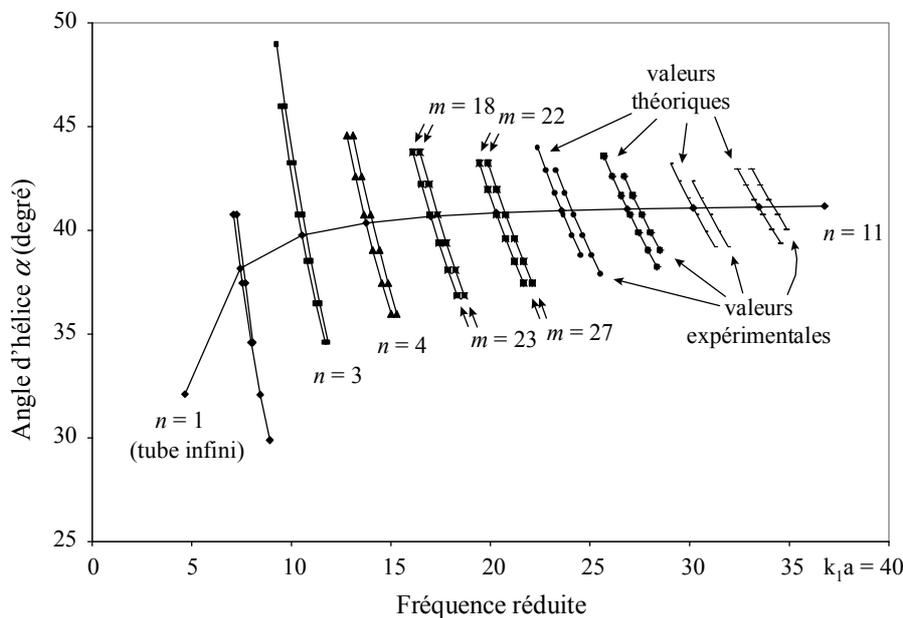


Figure II.16 : Angle d'hélice (α) de l'onde T_0 pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,83$) à $\gamma = 20^\circ$. Tube infini (théorique), tube limité (théorique, $L/a = 10,83$) et tube limité (expérimental, $L/a = 10,83$).

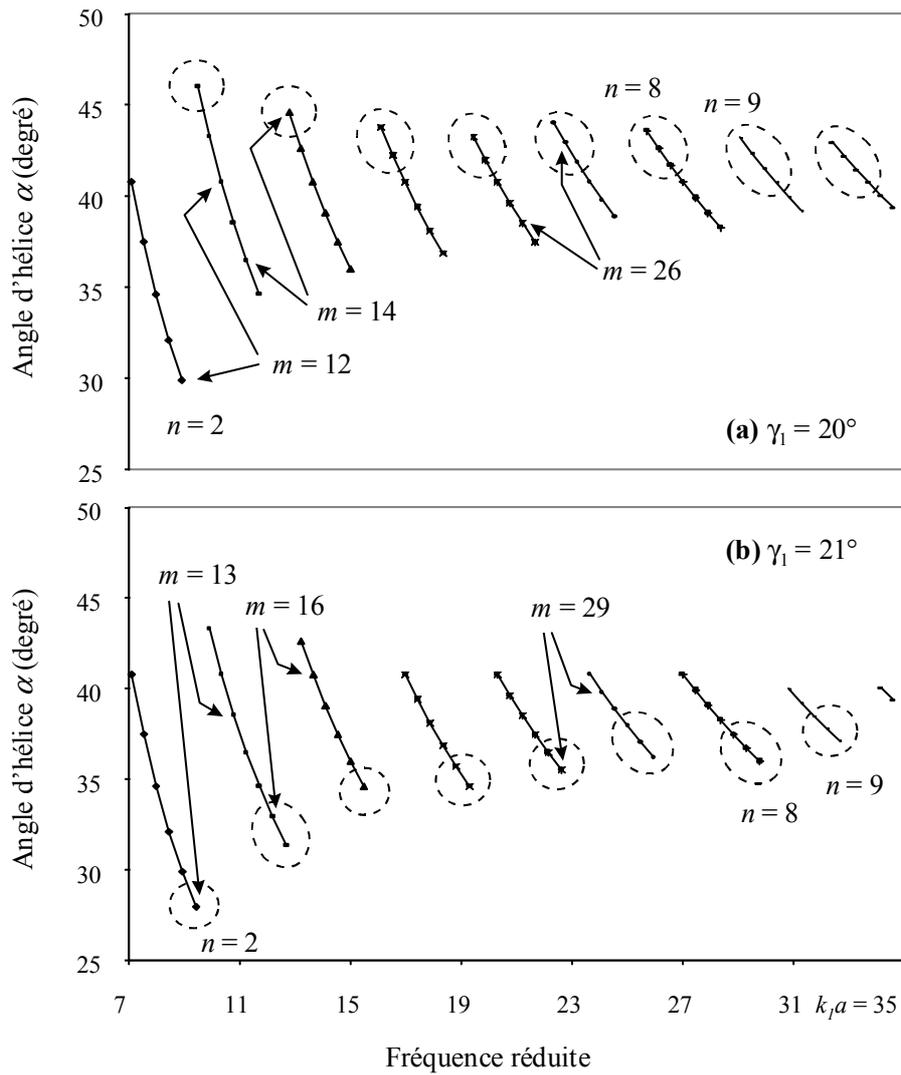


Figure II.17 : Angle d'hélice théorique (α) de l'onde T_0 pour un tube en acier inoxydable limité ($b/a = 0,83$ et $L/a = 10,83$). (a) $\gamma_1 = 20^\circ$ (b) $\gamma_1 = 21^\circ$.

II.4.3.c Bilan

Le faisceau acoustique d'incidence $\gamma_1 = 20^\circ$, engendre sur le tube limité la propagation de l'onde T_0 avec plusieurs angles d'hélice. L'objet est en résonance lorsque cette onde interfère avec elle-même de manière constructive, établissant ainsi des accords de phase simultanés dans la circonférence et dans la longueur du diffuseur. L'identification des modes de vibration correspondants (n, m) amène le constat suivant : plusieurs résonances ayant un même mode n ont des modes m différents. Si l'accord de phase dans la longueur change, le

nombre d'onde est modifié (II.37), et par conséquent la longueur d'onde évolue (figure II.18). L'adaptation de l'angle d'hélice (II.42) permet alors de conserver l'accord de phase dans la circonférence.

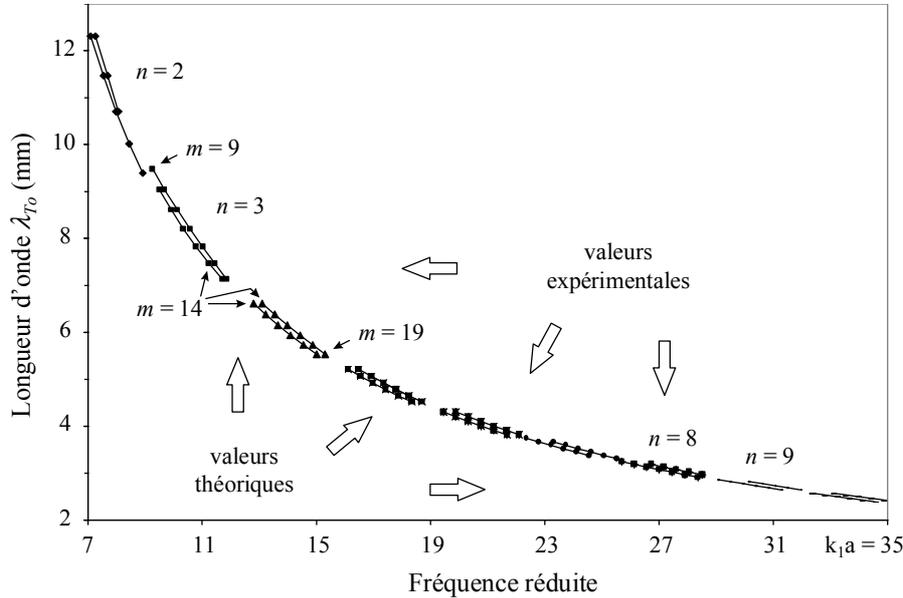


Figure II.18 : Longueurs d'onde de l'onde T_0 pour un tube en acier inoxydable limité à l'angle d'incidence $\chi = 20^\circ$ ($b/a = 0,83$ et $L/a = 10,83$). Les valeurs théoriques sont au-dessous des valeurs expérimentales.

II.5 Identification des modes de vibration dans la longueur d'un tube en configuration bistatique, pour des angles d'incidence de 12° et 90°

L'identification des modes axiaux du tube étudié précédemment ($\rho = 7900 \text{ kg.m}^{-3}$, $C_L = 5790 \text{ m.s}^{-1}$, $C_T = 3100 \text{ m.s}^{-1}$, $b/a = 0,83$ et $L/a = 10,83$) est réalisée pour les angles d'incidence $\chi = 12^\circ$ puis $\chi = 90^\circ$ (incidence axiale). Le premier angle se situe en deçà de l'angle limite de génération de l'onde S_0 . Ainsi, l'identification de résonances liées à l'onde S_0 et à l'onde T_0 est effectuée simultanément. Le second angle ($\chi = 90^\circ$) permet l'excitation exclusive du mode circonférentiel $n = 0$ de l'onde S_0 , correspondant à une propagation strictement axiale [107].

II.5.1 Cas des résonances des ondes S_0 et T_0 à un angle d'incidence de 12° .

Les spectres de résonances rétrodiffusés, expérimental et théorique, sont obtenus à l'angle d'incidence $\gamma = 12^\circ$ (figures II.19.a et II.20.a, respectivement). Des résonances liées aux propagation des ondes S_0 et T_0 sont observables. Leurs vitesses de phase respectives sont nettement différentes. Ainsi, la plupart des pics peuvent être attribués à l'une ou l'autre de ces ondes. Les résonances s'organisent en groupes aux seins desquels des périodicités apparaissent. Les contributions de l'onde S_0 correspondent aux groupes dont les résonances sont espacées par l'écart périodique le plus grand. L'identification théorique des modes circonférentiels de vibration (figure II.20.b) montre que les résonances d'un groupe ont le même n . La comparaison de ce plan d'identification à celui de la figure C.4 de l'annexe C (pour le tube infini) met en évidence l'effet de la limitation de la longueur du tube : plusieurs modes n identiques sont identifiés à des fréquences voisines.

L'identification expérimentale des modes m dans la longueur du tube est présentée sur la figure II.19.b. Le protocole expérimental utilisé est identique à celui décrit en II.4.2.b, avec $\gamma_1 = \gamma_2 = 12^\circ$; l'émetteur et le récepteur sont respectivement à 35 cm et 45 cm du centre de la cible. Le plan d'isolement modal théorique (figure II.20.c) est obtenu selon le procédure exposée au II.4.2.c, suivant le découpage des zones de calcul de la figure II.21. La double périodicité évoquée au début du paragraphe est ici mise davantage en évidence : les vitesses font que les groupes de résonances suivent des trajectoires distinctes suivant l'onde (II.41). Des extraits de la représentation "tout-fréquence" (figure II.19.c) illustrent la façon dont les modes sont identifiés : à une fréquence de résonance, la valeur de m dont l'amplitude est la plus importante est retenue. Les résultats des identifications, expérimentaux et théoriques, sont rassemblés dans le tableau II.2. Les vitesses calculées à partir des valeurs théoriques à l'aide de la relation II.41, montre la manière dont les résonances peuvent être attribuées à l'onde S_0 ou à l'onde T_0 . Dans la gamme de fréquence observée, on constate qu'aucun mode propre de vibration du tube (n, m) n'est excité simultanément par les ondes S_0 et T_0 . Le paragraphe suivant présente un nouvel exemple d'identification expérimentale des modes dans la longueur du tube pour $\gamma_1 = 90^\circ$.

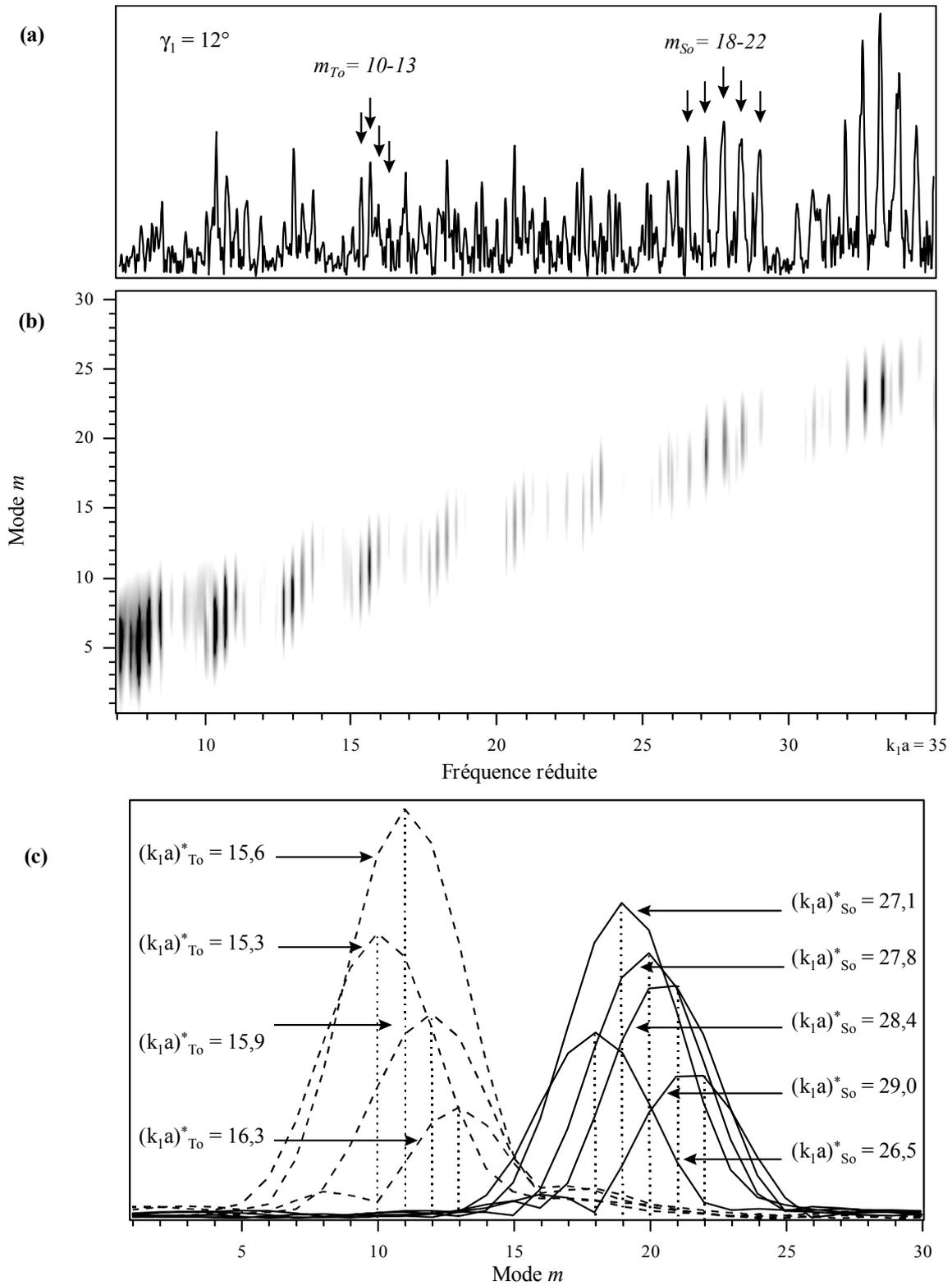


Figure II.19 : Identification expérimentale des modes axiaux d'un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,83$ et $L/a = 10,83$), à $\gamma_1 = \gamma_2 = 12^\circ$. (a) Spectre de résonances rétrodiffusé (b) Représentation "tout-fréquence" (c) Extraits de (b).

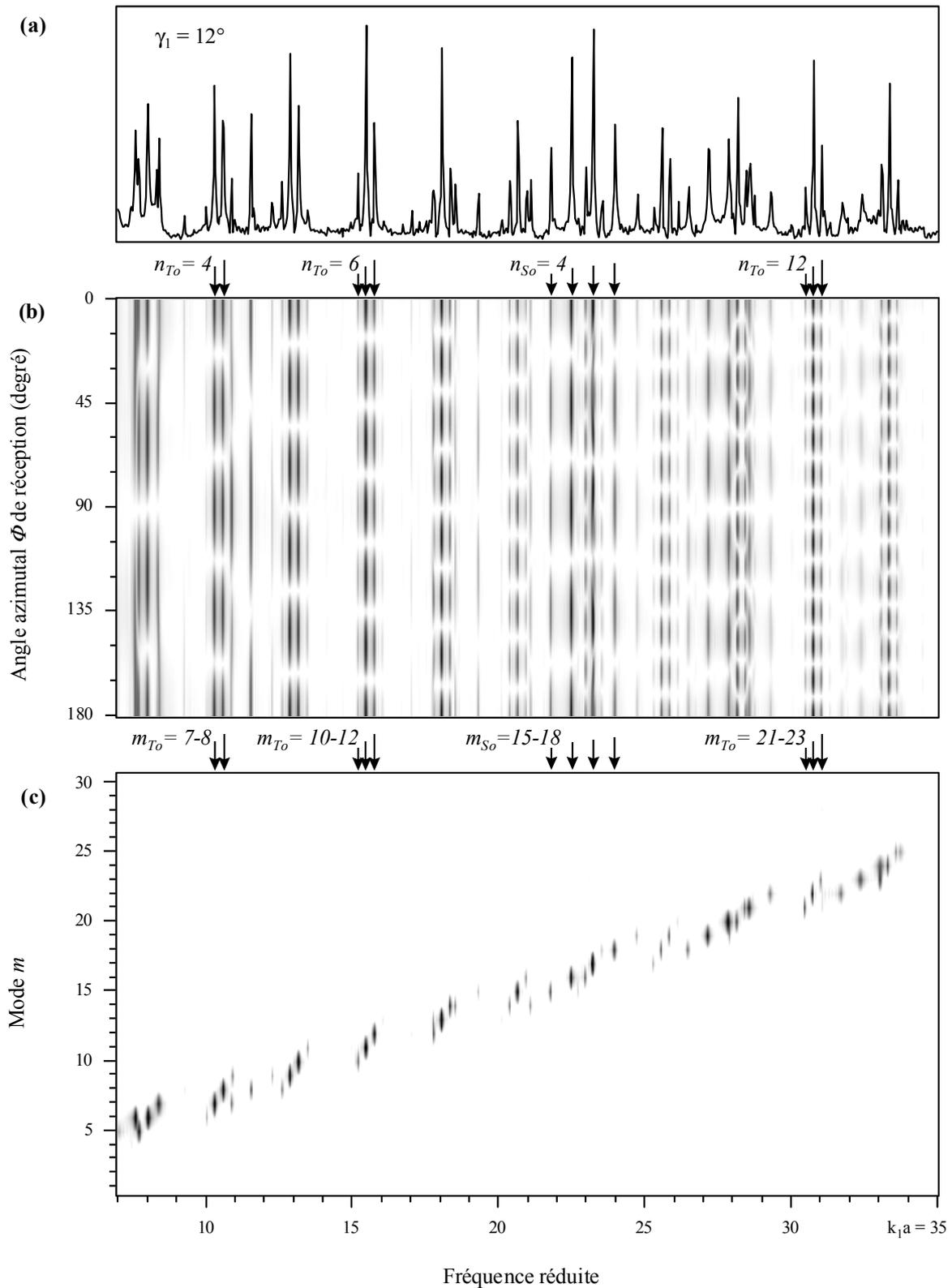


Figure II.20 : Identification théorique des modes de vibration (n,m) d'un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,83$ et $L/a = 10,83$), à $\gamma_1 = \gamma_2 = 12^\circ$. (a) Spectre de résonances rétrodiffusé (b) Plan d'identification (c) Plan d'isolement modal.

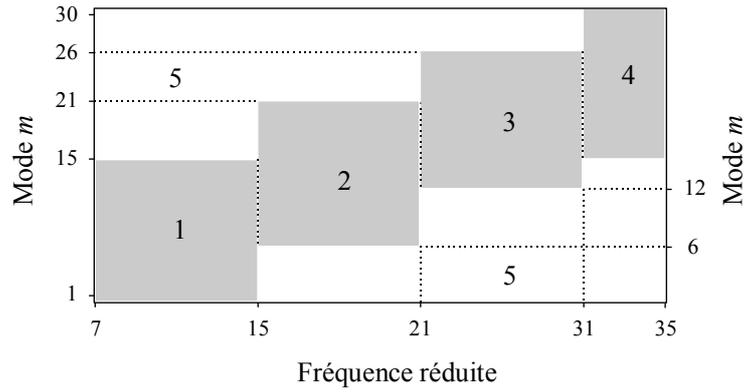


Figure II.21 : Canevas du plan d'isolement modal de la figure II.20c. Les parties 1 à 4 sont calculées dans les intervalles suivants : (1) $7 \leq k_1 a < 15$ et $1 \leq m \leq 15$; (2) $15 \leq k_1 a < 21$ et $6 \leq m \leq 21$; (3) $21 \leq k_1 a < 31$ et $12 \leq m \leq 26$; (4) $31 \leq k_1 a < 35$ et $15 \leq m \leq 30$. Les amplitudes dans la partie 5 sont arbitrairement mises à zéro.

II.5.2 Cas particulier de l'onde S_0 en incidence axiale ($n = 0$)

Les calculs concernant le tube infini, développés dans le paragraphe (I.3.1), sont simplifiés, le tube étant maintenant placé dans le vide, et particularisés au mode $n = 0$. Lorsque ce mode dit de "respiration" est établi sur la circonférence du tube, toutes les composantes radiales du vecteur déplacement sont identiques. La vitesse de phase C_z suivant l'axe du diffuseur ne dépend alors que de la fréquence ($C_z = \omega / k_z$). Les potentiels dans le tube sont réécrits pour le mode $n = 0$:

$$\varphi_2 = \frac{1}{\rho_2 \omega^2} e^{i(k_z z - \alpha t)} [a_0 U_0(h\rho) + b_0 V_0(h\rho)] \quad (\text{II.44})$$

$$\psi_\theta = \frac{1}{\rho_2 \omega^2} e^{i(k_z z - \alpha t)} [-c_0 U_1(K\rho) - d_0 V_1(K\rho)] \quad (\text{II.45})$$

Les conditions aux interfaces sont au nombre de quatre. Les contraintes radiales et de cisaillement s'annulent pour $\rho = a$ et $\rho = b$:

$$T_{\rho\rho}^s = T_{\rho z}^s = 0 \quad (\text{II.46})$$

Théorie				Expérience		Théorie				Expérience			
	n	m	$k_1 a$	C_{ph} ($m.s^{-1}$)	m	$k_1 a$	n	m	$k_1 a$	C_{ph} ($m.s^{-1}$)	m	$k_1 a$	
S_0	1	6	7,6	5567	-	7,5	T_0	8	15	20,7	3342	15	20,9
T_0	3	5	7,7	3397	5	7,7	T_0	8	16	21,0	3338	16	21,2
T_0	3	6	8,0	3391	6	8,1	S_0	4	14	21,1	5442	-	-
T_0	3	7	8,3	3368	7	8,5	S_0	4	15	21,8	5423	15	21,6
S_0	1	7	8,4	5457	-	-	S_0	4	16	22,5	5399	16	22,3
S_0	1	8	9,3	5411	8	9,3	-	-	-	-	-	-	22,7
T_0	4	6	10,0	3370	6	10,0	-	-	-	-	-	15	22,9
T_0	4	7	10,3	3375	7	10,3	T_0	9	16	23,0	3339	16	23,2
T_0	4	8	10,6	3370	8	10,7	S_0	4	17	23,2	5372	17	23,5
S_0	2	7	10,9	5623	-	-	T_0	9	18	23,5	3320	18	23,8
S_0	2	8	11,5	5519	-	11,4	S_0	4	18	24,0	5365	-	24,2
-	-	-	-	-	-	12,4	S_0	4	19	24,7	5333	-	-
T_0	5	8	12,6	3360	8	12,7	T_0	10	17	25,3	3336	-	25,1
T_0	5	9	12,9	3362	9	13,0	T_0	10	18	25,6	3336	18	25,9
T_0	5	10	13,2	3357	10	13,3	T_0	10	19	25,9	3335	19	26,2
T_0	5	11	13,5	3346	11	13,6	T_0	10	20	26,1	3319	-	-
-	-	-	-	-	12	14,0	S_0	5	18	26,5	5389	18	26,5
-	-	-	-	-	-	14,3	S_0	5	19	27,2	5374	19	27,1
-	-	-	-	-	-	14,7	S_0	5	20	27,9	5356	20	27,8
T_0	6	10	15,2	3353	-	15,0	T_0	11	20	28,2	3334	-	28,1
T_0	6	11	15,5	3353	-	-	T_0	11	21	28,5	3332	-	-
T_0	6	12	15,8	3349	-	-	S_0	5	21	28,6	5336	21	28,4
T_0	6	13	16,1	3340	-	-	T_0	11	22	28,7	3318	-	28,8
-	-	-	-	-	-	16,8	S_0	5	22	29,3	5314	22	29,0
-	-	-	-	-	-	17,3	S_0	5	23	30,0	5290	-	29,6
-	-	-	-	-	11	17,7	-	-	-	-	-	-	30,3
T_0	7	12	17,8	3347	12	18,0	T_0	12	21	30,5	3332	21	30,8
S_0	3	13	17,8	5431	-	-	T_0	12	22	30,8	3331	-	-
T_0	7	13	18,1	3347	13	18,3	T_0	12	23	31,0	3319	-	-
T_0	7	14	18,4	3343	14	18,5	T_0	12	24	31,3	3317	-	-
S_0	3	14	18,5	5387	-	-	S_0	6	22	31,7	5321	22	31,4
-	-	-	-	-	15	18,9	-	-	-	-	-	-	31,7
S_0	3	15	19,3	5369	-	19,3	S_0	6	23	32,4	5309	-	32,0
-	-	-	-	-	-	19,5	T_0	13	23	33,1	3330	23	32,6
-	-	-	-	-	-	20	T_0	13	24	33,4	3330	24	33,1
-	-	-	-	-	13	20,3	T_0	13	25	33,6	3318	25	33,8
T_0	8	14	20,4	3343	14	20,6	-	-	-	-	-	-	34,4

Tableau II.2 : Fréquences, modes des résonances et vitesse de phase des ondes S_0 et T_0 pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,83$ et $L/a = 10,83$) sous incidence oblique ($\chi = 12^\circ$).

Le système d'ordre quatre [108] est homogène et admet une solution lorsque son déterminant s'annule, ce qui est le cas pour un ensemble de couples de valeurs réelles $(k_1 a, C_z)$.

Le protocole expérimental mis en œuvre est celui du paragraphe II.4.2.b, avec $\gamma_1 = 90^\circ$ (incidence strictement axiale) et $\gamma_2 = \gamma_L'^{S_0} = 16,3^\circ$ (récepteur placé dans la direction de réémission de l'onde). L'émetteur et le récepteur sont chacun placés à 45 cm de l'objet. Le spectre de résonances monostatique en incidence axiale (figure II.22) est présenté dans la gamme $15 \leq k_1 a \leq 35$. Des exemples de diagrammes d'Argand, caractéristiques d'un phénomène résonnant, sont proposés pour deux des résonances observables. L'identification expérimentale des modes axiaux établis lors de la propagation de l'onde S_0 dans la longueur du tube, est faite à partir de la représentation "tout-fréquence" (figure II.22.c). Les modes m identifiés expérimentalement sont réunis dans le tableau II.3 et confrontés aux valeurs entières m_R (arrondies à l'entier supérieur) de m , déduites de la relation :

$$C_{ph}^{S_0} = \frac{LC_1}{m\pi a} (k_1 a)_m^* \quad (\text{II.47})$$

où $C_{ph}^{S_0}$ est la vitesse C_z calculée pour un tube infini dans le vide, aux fréquences de résonances expérimentales $(k_1 a)_m^*$. L'accord entre les valeurs expérimentales et théoriques est approximatif. Il permet néanmoins de confirmer la validité des identifications expérimentales à l'unité près.

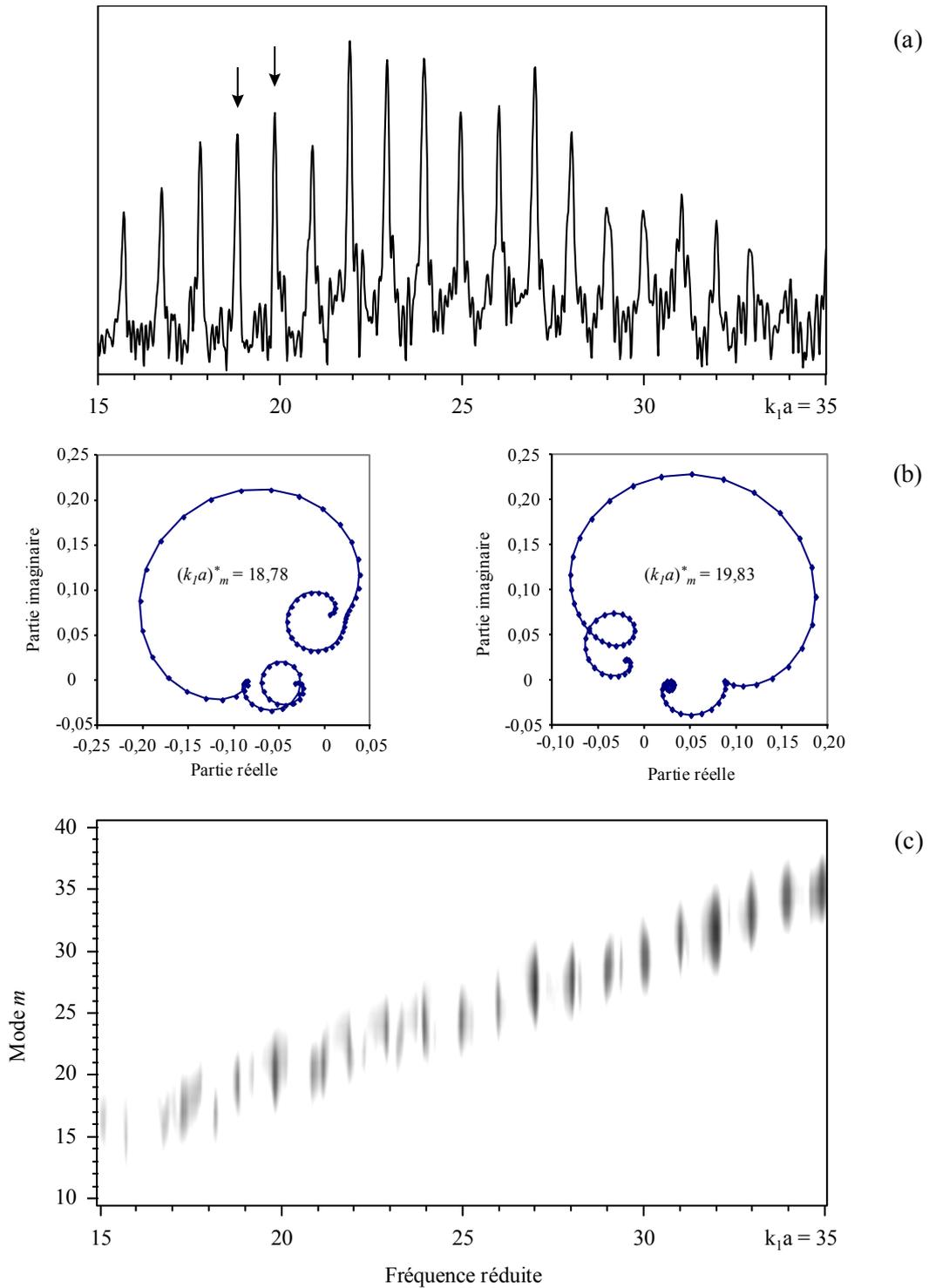


Figure II.22 : Identification expérimentale des modes axiaux d'un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,83$ et $L/a = 10,83$), en incidence axiale ($\gamma_l = 90^\circ$). (a) Spectre de résonances rétrodiffusé (b) Diagrammes d'Argand des résonances pointées sur le spectre (c) Représentation "tout-fréquence".

Expérience		Théorie		Expérience		Théorie	
$(k_1 a)_m^*$	m	$C_z (m.s^{-1})$	m_R	$(k_1 a)_m^*$	m	$C_z (m.s^{-1})$	m_R
15,70	15	5231	16	25,97	26	5173	26
16,72	16	5226	17	26,98	27	5166	27
17,78	-	5220	18	27,99	28	5158	28
18,78	19	5215	19	29,01	29	5150	29
19,83	20	5209	20	30,03	30	5141	30
20,83	21	5204	21	30,98	31	5132	31
21,87	22	5198	22	31,94	32	5123	32
22,90	23	5193	23	32,93	33	5113	33
23,92	24	5186	24	33,95	34	5101	34
24,92	25	5179	25				

Tableau II.3 : Fréquences et modes axiaux de l'onde S_0 pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,83$) sous incidence axiale ($\gamma_1 = 90^\circ$); tube limité ($L = 65$ mm, expérimental), tube infini (théorique).

II.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes attachés à l'analyse de la pression résonnante diffusée par un tube limité dans une gamme fréquentielle permettant l'observation des ondes S_0 et T_0 . Les résultats expérimentaux ont été obtenus à l'aide de la M.I.I.R.. Nous nous sommes appuyés sur une modélisation hybride de la pression diffusée, combinant la théorie de l'élasticité pour la description du tube, et l'intégrale de diffraction de Kirchhoff pour tenir compte du caractère limité de l'objet.

La signature spectrale résonnante du tube limité a été obtenue en configuration monostatique, pour plusieurs angles d'excitation. Les résultats expérimentaux et théoriques sont en accord : lorsque l'angle s'écarte de l'incidence normale, les résonances se placent sur des trajectoires qui se décalent vers les hautes fréquences, suivant ainsi une évolution semblable à celle observée pour des tubes infinis. Cette évolution est discrète : l'accord de

phase doit être réalisé simultanément dans les deux dimensions caractéristiques du tube limité (circonférence et longueur) pour que la résonance existe.

Des configurations bistatiques ont alors été utilisées afin d'identifier les modes de vibration n et m , établis respectivement dans la circonférence et dans la longueur de l'objet, à la résonance. D'un point de vue expérimental, un premier montage où le transducteur récepteur tourne dans un plan perpendiculaire à l'axe du tube, a conduit à l'identification des modes de vibration circonférentiels (n); un second montage où le récepteur se déplace parallèlement à l'axe de l'objet a permis d'obtenir le mode de vibration dans la longueur (m). D'un point de vue théorique, la pression a pu être présentée sous forme d'un plan d'identification relatif au mode circonférentiel, et d'un plan d'isolement modal permettant la détermination du mode axial. L'identification expérimentale des résonances a confirmé l'approche théorique pour divers angles d'incidence.

Une première étude, tant théorique qu'expérimentale, effectuée à 20° et 21° , a montré l'identification complète des résonances de l'onde T_0 . Le calcul de la vitesse de phase et de l'angle d'hélice, réalisé à partir des modes n et m identifiés associés à chaque résonance, a fait apparaître une dispersion. Celle-ci est à l'origine des motifs observés sur les résultats obtenus en monostatique, où une résonance est observée à la même fréquence pour des angles d'incidence voisins. Une deuxième étude faite à 12° a conduit à l'identification des résonances liées aux ondes T_0 et S_0 . L'identification des modes de vibration (n, m) de la résonance et la connaissance de sa fréquence, permettent ici de déterminer la nature de l'onde correspondante à travers sa vitesse de phase : la résonance est complètement identifiée. La dernière étude a été réalisée à 90° , incidence pour laquelle seul le mode de vibration dans la longueur du tube différencie les résonances de l'onde S_0 .

Dans le dernier chapitre, des objets de dimensions géométriques diverses sont considérés. L'analyse globale de la pression rétrodiffusée, dans les domaines temporel et fréquentiel, vise à interpréter les signaux d'après les dimensions géométriques des diffuseurs.

- CHAPITRE III -

***Influence des dimensions des tubes
et d'une discontinuité radiale interne sur la pression diffusée***

III.1 Introduction

La Théorie de la Diffusion Résonnante (RST : Resonant Scattering Theory) [1, 4, 8] est l'étude de la relation entre les fréquences des résonances présentes dans la réponse acoustique d'une cible et les ondes se propageant au sein de cette cible. Il a été rappelé dans les chapitres précédents que la diffusion par des tubes élastiques, de longueur infinie et limitée, est représentée, selon la RST, comme la superposition linéaire d'un nombre infini de modes caractérisés chacun par un coefficient qui dépend de la fréquence (termes g_n et $g_{n,m}$ dans les relations I.1 et II.9). Chaque coefficient a été présenté comme le rapport de deux déterminants exprimés à l'aide de toutes les propriétés élastiques et géométriques du diffuseur correspondant. Ainsi, la nature et le comportement fréquentiel des ondes générées dépendent des propriétés élastiques et géométriques du diffuseur. La réponse résonnante expérimentale peut alors être interprétée à partir des caractéristiques d'une cible insonée par un signal large bande.

Dans ce chapitre, l'influence de la variation de la longueur et du diamètre d'un tube limité est analysée. Les effets provoqués par l'introduction d'une cloison circulaire dans ce type d'objets sont également étudiés. La modification apportée par la présence du disque interne à la propagation des ondes, est prise en compte en considérant la longueur totale de l'objet, et les longueurs cylindriques intermédiaires introduites par la discontinuité radiale au niveau du disque. Les représentations angle/temps et angle/fréquence, dans lesquelles les effets des dimensions géométriques des tubes ressortent particulièrement, sont choisies pour analyser les résultats. Après une présentation des caractéristiques des objets étudiés et des conditions expérimentales, les résultats obtenus sont interprétés dans le domaine temporel. La démarche expérimentale est appuyée par un modèle théorique qui fournit une description géométrique de la propagation des ondes autour des objets [106, 109]. L'influence de la longueur et du rayon des cibles, et de la discontinuité radiale, est ainsi observée. Dans la dernière partie, les données expérimentales sont considérées dans le domaine fréquentiel. Les

effets liés à la longueur des tubes sont là encore mis en valeur. Des éléments du chapitre II (modélisation et interprétations) viennent corroborer les résultats expérimentaux et enrichir la discussion.

III.2 Description des diffuseurs et conditions expérimentales

Le tableau III.1 résume les caractéristiques géométriques des objets étudiés et indique pour chaque cas la fréquence centrale du transducteur utilisé. Les objets 1-4 sont des tubes limités. Les objets 5 et 6 résultent chacun de l'assemblage de trois éléments (figure III.1). Deux tubes limités sont soudés à l'étain de part et d'autre d'un disque plan. La soudure est rectifiée extérieurement de manière à obtenir une surface lisse. A l'intérieur du tube, un cordon de soudure est présent de part et d'autre du disque. En raison de la difficulté à réaliser ces objets, la quantité de soudure déposée au niveau de la jonction n'est pas répartie strictement régulièrement autour du disque. L'objet 5 (figure III.1.a) possède une symétrie centrale : les tubes qui le composent sont de dimensions identiques, pour une longueur totale égale à celle de l'objet 4 (200 mm). L'objet 6 (figure III.1.b) comporte des sections cylindriques de longueurs égales à 100 mm et 200 mm. Le rayon de tous les éléments est $a = 25,8$ mm; l'épaisseur des tubes et des disques est identique, le rapport des rayons des tubes étant fixé à 0,97. Tous ces objets sont en acier 347. Ils sont fermés à leurs extrémités par de fins films en caoutchouc (annexe A).

Objet	Rayon externe a (mm)	b/a	Longueur totale L de la partie cylindrique (mm)	$L/2a$	Disque interne	Fréquence centrale f_c (MHz)
1	10,25	0,97	200	9,76	Non	1,0 ($k_1 a \approx 44$)
2	10,25	0,97	100	4,88	Non	1,0
3	10,25	0,97	50	2,44	Non	1,0
4	25,80	0,97	200	3,88	Non	0,2 ($k_1 a \approx 22$) et 0,5 ($k_1 a \approx 55$)
5	25,80	0,97	200 (2*100)	3,88	Oui	0,5
6	25,80	0,97	300 (100+200)	5,81	Oui	0,5

Tableau III.1 : Dimensions des objets et fréquences centrales (f_c) des transducteurs.

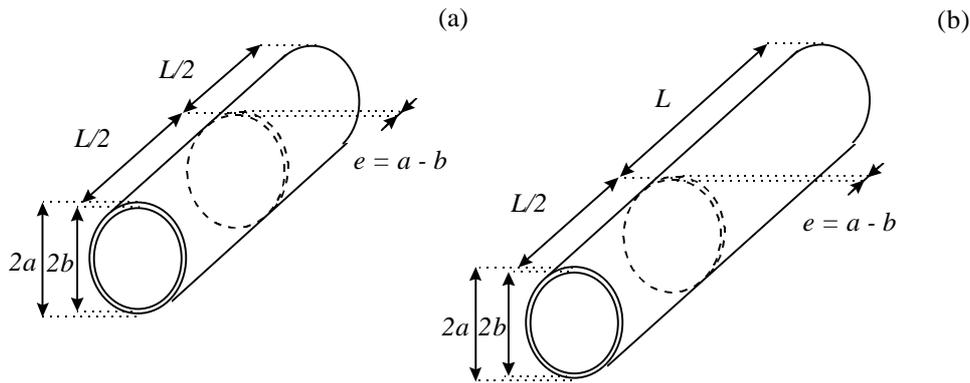


Figure III.1 : Croquis des objets 5 et 6. De part et d'autre d'un disque circulaire sont soudés (a) deux tubes de longueurs égales à 100 mm chacun (b) un tube de longueur 100 mm et un second de longueur double 200 mm. Tous les éléments sont en acier inoxydable 347, et de même épaisseur $e \gg 8/10$ mm ($a = 25,8$ mm, soit $b/a = 0,97$ pour les tubes)

La configuration monostatique de la M.I.I.R. (un transducteur émetteur/récepteur unique) est utilisée en régime impulsionnel (annexe A). L'enregistrement des signaux temporels est réalisé dans un plan contenant l'axe des cibles (figure I.1). Les relevés sont effectués de $g = 0^\circ$ (incidence normale) jusqu'à $g = 30^\circ$ ou $g = 50^\circ$ selon les cas. Le pas angulaire est de un degré. La distance du transducteur au centre géométrique de la cible est égale à 1 m pour les objets 1, 2 et 3, et 1,15 m pour les objets 4, 5 et 6.

III.3 Domaine temporel

Les ondes générées sur la surface cylindrique externe d'un tube limité, par un faisceau acoustique plan incident obliquement, progressent suivant l'axe principal de l'objet en décrivant des trajectoires hélicoïdales. Ces ondes sont réémises de façon continue tout au long de leur propagation dans des directions qui dépendent de leur angle caractéristique respectif. Lorsqu'elles atteignent les extrémités du tube, elles sont partiellement réfléchies selon la loi de Snell-Descartes. La réflexion est importante en raison de la rupture d'impédance (interface acier/eau). Ainsi, les ondes subissent une ou plusieurs réflexions partielles au bout du diffuseur lors de leur propagation dans la cible. Ces trajectoires hélicoïdales et cycliques selon l'axe z , ainsi que les temps de parcours dans l'eau sont décrits par les équations du paragraphe

III.3.1. Le modèle géométrique est utilisé afin d'identifier les échos observés sur les signaux temporels.

III.3.1 Description du modèle géométrique

Le modèle géométrique développé par X. L. Bao [106] associe le temps d'arrivée des échos aux parcours hélicoïdaux suivis par les ondes sur le tube. Les équations proposées décrivent ces chemins et les temps de parcours dans l'eau correspondants, dans le cas de trajets incluant une réflexion au bout du tube. Les extrémités du tube sont supposées parfaitement réfléchissantes, ne pas induire de conversion de mode de l'onde incidente, ni de dispersion significative du temps de retour des échos. Elles provoquent l'inversion du sens de propagation des ondes suivant l'axe de l'objet. L'amplitude de chaque écho, fonction de la distance couverte, est ensuite associée au temps d'arrivée. Les signaux ainsi construits sont comparés à des mesures pour plusieurs angles d'incidence. Il ressort de cette étude [106] que le temps d'arrivée des échos tend à croître lorsque l'angle d'incidence dévie de la normale à l'axe du tube. Ce modèle est partiellement repris, et est développé aux trajets comprenant plusieurs réflexions aux extrémités [109]. Les relations géométriques dont la présentation va suivre sont valables pour toute onde w adoptant un caractère hélicoïdal lors de sa propagation.

III.3.1.a Les angles

Quatre angles interviennent dans la description du parcours de l'onde w sur un tube limité : z^w , b , f and a (figure III.2). L'angle caractéristique z^w entre le vecteur d'onde du faisceau acoustique incident dans l'eau, \mathbf{k}_1 , et le vecteur normal à la surface cylindrique extérieure du tube, \mathbf{n} , s'exprime comme suit :

$$\sin z^w = C_l / C_{ph}^w \quad (\text{III.1})$$

Dans cette relation, C_l est la vitesse du son dans l'eau et C_{ph}^w est la vitesse de phase de l'onde w . Cet angle définit sur l'objet, pour l'onde considérée, deux lignes de génération MM' et NN' , parallèles à l'axe du tube. Ces lignes se rapprochent à mesure que l'angle d'incidence b , mesuré à partir de l'incidence axiale, décroît vers la limite $p/2 - z^w$. Soulignons que l'angle d'incidence b (introduit dans ce paragraphe) est le complémentaire de l'angle g (utilisé tout au

long de ce mémoire). f est le demi-angle d'ouverture entre les deux lignes de génération, par rapport à l'axe du tube. La relation qui lie f et b résulte du produit scalaire entre \mathbf{k}_1 et \mathbf{n} :

$$\cos f = \cos z^w / \sin b \quad (\text{III.2})$$

L'angle d'hélice, a , avec lequel se propage l'onde w sur le tube est également mesuré à partir de l'axe de l'objet. Il s'exprime en fonction de l'angle d'incidence et de l'angle caractéristique :

$$\cos a = \cos b / \sin z^w \quad (\text{III.3})$$

Le domaine angulaire de validité du modèle est donné par : $p/2 - z^w < b \leq p/2$. On a alors : $0 < f \leq z^w$ (relation III.2), et $0 < a \leq p/2$ (relation III.3).

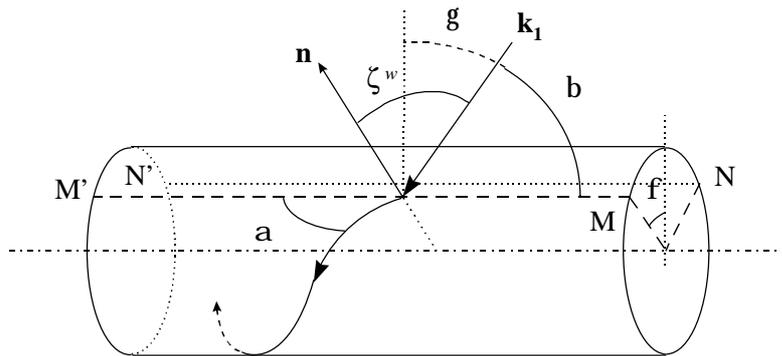


Figure III.2 : Croquis indiquant les angles.

III.3.1.b Calcul du temps de retour des échos

Le temps de retour des échos, t_q , peut s'écrire comme la somme de deux termes. Le premier correspond au temps de parcours des échos de l'onde w sur le tube. Le second exprime les temps de propagation dans l'eau, de l'émission de l'onde à la réception des échos :

$$t_q = S_q^t / C_{gr}^w + S_q^e / C_l \quad q = 1, 2, \dots, \quad (\text{III.4})$$

Dans le premier terme de cette relation, C_{gr}^w désigne la vitesse de groupe de l'onde w et S_q^t représente la distance parcourue sur le tube ; cette dernière peut s'écrire :

$$S_q^t = 2(q\mathbf{p} - \mathbf{f})a / \sin\mathbf{a} \quad q = 1, 2, \dots, \quad (\text{III.5})$$

L'entier q indique le nombre de tours complets de tube, décrits par l'onde pendant la totalité de sa propagation hélicoïdale. Il est indépendant des réflexions aux extrémités du tube, qui ne perturbent pas la progression de l'hélice autour de la circonférence. La correction (terme $2\mathbf{f}a$) à ce nombre de tours complets précise que l'hélice relie les lignes MM' et NN' . Le second terme de la relation (III.4) est le temps de trajet aller-retour dans l'eau, entre le plan (P') de référence des temps (centre de rotation au point O' , figure III.3) et les lignes de génération de l'onde w (MM' et NN'). S_q^e représente le parcours correspondant :

$$S_q^e = 2a (1 - \cos\mathbf{f}) \sin\mathbf{b} + [L(r+1) - 2h_q] \cos\mathbf{b} \quad (\text{III.6})$$

$$q = 1, 2, \dots, \quad r = 1, 3, 5, \dots,$$

Le nombre de réflexions aux extrémités du tube est noté r . Pour que les échos soient reçus par l'unique transducteur, r doit être impair (configuration monostatique). Le terme h_q est la projection sur l'axe du cylindre de la demi-distance parcourue sur le tube :

$$h_q = (q\mathbf{p} - \mathbf{f})a / \tan\mathbf{a} \quad q = 1, 2, \dots, \quad (\text{III.7})$$

Lorsque le parcours de l'onde w comprend un nombre impair de réflexions aux extrémités, la valeur que prend l'entier q est déterminée pour chaque angle d'incidence par :

$$h_1 \leq h_q \leq L \quad r = 1 \quad q = 1, 2, \dots,$$

$$(r-1)L \leq 2h_q \leq (r+1)L \quad r = 3, 5, \dots, \quad q = 1, 2, \dots \quad (\text{III.8})$$

Cette valeur q correspond au nombre d'échos réémis dans l'eau lors du passage de l'onde.

III.3.1.c Choix de l'origine des temps

Le dispositif expérimental amène à considérer le centre géométrique O du tube comme centre de rotation du nouveau plan (P) de référence des temps (figure III.3.a). De l'expression de S_q^e (III.6), est soustraite une distance d parcourue dans l'eau :

$$d = 2a \sin \mathbf{b} + L \cos \mathbf{b} \quad (\text{III.9})$$

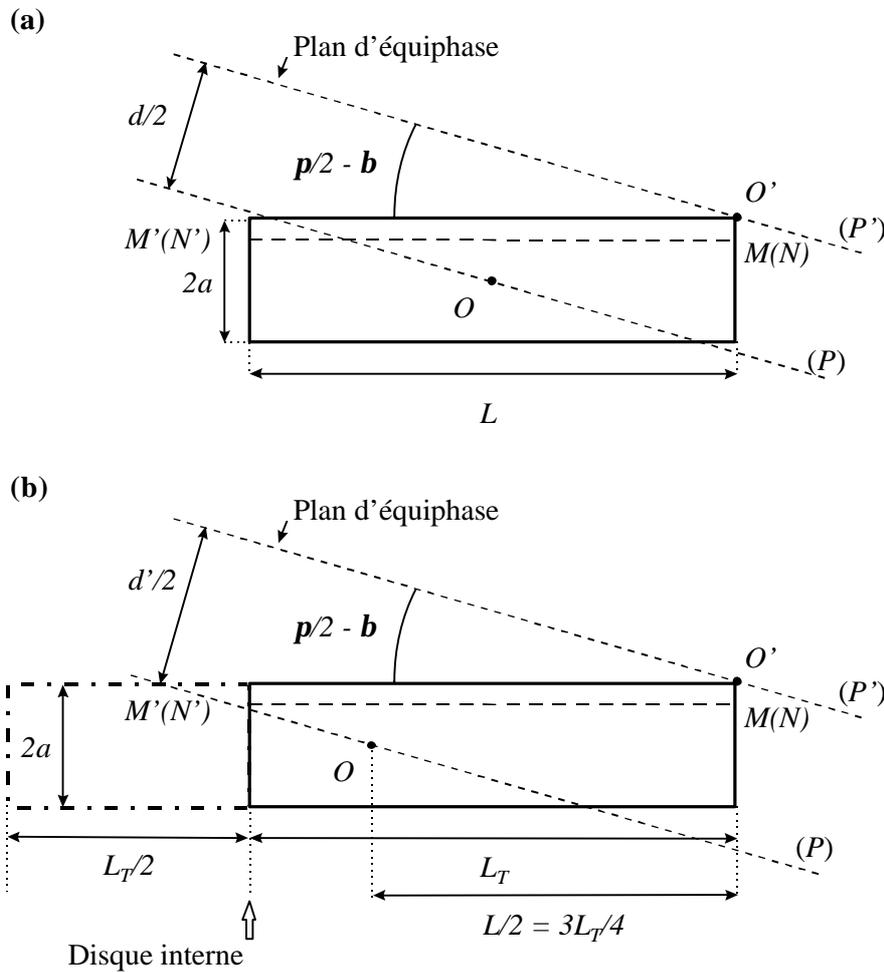


Figure III.3 : Origine des temps (coupe axiale du tube): modèle géométrique avant correction (P') , et du dispositif expérimental (P) . (a) Cas d'un seul tube; (b) cas de l'objet 6, en considérant uniquement le tube le plus proche de l'émetteur.

Dans le cas des objets composés (5 et 6), la jonction tubes-disque peut jouer le rôle de réflecteur, au même titre que les extrémités libres. Ainsi, les tubes situés de part et d'autre du disque peuvent être considérés indépendamment du reste de la structure. Le calcul du temps de retour des échos provenant de ces tubes s'effectue comme précédemment. Par contre, le centre O ne correspond plus au centre du tube, mais au centre de l'objet (figure III.3.b). La distance d' à soustraire a comme expression :

$$d' = 2a \sin \mathbf{b} + (3L_T/2) \cos \mathbf{b} \quad (\text{III.10})$$

où L_T désigne la longueur du tube soudé du côté de l'émetteur.

III.3.1.d Valeurs numériques utilisées

L'évaluation du temps de retour des échos (relation III.4) requiert la connaissance de la vitesse de groupe de l'onde w correspondante. Dans le paragraphe III.3.2, seules les ondes T_0 et A sont considérées ($w = T_0$ et $w = A$).

La dispersion de la vitesse de groupe de l'onde T_0 sur un tube infini ($b/a = 0,97$) en acier inoxydable 347 ($\mathbf{r} = 7900 \text{ kg.m}^{-3}$, $C_L = 5790 \text{ m.s}^{-1}$ et $C_T = 3100 \text{ m.s}^{-1}$) s'avère faible dans la gamme de fréquence réduite exposée (cf. figure I.19.b). Une valeur moyenne peut alors être utilisée pour les angles autorisant sa génération, dans la bande $0 \leq k_1 a \leq 70$. Les tubes 4, 5 et 6 ($a = 25,8 \text{ mm}$) sont constitués de cet acier; la vitesse de groupe moyenne retenue est $C_{gr}^{T_0} = 3100 \text{ m.s}^{-1}$. Les tubes 1-3 ($a = 10,25 \text{ mm}$) sont constitués d'un acier inoxydable dont la célérité de l'onde à vibration transversale diffère sensiblement. Les positions des résonances du spectre expérimental en incidence normale ont pu être corrélées de façon satisfaisante à celles issues du calcul de diffusion par un tube infini sur une large plage de fréquences ($10 \leq k_1 a \leq 130$), pour la valeur $C_T = 3200 \text{ m.s}^{-1}$. Par suite, la valeur $C_{gr}^{T_0} = 3200 \text{ m.s}^{-1}$ est utilisée pour ces trois tubes, dans le calcul du temps de retour des échos [109]. Les temps de parcours dans l'eau sont calculés avec une valeur de la célérité du son dans l'eau de $C_l = 1470 \text{ m.s}^{-1}$.

Sur un tube de longueur infinie, la bande de fréquence réduite dans laquelle l'onde A est observable ($20 \leq k_1 a \leq 35$, figure I.17.c) coïncide avec le passage de sa vitesse de groupe par un maximum (figure I.19.c). Dans le paragraphe III.3.2c, le calcul des temps de retour

associés à la propagation de cette onde sur les tubes 4, 5 et 6, se fera avec une vitesse de groupe moyenne $C_{gr}^A = 2000 \text{ m.s}^{-1}$ [56].

III.3.2 Résultats expérimentaux et interprétations

Les relevés expérimentaux obtenus à partir des six tubes sont confrontés aux résultats de l'approche géométrique (paragraphe III.3.1). Pour un des objets (tube 4), la comparaison est étendue au résultat du calcul de diffusion (chapitre II). L'origine des temps est arbitrairement fixée par l'arrivée de l'écho spéculaire en incidence normale ($\mathbf{b} = 90^\circ$, soit $\mathbf{g} = 0^\circ$).

III.3.2.a Influence de la longueur des tubes

Les mesures temporelles réalisées sur les tubes limités de rayon $a = 10,25 \text{ mm}$ ($L = 200, 100$ et 50 mm) sont successivement présentées sur les figures III.4.a-III.6.a. Au début des enregistrements, des échos ne présentant pas une organisation périodique, viennent de réflexions directes sur les extrémités des cibles, des diaphragmes en latex avec lesquels elles sont fermées, et du système d'attache des objets. La propagation purement circonférentielle des ondes S_0 et A est observable pour des angles allant jusqu'à $\pm 4^\circ$ autour de l'incidence normale. Les paragraphes qui suivent vont apporter l'identification des échos liés à l'onde T_0 , qui sont observés sur une zone angulaire plus importante.

1°) Tube de longueur 200 mm.

Les résultats concernant le tube le plus long sont montrés sur la figure III.4. Une série de neuf échos relatifs à la propagation de l'onde T_0 y occupent la partie centrale. La vue du haut de la figure III.4.a est l'extrait correspondant à $\mathbf{g} = 10^\circ$. Dans la fenêtre temporelle analysée ($200 \mu\text{s}$), l'onde T_0 a subi une réflexion à l'extrémité du tube ($r = 1$, r : nombre de réflexions aux extrémités). A travers un exemple, examinons l'intervalle de temps entre deux échos successifs. Le parcours correspondant est détaillé à l'aide d'une représentation plane du diffuseur (figure III.7.a). Le tube est "déroulé" afin d'obtenir son équivalent topologique. L'onde T_0 considérée est générée sous un angle d'incidence \mathbf{g} ($\mathbf{g} = \pi/2 - \mathbf{b}$) avec un angle d'hélice \mathbf{a} (voir paragraphe III.3.1.a). Au bout du tube, elle subit une réflexion selon la loi de

Snell-Descartes. Le dispositif monostatique définit deux lignes particulières (MM' et NN') où l'onde est réémise dans l'eau en direction du transducteur (pour r impair).

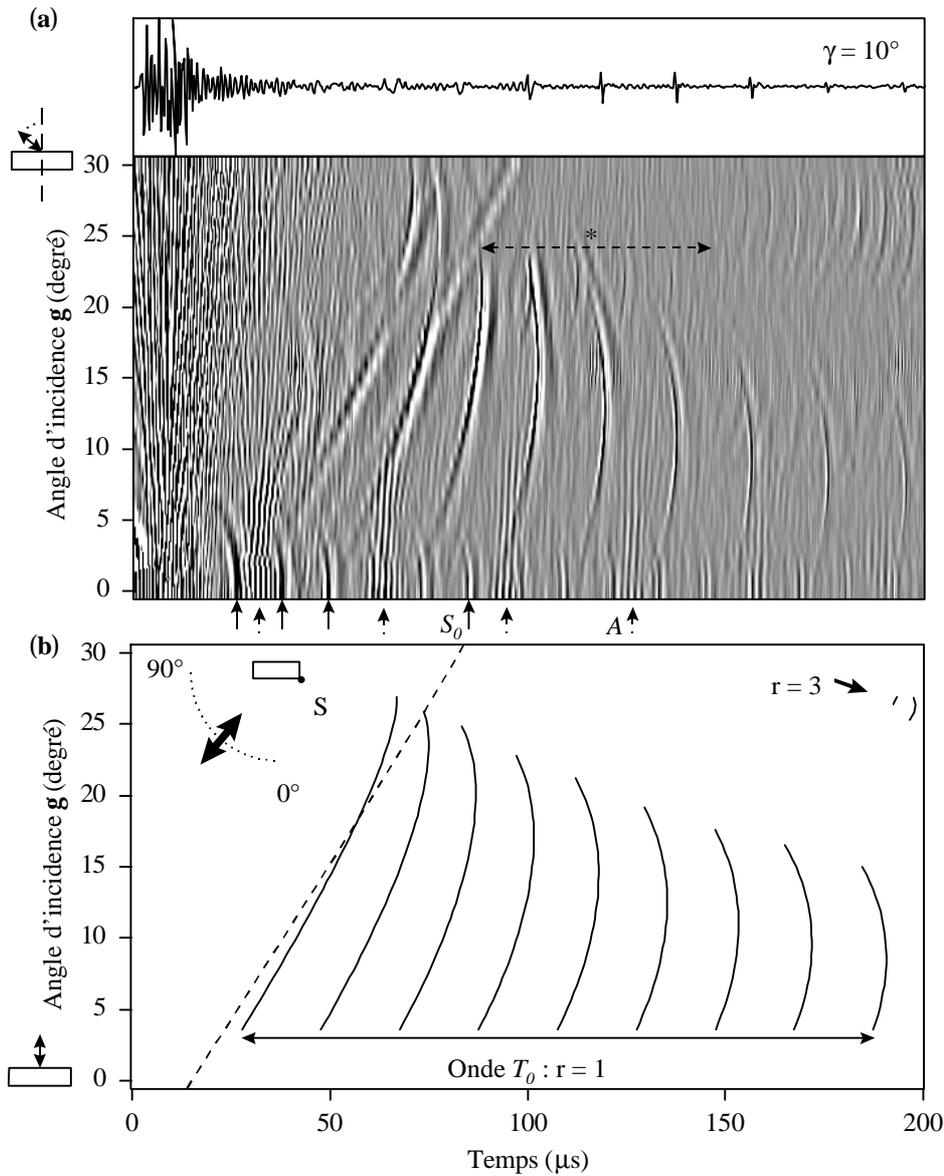


Figure III.4 : (a) Evolution du temps d'arrivée des échos expérimentaux provenant du tube 1 ($a = 10,25$ mm, $L = 200$ mm), en fonction de l'angle d'incidence g . L'astérisque repère les échos non identifiés. (b) Evolution du temps d'arrivée calculé des échos de l'onde T_0 provenant du tube 1 ($C_{gr}^{T_0} = 3200$ ms $^{-1}$), en fonction de l'angle d'incidence g (traits continus). Réflexion directe sur le coin S (trait discontinu).

Les points A , B et C sont placés sur la ligne NN' . Lorsque l'onde T_0 atteint B , les possibilités sont : émission à partir de B et réception en B' , où un tour d'hélice supplémentaire (BC) et réception en C' . L'intervalle de temps entre deux échos successifs se rapporte à la distance : $BC' - BB'$, soit un tour d'hélice sur le tube (de B à C), moins un trajet dans l'eau (d_l). Quand g est fixé, cet intervalle entre deux échos successifs est constant. Il est identique pour le même angle dans le cas d'un tube de longueur infinie (figure I.15) et dépend uniquement de la dimension radiale de l'objet. Lorsque l'incidence s'écarte de la normale, le pas d'hélice croît. Les temps de retour des échos fournis par l'approche géométrique, prenant en considération des parcours sur le tube et dans l'eau, donnent le réseau de courbes de la figure III.4.b. Ces courbes ne sont pas tracées pour $g < 4^\circ$ puisque les échos sont difficilement observables en deçà de cet angle (G_{T_0} devient trop faible, figure I.17.b). Le trait discontinu situe la réflexion directe sur le coin S . L'accord avec la figure III.4.a est satisfaisant et permet l'identification des échos liés à la propagation hélicoïdale de l'onde T_0 .

2°) Tube de longueur 100 mm [110].

Les figures III.5.a et III.5.b se réfèrent au tube 2 ($L = 100$ mm) pour, respectivement, les résultats expérimentaux et les temps d'arrivée calculés des échos de l'onde T_0 . Deux motifs composés de plusieurs échos successifs sont observables dans la fenêtre temporelle 0-200 μ s. Les échos du premier motif proviennent de la réémission de l'onde alors qu'elle a subi une réflexion en bout de tube pendant sa propagation ($r = 1$). Le second motif est constitué d'échos dus à la propagation de l'onde qui compte trois réflexions aux extrémités ($r = 3$). Dans une première étape, l'intervalle entre deux échos successifs d'un motif donné a été décrit pour le plus long des trois tubes. Cet écart reste ici inchangé, puisqu'il dépend seulement du rayon extérieur des objets. Par contre, le nombre d'échos de chaque motif tend à décroître avec la réduction de la longueur. La différence par rapport au tube dont la longueur est double se manifeste par l'apparition, dans la même fenêtre temporelle, de plusieurs motifs d'échos liés à plusieurs réflexions de l'onde aux extrémités, dont les positions relatives évoluent avec la longueur de la cible. L'écart temporel entre les motifs est lié aux échos non détectés à l'aide de la configuration monostatique: l'onde T_0 se propage alors dans le sens de la composante axiale du vecteur d'onde incident. Nous détaillons à présent cet intervalle entre deux motifs successifs. A un angle d'incidence g donné, la distance correspondante à

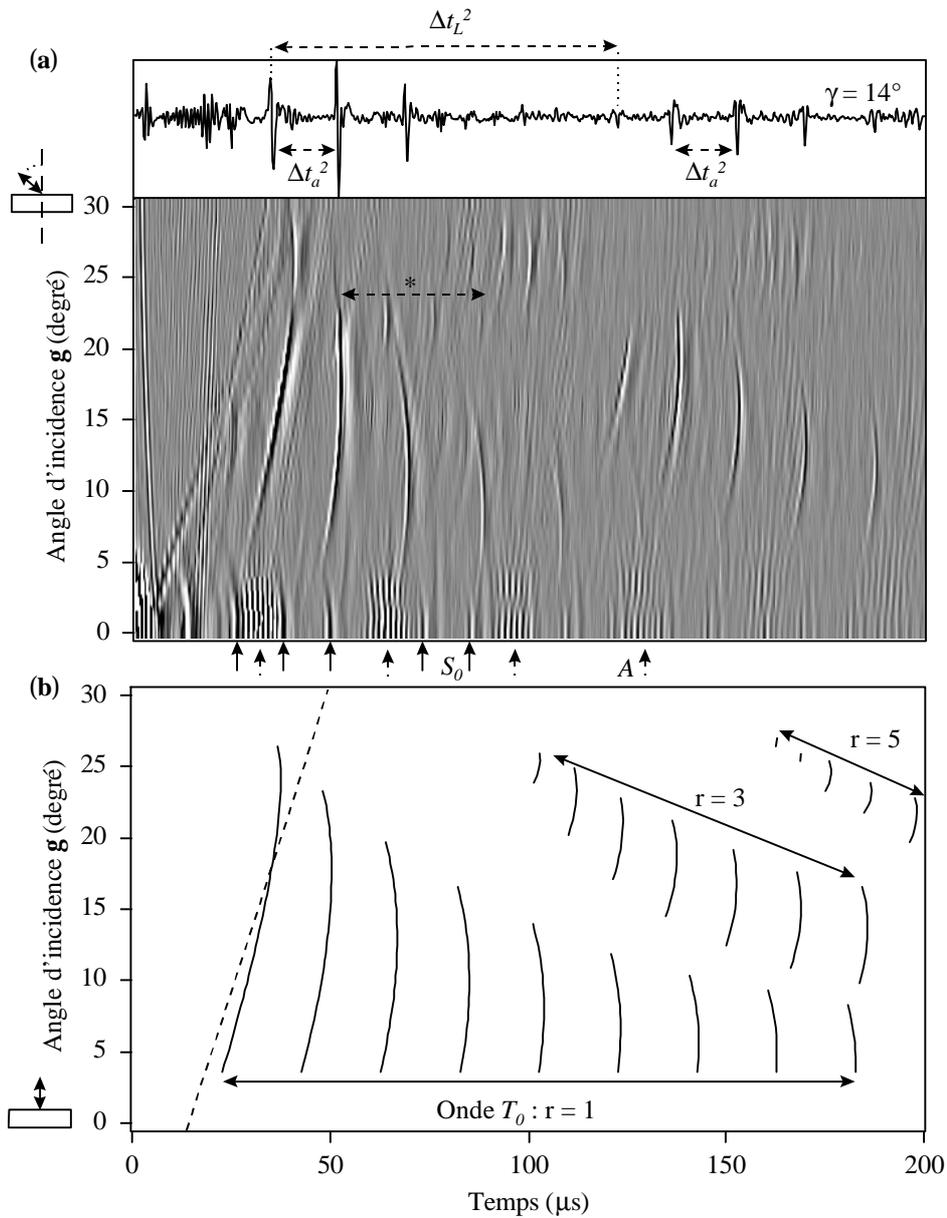


Figure III.5 : (a) Evolution du temps d'arrivée des échos expérimentaux provenant du tube 2 ($a = 10,25$ mm, $L = 100$ mm), en fonction de l'angle d'incidence g . L'astérisque repère les échos non identifiés. (b) Evolution du temps d'arrivée calculé des échos de l'onde T_0 provenant du tube 2 ($C_{gr}^{T_0} = 3200$ ms⁻¹), en fonction de l'angle d'incidence g (traits continus). Réflexion directe sur le coin S (trait discontinu).

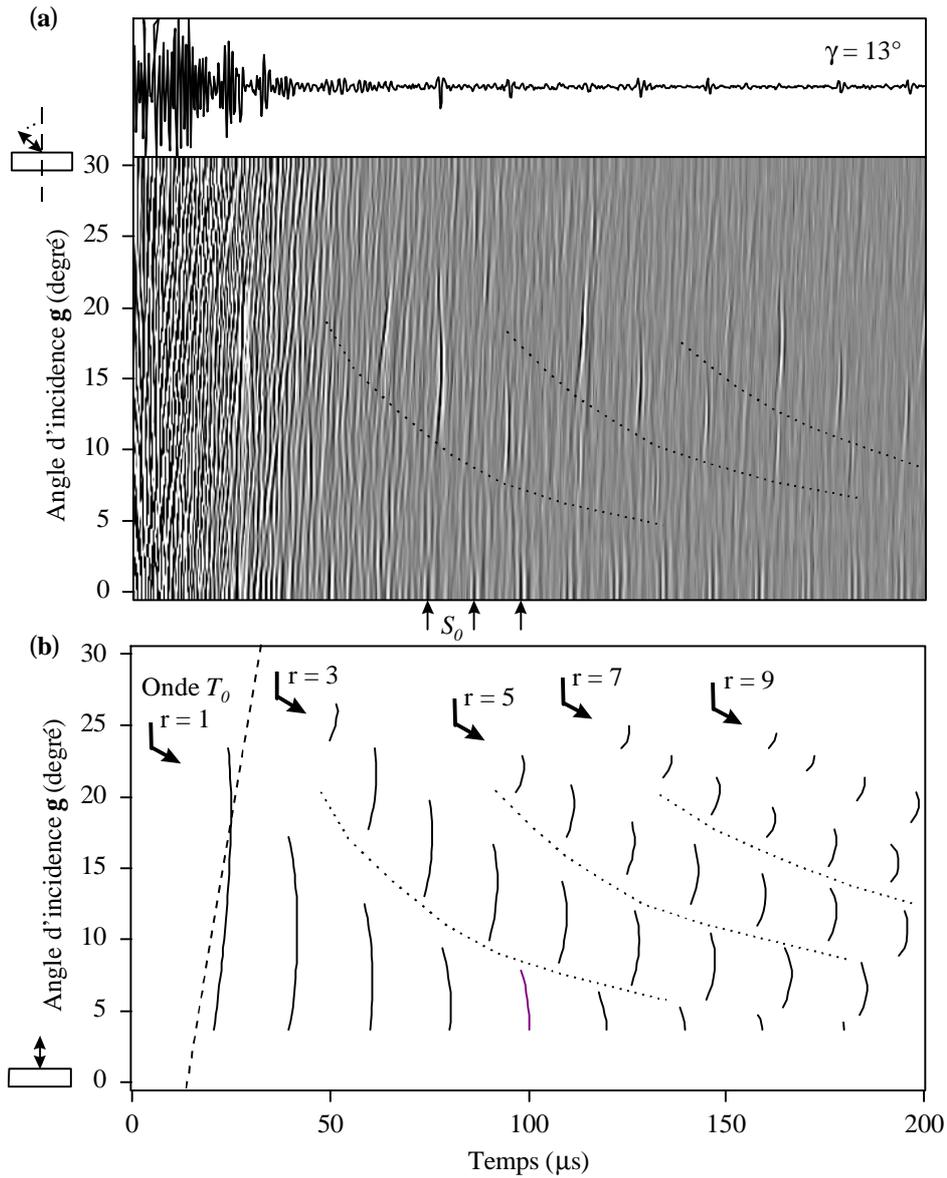


Figure III.6 : (a) Evolution du temps d'arrivée des échos expérimentaux provenant du tube 3 ($a = 10,25$ mm, $L = 50$ mm), en fonction de l'angle d'incidence g (b) Evolution du temps d'arrivée calculé des échos de l'onde T_0 provenant du tube 3 ($C_{gr}^{T_0} = 3200$ ms $^{-1}$), en fonction de l'angle d'incidence g (traits continus). Réflexion directe sur le coin S (trait discontinu). Les motifs $r = 3, 5$ et 7 sont soulignés sur les deux représentations (traits pointillés).

l'intervalle de temps entre le dernier écho d'un motif et le premier écho du motif suivant est illustré par la figure III.7.b. La suite du trajet décrit sur la figure III.7.a y est considérée. Au point C , l'onde est réémise dans l'eau et reçue au point C' , ou continue son parcours sur le tube jusqu'au point D , après quatre tours d'hélice et deux réflexions supplémentaires aux bouts. Là, elle est réémise et reçue en D' . La différence de longueur entre ces chemins est donnée par un nombre entier de tours d'hélice sur le tube (en l'occurrence quatre), moins la distance parcourue dans l'eau (d_2). Pour un g donné, l'écart entre des motifs successifs n'est pas constant. Il dépend du rapport entre le pas d'hélice projeté sur l'axe du tube et la longueur du tube. Généralement, ce rapport n'est pas entier, si bien que la position de sortie du premier écho d'un groupe varie avec r . Ainsi, le nombre d'échos peut différer de un, d'un groupe à l'autre. La partie supérieure de la figure III.5.a est extraite de la partie principale à $g = 14^\circ$. Les deux principales séries d'échos sont caractéristiques du phénomène particulier que nous nous attachons à décrire ici. La modulation d'amplitude à laquelle elles sont sujettes correspond au passage de l'onde devant le transducteur. Sur la figure III.5.b, les quelques premiers échos d'un troisième motif relatif à cinq réflexions en bouts ($r = 5$) sont prévus, bien que non observés expérimentalement. Sous la forme présentée dans ce chapitre, le modèle géométrique permet de situer les échos dans le plan temps/angle, mais ne tient pas compte de la variation de leur amplitude, laquelle dépend de la longueur de la ligne NN' (ou MM') à partir de laquelle les échos peuvent se former et être réémis dans l'eau [106], ainsi que du parcours de l'onde.

3°) Tube de longueur 50 mm.

La figure III.6 est obtenue pour le tube 3 ($L = 50$ mm). Trois motifs sont observables dans la fenêtre temporelle de 200 μ s. De gauche à droite, les séries d'échos ont subi un nombre impair croissant de réflexions ($r = 3, 5$ et 7). Cette identification est fournie par la figure III.6.b. Le premier motif ($r = 1$) s'avère difficile à observer expérimentalement : la visualisation est gênée par la présence d'autres échos, probablement dus à l'onde A . Les motifs sont plus proches les uns des autres que dans le cas des tubes plus longs. Pour une incidence donnée, chaque motif est composé d'un nombre d'échos moins important, puisqu'il y a moins de pas d'hélice sur cet objet plus court. L'enregistrement à 13° révèle l'utilité de la représentation $3D$ pour identifier les parcours des échos.

Pour les tubes 1-3 dont il vient d'être question, la présence de groupes d'échos autour de l'angle critique ($g_T^{To} = 27,3^\circ$) est liée aux aller-retour de l'onde T_0 le long d'une génératrice

(un cas semblable de propagation axiale, de l'onde A_0 , sur une portion de la circonférence a été étudié par Morse *et. al.* [42]). Par ailleurs, autour de $g = 22^\circ$, des échos additionnels, signalés par des astérisques et espacés périodiquement, sont observables pour $70 \mu\text{s} \leq t \leq 150 \mu\text{s}$ (figure III.4.a) et pour $50 \mu\text{s} \leq t \leq 100 \mu\text{s}$ (figure III.5.a). Le système d'attache est à l'origine de ces échos; les signaux temporels commentés dans le paragraphe suivant, obtenus avec des conditions d'attache sensiblement différentes, ne présentent plus ces échos (annexe A).

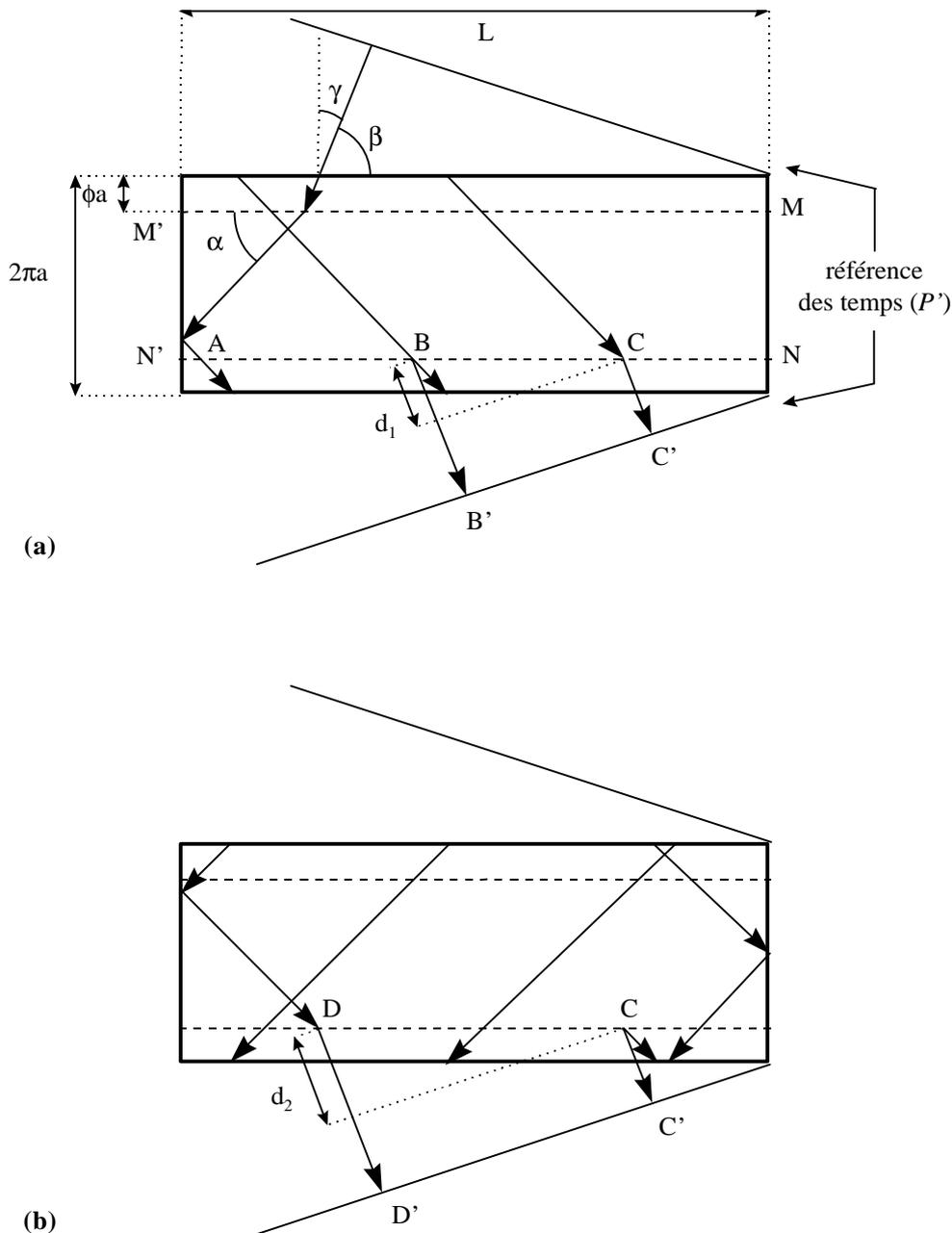


Figure III.7 : Equivalent topologique du tube : (a) parcours comprenant une réflexion à l'extrémité du tube, (b) parcours (suite) comprenant trois réflexions aux extrémités du tube.

III.3.2.b Influence du diamètre des tubes

La figure III.8 rassemble les données concernant le tube 4 ($b/a = 0,97$, $a = 25,8$ mm et $L = 200$ mm). Les signaux sont présentés sur $600 \mu\text{s}$. Les échos de réflexions directes sur les extrémités de la face éclairée du tube y forment un "V". Le transducteur utilisé pour l'obtention des relevés expérimentaux est centré sur 200 kHz. L'onde A, dont les modes observables se situent en fin de bande passante du transducteur, est difficilement générée (figure III.8.a).

Les résultats de la figure III.8.a peuvent être comparés à ceux de la figure III.5.a, obtenus à partir du tube 2 ($a = 10,25$ mm et $L = 100$ mm). En effet, il a été mis en évidence dans le paragraphe précédent, que pour un angle d'incidence donné, l'écart entre deux échos d'un même motif est fixé par le rayon du tube, et l'écart entre deux motifs dépend de la longueur du tube. Considérons les extraits des figures III.5.a et III.8.a à $g = 14^\circ$ afin de le vérifier. D'une part, l'intervalle de temps entre deux échos d'un motif est $\Delta t_a^2 \approx 16 \mu\text{s}$ et $\Delta t_a^4 \approx 43 \mu\text{s}$, pour les tubes 2 et 4, respectivement. D'autre part, l'intervalle temporel entre les premiers échos de deux motifs successifs est $\Delta t_L^2 \approx 87 \mu\text{s}$ pour le tube 2, et $\Delta t_L^4 \approx 159 \mu\text{s}$ pour le tube 4. La représentation 3D est nécessaire au repérage de ces deux échos. Il apparaît ainsi que le rapport des Δt_a correspond à celui des rayons des tubes ($\approx 2,5$), et que le rapport des Δt_L est de l'ordre du rapport des longueurs ($= 2$). De manière analogue, la proportion des dimensions géométriques ($L/2a$) de chaque objet peut être grossièrement estimée par : $\Delta t_L / \Delta t_a = 5,44$ et $3,70$ pour les tubes 2 et 4, respectivement (cf. tableau III.1). Ces évaluations sont permises par le caractère peu dispersif de l'onde T_0 dans la bande de fréquence considérée. La justesse des estimations dépend des temps de trajet des échos dans l'eau.

Le résultat du calcul de diffusion (chapitre II) fait l'objet de la figure III.8.b. L'accord global entre les trois figures (III.8.a-c) est acceptable : les réflexions sur les extrémités, suivies des motifs d'échos relatifs à la propagation de l'onde hélicoïdale T_0 sont clairement identifiables. Deux différences par rapport aux résultats expérimentaux demandent néanmoins à être soulignées.

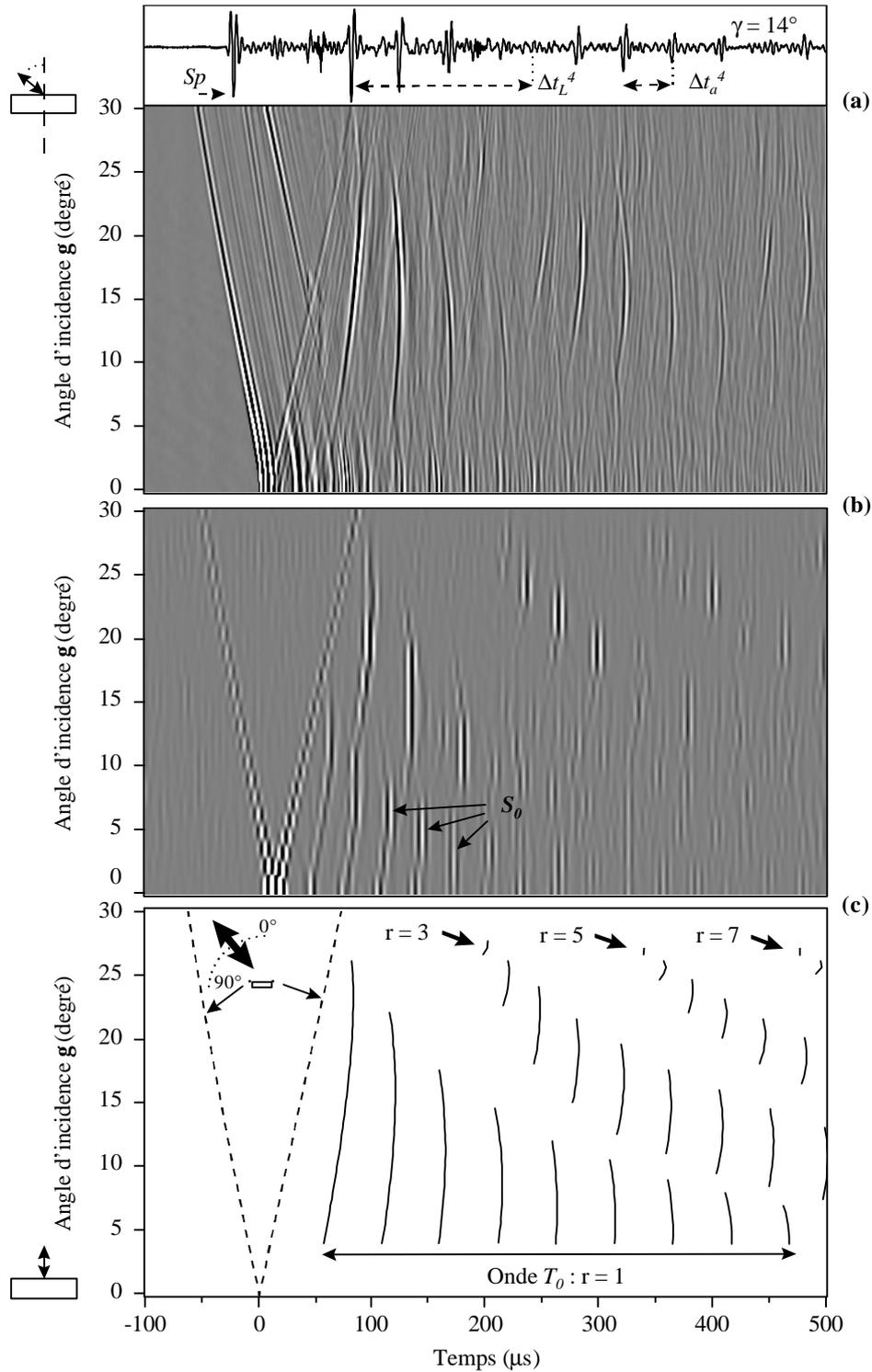


Figure III.8 : (a) Evolution du temps d'arrivée des échos expérimentaux provenant du tube 4 ($a = 25,80$ mm, $L = 200$ mm), en fonction de l'angle d'incidence g (b) Evolution du temps d'arrivée théorique (cf. Chapitre 2) des échos de l'onde T_0 provenant du tube 4 ($C_T = 3100$ ms⁻¹), en fonction de l'angle d'incidence g (c) Evolution du temps d'arrivée calculé (modèle géométrique) des échos de l'onde T_0 provenant du tube 4 ($C_{gr}^{T_0} = 3100$ ms⁻¹), en fonction de l'angle d'incidence g . Réflexion directe sur les coins (traits discontinus).

- La première concerne l'onde S_0 dont les échos ne sont pas observables expérimentalement (figure III.8.a) au delà de $g \approx 4^\circ$. Il est à noter que, dans le cas d'un tube fermé à ses extrémités par deux hémisphères, la continuité de propagation de l'onde S_0 hélicoïdale est favorisée : les échos sont observés pour des angles plus éloignés de l'incidence normale [111-113].

- La seconde différence est relative à la propagation de l'onde T_0 pour des angles d'incidence grands ($g \approx g_T^{T_0}$). Le calcul de diffusion fait apparaître une propagation hélicoïdale continûment effective jusqu'au voisinage de l'angle critique. Au contraire, l'approche expérimentale permet d'observer une série supplémentaire d'échos, scindée des précédentes et identifiée à des aller-retour de l'onde suivant une génératrice du tube. Ces différences illustrent l'importance et la difficulté que revêt le choix des conditions limites aux extrémités dans la modélisation du tube.

III.3.2.c Influence d'une discontinuité radiale

Parmi les auteurs qui se sont attachés à analyser l'influence de la présence d'une cloison dans un tube, signalons les travaux de Y. P. Guo [68]. La gamme de fréquence explorée dans cette étude est en deçà de la zone d'observation de l'onde A . La présence du disque permet d'observer les résonances des ondes S_0 et T_0 en configuration monostatique sur un tube infini.

Nous considérons à présent les objets 5 et 6. Le modèle géométrique nous permet d'identifier les échos correspondant à deux types de parcours hélicoïdaux sur ces objets : (1) comme dans le cas des objets 1 à 4, les parcours autour de la circonférence et dans la totalité de la longueur (200 mm pour l'objet 5 et 300 mm pour l'objet 6); (2) des parcours autour de la circonférence entre une extrémité et la discontinuité radiale. Dans ce cas, les réflexions qui précèdent la réémission des ondes dans la direction du récepteur ($r = 1, 3, 5..$) se font sur la discontinuité annulaire (soudure) si les échos proviennent du tube le plus proche du transducteur, sinon sur l'extrémité du tube la plus éloignée du transducteur; pour calculer les temps de retour de ces échos, des changements d'origine sont utilisés (paragraphe III.3.1.c).

1°) Cas d'un objet symétrique

Les signaux temporels expérimentaux obtenus à partir de l'objet 5 (figure III.1.a) pour des angles d'incidence compris entre 0° et 50° sont assemblés sur la figure III.9.a. L'identification des échos principaux est réalisée sur la figure III.9.b. L'écho de réflexion

directe sur la soudure située à mi-longueur de l'objet, se repère aisément : son temps d'arrivée évolue peu avec l'angle d'incidence.

L'onde T_0 est difficilement observable : néanmoins, deux séries d'échos relatives à sa propagation sur la longueur totale de l'objet (200 mm) sont identifiées. La présence de la discontinuité n'affecte pas sa propagation de manière sensible. Une étude similaire sur des structures planes "en T" a mis en évidence l'importance des dimensions de la soudure et de l'épaisseur du raidisseur sur la transmission des ondes d'une plaque à l'autre [114]. Dans le cas présent, la gamme de fréquences excitées par le transducteur ($100 \text{ kHz} \leq f \leq 700 \text{ kHz}$) correspond à des longueurs d'onde de l'onde T_0 sur l'objet, approximativement comprises entre quatre et trente millimètres. Ces valeurs sont nettement supérieures à celle de l'épaisseur du disque (8/10 mm). En se référant à l'étude précédemment citée, nous pouvons raisonnablement supposer que la propagation de cette onde n'est pas affectée par la présence de la discontinuité.

L'onde A se manifeste par deux séries d'échos. La première, notée A^S correspond à une propagation hélicoïdale sur la partie cylindrique ($L = 100 \text{ mm}$) la plus proche du transducteur: les échos sont reçus après réflexion sur la soudure ($r = 1$). La seconde série d'échos est due au motif suivant ($r = 3$) et/ou à la propagation de l'onde A sur l'objet global. Les temps de retour sont identiques pour ces deux possibilités, en raison de la symétrie que présente l'objet. Cette onde se propage à l'interface eau/acier et est sensible à la modification locale de l'interface [56].

Sur la figure III.10 le signal obtenu à partir du tube 4 (excité par un transducteur de fréquence centrale $f_c = 500 \text{ kHz}$ [115]) est comparé à celui extrait de la figure III.9.a à l'angle d'incidence $g = 10^\circ$ (a et b, respectivement). Les échos dus à la réflexion intermédiaire de l'onde A au niveau de la jonction avec le disque sont de forte amplitude, relativement à ceux de l'onde T_0 . Ce contraste avec le cas du tube simple explique la difficulté avec laquelle l'onde T_0 se manifeste sur la figure III.9.a : la représentation en niveau de gris gêne l'observation des échos de moindre amplitude.

2°) Cas d'un objet dissymétrique

Les relevés expérimentaux concernant l'objet 6 (figure III.1.b) sont présentés sur la figure III.11.a, jusqu'à des angles de cinquante degrés de part et d'autre de l'incidence normale. Le résultat de l'approche géométrique fait l'objet de la figure III.11.b. La soudure n'est plus à mi-longueur du tube; la position de l'écho spéculaire correspondant évolue

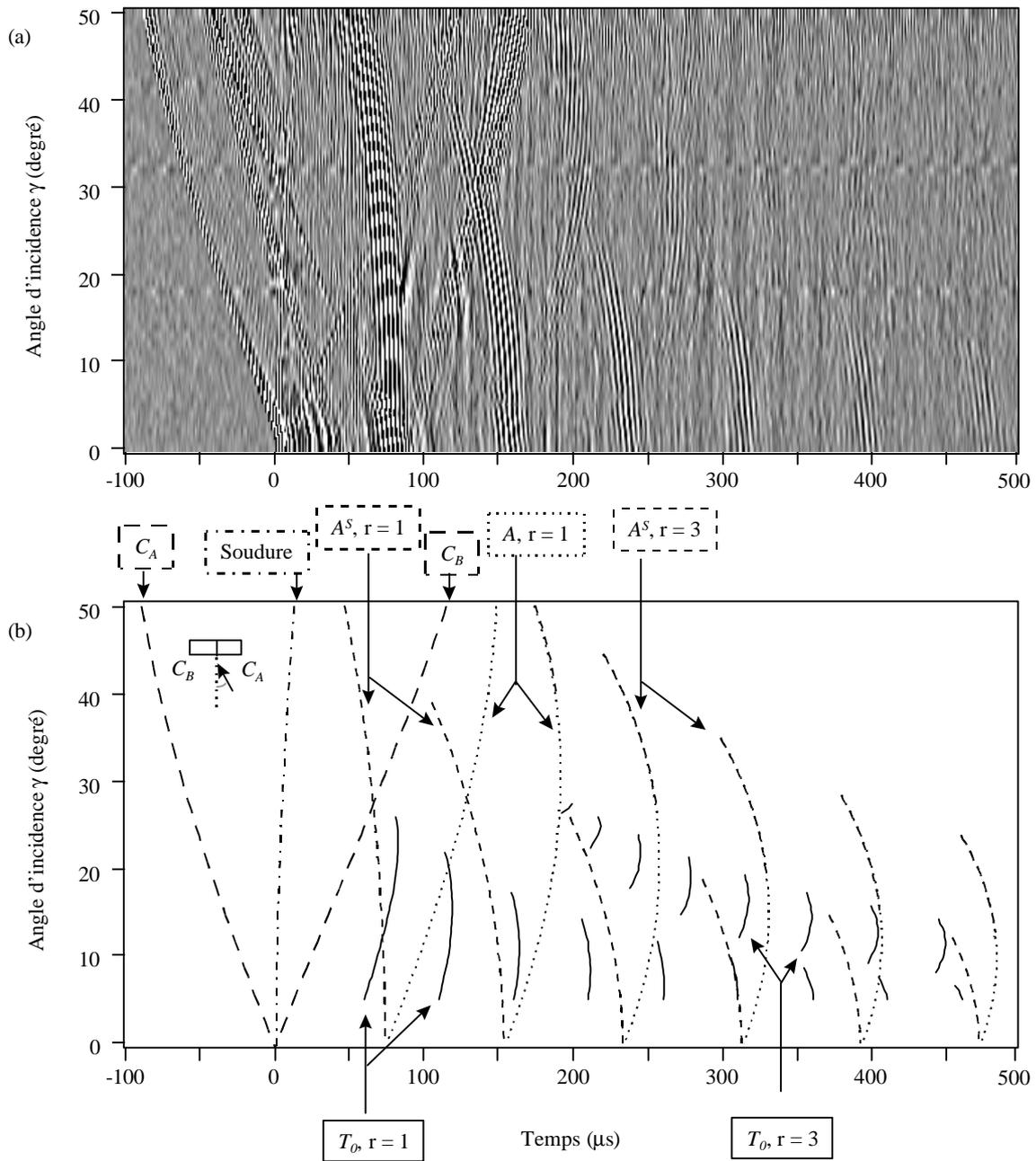


Figure III.9 : (a) Evolution du temps d'arrivée des échos expérimentaux provenant de l'objet 5 ($a = 25,8 \text{ mm}$, $L = 2 \cdot 100 \text{ mm} + \text{disque}$), en fonction de l'angle d'incidence \mathbf{g} (b) Evolution du temps d'arrivée calculé des échos en fonction de l'angle d'incidence \mathbf{g} : réflexions directes sur les coins A, B et la soudure; ondes T_0 et A ($C_{gr}^{T_0} = 3100 \text{ ms}^{-1}$ et $C_{gr}^A = 2000 \text{ ms}^{-1}$), A^S désigne les échos de l'onde A réfléchi par la soudure.

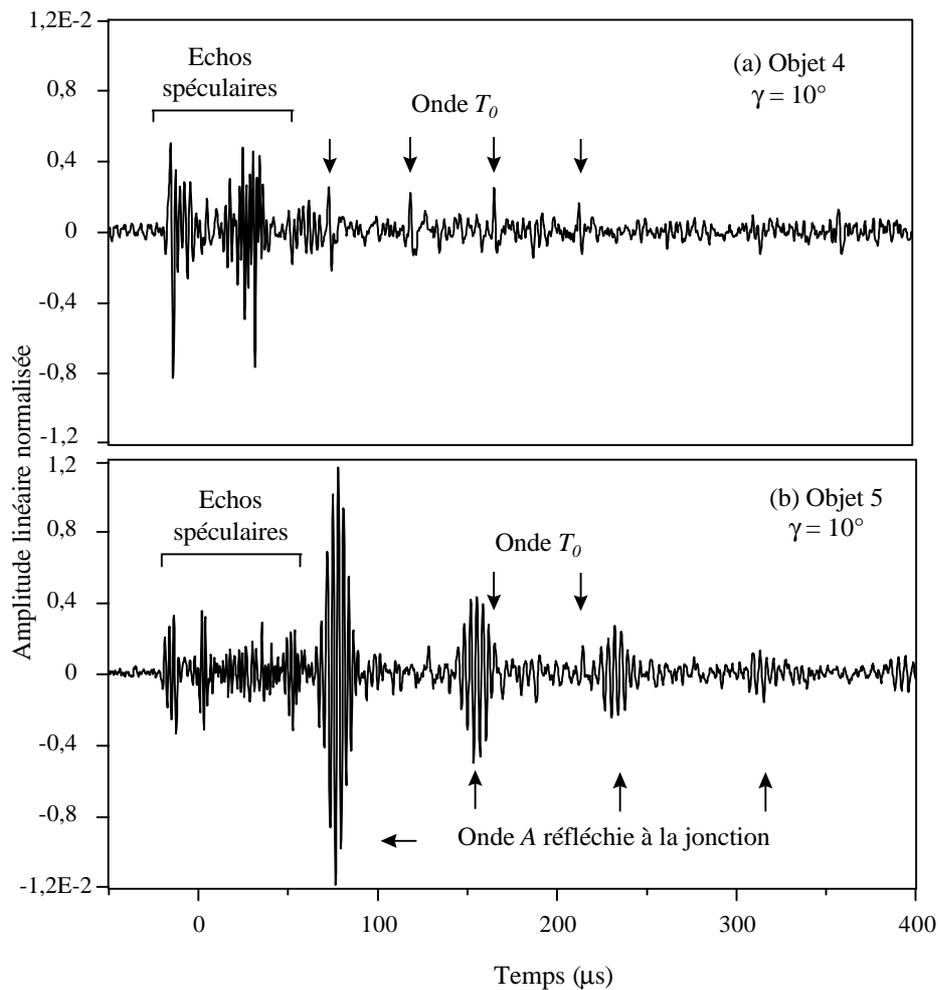


Figure III.10 : Signaux temporels expérimentaux rétrodiffusés à $g = 10^\circ$ (a) Objet 4 (b) Objet 5. Les amplitudes sont normées par rapport au maximum de signal à la réception.

sensiblement en fonction de l'angle d'incidence.

Les échos relatifs à l'onde T_0 s'agencent de façon symétrique par rapport à $g = 0^\circ$. Ainsi, leur propagation hélicoïdale se fait sur la longueur totale de l'objet ($L = 300$ mm). L'approche géométrique confirme, pour cette longueur, la position des motifs liés à une puis trois réflexions aux extrémités de l'objet ($r = 1$ et $r = 3$). Lorsque l'angle d'incidence est compté positivement, ces réflexions s'opèrent sur l'extrémité de l'objet la plus proche du disque, et vice versa pour les angles comptés négativement.

Les échos de l'onde A s'agencent de manière dissymétrique en fonction de l'angle, attestant une nouvelle fois de la sensibilité de l'onde d'interface vis à vis de la jonction. Dans la gamme $0^\circ \leq g \leq 50^\circ$, le motif principal est lié à la propagation de l'onde A sur la section de

200 mm : la détection des échos est possible après réflexion au niveau de la soudure (ces échos sont notés A^S). Dans la gamme $-50^\circ \leq \mathbf{g} \leq 0^\circ$, des motifs liés à la propagation de l'onde A sur la section de 100 mm sont observables : les échos sont reçus après une, deux puis trois réflexions sur la soudure (ces échos sont notés A^S pour $r = 1, r = 3$ et $r = 5$). Pour des angles d'incidence élevés ($-50^\circ \leq \mathbf{g} \leq -40^\circ$ et $40^\circ \leq \mathbf{g} \leq 50^\circ$), les échos repérés par $A, r = 1$, correspondent à la réflexion de l'onde A aux extrémités de l'objet : ils sont identifiés pour une longueur de 300 mm. Sur la figure III.11.a, une série supplémentaire d'échos n'ayant pu être associés à la seule propagation d'une onde hélicoïdale, est signalée par des flèches obliques. Ces échos présentent une évolution angulaire analogue à celle de la réflexion spéculaire sur la soudure. En incidence normale, ils s'intercalent entre les échos dus à la propagation purement circonférentielle de l'onde A . Des phénomènes de génération et de conversion d'ondes sur la soudure, non pris en compte dans le modèle et pouvant mettre en jeu l'onde A_0 , peuvent être à l'origine des échos supplémentaires [56, 60].

III.3.2.d Conclusion

L'observation d'échos rétrodiffusés à l'aide du montage monostatique est possible grâce à la réflexion des ondes aux bouts des tubes. La modélisation géométrique, développée pour le cas de propagations hélicoïdales comprenant plusieurs réflexions aux extrémités, a permis d'associer les échos observés aux parcours des ondes T_0 et A . Dans le plan temps/angle, les échos liés à l'onde T_0 s'organisent en motifs successifs reçus après des parcours comprenant un nombre impair de réflexions sur les extrémités des tubes limités. L'écart temporel entre les motifs ainsi que le nombre d'échos les composant sont liés à la longueur des tubes. Par contre, l'écart entre les échos d'un même motif dépend uniquement du diamètre des objets. Lorsque une cloison (disque) est insérée dans les tubes, des échos liés à l'onde A sont observés. Ils sont essentiellement liés à des réflexions intermédiaires au niveau de la discontinuité radiale où se greffe la structure interne. Les longueurs à prendre en compte sont celles des sous-structures cylindriques composant l'objet. L'onde T_0 ne semble pas perturbée par la présence du disque interne : les échos correspondants sont liés à des parcours couvrant la longueur totale de l'objet. Quelques échos restent non identifiés; la propagation non exclusivement hélicoïdale sur les objets complexes (génération directe d'une onde sur la soudure, traversée éventuelle du disque..) n'a pas été ici envisagée. Dans la suite, l'analyse des spectres de résonances est effectuée.

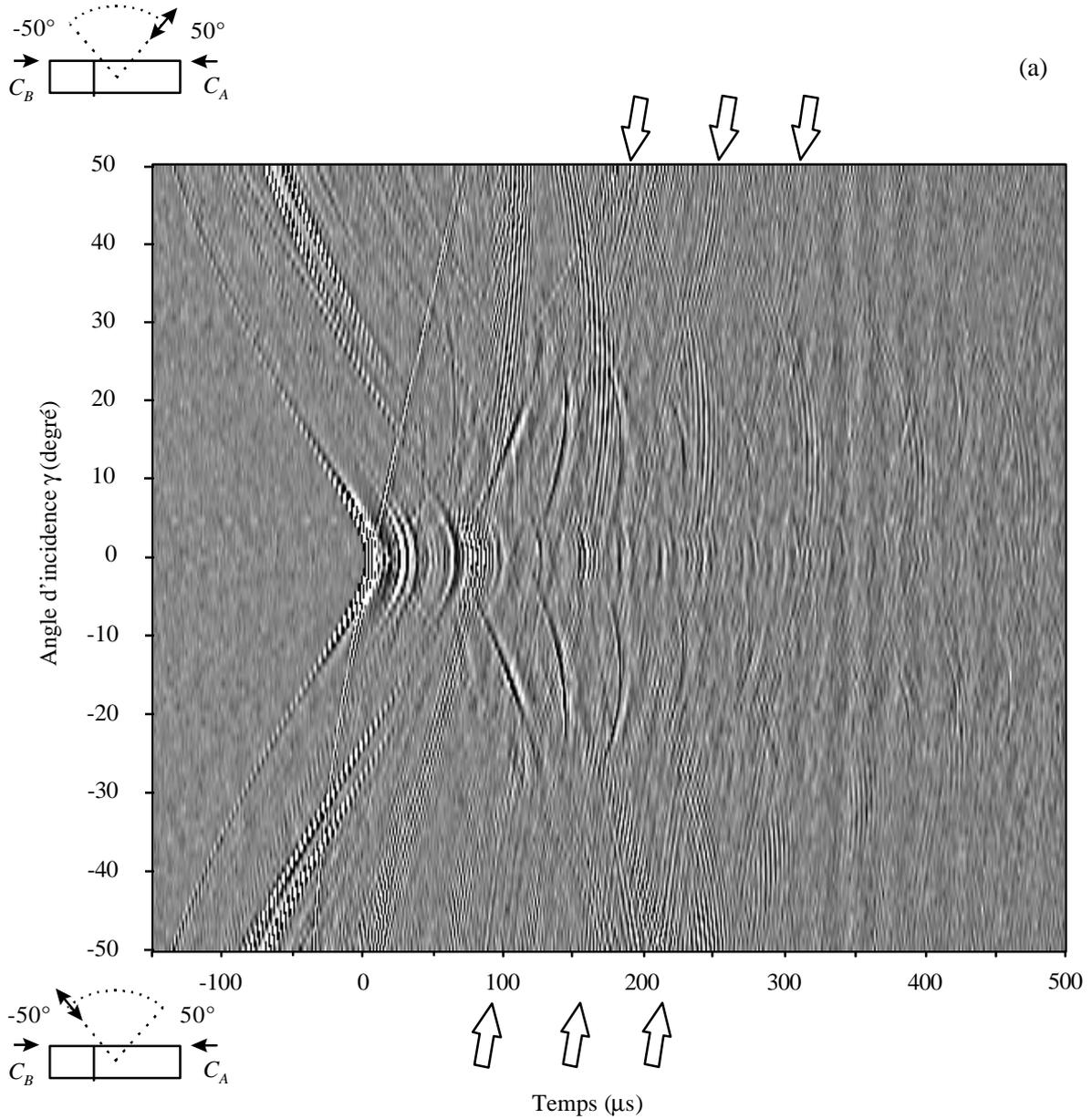


Figure III.11.a: Evolution du temps d'arrivée des échos expérimentaux provenant de l'objet 6 ($a = 25,8 \text{ mm}$, $L = 100+200 \text{ mm} + \text{disque}$), en fonction de l'angle d'incidence γ . Les flèches obliques indiquent les échos que le modèle géométrique n'a pas permis d'identifier.

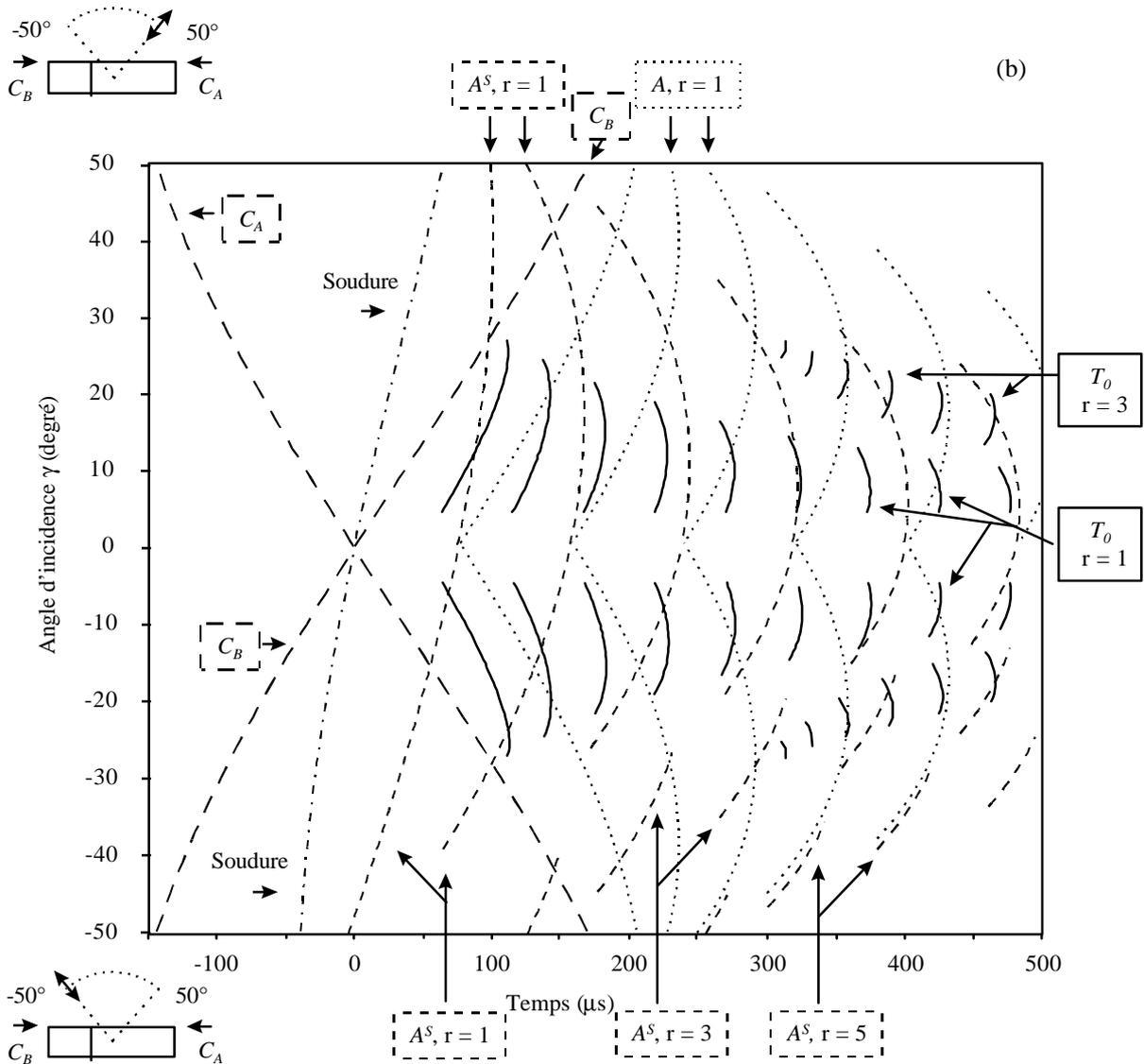


Figure III.11.b : Evolution du temps d'arrivée calculé des échos en fonction de l'angle d'incidence γ ($a = 25,8 \text{ mm}$, $L = 100+200 \text{ mm} + \text{disque}$). Réflexions directes sur les coins A, C et la soudure; ondes T_0 et A ($C_{gr}^{T_0} = 3100 \text{ ms}^{-1}$ et $C_{gr}^A = 2000 \text{ ms}^{-1}$), A^S désigne les échos de l'onde A réfléchi par la soudure.

III.4 Analyse spectrale

Dans ce paragraphe, les influences des dimensions des tubes limités et de la présence d'un raidisseur sur la diffusion sont étudiées dans le domaine fréquentiel. Cette étude s'appuie sur l'analyse modale effectuée au chapitre II.

III.4.1 Influence de la longueur des tubes

Les spectres de résonances des figures III.12.a-c sont obtenus à partir des valeurs expérimentales pour les tubes 1 à 3, de longueurs respectives, $L = 200$ mm, 100 mm et 50 mm. Ces spectres sont calculés à partir des signaux temporels traités sur une fenêtre de 700 μ s, au delà de la zone spéculaire. La gamme de fréquence étudiée est 230-1140 kHz ($k_1 a = 10-50$). La bande passante du transducteur n'est pas corrigée.

Sur ces figures III.12.a-c, les contributions de l'onde T_0 sont observables dans deux zones angulaires : les angles $g \leq 22^\circ$ où le comportement hélicoïdal de l'onde T_0 prédomine, et les angles d'incidence plus importants $25^\circ \leq g \leq 30^\circ$. Dans le cas du tube de plus grande longueur (figure III.12.a), le glissement vers les hautes fréquences des modes circonférentiels lorsque l'angle d'incidence croît, est observable comme pour le tube infini (figure I.16). Ces modes circonférentiels sont observables pour plusieurs résonances proches les unes des autres; ils apparaissent ici comme striés (cf. chapitre II). La fenêtre temporelle source de 700 μ s correspondante comprend de nombreux échos appartenant à quatre motifs différents (figure III.4.a). La multiplication du nombre de résonances pour chaque mode n est provoquée par la rupture de périodicité entre les échos de motifs différents.

Sur la figure III.12.b (tube 2, $L = 100$ mm), les modes circonférentiels de l'onde T_0 présentent deux caractéristiques distinctes remarquables. Tout d'abord, le glissement fréquentiel des modes avec l'angle d'incidence reste apparent : les modes sont plus larges. Ensuite, chaque mode est comme "fendu", si bien que, pour un angle d'incidence donné, plusieurs résonances nettement séparées sont observables avec le même mode circonférentiel n de vibration (cf. paragraphe II.3). Les signaux temporels correspondant contiennent des échos appartenant à huit motifs (figure III.5.a). Chaque groupe est constitué de moins d'échos que dans le cas précédent ($L = 200$ mm). Ainsi, l'information relative à la dimension circonférentielle est moindre.

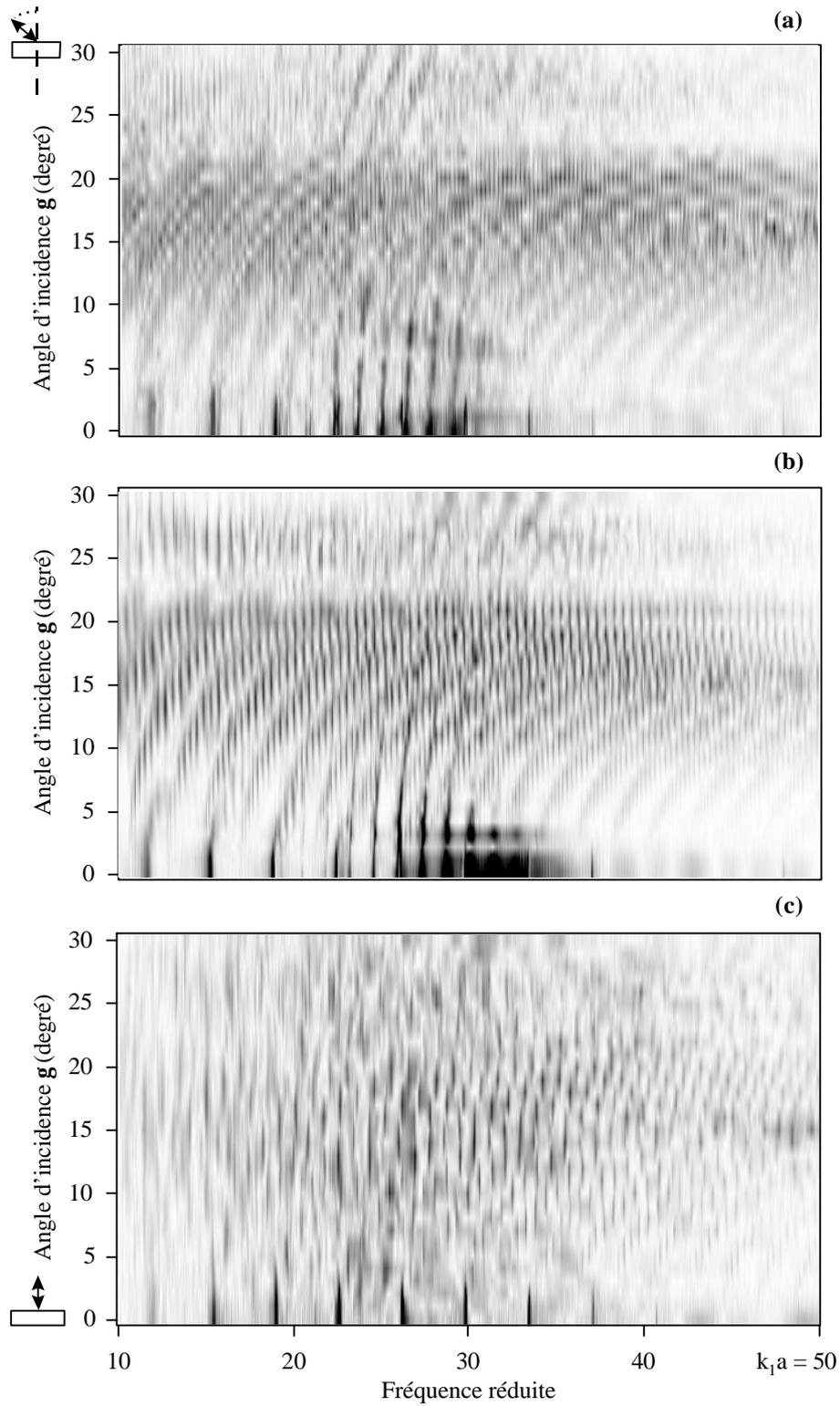


Figure III.12 : Evolution des spectres de résonances expérimentaux des tubes 1, 2 et 3, respectivement (a), (b) et (c), en fonction de l'angle d'incidence g . L'amplitude croît linéairement des zones blanches aux zones noires.

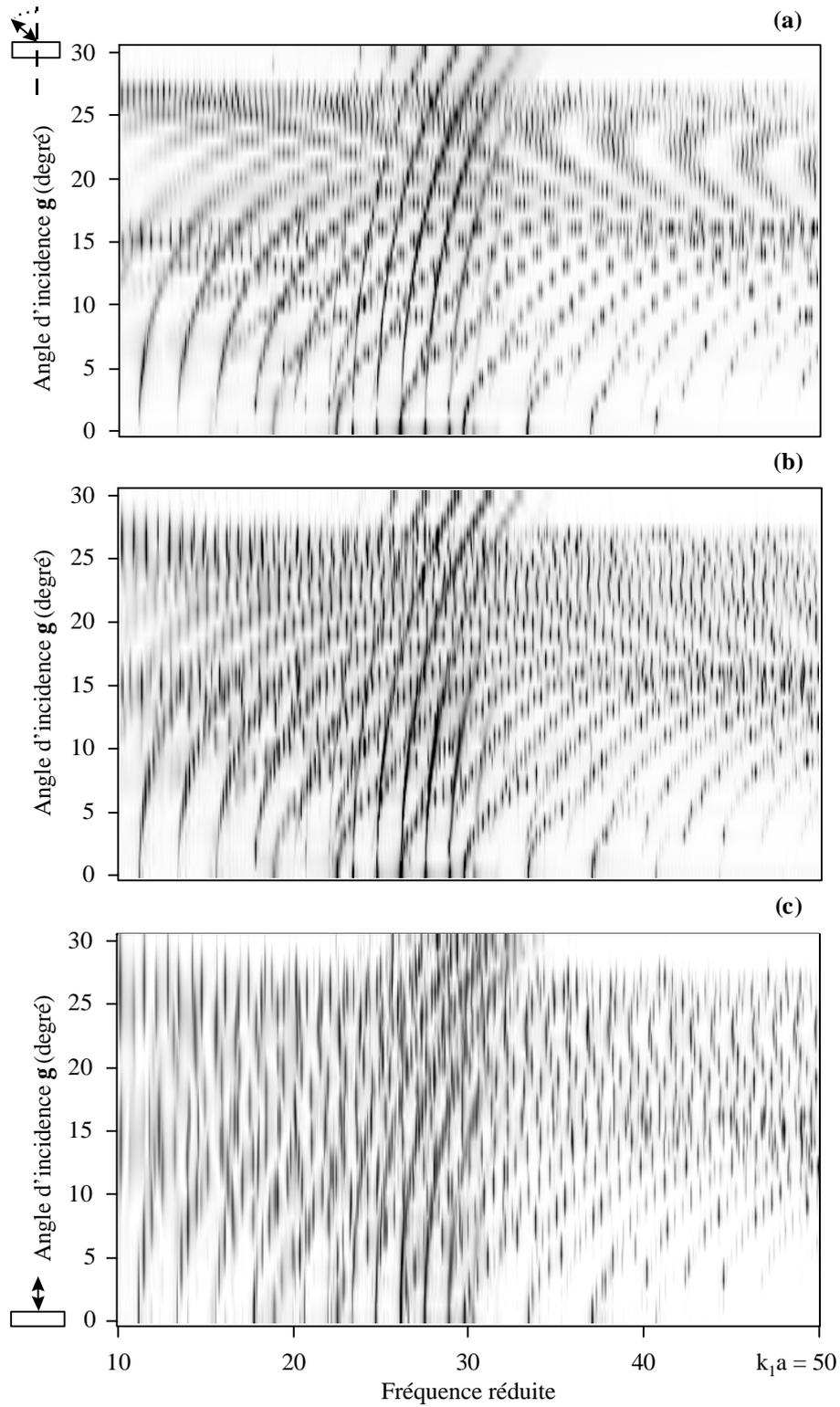


Figure III.13 : Evolution des spectres de résonances théoriques des tubes 1, 2 et 3 ($C_T = 3200 \text{ ms}^{-1}$), respectivement (a), (b) et (c), en fonction de l'angle d'incidence g . L'amplitude croit linéairement des zones blanches aux zones noires. $Dx_1 = 0,035$.

L'évolution des spectres se poursuit à mesure que le tube se raccourcit. Sur la figure III.12.c, l'organisation des résonances du tube 3 ($L = 50$ mm) est moins apparente. Plusieurs motifs de seulement quelques échos chacun, et espacés plus irrégulièrement, prennent place dans les enregistrements temporels (figure III.6.a). L'aspect plus désorganisé affiché dans ce cas provient essentiellement de l'intervalle fréquentiel plus grand entre deux résonances successives de même mode circonférentiel. Ainsi, pour un angle d'incidence donné, des résonances de modes n différents, peuvent être mélangées.

Dans la zone où les angles d'incidence sont les plus importants ($25^\circ \leq g \leq 30^\circ$), les aller-retour de l'onde le long d'une génératrice du tube sont spécifiques à l'angle critique. Les résonances liées à ce type de propagation sont observées pour plusieurs angles autour de cet angle critique. Cet étalement angulaire d'observation est dû à la limitation de l'objet et est accentué par l'ouverture angulaire du transducteur (annexe A). L'écart fréquentiel entre les résonances double quand la longueur du tube diminue de moitié (figures III.12.a-c). Dans le couloir adjacent ($22^\circ \leq g \leq 25^\circ$), l'onde T_0 se manifeste peu. Cette gamme angulaire coïncide approximativement avec les parcours hélicoïdaux de l'onde sur le tube, effectués avec des angles de propagation faibles: peu d'échos sont alors reçus. De plus, l'hypothèse suivante peut être formulée : la réémission dans l'eau de l'onde T_0 en bout de tube est plus importante pour ces angles qu'aux angles plus faibles; aussi la formation des résonances est plus difficile.

Les résonances de l'onde A , observables dans les cas des tubes les plus longs (figures III.12.a, b), apparaissent comme pour le tube infini dans la bande de fréquence réduite 20-35.

Les spectres théoriques obtenus à partir du calcul de diffusion du chapitre précédent sont réunis sur les figures III.13.a-c (pour $L = 200$ mm, 100 mm et 50 mm, respectivement). L'effet de bande passante du transducteur n'est pas simulé. Leur comparaison avec les résultats expérimentaux commentés précédemment fait ressortir deux points de différence : (1) l'influence de l'ouverture angulaire du transducteur augmente l'étalement angulaire d'observation de chaque résonance sur les résultats expérimentaux; (2) l'observation, pour le calcul, des résonances sur toute la gamme angulaire $0^\circ \leq g \leq 27,3^\circ$ (onde T_0) et sur $0^\circ \leq g \leq 16,3^\circ$ (onde S_0), conséquence inhérente au choix des conditions d'appuis aux extrémités (cf. paragraphe III.3.2.b). Ce choix, du point de vue théorique, explique l'observation des résonances de l'onde T_0 sur toute la gamme angulaire : le modèle ne prend pas en compte la réémission aux extrémités. Par ailleurs, sur les résultats théoriques, les

résonances de l'onde A dont la propagation sur un tube simple a été décrite à l'aide du modèle géométrique, présentent des caractéristiques similaires à celles observées pour les ondes S_0 et T_0 (plusieurs résonances ayant un mode n identique et des modes m différents).

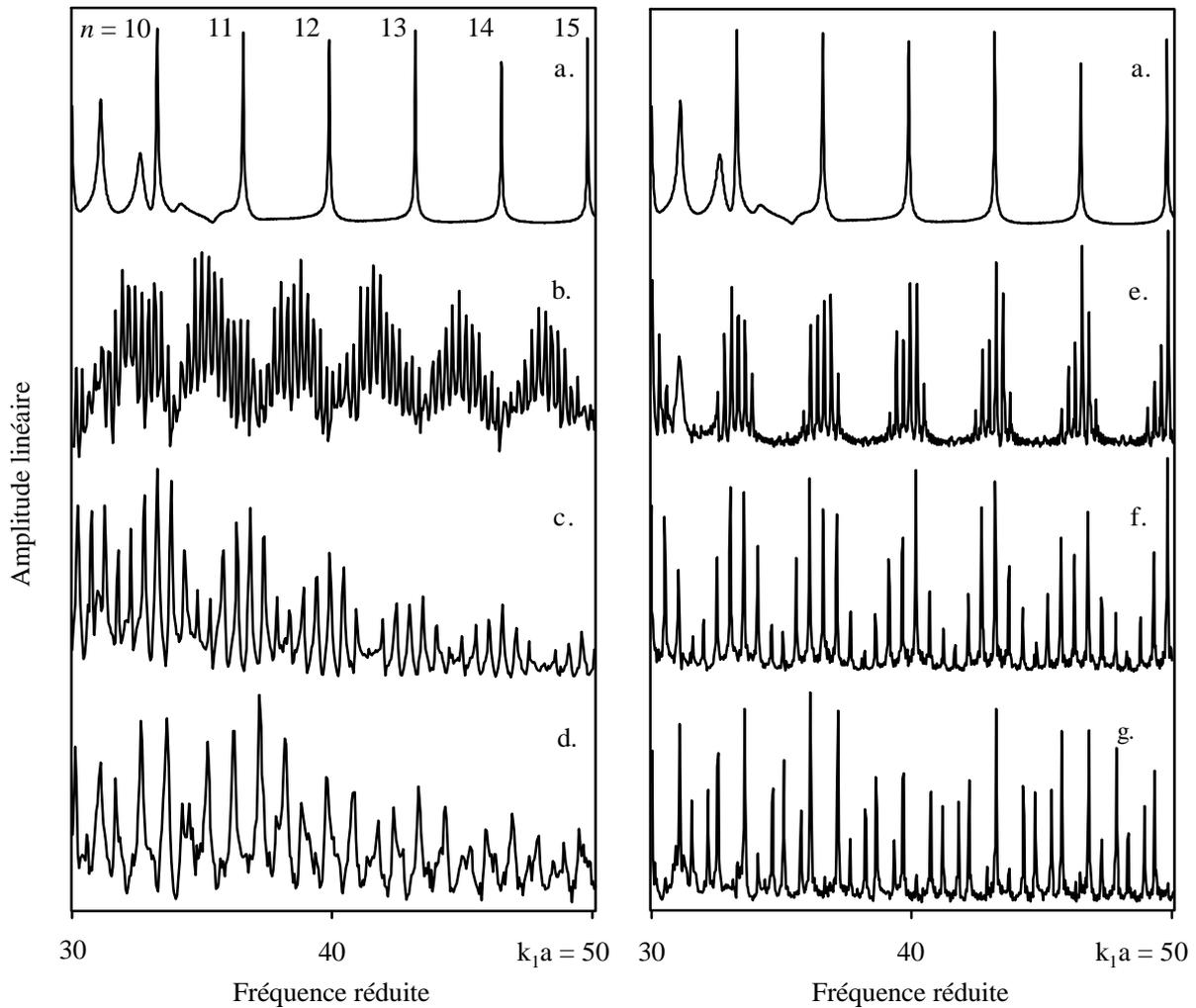


Figure III.14 : Comparaison des spectres de résonances des tubes 1, 2 et 3 à l'angle d'incidence $g = 20^\circ$. (a) résultat théorique pour un tube infini ($C_T = 3200 \text{ ms}^{-1}$), (b)-(d) résultats expérimentaux pour les tubes 1, 2 et 3 (respectivement, $L = 200, 100, 50 \text{ mm}$), (e)-(g) résultats théoriques pour les tubes 1, 2 et 3 ($C_T = 3200 \text{ ms}^{-1}$). $Dx_1 = 0,035$.

Le phénomène de multiples résonances pour un même mode de vibration sur la circonférence des cibles est illustré par les figures III.14.a-g, à travers la comparaison de spectres de résonances à l'angle d'incidence $g = 20^\circ$. La figure III.14.a est le spectre calculé pour un tube infini; il est extrait de la figure I.16. Les six autres spectres (figures III.14.b-d et III.14.e-g) sont extraits des représentations 3D (figures III.12.a-c et III.13.a-c, respectivement). Ces spectres sont présentés dans la bande $30 \leq k_1 a \leq 50$. L'ensemble des résonances observées sont liées à la propagation de l'onde T_0 , excepté pour $30 \leq k_1 a \leq 35$ où quelques résonances de l'onde A apparaissent. Dans le cas du tube infini, pour une onde donnée, l'association d'un pic de résonance à un mode n est exclusive (figure III.14.a). En ce qui concerne les spectres des tubes 1 et 2 (figures III.14.b-c), plusieurs pics de résonance peuvent être associés au même mode de vibration circonférentiel. Ces modes n'ayant pas fait l'objet d'une identification expérimentale (cf. chapitre II), ils ne sont pas indiqués sur les figures. Les résonances s'espacent lorsque le tube devient plus court. Un décalage de l'enveloppe dans laquelle apparaissent les résonances est observé sur la figure III.14.b. Ceci est dû au réglage expérimental de l'angle d'incidence. A $g = 20^\circ$ (proche de l'angle critique), la position des résonances est sensible à de faibles variations de l'angle d'incidence. Le troisième spectre expérimental (figure III.14.d) présente une allure différente : l'enveloppe des modes du tube infini n'est plus observable. Il devient difficile d'associer les résonances à leur mode circonférentiel en raison de l'aspect maintenant plus uniforme du spectre. De la comparaison des spectres expérimentaux et théoriques, deux remarques peuvent être faites.

- L'effet d'ouverture du faisceau émis par le transducteur est observable : l'influence des modes circonférentiels porte sur une plage plus large en fréquence sur les figures III.14.b,c que sur les figures III.14.e,f.

- Pour chaque longueur de tube, l'intervalle fréquentiel entre deux résonances est analogue.

L'évolution des spectres théoriques est maintenant étudiée pour des longueurs de tube allant de 50 mm à 250 mm, pour $g = 20^\circ$ (figure III.15). Les amplitudes linéaires de chaque partie sont normées par rapport à la valeur maximale de l'ensemble. En raison des variations d'amplitude, la représentation est scindée en deux parties (a-b). Plus le tube est court, plus l'amplitude des résonances est faible : les échos sont reçus après un nombre de réflexions de plus en plus élevé. L'influence de la réémission de l'onde aux extrémités est alors plus importante. Les résonances du tube limité apparaissent voisines les unes des autres et centrées autour des positions des modes du tube infini, lorsque la longueur est grande devant le rayon.

Les positions de ces résonances se dispersent progressivement à mesure que la longueur et la circonférence du tube deviennent du même ordre de grandeur.

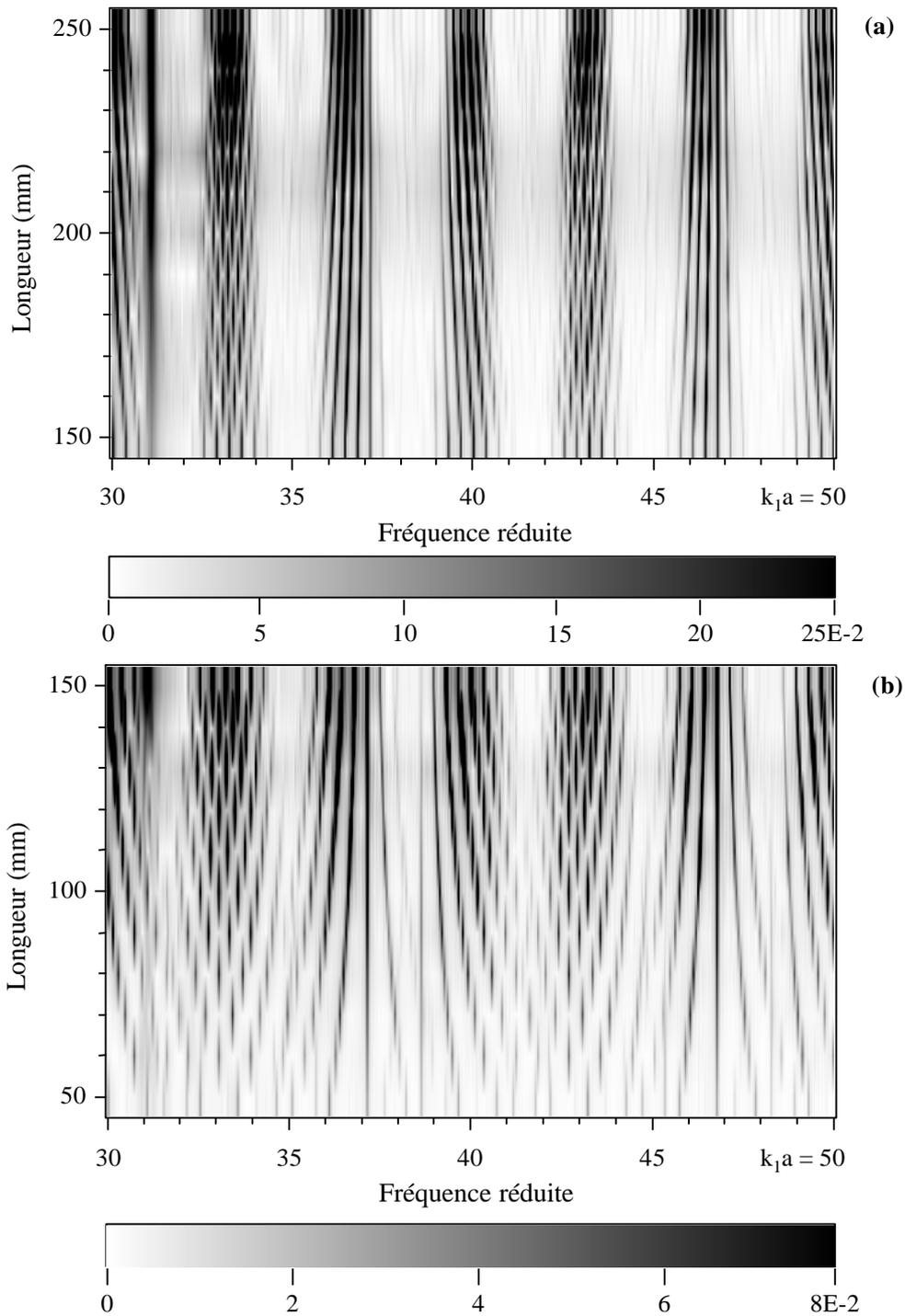


Figure III.15 : Evolution des spectres de résonances théoriques en fonction de la longueur du tube à l'angle d'incidence $g = 20^\circ$ ($Dx_1 = 0,035$, $DL = 10$ mm, $b/a = 0,97$, $a = 10,25$ mm et $C_T = 3200$ ms^{-1}).

III.4.2 Influence d'une discontinuité radiale

Les spectres de résonances théoriques et expérimentaux de l'objet 4 (tube simple de longueur 200 mm) sont, respectivement, montrés sur les figures III.16.a,b dans la bande de fréquence réduite 10-70 ($f_c = 55$), pour les angles d'incidence $0^\circ \leq g \leq 50^\circ$. Ils sont comparés aux spectres de la figure III.16.c, obtenus à partir de l'objet 5 (deux tubes de longueur 100 mm et 200 mm soudés de part et d'autre d'un disque plan).

Le résultat théorique de la figure III.16.a montre le glissement vers les hautes fréquences des modes circonférentiels lorsque l'angle d'incidence augmente. Ces modes sont observés de façon discontinue. Ces phénomènes ont été décrits au chapitre II. Des résonances liées aux trois ondes sont observées : l'onde S_0 jusqu'à $g = 16,3^\circ$, l'onde T_0 jusqu'à $g = 28,3^\circ$ et l'onde A de $g = 0^\circ$ à 50° . Le choix des appuis aux extrémités uniformise l'observation des trois ondes.

Sur les résultats expérimentaux de la figure III.16.b, obtenus sur le tube sans raidisseur, l'amplitude des résonances de l'onde A est renforcée pour les angles élevés ($40^\circ \leq g \leq 50^\circ$). Dans le cas de la figure III.16.c, la présence du disque renforce l'amplitude des résonances dues à l'onde A sur toute la zone angulaire étudiée. Entre les angles 20° et 35° , la formation des résonances est contrariée par un phénomène interférentiel entre deux séries d'échos de l'onde A : les échos réfléchis sur l'extrémité C_B et ceux dus à la présence de la discontinuité (notés respectivement A et A^S sur la figure III.9.b). Compte tenu de l'amplitude importante des pics de l'onde A , les résonances de l'onde T_0 se trouvent masquées par le niveau du seuil.

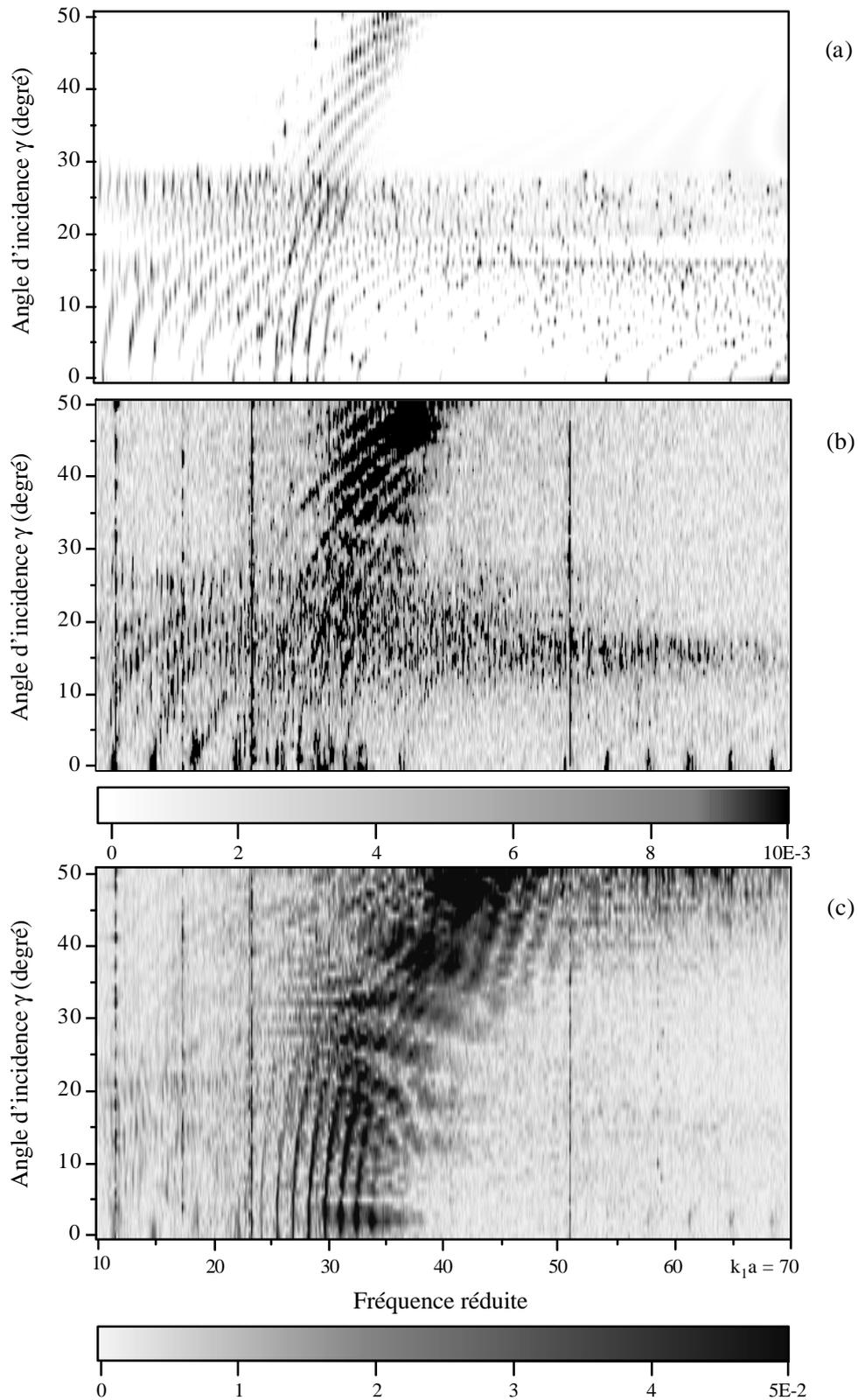


Figure III.16 : Evolution des spectres de résonances des objets 4 : (a) théorique $Dx_1 = 0,07$, (b) expérimental et 5 : (c) expérimental, en fonction de l'angle d'incidence \mathbf{g} Les amplitudes de (b) et (c) sont normées par rapport à la valeur maximale de la bande passante du transducteur obtenue par FFT de l'écho spéculaire en incidence normale ($\mathbf{g} = 0^\circ$).

III.5 Conclusion

Dans ce chapitre, l'étude de l'influence de la longueur, du diamètre et de la présence d'une discontinuité radiale dans un tube limité a été menée dans les plans temps/angle et fréquence/angle. L'observation d'échos à l'aide d'un montage monostatique est possible si les ondes se réfléchissent aux extrémités du tube pour être réémises dans la direction de l'onde incidente. Afin d'identifier ces échos rétrodiffusés, un modèle géométrique prenant en compte les multiples réflexions des ondes sur les extrémités a été développé. Ce modèle décrit les parcours des ondes dans la structure et dans l'eau, et les relie aux temps auxquels les échos sont observés.

Dans le cas des tubes étudiés, les plans temps/angle font apparaître des arrangements d'échos liés à l'onde T_0 . Ceux-ci sont organisés en motifs successifs qui sont liés à un nombre impair croissant de réflexions sur les extrémités des diffuseurs (réception de chaque écho après réflexion sur l'extrémité du tube la plus éloignée du transducteur). L'intervalle de temps entre ces motifs et le nombre d'échos par motifs deviennent plus importants si la longueur du tube augmente. L'écart temporel entre des échos d'un même motif dépend du diamètre du tube.

Suivant la longueur des objets, le plan fréquence/angle va prendre des allures différentes. Lorsque le tube est long, les modes circonférentiels sont bien définis. En effet, l'écart entre les résonances de même n (de m différents) est faible. Pour observer ces nombreuses résonances liées à un système de propagation entretenue dans la longueur du tube, la fenêtre temporelle à partir de laquelle est effectuée la FFT doit contenir plusieurs motifs d'échos.

La présence d'une discontinuité dans le tube limité (jonction avec un disque interne), a renforcé l'influence de l'onde d'interface. Le modèle géométrique a permis l'identification de séries d'échos liés à l'onde A . L'onde se propage sur une des sous-structures cylindriques composant l'objet en se réfléchissant au niveau de la jonction. Sa sensibilité en présence du raidisseur interne lui confère un rôle prédominant parmi les phénomènes élastiques observés. Au contraire, l'onde T_0 n'est pas perturbée de manière sensible par la présence d'une discontinuité interne de ce type. Les échos identifiés de cette onde se propagent dans la longueur totale de l'objet.

- CONCLUSION -

La pression résonnante diffusée par un tube limité est sensiblement différente de celle d'un tube de longueur infinie. Notre objectif dans ce travail a été d'étudier, théoriquement et expérimentalement, l'influence de la limitation de la longueur sur la diffusion acoustique en incidence oblique.

Pour réaliser cette étude, nous avons mis en œuvre une modélisation théorique hybride. Celle-ci permet d'exprimer les potentiels qui décrivent l'état de surface d'un tube infini, sujet à des appuis simples périodiques, à l'aide de la théorie de l'élasticité. Ce tube est ensuite "bafflé": l'intégrale de Kirchhoff permet de propager les quantités calculées à la surface du tube jusqu'au point d'observation, en ne prenant en considération dans le rayonnement en champ lointain qu'une portion de la longueur du tube, comprise entre deux appuis successifs. Ce modèle ne tient pas compte de la réémission par les extrémités du tube; ceci peut expliquer certaines différences observées avec les signaux expérimentaux. Cette approche est utilisable dans le cas des coques épaisses, et n'est pas limitée au domaine basse fréquence. A l'aide de cet outil, deux représentations de la pression diffusée pour un angle d'incidence donné ont été obtenues. Le plan d'identification réunit les spectres de résonances pour des angles d'azimut successifs en réception et permet l'identification du mode de vibration sur la circonférence du tube (n) des résonances observées en rétrodiffusion. Le plan d'isolement modal résulte d'un artifice de calcul; il est obtenu en assemblant côte à côte les contributions résonnantes partielles d'un mode axial du tube. Cette seconde représentation fournit l'identification théorique du mode de vibration dans la longueur du tube (m) des résonances.

Les résultats expérimentaux ont été obtenus à l'aide de la M.I.I.R. en régime impulsionnel. La signature acoustique des cibles est acquise en configuration monostatique (rétrodiffusion). L'analyse de la pression rétrodiffusée qui vise ici à déterminer les modes de vibrations associés aux résonances de l'objet, nécessite l'emploi de dispositifs bistatiques de mesure. Un premier montage où le transducteur récepteur tourne dans un plan perpendiculaire à l'axe du tube a conduit à l'identification des modes n (plan d'identification). Un second montage original, où le récepteur se déplace parallèlement à l'axe de l'objet, a permis

d'identifier le mode m . La représentation "tout-fréquence" qui donne accès à la valeur des modes dans la longueur du tube est obtenue après transformée de Fourier spatiale (axiale).

L'identification des échos rétrodiffusés a été effectuée grâce à un modèle géométrique décrivant la propagation hélicoïdale des ondes sur le tube, et prenant en compte une ou plusieurs réflexions à ses extrémités. Ces parcours des ondes, sur l'objet et dans l'eau, sont reliés aux temps auxquels les échos sont observés.

Les relevés monostatiques obtenus sur un tube limité de $b/a = 0,83$ et $L/a = 10,83$, montrent la formation de résonances. Ces observations sont possibles dans la mesure où les ondes se réfléchissent aux bouts du tube. Lorsque l'angle dévie de l'incidence normale, les résonances se positionnent sur des trajectoires qui se décalent vers les hautes fréquences; elles suivent ainsi une évolution semblable à celle observée pour des tubes de longueur infinie. Cette évolution est discrète : la résonance existe lorsqu'un accord de phase est réalisé simultanément dans la circonférence et dans la longueur du tube limité. Selon les angles d'incidence considérés, $g = 0^\circ$ (incidence normale), $g = 12^\circ$, 20° , 21° et $g = 90^\circ$ (incidence axiale), les résonances associées aux ondes S_0 et T_0 ont été identifiées. Chaque résonance a un couple de modes (n, m) qui lui est propre. Plusieurs résonances peuvent avoir un mode de vibration identique sur la circonférence dès lors que leur mode axial diffère (et inversement). L'identification complète des modes (n, m) des résonances de l'onde T_0 a permis de relier ces observations à une dispersion significative de la vitesse de phase et de l'angle d'hélice avec lequel l'onde se propage sur le tube. Cette évolution de l'angle d'hélice autorise des parcours identiques de l'onde sur le tube d'un angle d'incidence à un angle voisin; ceci explique la possibilité d'observer la même résonance (n, m) sur les signaux rétrodiffusés (étalement angulaire).

L'influence de la dimension des objets sur la pression diffusée a fait l'objet d'une analyse dans le domaine temporel. Les relevés monostatiques obtenus sur des tubes de $b/a = 0,97$, montrent la présence d'échos dus à l'onde T_0 . Ces échos s'organisent en séries successives (motifs), qui sont reçues après réflexion de l'onde sur l'extrémité du tube la plus éloignée du transducteur. Lorsque le tube devient plus court, l'intervalle de temps entre ces motifs et le nombre d'échos par motifs deviennent moins importants. L'écart temporel entre les échos d'un motif est lié au diamètre des objets. Dans le domaine fréquentiel, l'écart entre des résonances de même mode circonférentiel augmente lorsque la longueur du tube diminue.

L'ajout d'un disque radial dans les tubes donne naissance à des séries d'échos supplémentaires d'amplitude renforcée, liées à la réflexion intermédiaire de l'onde A au niveau de la jonction : l'onde se propage sur la partie cylindrique située entre le disque et le transducteur. La propagation de l'onde T_0 n'est pas perturbée par la présence de la discontinuité. Les spectres correspondants confirment le rôle prédominant joué par l'onde de flexion sur cette structure complexe.

Une suite immédiate à ce travail peut être la recherche des racines, dans le plan complexe, de la matrice de diffusion du tube limité ($D_{n,m}$, relation II.17). Ceci pourra permettre d'affiner et d'étendre les résultats obtenus lors de l'identification des modes de vibration, et de considérer le couplage des ondes au milieu fluide.

Par ailleurs, le modèle de diffusion du tube limité pourra être utilisé afin d'évaluer la réémission des ondes aux extrémités. Pour cela, l'approche adoptée par F. Léon dans le cas de tubes infinis [93] pourra être suivie.

L'influence de la présence d'une cloison sur la diffusion acoustique par un tube demande à être étudiée théoriquement. Une telle approche peut entre autre aider à déterminer les causes du renforcement de l'influence de l'onde A . En effet, il est à envisager que des phénomènes de conversion d'ondes interviennent à la jonction tube/disque, et que des effets soient liés à l'inertie du disque, l'ensemble contribuant à l'amplitude importante avec laquelle cette onde se manifeste.

Ce travail offre des perspectives d'études à plus long terme :

la surveillance de structures cylindriques (pipes). Elle peut être envisagée en termes de modes de vibration. Pour cela, il est nécessaire de pouvoir travailler avec des longueurs d'ondes de l'onde sur la structure, de l'ordre de grandeur de la taille du défaut.

la classification d'objets élastiques immergés, basée sur la dépendance d'aspect de leur signature résonnante acoustique.

- BIBLIOGRAPHIE -

- [1] H. Überall, L. R. Dragonette, and L. Flax, "Relation between creeping waves and normal modes of vibration of a curved body," *J. Acoust. Soc. Am.* **61**, 711-715 (1977).
- [2] J. D. Murphy, E. D. Breitenbach, and H. Überall, "Resonance scattering of acoustic waves from cylindrical shells," *J. Acoust. Soc. Am.* **64**, 677-683 (1978).
- [3] J. W. Dickey, and H. Überall, "Acoustic high frequency scattering by elastic cylinders," *J. Acoust. Soc. Am.* **66**, 275-283 (1979).
- [4] A. Derem, "Relation entre la formation des ondes de surface et l'apparition de résonances dans la diffusion acoustique," *Revue du CETHEDDEC* **58**, 43-79 (1979).
- [5] W. G. Neubauer, and L. R. Dragonette, "Observation of waves radiated from circular cylinders caused by an incident pulse," *J. Acoust. Soc. Am.* **48**, 1135-1149 (1970).
- [6] G. Quentin, M. De Billy, and A. Hayman, "Comparison of backscattering of short pulses by solid spheres and cylinders at large ka ," *J. Acoust. Soc. Am.* **70**, 870-878 (1981).
- [7] 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'Etat-ès-Sciences, Université de Rouen (1984).
- [8] L. Flax, G. C. Gaunard, and H. Überall, "Theory of resonance scattering," *Physical Acoustics XV Academic Press, New York*, 191-293 (1981).
- [9] A. Derem, J. L. Rousselot, G. Maze, J. Ripoche, and A. Faure, "Diffusion d'une onde plane par des cylindres solides immergés : étude expérimentale et théorie des résonances," *Acustica* **50**, 70-78 (1982).
- [10] A. Derem, "Théorie de la matrice S et transformation de Sommerfeld-Watson dans la diffusion acoustique," *La diffusion acoustique*, N. Gespa (Cedocar, Paris), chapitre 9, 189-279 (1987).
- [11] L. Flax, V. K. Varadan, and V. V. Varadan, "Scattering of an obliquely incident acoustic wave by an infinite cylinder," *J. Acoust. Soc. Am.* **68**, 1832-1835 (1980).
- [12] G. Maze, J. L. Izbicki and J. Ripoche, "Resonances of plates and cylinders : Guided waves," *J. Acoust. Soc. Am.* **77**, 1352-1357 (1985).
- [13] J. L. Izbicki, G. Maze, and J. Ripoche, "Influence of the free modes of vibration on the acoustic scattering of a circular cylindrical shell," *J. Acoust. Soc. Am.* **80**, 1215-1219 (1986).
- [14] T. Li, and M. Ueda, "Sound scattering of a plane wave obliquely incident on a cylinder," *J. Acoust. Soc. Am.* **86**, 2363-2368 (1989).

-
- [15] X. L. Bao, H. Cao, and H. Überall, "Resonances and surface waves in the scattering of an obliquely incident acoustic field by an infinite elastic cylinder," *J. Acoust. Soc. Am.* **87**, 106-110 (1990).
- [16] F. Léon, F. Lecroq, D. Décultot, and G. Maze, "Scattering of an obliquely incident acoustic wave by an infinite hollow cylindrical shell," *J. Acoust. Soc. Am.* **91**, 1388-1397 (1992).
- [17] N. D. Veksler, "Resonance acoustic spectroscopy," Springer Series on Wave Phenomena **11**, edited by L. M. Brekhovskikh (Springler-Verlag 1993).
- [18] J. M. Conoir, P. Rembert, O. Lenoir, and J. L. Izbicki, "Relation between surface helical waves and elastic cylinder resonances," *J. Acoust. Soc. Am.* **93**, 1300-1308 (1993).
- [19] F. Léon, "Diffusion acoustique par des tubes immergés en incidence oblique. Ondes guidées. Réémissions aux extrémités," Thèse de Doctorat de l'Université du Havre (1994).
- [20] P. L. Marston, "Approximate meridional leaky ray amplitudes for tilted cylinders : End-backscattering enhancements and comparisons with exact theory for infinite solid cylinders," *J. Acoust. Soc. Am.* **102**, 358-369 (1997). Errata *J. Acoust. Soc. Am.* **103**, 2236 (1998).
- [21] G. Maze, F. Léon, and N. D. Veksler, "Scattering of an obliquely incident plane acoustic wave by a circular cylindrical shell. Experimental results," *Acustica/Acta acustica* **84**, 1-11 (1998).
- [22] F. Lecroq, F. Léon, D. Décultot, and G. Maze, "Diffusion d'une onde acoustique par un tube limité par des disques plans : études théoriques et expérimentales," *Acustica* **74**, 51-61 (1991).
- [23] T. K. Stanton, "Sound scattering by cylinders of finite length. II. Elastic cylinders," *J. Acoust. Soc. Am.* **83**, 64-67 (1988).
- [24] Z. Ye, "A novel approach to sound scattering by cylinders of finite length," *J. Acoust. Soc. Am.* **102**, 877-884 (1997).
- [25] D. Brill, G. C. Gaunaud, "High-frequency monostatic echoes from finite-length cylinders," Actes du 1^{er} Congrès Français d'Acoustique, Lyon, France, **C2**, 383-386 (1990).
- [26] F. Molinet, "Méthodes analytiques fondées sur la GTD pour le calcul de la réponse temporelle de LINE 2 élastique," Groupe d'Etude sur la Propagation Acoustique, Université du Havre, 2-3 juin 1998, Actes DGA-DRET.
- [27] V. V. Muzychenko, and S. A. Rybak, "Low-frequency resonance scattering of sound by finite cylindrical shells (review)," *Sov. Phys. Acoust.* **34**, 325-333 (1988).

-
- [28] P. R. Stepanishen, "Modal coupling in the vibration of fluid-loaded cylindrical shells," *J. Acoust. Soc. Am.* **71**, 813-823 (1982).
- [29] M. L. Rummerman, "Contribution of membrane wave reradiation to scattering from finite cylindrical steel shells in water," *J. Acoust. Soc. Am.* **93**, 55-65 (1993).
- [30] M. Tran-Van-Nhieu, "Scattering from a finite cylindrical shell," *J. Acoust. Soc. Am.* **91**, 670-679 (1991).
- [31] M. C. Junger, and D. Feit, "Sound, structures, and their interaction," MIT press, 2nd edition (1986).
- [32] I. Mirsky, and G. Herrmann, "Nonaxially symmetric motions of cylindrical shells," *J. Acoust. Soc. Am.* **29**, 1116-1123 (1957).
- [33] S. F. Morse, P. L. Marston, and G. Kaduchak, "High-frequency backscattering enhancements by thick finite cylindrical shells in water at oblique incidence : Experiments, interpretation and calculations," *J. Acoust. Soc. Am.* **103**, 785-794 (1998).
- [34] S. F. Morse, "High-frequency acoustic backscattering enhancements for finite cylindrical shells in water at oblique incidence," Ph. D. Dissertation, Washington State University, department of physics (1998).
- [35] N. Touraine, A. Klauson, J. Metsaveer, D. Décultot, and G. Maze, "Experimental and numerical study of sound scattering from an extra thin finite cylindrical shell," *Acoustics letters* **22**, 39-44 (1998).
- [36] N. D. Veksler, A. Lavie, and B. Dubus, "Peripheral waves generated in a cylindrical shell with hemispherical endcaps by a plane acoustic wave at axial incidence," *Wave Motion* **31**, 349-369 (2000).
- [37] B. Zerr, A. Tesei, A. Maguer, B. H. Houston, and P. A. Sletner, "Classification of underwater elastic objects based on aspect dependance of their acoustic signature," 5th European Conference on Underwater Acoustics, Lyon, France, conference proceedings, 875-880 (2000).
- [38] N. Touraine, "Diffusion acoustique par des coques cylindrico-hémisphériques immergées en incidence variable," Thèse de Doctorat de l'Université du Havre (2000).
- [39] B. H. Houston, J. A. Bucaro, and D. M. Photiadis, "Broadband acoustic scattering from a ribbed shell," *J. Acoust. Soc. Am.* **98**, 2851-2853 (1995).
- [40] M. Tran Van Nhieu, M. Gensane, A. Tesei, S. Fiovaranti, and A. Maguer, "Scattering by a fluid-filled finite cylindrical shell : comparison theory-experiments," 4th European Conference on Underwater Acoustics, Rome, Italy, conference proceedings, 819-824 (1998).
- [41] F. Lecroq, M. Tran Van Nhieu, G. Maze, and J. Ripoché, "Acoustic scattering by a cylindrical shell terminated by flat plates," 3rd European Conference on Underwater Acoustics, Heraklion, Crète, Grèce, conference proceedings, 117-122 (1996).

- [42] S. F. Morse, P. L. Marston, "Meridional ray contributions to scattering by tilted cylindrical shells above the coincidence frequency : Ray theory and computations," *J. Acoust. Soc. Am.* **106**, 2595-2600 (1999).
- [43] G. Maze, and J. Ripoche, "Méthode d'Isolement et d'Identification des Résonances (M.I.I.R.) de cylindres et de tubes soumis à une onde acoustique plane dans l'eau," *Rev. Phys. Appl.* **18**, 319-326, (1983).
- [44] P. Pareige, P. Rembert, J. L. Izbicki, G. Maze, et J. Ripoche, "Méthode impulsionnelle numérisée (M.I.N.) pour l'isolement et l'identification des résonances de tubes immergés," *Physic Letters A*, **135**, 143-146 (1989).
- [45] L. Martinez, "Nouvelles méthodes d'identification d'ondes de surface. Etude de l'onde *A* sur une cible courbe," Thèse de Doctorat de l'Université du Havre (1998).
- [46] J.-P. Sessarego, J. Sageloli, P. Degoul, P. Flandrin, et M. Zakharia, "Analyse temps-fréquence de signaux en milieux dispersifs. Application à l'étude des ondes de Lamb," *J. Acoustique* **3**, 273-280 (1990).
- [47] M. Tran Van Nhieu, M. Gensane, S. Fioravanti, A. Tesei, A. Maguer, B. Woodward, and P. A. Lepper, "Detection of a buried water-filled cylindrical shell by the wavelet transform technique," 5th European Conference on Underwater Acoustics, Lyon, France, conference proceedings, 1091-1096 (2000).
- [48] R. Latif, E. Aassif, A. Moudden, D. Décultot, B. Faiz, and G. Maze, "Determination of the cutoff frequency of an acoustic circumferential wave using a time-frequency analysis," *NDT&E International* **33**, 373-376 (2000).
- [49] G. Kaduchak, C. M. Wassmuth, and C. M. Loeffler, "Elastic wave contributions in high resolution acoustic images of fluid-filled, finite cylindrical shells in water," *J. Acoust. Soc. Am.* **100**, 64-71 (1996).
- [50] P. Pernod, "Etude et développement de nouvelles techniques de caractérisation ultrasonores," Synthèse d'activités scientifique en vue de l'obtention de l'habilitation à diriger des recherches (1996).
- [51] B. T. Hefner, and P. L. Marston, "Backscattering enhancements associated with the excitation of symmetric Lamb waves on a circular plate : direct and holographic observations," *Acoustic Research Letters Online (ARLO)* **2**, 55-60 (2001).
- [52] R. Guillermin, "Caractérisation d'objets enfouis dans des sédiments marins par imagerie acoustique," Thèse de Doctorat de l'Université d'Aix-Marseille II (2000).
- [53] E. G. Williams, "Fourier acoustics : sound radiation and nearfield acoustical holography," Academic, London (1999).
- [54] C. Prada, S. Maneville, D. Spoliansky, and M. Fink, "Decomposition of the time reversal operator : Detection and selective focusing on two scatterers," *J. Acoust. Soc. Am.* **99**, 2067-2076 (1996).

- [55] G. Maze, and J. Ripoche, "Visualisation of acoustic scattering by elastic cylinder at low ka ," *J. Acoust. Soc. Am.* **73**, 41-43 (1983).
- [56] J. Chiumia, N. Touraine, D. Décultot, G. Maze, A. Klauson, and J. Metsaveer, "Experimental analysis of the acoustic backscattering from an axially soldered tube," *J. Acoust. Soc. Am.* **105**, 183-193 (1999).
- [57] A. Tesei, W. L. J. Fox, A. Maguer, and A. Lovik, "Target parameter estimation using resonance scattering analysis applied to air-filled, cylindrical shells in water," *J. Acoust. Soc. Am.* **108**, 2891-2900 (2000).
- [58] L. Martinez, A. Tinel, and J. Duclos, "Space-wave number analysis of multiple Lamb waves mode conversions in fluid filled cylindrical shells," 5th European Conference on Underwater Acoustics, Lyon, France, conference proceedings, 899-904 (2000).
- [59] P. Runkle, L. Carin, L. Couchman, J. A. Bucaro, and T. J. Yoder, "Multiaspect identification of submerged elastic targets via wave-based matching pursuits and hidden Markov models," *J. Acoust. Soc. Am.* **106**, 605-616 (1999).
- [60] A. Baillard, J.-M. Conoir, D. Décultot, G. Maze, A. Klauson, and J. Metsaveer, "High frequencies experimental study on time domain of backscattered signal from stiffened cylindrical shell," *Acoustics Letters* **22**, 61-65 (1998).
- [61] G. Maze, F. Lecroq, D. Décultot, and J. Ripoche, "Acoustic scattering from finite cylindrical elastic objects," *J. Acoust. Soc. Am.* **90**, 3271-3277 (1991).
- [62] E. G. Williams, B. H. Houston, P. C. Herdic, S. T. Raveendra, and B. Gardner, "Interior near-field acoustical holography in flight," *J. Acoust. Soc. Am.* **108**, 1451-1463 (2001).
- [63] R. K. Gupta, "Free vibrations of cylindrical containers," *J. of Sound and Vibration* **180**, 387-395 (1995).
- [64] C. Aristégui, M. J. S. Lowe, and P. Cawley, "Guided waves in fluid-filled pipes surrounded by different fluids," *Ultrasonics* **39**, 367-375 (2001).
- [65] A. Klauson, and J. Metsaveer, "Sound scattering by a cylindrical shell reinforced by lengthwise ribs and walls," *J. Acoust. Soc. Am.* **91**, 1834-1843 (1992).
- [66] A. Klauson, G. Maze, and J. Metsaveer, "Acoustic scattering by submerged cylindrical shell stiffened by internal lengthwise rib," *J. Acoust. Soc. Am.* **96**, 1575-1581 (1994).
- [67] Y. P. Guo, "Sound scattering from cylindrical shells with internal elastic plates," *J. Acoust. Soc. Am.* **93**, 1936-1946 (1992).
- [68] Y. P. Guo, "Sound scattering by bulkheads in cylindrical shells," *J. Acoust. Soc. Am.* **95**, 2550-2559 (1994).
- [69] J. M. Cuschieri, and D. Feit, "Acoustic scattering from a fluid-loaded cylindrical shell with discontinuities : Single plate bulkhead," *J. Acoust. Soc. Am.* **98**, 320-338 (1995).

- [70] A. Baillard, J.-M. Conoir, D. Décultot, G. Maze, A. Klauson, and J. Metsaveer, "Acoustic scattering from fluid-loaded stiffened cylindrical shell using elasticity theory," *J. Acoust. Soc. Am.* **107**, 3028-3216 (2000).
- [71] M. El-Raheb and P. Wagner, "Acoustic radiation from a shell with internal structures," *J. Acoust. Soc. Am.* **85**, 2452-2464 (1989).
- [72] C. N. Corrado, "Mid-frequency acoustic backscattering from finite cylindrical shells and the influence of helical membrane waves," Ph. D. thesis, department of ocean engineering, MIT (1993).
- [73] M. Conti, "Mid-frequency acoustic scattering from finite internally-loaded cylindrical shells near axial incidence," Ph. D. thesis, department of ocean engineering, MIT (1995).
- [74] D. M. Photiadis, B. H. Houston, E. G. Williams, and J. A. Bucaro, "Resonant response of complex shell structures," *J. Acoust. Soc. Am.* **108**, 1027-1035 (2000).
- [75] H. G. Schneider, "Sound scattering by a finite cylinder with ribs : Comparison of analytic approximations with a boundary element solution," 3rd European Conference on Underwater Acoustics, Heraklion, Crête, Grèce, conference proceedings, 63-68 (1996).
- [76] C. B. Burroughs, "Acoustic radiation from fluid-loaded infinite circular cylinders with doubly periodic ring supports," *J. Acoust. Soc. Am.* **75**, 715-722 (1984).
- [77] S.-H. Choi, J. D. Achenbach, and T. Igusa, "The effect of periodically attached sub structures on the excitation of submerged cylindrical shells," *J. Sound and Vib.* **177**, 379-392 (1994).
- [78] D. M. Photiadis, J. A. Bucaro, and B. H. Houston, "Scattering from flexural waves on a ribbed cylindrical shell," *J. Acoust. Soc. Am.* **96**, 2785-2790 (1994).
- [79] J. P. Sessarego, et J. Sageloli, "Diffusion par deux coques cylindriques parallèles : comparaison expérience théorie," *J. Acoustique* **5**, 463-477 (1992).
- [80] G. C. Gaunaurd, and H. Überall, "RST analysis of monostatic and bistatic acoustic echoes from an elastic sphere," *J. Acoust. Soc. Am.* **73**, 1-12 (1983).
- [81] J.-P. Sessarego, et J. Sageloli, "Etude théorique et expérimentale de la diffusion acoustique par deux coques sphériques élastiques," *Acustica* **79**, 14-21 (1993).
- [82] N. Touraine, L. Haumesser, D. Décultot, G. Maze, A. Klauson, and J. Metsaveer, "Analysis of the acoustic scattering at variable incidences from an extra thin cylindrical shell bounded by hemispherical endcaps," *J. Acoust. Soc. Am.* **108**, 2187-2196 (2000).
- [83] E. Dieulesaint, D. Royer, "Ondes élastiques dans les solides," Masson, Paris (1974).

- [84] F. Lecroq, "Diffusion acoustique en basse fréquence par des tubes limités immergés : Nouvelles résonances liées à la longueur des tubes," Thèse de Doctorat de l'Université du Havre (1990).
- [85] R. Fiorito, W. Madigosky, and H. Überall, "Resonant theory of acoustic waves interacting with an elastic plate," *J. Acoust. Soc. Am.* **66**, 1857-1866 (1979).
- [86] A. Gérard, J.-L. Rousselot, J.-L. Izbicki, G. Maze, et J. Ripoche, "Résonances d'ondes d'interface de coques cylindriques minces immergées : détermination et interprétation," *Rev. Phys. Appl.* **23**, 289-299 (1988).
- [87] L. Martinez, J. Duclos, and A. Tinel, "Propagation of Scholte *A* wave in a plane plate," *Acoustic Letters* **20**, 111-120 (1996).
- [88] G. Quentin, A. Derem, et B. Poirée, "Group velocity and acoustical resonances," *J. Phys. France* **50**, 1943-1952 (1989).
- [89] F. Chati, "Diffusion acoustique par des objets cylindriques comportant un matériau viscoélastique," Thèse de Doctorat de l'Université du Havre (1998).
- [90] A. Baillard, J.-M. Conoir, D. Décultot, G. Maze, A. Klauson, and J. Metsaveer, "*A₀* wave in a submerged stiffened cylindrical shell," 17th *ASME Design Engineering Technical Conference*, Las Vegas, Nevada (USA), 12-16 september 1999, Conference Proceedings (CD-ROM).
- [91] G. Maze, F. Léon, J. Ripoche, A. Klauson, et J. Metsaveer, "Nature de l'onde d'interface de Scholte sur une coque cylindrique," *Acustica* **81**, 201-213 (1995).
- [92] P. Pareige, F. Luppé, and J. Ripoche, "Scattering of Lamb waves at the edge of a semi-infinite plate embedded in water," *J. Acoust. Soc. Am.* **92**, 1056-1060 (1992).
- [93] F. Léon, and G. Maze, "Acoustic scattering from a circular cylindrical shell immersed in water. Generation and reradiation of guided waves," *Acoustic interactions with submerged elastic structure (vol 5, part II)* World scientific, 261-277 (2001).
- [94] H. A. Shenk, "Improved integral formulation for acoustic radiation problems," *J. Acoust. Soc. Am.* **44**, 41-58 (1967).
- [95] G. N. Watson, "A treatise on the theory of Bessel functions," 2nd edition (Cambridge University press) Secs. 2.1 - 2.2.
- [96] P. L. Marston, "Geometrical and catastrophe optics methods in scattering," *Physical acoustics* **21**, High frequency and pulse scattering, 1-234, edited by A. D. Pierce and R. N. Thurston (Academic San Diego, 1992).
- [97] J.-M. Conoir, Communication privée.

- [98] G. Kaduchak, and P. L. Marston, "Traveling-wave decomposition of surface displacements associated with scattering by a cylindrical shell : Numerical evaluation displaying guided forward and backward wave properties," *J. Acoust. Soc. Am.* **98**, 3501-3507 (1995).
- [99] M. Tran Van Nhieu, Communication privée.
- [100] L. Haumesser, D. Décultot, F. Léon, and G. Maze, "Experimental identification of finite cylindrical shell vibration modes," *J. Acoust. Soc. Am.* (soumis).
- [101] J.-L. Izbicki, "Diffusion acoustique par des cylindres et des tubes. Ondes guidées et résonances en basse fréquence," Thèse de Doctorat d'Etat-ès-Sciences, Université de Havre (1986).
- [102] S. Derible, "Caractérisation complète des résonances acoustiques par une nouvelle méthode fondée sur le diagramme d'Argand," Thèse de Doctorat de l'Université du Havre (1995).
- [103] S. Derible, P. Rembert, and J.-L. Izbicki, "Experimentale determination of acoustic resonance width via the Argand diagram," *Acustica* **84**, 270-279 (1998).
- [104] L. Haumesser, D. Décultot, F. Léon, and G. Maze, "Acoustic scattering from a finite cylindrical shell at oblique incidence : Experimental identification of vibration modes along the shell's length," 17th International Congress on Acoustics, Rome, Italy, 2-7 september 2001, session : Ultrasound Scattering, 2 pp in Conference Proceedings (CD-ROM) and p 223 (Abstract).
- [105] X. L. Bao, and H. Überall, "Experimental study of acoustic resonances of elastic spheres and hemispherically endcapped cylinders," *Acoustic Resonance Scattering*, edited by H. Überall (Gordon and Breach, New-York), ch 8, 161-180 (1992).
- [106] X.-L. Bao, "Echoes and helical surface waves on finite elastic cylinder excited by sound pulses in water," *J. Acoust. Soc. Am.* **94**, 1461-1466 (1993).
- [107] L. Haumesser, D. Décultot, F. Léon et G. Maze, "Identification expérimentale des modes axiaux de vibration d'un tube métallique limité immergé dans l'eau," soumis au 6^{ème} Congrès Français d'Acoustique, Lille (2002).
- [108] D. Décultot, "Diffusion acoustique par des objets axi-symétriques immergés. Cas des cylindres limités par des hémisphères," Thèse de Doctorat de l'Université du Havre (1993).
- [109] L. Haumesser, A. Baillard, D. Décultot, and G. Maze, "Behavior of first guided wave on finite cylindrical shells of various lengths : Experimental investigation," *J. Acoust. Soc. Am.* **109**, 583-590 (2001).
- [110] L. Haumesser, A. Baillard, D. Décultot, N. Touraine, and G. Maze, "Finite cylindrical shells at oblique incidence : experimental investigation of T_0 wave," 5^{ème} Congrès Français d'Acoustique, Lausanne, Suisse, 3-6 septembre 2000, actes pp 118-121.

- [111] N. Touraine, L. Haumesser, A. Baillard, D. Décultot, and G. Maze, "Acoustic scattering of an obliquely incident wave from an extra-thin finite cylindrical shell. Time domain analysis," IEEE International Ultrasonics Symposium, Lake Tahoe, Nevada USA, 17-20 october 1999, proceedings pp 783-786.
- [112] N. Touraine, L. Haumesser, D. Décultot, G. Maze, A. Klauson, and J. Metsaveer, "Analysis of acoustic scattering of an obliquely incident wave by extra thin finite cylindrical shells," 7th International Congress on Sound and Vibration, Garmish-Partenkirchen, Germany, 4-7 July 2000, proceedings pp 1449-1456.
- [113] L. Haumesser, N. Touraine, D. Décultot, F. Léon, and G. Maze, "Diffusion acoustique par des tubes limités en incidence variable : influence de la nature des terminaisons," 5^{èmes} journées d'études acoustiques sous-marine, Brest, 30/11-01/12/2000, actes session 10 (11 pp).
- [114] B. Morvan, "Conversion des ondes de Lamb et de l'onde *A* sur une structure en 'T'. Application au contrôle non destructif," Thèse de Doctorat de l'Université du Havre (2000).
- [115] L. Haumesser, D. Décultot, and G. Maze, " Acoustic backscattering by end-to-end soldered finite cylindrical shells," 5th European Conference on Underwater Acoustics, Lyon, France, 10-13 july 2000, proceedings pp 911-916.

- ANNEXE A -

Dispositif expérimental

A.1 La M.I.I.R. impulsionnelle

A.1.1 Description de la méthode [43, 44]

La Méthode d'Isolement et d'Identification des Résonances (M.I.I.R.) en régime impulsionnelle, encore appelée Méthode Impulsionnelle Numérisée (M.I.N.), permet de mesurer l'amplitude de la pression acoustique diffusée par une cible immergée.

Une brève impulsion électrique ($\approx 0,5 \mu\text{s}$) d'une amplitude de 300 volts est envoyée par un générateur d'impulsion à un transducteur acoustique. L'onde de volume est émise en direction de la cible. L'onde diffusée par l'objet ainsi excité, est reçue par un transducteur de même type (le même éventuellement). Le signal électrique obtenu est transmis à un oscilloscope numérique, à l'aide duquel la trace est moyennée par balayages successifs, puis numérisée sur un nombre de points de données (5000 ou 10000 points). Dans ce mémoire, la fréquence d'échantillonnage utilisée est de 5 MHz pour les tubes dont le rayon extérieur égal à 25,8 mm (cf. chapitre III), et de 10 MHz pour les autres tubes. Les signaux temporels filtrés peuvent alors être traités par Transformée de Fourier Rapide (FFT), au niveau de l'oscilloscope ou sur un micro ordinateur.

La FFT de l'intégralité de l'échantillon temporel obtenu représente le spectre de rétrodiffusion. Parmi les échos que contient cet échantillon, certains proviennent de réflexions directes sur les extrémités des cibles. Ces échos particuliers représentent la réponse rigide de la cible. Les autres échos de cet échantillon représentent la réponse libre du diffuseur ; leur traitement par FFT fournit un spectre où les résonances se manifestent sous forme de pics d'amplitude.

A.1.2 Configurations utilisées

Deux configurations de mesure peuvent être mises en œuvre selon l'information recherchée. La configuration dite "monostatique" utilise un seul transducteur fonctionnant

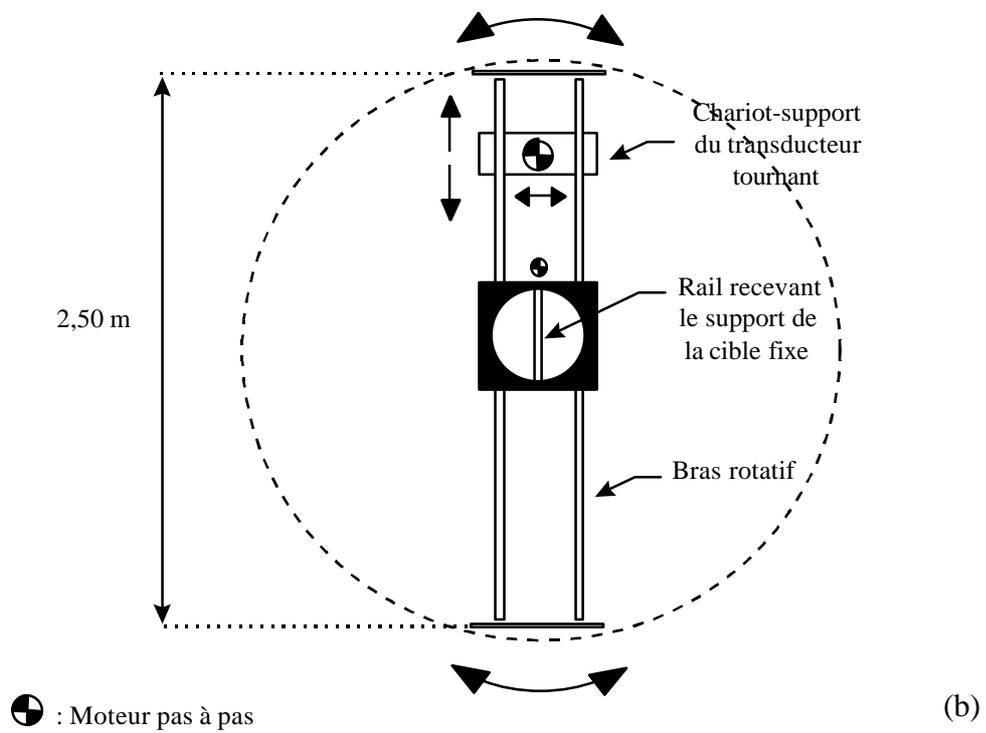
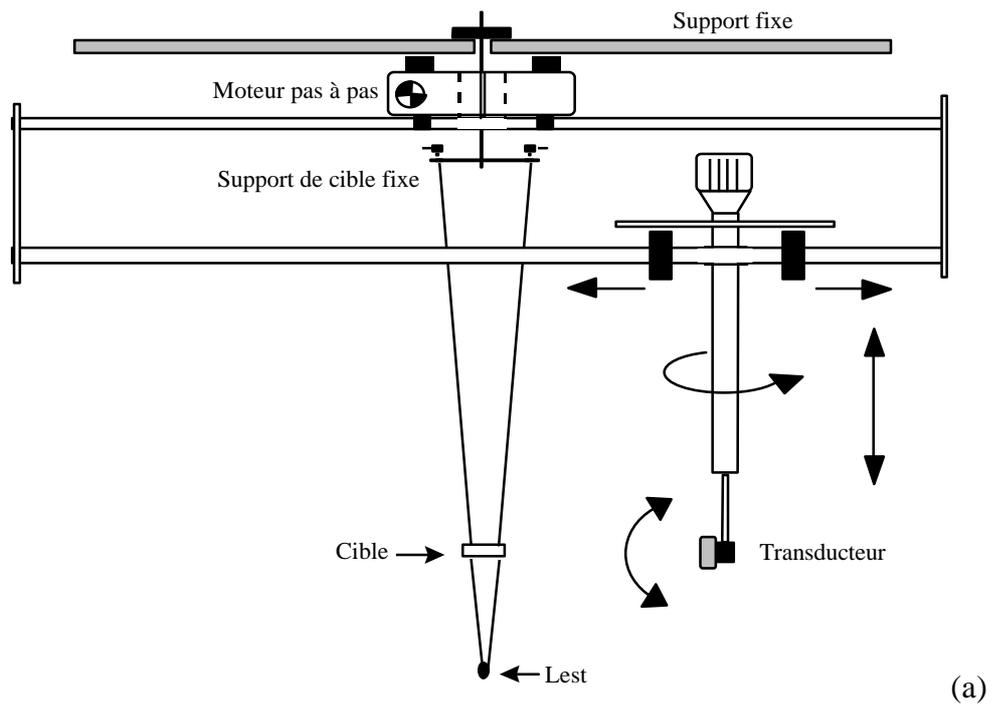
alternativement en émetteur et en récepteur, et permet d'obtenir la signature acoustique de la cible à l'angle d'aspect considéré. La configuration dite "bistatique" nécessite l'utilisation de deux transducteurs, l'un en émission et l'autre en réception. Elle permet d'identifier les modes de vibration des résonances présentes dans la signature. La géométrie des dispositifs expérimentaux est précisée au fur et à mesure dans les différents chapitres. Les cuves dans lesquelles sont effectuées les mesures, sont équipées de dispositifs de positionnement précis, pour la cible et le(s) transducteur(s). La cible est suspendue à une potence fixe, autorisant l'ajustement fin de la position. Chaque transducteur, monté sur un "bras" rotatif (cas de la figure A.1.a), en translation, ou fixe par rapport à la cible, a les degrés de liberté indiqués sur la figure A.1.a,b. Les distances émetteur cible et cible récepteur sont indiquées à l'occasion de la description géométrique des dispositifs expérimentaux (chapitres I, II et III).

A.1.3 Suspension des tubes

Les tubes sont suspendus à la potence et lestés par des plombs, à l'aide de fils de nylon fins. La manière d'arrimer les objets et de fermer leurs extrémités de façon étanche, a évolué au cours des trois années qu'a duré ce travail de thèse. Sont précisés, dans ce paragraphe, les différents modes de fermeture et systèmes d'attache des fils au niveau du diffuseur.

Le tube de $b/a = 0,83$ est fermé par deux bouchons en caoutchouc dur, de forme légèrement conique (figure A.2.a), dans lesquels passent les fils. Ils sont enfoncés à force dans le tube (leur base étant de diamètre légèrement supérieur à $2b$) de façon à affleurer l'extrémité du tube. L'objet est placé horizontalement, exception faite du cas de l'identification des modes circonferentiels où il est suspendu verticalement.

Les tubes de $b/a = 0,97$ sont positionnés horizontalement. L'étanchéité des bouts est assurée par application de films extra-fins (3/10 mm) en caoutchouc souple qui recouvrent légèrement la surface cylindrique extérieure, formant un anneau d'environ 4 mm de hauteur. Pour les objets de rayon égal à 10,25 mm, les fils sont collés à la périphérie de ces anneaux. Pour les objets de rayon égal à 25,8 mm, les fils sont fixés par l'intermédiaire de quatre attaches métalliques de dimensions réduites soudées à l'étain à 2 cm des extrémités (figure A.2.b).



⊙ : Moteur pas à pas

Figure A.1 : Schéma du bras rotatif et réglages du transducteur par rapport à la cible.
(a) Vue de côté, (b) vue de dessus.

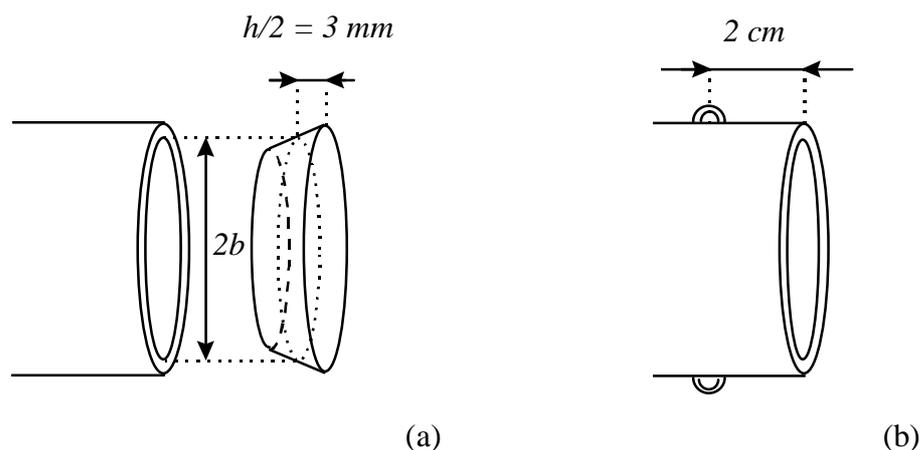


Figure A.2 : (a) Système de fermeture du tube de $b/a = 0,83$: bouchons en caoutchouc (b) attaches métalliques pour les tubes de $b/a = 0,97$ et $a = 25,8 \text{ mm}$.

A.2 Les transducteurs

A.2.1 Bandes passantes

Les transducteurs utilisés pour obtenir les résultats expérimentaux présentés dans ce mémoire sont immersifs et non focalisants. Le tableau A.1 présente leurs fréquences centrales et les diamètres des pastilles piézo-électriques:

Fréquence centrale (f_c)	Diamètre de la pastille (D)
200 kHz	54 mm
450 kHz	38 mm
1 MHz	38 mm
1,75 MHz	38 mm

Tableau A.1 : Caractéristiques expérimentales des transducteurs

Ils peuvent fonctionner indépendamment en émetteur ou en récepteur, sur une large bande de fréquence, de l'ordre de leur fréquence centrale. Les bandes passantes expérimentales des transducteurs sont montrées sur la figure A.3. Elles sont obtenues par FFT de l'écho spéculaire reçu en incidence normale par rapport à l'axe des tubes. Les échelles de

fréquence réduite sont établies pour a prenant les valeurs 25,8 mm (figure A.3.a,b), 10,25 mm (figure A.3.c) et 6 mm (figure A.3.d). Les échelles d'amplitude sont linéaires. Dans ce mémoire, les résultats expérimentaux sont présentés sans correction de la bande passante des transducteurs.

A.2.2 Directivité du faisceau ultrasonore des transducteurs [83]

L'émission ou la réception de l'énergie ultrasonore par les transducteurs ne s'effectue pas exclusivement suivant la direction axiale perpendiculaire à leur pastille. Un phénomène de diffraction dû à la taille réduite de la pastille piézo-électrique se produit.

Un point M du champ ultrasonore vu sous l'angle \mathbf{q}_1 depuis le centre de la pastille émettrice est considéré. La directivité en fonction de l'angle \mathbf{q}_1 est le rapport de l'intensité diffractée dans la direction \mathbf{q}_1 sur l'intensité diffractée dans la direction normale à la pastille. Pour une pastille circulaire de diamètre D , la directivité est donnée par :

$$b(\mathbf{q}_1) = \frac{I(\mathbf{q}_1, r)}{I(0, r)} = 4 \left[\frac{J_1\left(\frac{\mathbf{p}D}{I_1} \sin \mathbf{q}_1\right)}{\frac{\mathbf{p}D}{I_1} \sin \mathbf{q}_1} \right]^2 \quad (\text{A.1})$$

avec :

$b(\mathbf{q}_1)$ la fonction de directivité (\mathbf{q}_1 compté à partir de la normale à la pastille piézo-électrique);

$I(0, r)$, l'intensité sonore sur la normale à la pastille, à la distance r ;

$I(\mathbf{q}_1, r)$, l'intensité sonore pour un angle \mathbf{q}_1 , à la distance r ;

J_1 , la fonction de Bessel du premier ordre ;

I_1 , la longueur d'onde de l'onde dans l'eau.

Soit \mathbf{q}_l la demi-ouverture angulaire du lobe principal définie par :

$$b(\mathbf{q}_l) = 0 \quad (\text{A.2})$$

Le rayon vecteur devient alors tangent au lobe principal. On a donc :

$$J_1\left(\frac{\rho D}{I_1} \sin(\mathbf{q}_1)\right) = 0 \quad (\text{A.3})$$

qui s'annule une première fois pour :

$$\frac{\rho D}{I_1} \sin(\mathbf{q}_1) = 3,83 \quad (\text{A.4})$$

c'est-à-dire :

$$\mathbf{q}_1 = \arcsin\left(\frac{3,83 \cdot C_1}{f\rho D}\right) \quad (\text{A.5})$$

où C_1 est la célérité des ondes dans l'eau, et f la fréquence.

La figure A.4 décrit l'évolution de \mathbf{q}_1 en fonction de la fréquence pour les transducteurs utilisés.

A.2.3 Utilisation des transducteurs en champ lointain à l'émission

L'onde incidente est considérée plane pour une distance $d > R^2/I_1$, avec I_1 la longueur d'onde dans l'eau, et R le rayon de la pastille d'émission du transducteur émetteur [83], soit $k_1 a < 2\pi a d/R^2$. La condition de champ lointain à l'émission est réalisée dans tous les cas envisagés dans ce mémoire (tableau A.2).

Paragraphe	R (mm)	a (mm)	d (cm)	Champ lointain réalisé pour
I.2.1 et II.3	19	6	80	$k_1 a < 83$
II.4.1.a et II.5.2	19	6	45	$k_1 a < 47$
II.4.1b et II.5.1	19	6	35	$k_1 a < 36$
III.2	19	10,25	100	$k_1 a < 178$
III.2	19	25,8	115	$k_1 a < 516$
III.2	27	25,8	115	$k_1 a < 255$

Tableau A.2 : Conditions de champ lointain à l'émission.

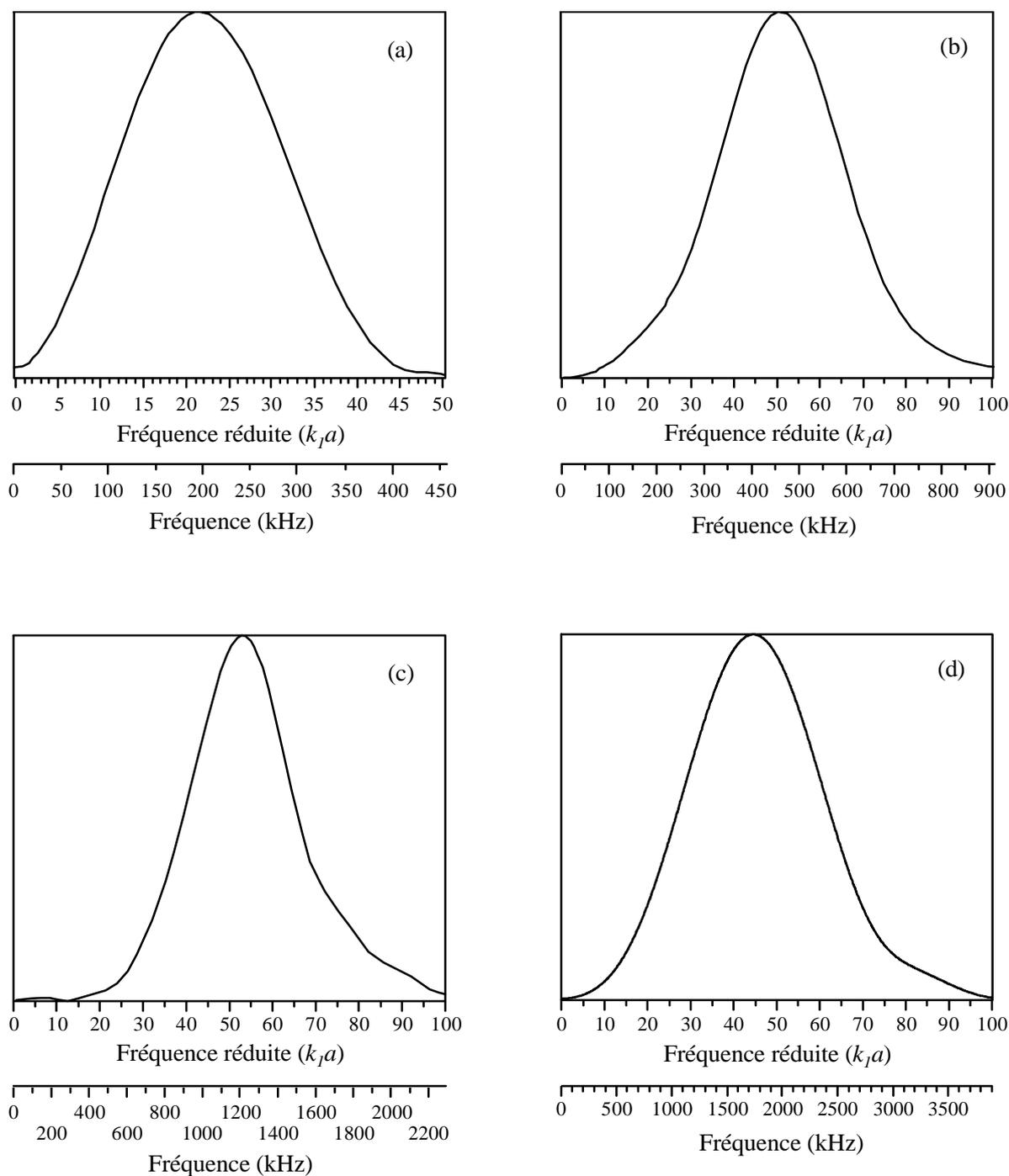


Figure A.3 : Bandes passantes des transducteurs et rayons des tubes qu'ils insonnent. (a) $f_c = 200$ kHz, $a = 25,8$ mm. (b) $f_c = 450$ kHz, $a = 25,8$ mm. (c) $f_c = 1$ MHz, $a = 10,25$ mm. (d) $f_c = 1,75$ MHz, $a = 6$ mm.

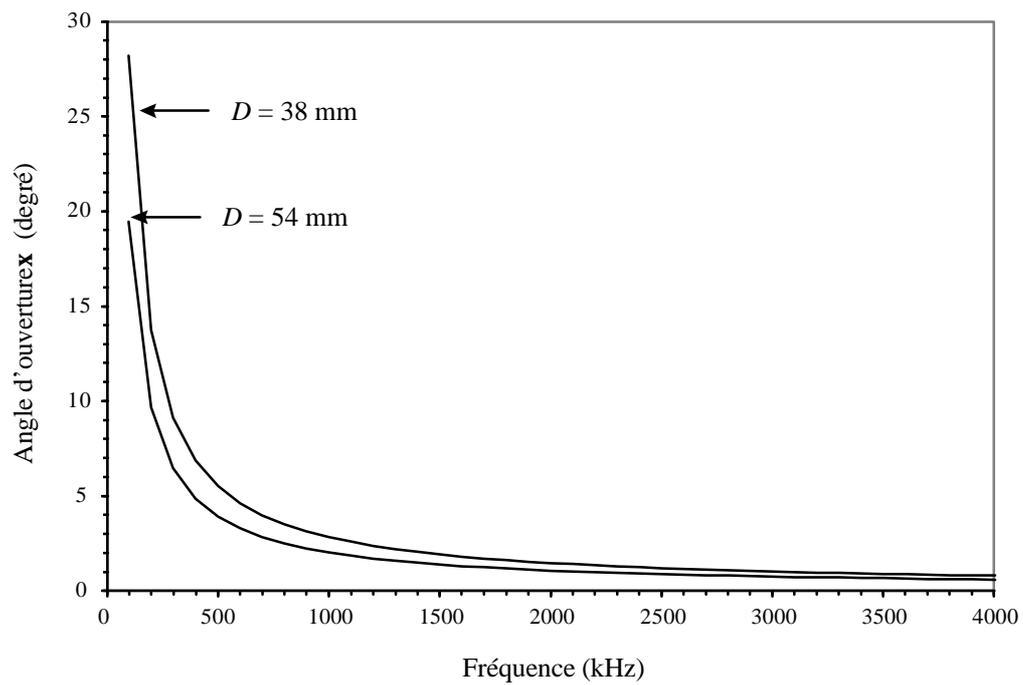


Figure A.4 : Demi-ouverture du faisceau émis par des transducteurs larges bandes ($D = 38$ mm et 54 mm) en fonction de la fréquence.

- ANNEXE B -

Racines de D_n relatives aux ondes S_0 , T_0 , A et A_0 , déterminées dans le plan complexe pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,83$) sous incidence variable, dans la bande $0 \leq k_1 a \leq 35$.

n	$k_1 a$	G_{S_0}	n	$k_1 a$	G_{S_0}	n	$k_1 a$	G_{S_0}
$g = 0^\circ$			7	26,77	3,96E-02	3	17,42	6,24E-03
1	5,45	3,40E-01	8	30,33	7,43E-02	4	22,76	4,74E-02
2	8,62	1,00E-01	9	33,80	1,21E-01	5	27,91	1,17E-01
3	12,16	2,45E-02	10	37,16	1,80E-01	6	32,76	2,10E-01
4	15,81	2,02E-03	$g = 12^\circ$			7	37,22	3,23E-01
5	19,49	1,99E-03	1	6,85	1,72E-01			
6	23,15	1,54E-02	2	12,01	9,90E-03			

Tableau B.1 : Fréquence et largeur à mi-hauteur des résonances de l'onde S_0 pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,83$) sous incidence normale ($g = 0^\circ$) et oblique ($g = 12^\circ$).

n	$k_1 a$	G_{T_0}	n	$k_1 a$	G_{T_0}	n	$k_1 a$	G_{T_0}
$g = 12^\circ$			9	23,18	1,30E-02	3	10,54	9,96E-02
1	3,02	1,51E-01	10	25,73	1,19E-02	4	13,76	6,55E-02
2	5,47	9,63E-02	11	28,27	1,12E-02	5	17,01	4,87E-02
3	7,95	5,59E-02	12	30,82	1,07E-02	6	20,29	3,95E-02
4	10,47	3,65E-02	13	32,36	1,04E-02	7	23,58	3,41E-02
5	13,00	2,63E-02	14	35,89	1,02E-02	8	26,88	3,08E-02
6	15,54	2,04E-02	$g = 20^\circ$			9	30,18	2,88E-02
7	18,09	1,69E-02	1	4,66	4,23E-01	10	33,48	2,76E-02
8	20,63	1,45E-02	2	7,44	1,82E-01	11	36,78	2,69E-02

Tableau B.2 : Fréquence et largeur à mi-hauteur des résonances de l'onde T_0 pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,83$) sous incidence oblique ($g = 12^\circ$ et $g = 20^\circ$).

n	k_{1a}	G_A	n	k_{1a}	G_A	n	k_{1a}	G_A
$g = 0^\circ$			20	18,86	3,56	$g = 12^\circ$		
2	0,48	1,13E-03	21	19,84	3,62	2	0,48	1,05E-03
3	1,34	9,80E-03	22	20,82	3,68	3	1,35	9,19E-03
4	2,49	5,42E-02	23	21,80	3,73	4	2,52	5,30E-02
5	3,85	2,31E-01	24	22,79	3,79	5	3,92	2,39E-01
6	5,32	8,71E-01	25	23,77	3,84	6	5,43	9,42E-01
7	6,29	1,94	26	24,75	3,89	7	6,42	1,98
8	7,20	2,29	27	25,73	3,93	8	7,35	2,34
9	8,14	2,51	28	26,72	3,98	9	8,32	2,56
10	9,10	2,67	29	27,70	4,03	10	9,30	2,73
11	10,07	2,81	30	28,69	4,07	11	10,29	2,87
12	11,04	2,93	31	29,67	4,11	12	11,29	2,99
13	12,01	3,03	32	30,66	4,15	13	12,28	3,10
14	12,99	3,12	33	31,64	4,20	14	13,28	3,19
15	13,96	3,21	34	32,63	4,24	15	14,28	3,28
16	14,94	3,29	35	33,61	4,27	16	15,28	3,36
17	15,92	3,36	36	34,60	4,31	17	16,28	3,44
18	16,90	3,43	37	35,59	4,35	18	17,28	3,51
19	17,88	3,50				19	18,28	3,57

Tableau B.3 : Fréquence et largeur à mi-hauteur des résonances de l'onde A pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,83$) sous incidence normale ($g = 0^\circ$) et oblique ($g = 12^\circ$).

n	k_{1a}	G_A	n	k_{1a}	G_A	n	k_{1a}	G_A
20	19,28	3,64	$g = 20^\circ$			19	19,02	3,71
21	20,28	3,70	2	0,48	9,23E-04	20	20,07	3,78
22	21,29	3,76	3	1,36	8,22E-03	21	21,11	3,84
23	22,29	3,81	4	2,59	5,14E-02	22	22,15	3,90
24	23,29	3,87	5	4,07	2,58E-01	23	23,20	3,96
25	24,30	3,92	6	5,64	1,09	24	24,24	4,01
26	25,30	3,97	7	6,65	2,06	25	25,29	4,07
27	26,31	4,02	8	7,64	2,43	26	26,34	4,12
28	27,31	4,06	9	8,65	2,67	27	27,38	4,17
29	28,32	4,11	10	9,68	2,84	28	28,43	4,22
30	29,33	4,15	11	10,71	2,99	29	29,47	4,27
31	30,33	4,20	12	11,74	3,11	30	30,52	4,31
32	31,34	4,24	13	12,78	3,22	31	31,57	4,36
33	32,35	4,28	14	13,82	3,32	32	32,62	4,40
34	33,35	4,32	15	14,86	3,41	33	33,68	4,45
35	34,36	4,36	16	15,90	3,49	34	34,72	4,49
36	35,37	4,40	17	16,94	3,57	35	35,76	4,53
			18	17,98	3,64			

Tableau B.3 (suite) : Fréquence et largeur à mi-hauteur des résonances de l'onde A pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,83$) sous incidence oblique ($g = 12^\circ$ et $g = 20^\circ$).

n	k_{1a}	G_{A_0}	n	k_{1a}	G_{A_0}	n	k_{1a}	G_{A_0}
$\gamma = 0^\circ$			20	37,24	8,53E-01			
1	0,52	1,80	$\gamma = 12^\circ$			$\gamma = 20^\circ$		
2	1,51	2,25	1	0,53	1,84	1	0,56	1,92
3	2,53	2,52	2	1,55	2,30	2	1,61	2,40
4	3,60	2,70	3	2,59	2,58	3	2,69	2,71
5	4,73	2,72	4	3,68	2,78	4	3,84	2,94
6	5,97	2,25	5	4,86	2,81	5	5,10	2,98
7	7,86	1,33	6	6,17	2,29	6	6,61	2,37
8	9,95	1,10	7	8,20	1,41	7	8,94	1,60
9	12,08	9,89E-01	8	10,43	1,18	8	11,55	1,40
10	14,27	9,22E-01	9	12,75	1,08	9	14,32	1,32
11	16,50	8,79E-01	10	15,13	1,02	10	17,23	1,29
12	18,76	8,51E-01	11	17,57	9,79E-01	11	20,26	1,28
13	21,04	8,32E-01	12	20,06	9,56E-01	12	23,37	1,28
14	23,34	8,20E-01	13	22,58	9,43E-01	13	26,55	1,30
15	25,65	8,15E-01	14	25,12	9,38E-01	14	29,76	1,32
16	27,97	8,14E-01	15	27,68	9,39E-01	15	33,01	1,35
17	30,29	8,18E-01	16	30,24	9,45E-01	16	36,26	1,39
18	32,61	8,26E-01	17	32,81	9,56E-01			
19	34,93	8,37E-01	18	35,38	9,72E-01			

Tableau B.4 : Fréquence et largeur à mi-hauteur des résonances de l'onde A_0 pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,83$) sous incidences variables ($\mathbf{g} = 0^\circ$, $\mathbf{g} = 12^\circ$ et $\mathbf{g} = 20^\circ$).

- ANNEXE C -

Trajectoires de Regge et largeur des résonances (cf. annexe B), spectre de résonances et plan d'identification d'un tube métallique infini, immergé dans l'eau ($b/a = 0,83$ et $0 \leq k_1 a \leq 35$). Cas de l'incidence oblique : $\mathbf{g} = 12^\circ$ et $\mathbf{g} = 20^\circ$.

Angle d'incidence : $\mathbf{g} = 12^\circ$.

Aux ondes présentes en incidence normale (paragraphe I.4.1), s'ajoute l'onde T_0 .

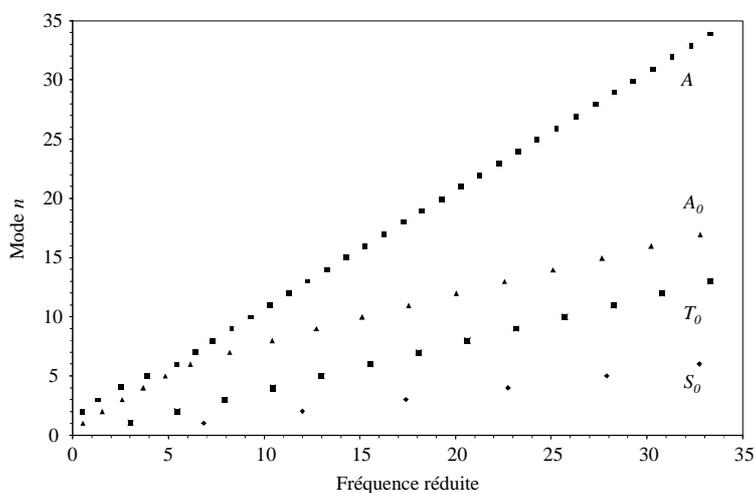


Figure C.1 : Trajectoires de Regge des ondes S_0 , T_0 , A et A_0 pour un tube infini en acier inoxydable ($b/a = 0,83$) sous incidence oblique ($\mathbf{g} = 12^\circ$).

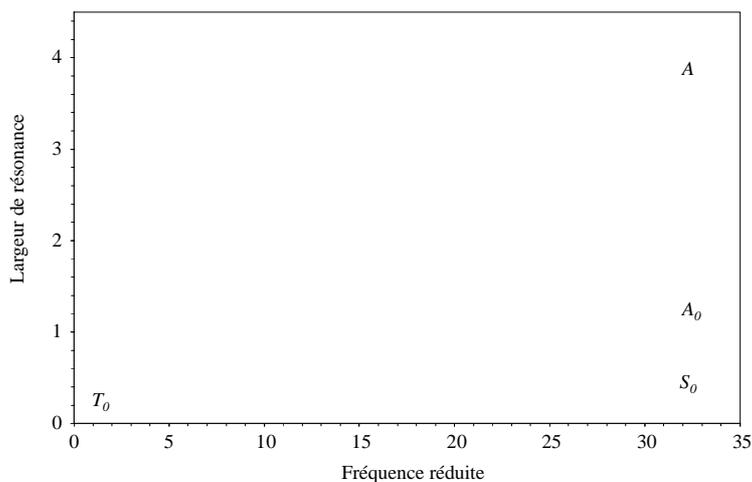


Figure C.2 : Largeur des résonances des ondes S_0 , T_0 , A et A_0 pour un tube infini en acier inoxydable ($b/a = 0,83$) sous incidence oblique ($\mathbf{g} = 12^\circ$).

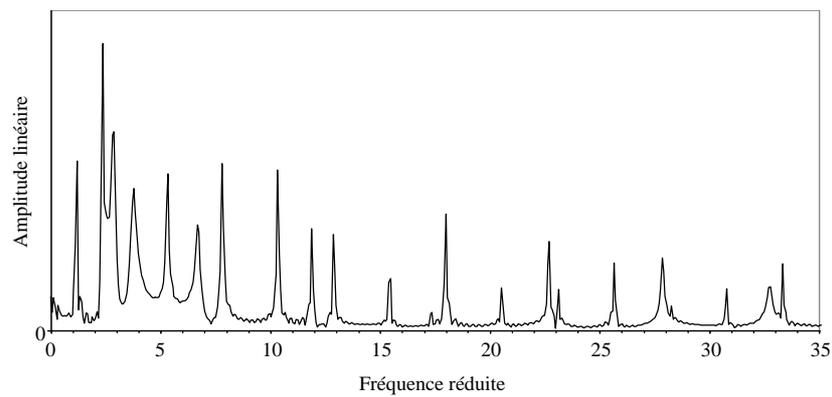


Figure C.3 : Spectre de résonances ($Dx_1 = 0,07$) en configuration bistatique, pour un tube infini en acier inoxydable ($b/a = 0,83$) sous incidence oblique ($g = 12^\circ$).

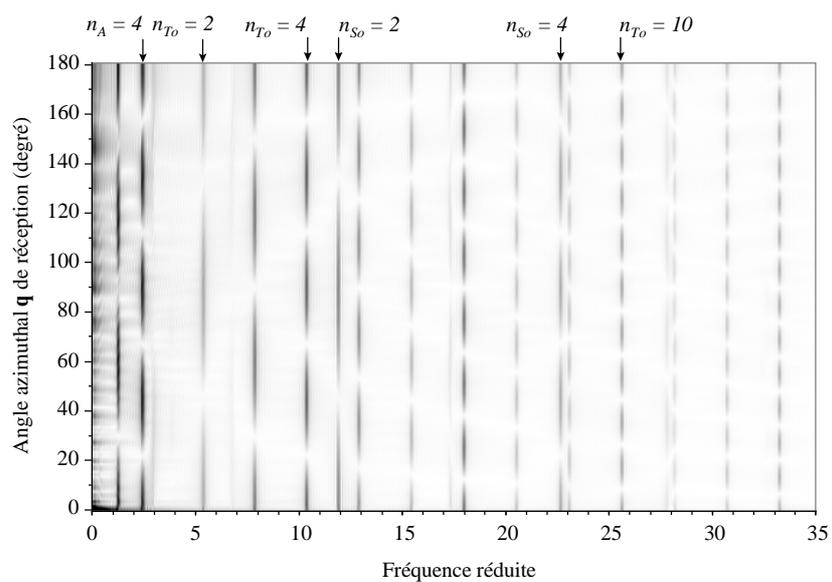


Figure C.4 : Plan d'identification (spectres de résonances en configuration bistatique) pour un tube infini en acier inoxydable ($b/a = 0,83$) sous incidence oblique ($g = 12^\circ$).

Angle d'incidence : $g = 20^\circ$.

L'onde S_0 n'influence plus à la diffusion ($g > g_L^{S_0}$: angle donné par la vitesse en basse fréquence du mode de Lamb S_0 pour les plaques) tandis que l'onde T_0 est présente avec un G propice à son observation (de l'ordre de 10^{-1}).

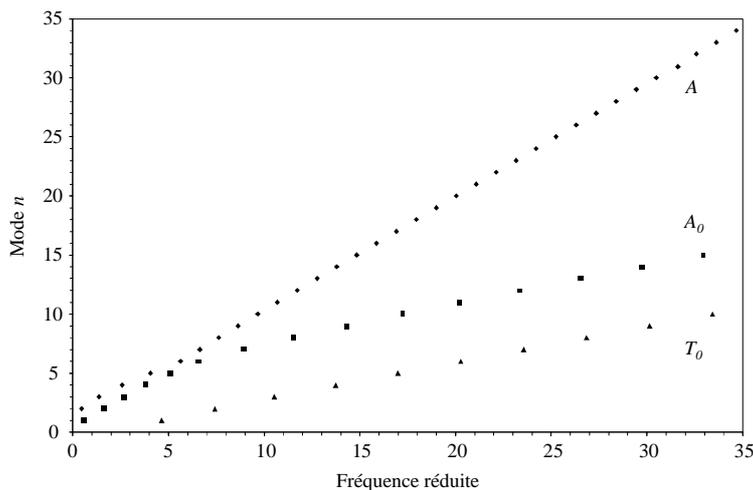


Figure C.5 : Trajectoires de Regge des ondes T_0 , A , et A_0 pour un tube infini en acier inoxydable ($b/a = 0,83$) sous incidence oblique ($g = 20^\circ$).

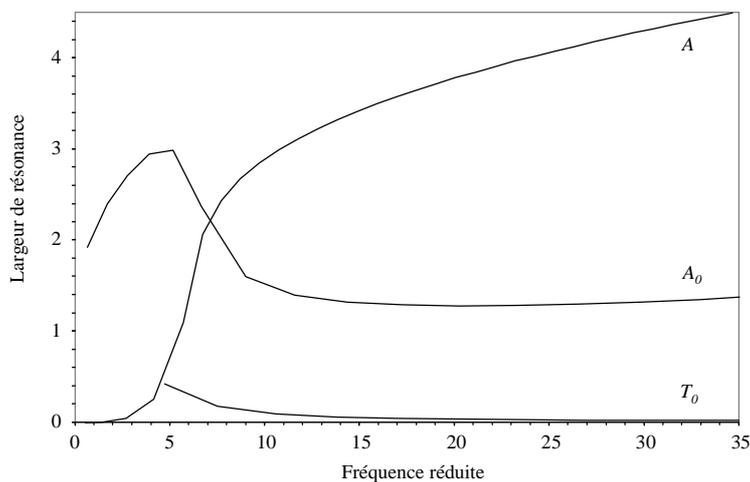


Figure C.6 : Largeur des résonances des ondes T_0 , A , et A_0 pour un tube infini en acier inoxydable ($b/a = 0,83$) sous incidence oblique ($g = 20^\circ$).

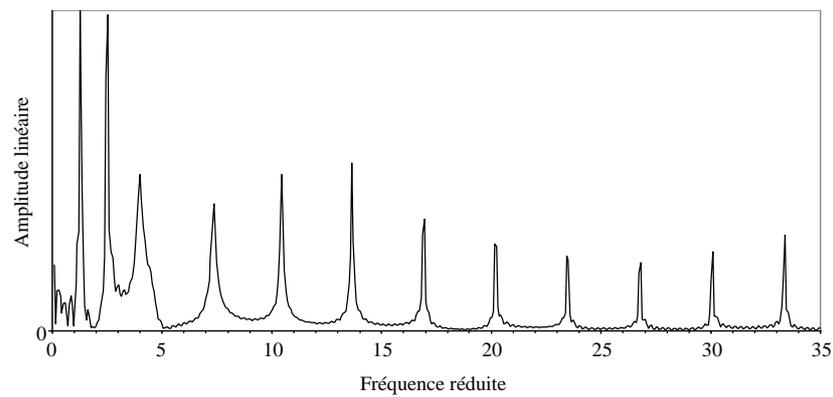


Figure C.7 : Spectre de résonances ($Dx_1 = 0,07$) en configuration bistatique, pour un tube infini en acier inoxydable ($b/a = 0,83$) sous incidence oblique ($g = 20^\circ$).

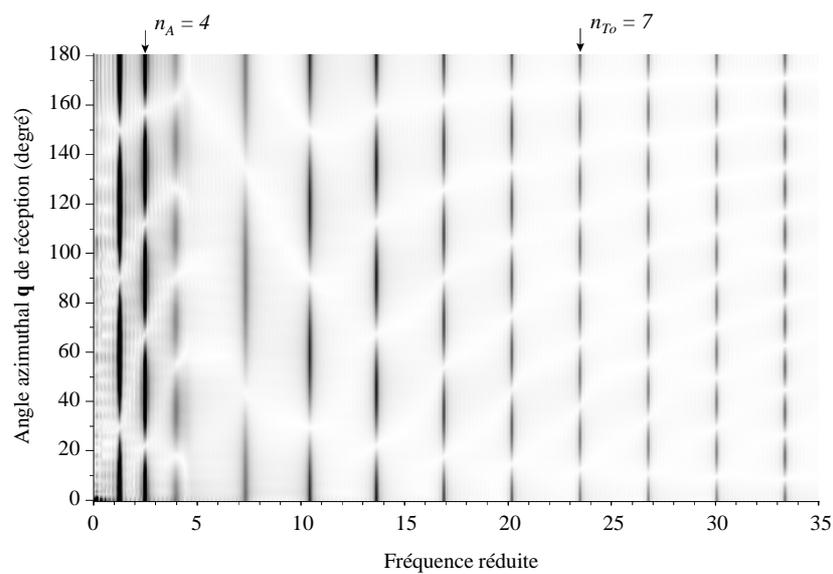


Figure C.8 : Plan d'identification (spectres de résonances en configuration bistatique) pour un tube infini en acier inoxydable ($b/a = 0,83$) sous incidence oblique ($g = 20^\circ$).

- ANNEXE D -

Racines de D_n relatives aux ondes S_0 , T_0 , A et A_0 , déterminées dans le plan complexe pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,97$) sous incidence variable, dans la bande $0 \leq k_1 a \leq 70$.

n	$k_1 a$	G_{S_0}	n	$k_1 a$	G_{S_0}	n	$k_1 a$	G_{S_0}
$g = 0^\circ$			8	29,83	1,75E-02	17	68,10	3,66E-02
1	4,54	1,50	9	33,51	8,16E-03	18	72,07	4,65E-02
2	7,91	6,48E-01	10	37,19	2,87E-03	$g = 10,5^\circ$		
3	11,36	3,33E-01	11	40,86	4,21E-04	1	5,51	1,10
4	14,88	1,87E-01	12	44,54	9,36E-05	2	10,01	3,72E-01
5	18,42	1,09E-01	13	48,22	1,42E-03	3	14,63	1,56E-01
6	21,98	6,50E-02	14	51,90	4,09E-03	4	19,29	6,95E-02
7	25,55	3,81E-02	15	55,58	7,90E-03	5	23,99	2,93E-02
8	29,13	2,13E-02	16	59,25	1,27E-02	6	28,70	1,00E-02
9	32,72	1,08E-02	17	62,93	1,84E-02	7	33,41	1,75E-03
10	36,31	4,50E-03	18	66,60	2,49E-02	8	38,12	6,92E-05
11	39,90	1,17E-03	19	70,27	3,22E-02	9	42,84	2,81E-03
12	43,49	1,79E-05	$g = 7^\circ$			10	47,55	8,80E-03
13	47,08	5,51E-04	1	4,86	1,34	11	52,26	1,74E-02
14	50,67	2,44E-03	2	8,63	5,30E-01	12	56,96	2,81E-02
15	54,26	5,46E-03	3	12,49	2,54E-01	13	61,66	4,09E-02
16	57,85	9,46E-03	4	16,41	1,33E-01	14	66,35	5,54E-02
17	61,44	1,43E-02	5	20,36	7,14E-02	15	71,03	7,16E-02
18	65,02	2,00E-02	6	24,32	3,78E-02	$g = 14^\circ$		
19	68,61	2,64E-02	7	28,29	1,85E-02	1	7,78	6,41E-01
20	72,19	3,35E-02	8	32,27	7,67E-03	2	14,64	1,40E-01
$g = 3,5^\circ$			9	36,26	2,08E-03	3	21,64	2,89E-02
1	4,61	1,46	10	40,24	6,80E-05	4	28,67	1,33E-03
2	8,07	6,20E-01	11	44,23	6,59E-04	5	35,71	4,38E-03
3	11,61	3,13E-01	12	48,21	3,25E-03	6	42,74	2,34E-02
4	15,22	1,73E-01	13	52,20	7,46E-03	7	49,75	5,30E-02
5	18,85	9,96E-02	14	56,18	1,30E-02	8	56,74	9,10E-02
6	22,50	5,79E-02	15	60,15	1,98E-02	9	63,69	1,36E-01
7	26,16	3,29E-02	16	64,13	2,77E-02	10	70,60	1,88E-01

Tableau D.1 : Fréquence et largeur à mi-hauteur des résonances de l'onde S_0 pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,97$) sous différents angles d'incidence g

n	$k_1 a$	G_{T_0}	n	$k_1 a$	G_{T_0}	n	$k_1 a$	G_{T_0}
$g = 3^\circ$			29	62,47	3,29E-04	24	53,18	2,34E-03
1	2,17	1,58E-02	30	64,63	3,12E-04	25	55,40	2,18E-03
2	4,32	1,60E-02	31	66,78	2,95E-04	26	57,61	2,04E-03
3	6,47	1,23E-02	32	68,94	2,81E-04	27	59,83	1,92E-03
4	8,63	9,06E-03	33	71,09	2,68E-04	28	62,04	1,81E-03
5	10,78	6,76E-03	$g = 7^\circ$			29	64,26	1,70E-03
6	12,93	5,16E-03	1	2,28	9,87E-02	30	66,47	1,61E-03
7	15,09	4,03E-03	2	4,49	9,10E-02	31	68,69	1,53E-03
8	17,24	3,23E-03	3	6,70	6,71E-02	32	70,90	1,46E-03
9	19,39	2,63E-03	4	8,91	4,85E-02	$g = 11^\circ$		
10	21,55	2,19E-03	5	11,12	3,57E-02	1	2,52	3,07E-01
11	23,70	1,84E-03	6	13,33	2,70E-02	2	4,83	2,38E-01
12	25,85	1,58E-03	7	15,54	2,10E-02	3	7,15	1,64E-01
13	28,01	1,36E-03	8	17,75	1,68E-02	4	9,48	1,14E-01
14	30,16	1,19E-03	9	19,97	1,36E-02	5	11,80	8,23E-02
15	32,32	1,05E-03	10	22,18	1,13E-02	6	14,12	6,15E-02
16	34,47	9,34E-04	11	24,39	9,53E-03	7	16,45	4,75E-02
17	36,62	8,37E-04	12	26,61	8,14E-03	8	18,78	3,76E-02
18	38,78	7,55E-04	13	28,82	7,03E-03	9	21,11	3,05E-02
19	40,93	6,85E-04	14	31,04	6,14E-03	10	23,45	2,52E-02
20	43,09	6,25E-04	15	33,25	5,42E-03	11	25,78	2,12E-02
21	45,24	5,73E-04	16	35,46	4,82E-03	12	28,12	1,81E-02
22	47,39	5,28E-04	17	37,68	4,32E-03	13	30,45	1,56E-02
23	49,55	4,88E-04	18	39,89	3,89E-03	14	32,79	1,37E-02
24	51,70	4,53E-04	19	42,11	3,53E-03	15	35,12	1,20E-02
25	53,86	4,23E-04	20	44,32	3,22E-03	16	37,46	1,07E-02
26	56,01	3,95E-04	21	46,54	2,96E-03	17	39,80	9,60E-03
27	58,16	3,71E-04	22	48,75	2,72E-03	18	42,13	8,66E-03
28	60,32	3,49E-04	23	50,97	2,52E-03	19	44,47	7,86E-03

Tableau D.2 : Fréquence et largeur à mi-hauteur des résonances de l'onde T_0 pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,97$) sous différents angles d'incidence g

n	k_{1a}	G_{T_0}	n	k_{1a}	G_{T_0}	n	k_{1a}	G_{T_0}
20	46,81	7,18E-03	17	43,50	1,51E-02	16	47,21	2,06E-02
21	49,14	6,59E-03	18	46,05	1,36E-02	17	50,15	1,85E-02
22	51,48	6,07E-03	19	48,61	1,24E-02	18	53,09	1,68E-02
23	53,82	5,63E-03	20	51,16	1,13E-02	19	56,03	1,53E-02
24	56,16	5,23E-03	21	53,71	1,04E-02	20	58,97	1,40E-02
25	58,49	4,88E-03	22	56,26	9,59E-03	21	61,91	1,29E-02
26	60,83	4,57E-03	23	58,82	8,90E-03	22	64,85	1,20E-02
27	63,17	4,30E-03	24	61,37	8,29E-03	23	67,80	1,11E-02
28	65,51	4,05E-03	25	63,92	7,75E-03	24	70,74	1,04E-02
29	67,85	3,83E-03	26	66,48	7,27E-03	$g = 23^\circ$		
30	70,18	3,63E-03	27	69,03	6,85E-03	1	4,54	1,34
$g = 15^\circ$			28	71,59	6,47E-03	2	8,14	6,39E-01
1	2,88	7,17E-01	$g = 19^\circ$			3	11,79	3,59E-01
2	5,40	4,46E-01	1	3,48	1,21	4	15,48	2,25E-01
3	7,92	2,82E-01	2	6,34	6,29E-01	5	19,20	1,53E-01
4	10,43	1,89E-01	3	9,21	3,72E-01	6	22,93	1,11E-01
5	12,96	1,33E-01	4	12,09	2,41E-01	7	26,68	8,39E-02
6	15,49	9,84E-02	5	14,99	1,67E-01	8	30,43	6,57E-02
7	18,03	7,53E-02	6	17,89	1,21E-01	9	34,19	5,30E-02
8	20,57	5,94E-02	7	20,81	9,23E-02	10	37,95	4,38E-02
9	23,11	4,80E-02	8	23,73	7,25E-02	11	41,72	3,69E-02
10	25,66	3,96E-02	9	26,66	5,85E-02	12	45,48	3,16E-02
11	28,20	3,33E-02	10	29,59	4,82E-02	13	49,25	2,75E-02
12	30,75	2,84E-02	11	32,52	4,05E-02	14	53,02	2,41E-02
13	33,30	2,45E-02	12	35,46	3,45E-02	15	56,79	2,15E-02
14	35,85	2,14E-02	13	38,40	2,99E-02	16	60,57	1,93E-02
15	38,40	1,89E-02	14	41,33	2,61E-02			
16	40,95	1,68E-02	15	44,27	2,31E-02			

Tableau D.2 (suite) : Fréquence et largeur à mi-hauteur des résonances de l'onde T_0 pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,97$) sous différents angles d'incidence g

n	k_{1a}	G_A	n	k_{1a}	G_A	n	k_{1a}	G_A
	$g = 0^\circ$		42	39,05	1,09	11	3,16	#
10	2,57	#	43	40,25	1,35	12	3,80	#
11	3,15	#	44	41,42	1,62	13	4,49	#
12	3,79	#	45	42,56	1,88	14	5,24	1,78E-09
13	4,47	1,28E-09	46	43,67	2,13	15	6,04	3,67E-09
14	5,22	2,44E-09	47	44,76	2,37	16	6,89	7,64E-09
15	6,01	4,81E-09	48	45,83	2,59	17	7,79	1,68E-08
16	6,85	9,97E-09	49	46,89	2,79	18	8,74	3,92E-08
17	7,75	2,18E-08	50	47,94	2,97	19	9,74	9,48E-08
18	8,68	5,02E-08	51	48,97	3,14	20	10,78	2,36E-07
19	9,67	1,19E-07	52	50,00	3,29	21	11,87	6,01E-07
20	10,70	2,93E-07	53	51,02	3,43	22	13,00	1,55E-06
21	11,76	7,29E-07	54	52,04	3,56	23	14,17	4,04E-06
22	12,87	1,84E-06	55	53,06	3,68	24	15,38	1,05E-05
23	14,02	4,66E-06	56	54,07	3,79	25	16,62	2,73E-05
24	15,20	1,18E-05	57	55,08	3,89	26	17,90	7,01E-05
25	16,42	2,98E-05	58	56,09	3,99	27	19,20	1,77E-04
26	17,67	7,44E-05	59	57,09	4,07	28	20,54	4,38E-04
27	18,94	1,82E-04	60	58,10	4,16	29	21,90	1,05E-03
28	20,25	4,38E-04	61	59,10	4,24	30	23,28	2,46E-03
29	21,57	1,02E-03	62	60,10	4,31	31	24,68	5,50E-03
30	22,92	2,32E-03	63	61,10	4,38	32	26,10	1,18E-02
31	24,29	5,08E-03	64	62,10	4,44	33	27,52	2,41E-02
32	25,66	1,07E-02	65	63,10	4,51	34	28,94	4,65E-02
33	27,05	2,14E-02	66	64,10	4,57	35	30,36	8,47E-02
34	28,44	4,07E-02	67	65,10	4,62	36	31,77	1,46E-01
35	29,82	7,35E-02	68	66,10	4,68	37	33,17	2,36E-01
36	31,20	1,26E-01	69	67,10	4,73	38	34,54	3,62E-01
37	32,57	2,04E-01	70	68,09	4,78	39	35,89	5,26E-01
38	33,92	3,13E-01	71	69,09	4,83	40	37,21	7,27E-01
39	35,24	4,57E-01	72	70,09	4,88	41	38,49	9,62E-01
40	36,54	6,38E-01		$g = 10^\circ$		42	39,74	1,22
41	37,81	8,52E-01	10	2,58	#	43	40,95	1,49

$G < 10^{-9}$

Tableau D.3 : Fréquence et largeur à mi-hauteur des résonances de l'onde A pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,97$) sous différents angles d'incidence g

n	k_{1a}	G_A	n	k_{1a}	G_A	n	k_{1a}	G_A
44	42,12	1,76	13	4,54	#	45	45,49	2,49
45	43,27	2,03	14	5,30	#	46	46,63	2,73
46	44,39	2,28	15	6,13	1,62E-09	47	47,76	2,95
47	45,49	2,51	16	7,00	3,35E-09	48	48,88	3,14
48	46,57	2,73	17	7,94	7,36E-09	49	49,98	3,32
49	47,64	2,92	18	8,93	1,79E-08	50	51,08	3,49
50	48,69	3,10	19	9,97	4,58E-08	51	52,17	3,63
51	49,74	3,26	20	11,06	1,21E-07	52	53,26	3,77
52	50,78	3,41	21	12,20	3,29E-07	53	54,34	3,89
53	51,82	3,55	22	13,40	9,17E-07	54	55,42	4,01
54	52,85	3,67	23	14,64	2,59E-06	55	56,49	4,12
55	53,88	3,79	24	15,92	7,40E-06	56	57,57	4,22
56	54,91	3,89	25	17,25	2,11E-05	57	58,64	4,31
57	55,94	3,99	26	18,62	5,98E-05	58	59,71	4,40
58	56,96	4,09	27	20,03	1,67E-04	59	60,78	4,48
59	57,98	4,17	28	21,48	4,55E-04	60	61,84	4,55
60	59,00	4,25	29	22,95	1,21E-03	61	62,91	4,63
61	60,02	4,33	30	24,46	3,07E-03	62	63,97	4,70
62	61,03	4,40	31	25,98	7,46E-03	63	65,04	4,76
63	62,05	4,47	32	27,52	1,71E-02	64	66,10	4,82
64	63,06	4,54	33	29,06	3,68E-02	65	67,16	4,88
65	64,08	4,60	34	30,60	7,38E-02	66	68,22	4,94
66	65,09	4,66	35	32,13	1,37E-01	67	69,28	5,00
67	66,11	4,72	36	33,64	2,37E-01	68	70,35	5,05
68	67,12	4,77	37	35,11	3,80E-01	$g = 30^\circ$		
69	68,13	4,82	38	36,56	5,70E-01	10	2,62	#
70	69,14	4,87	39	37,96	8,04E-01	11	3,22	#
71	70,16	4,92	40	39,32	1,07	12	3,89	#
$g = 20^\circ$			41	40,63	1,37	13	4,62	#
10	2,59	#	42	41,90	1,66	14	5,41	#
11	3,18	#	43	43,12	1,96	15	6,27	#
12	3,83	#	44	44,32	2,24	16	7,19	#

$G < 10^{-9}$

Tableau D.3 (suite) : Fréquence et largeur à mi-hauteur des résonances de l'onde A pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,97$) sous différents angles d'incidence g

n	k_{1a}	G_A	n	k_{1a}	G_A	n	k_{1a}	G_A
17	8,18	2,02E-09	49	54,32	3,99	26	22,49	5,78E-05
18	9,24	4,65E-09	50	55,50	4,13	27	24,59	3,14E-04
19	10,36	1,18E-08	51	56,67	4,26	28	26,78	1,65E-03
20	11,54	3,55E-08	52	57,84	4,38	29	29,05	7,90E-03
21	12,80	1,12E-07	53	59,01	4,49	30	31,36	3,25E-02
22	14,11	3,60E-07	54	60,17	4,59	31	33,65	1,07E-01
23	15,49	1,21E-06	55	61,34	4,68	32	35,86	2,77E-01
24	16,94	4,15E-06	56	62,49	4,77	33	37,95	5,68E-01
25	18,44	1,45E-05	57	63,65	4,86	34	39,89	9,59E-01
26	20,01	5,03E-05	58	64,81	4,94	35	41,69	1,40
27	21,64	1,73E-04	59	65,97	5,01	36	43,37	1,85
28	23,31	5,84E-04	60	67,12	5,08	37	44,96	2,27
29	25,03	1,89E-03	61	68,27	5,15	38	46,48	2,66
30	26,79	5,76E-03	62	69,43	5,21	39	47,94	3,00
31	28,58	1,63E-02	63	70,58	5,28	40	49,37	3,31
32	30,37	4,18E-02	$g = 40^\circ$			41	50,77	3,58
33	32,15	9,63E-02	10	2,65	#	42	52,15	3,82
34	33,91	1,97E-01	11	3,27	#	43	53,51	4,03
35	35,61	3,59E-01	12	3,96	#	44	54,87	4,22
36	37,26	5,89E-01	13	4,72	#	45	56,21	4,40
37	38,85	8,78E-01	14	5,56	#	46	57,54	4,55
38	40,36	1,21	15	6,47	#	47	58,87	4,70
39	41,80	1,56	16	7,46	#	48	60,20	4,83
40	43,19	1,90	17	8,53	#	49	61,52	4,96
41	44,52	2,23	18	9,69	#	50	62,84	5,07
42	45,82	2,54	19	10,94	1,38E-09	51	64,15	5,18
43	47,08	2,81	20	12,28	5,04E-09	52	65,46	5,28
44	48,32	3,06	21	13,72	2,01E-08	53	66,77	5,37
45	49,55	3,29	22	15,25	8,65E-08	54	68,08	5,46
46	50,75	3,49	23	16,90	4,05E-07	55	69,39	5,54
47	51,95	3,68	24	18,65	2,02E-06	56	70,69	5,62
48	53,14	3,84	25	20,52	1,07E-05			

$G < 10^{-9}$

Tableau D.3 (suite) : Fréquence et largeur à mi-hauteur des résonances de l'onde A pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,97$) sous différents angles d'incidence g

n	k_{1a}	G_{A_0}	n	k_{1a}	G_{A_0}	n	k_{1a}	G_{A_0}
$g = 0^\circ$			35	35,94	8,66	14	13,50	5,55
3	1,97	4,23	36	37,26	8,74	15	14,51	5,65
4	3,12	4,48	37	38,63	8,78	16	15,53	5,75
5	4,20	4,63	38	40,03	8,76	17	16,55	5,85
6	5,24	4,75	39	41,48	8,68	18	17,57	5,96
7	6,27	4,85	40	42,97	8,55	19	18,59	6,08
8	7,28	4,94	41	44,50	8,38	20	19,62	6,20
9	8,29	5,02	42	46,08	8,17	21	20,65	6,33
10	9,29	5,11	43	47,72	7,93	22	21,68	6,47
11	10,30	5,19	44	49,40	7,68	23	22,72	6,62
12	11,30	5,28	45	51,12	7,44	24	23,77	6,78
13	12,29	5,37	46	52,88	7,20	25	24,83	6,96
14	13,29	5,46	47	54,68	6,97	26	25,90	7,15
15	14,29	5,55	48	56,51	6,76	27	26,98	7,35
16	15,30	5,65	49	58,36	6,57	28	28,09	7,56
17	16,30	5,75	50	60,24	6,39	29	29,21	7,79
18	17,30	5,85	51	62,14	6,23	30	30,36	8,03
19	18,31	5,96	52	64,05	6,09	31	31,54	8,27
20	19,32	6,08	53	65,99	5,95	32	32,76	8,50
21	20,34	6,20	54	67,93	5,83	33	34,02	8,71
22	21,35	6,33	55	69,89	5,72	34	35,32	8,89
23	22,38	6,47	$g = 10^\circ$			35	36,66	9,02
24	23,41	6,62	3	2,00	4,31	36	38,05	9,10
25	24,45	6,78	4	3,16	4,55	37	39,48	9,13
26	25,50	6,96	5	4,26	4,70	38	40,96	9,09
27	26,56	7,14	6	5,32	4,82	39	42,48	9,00
28	27,64	7,34	7	6,36	4,92	40	44,05	8,85
29	28,74	7,54	8	7,40	5,01	41	45,68	8,65
30	29,86	7,75	9	8,42	5,10	42	47,36	8,43
31	31,01	7,97	10	9,44	5,19	43	49,09	8,18
32	32,19	8,18	11	10,45	5,28	44	50,88	7,93
33	33,40	8,37	12	11,47	5,37	45	52,71	7,68
34	34,65	8,53	13	12,48	5,46	46	54,58	7,45

Tableau D.4 : Fréquence et largeur à mi-hauteur des résonances de l'onde A_0 pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,97$) sous différents angles d'incidence g

n	k_{1a}	G_{A_0}	n	k_{1a}	G_{A_0}	n	k_{1a}	G_{A_0}
47	56,49	7,23	27	28,32	8,08	11	11,86	6,07
48	58,43	7,02	28	29,50	8,38	12	13,02	6,19
49	60,39	6,84	29	30,72	8,71	13	14,17	6,31
50	62,38	6,67	30	31,98	9,05	14	15,32	6,44
51	64,40	6,52	31	33,29	9,39	15	16,47	6,57
52	66,43	6,38	32	34,67	9,71	16	17,63	6,72
53	68,48	6,26	33	36,11	9,99	17	18,78	6,87
54	70,54	6,14	34	37,61	10,21	18	19,94	7,04
$g = 20^\circ$			35	39,17	10,35	19	21,11	7,22
3	2,09	4,51	36	40,80	10,42	20	22,28	7,42
4	3,31	4,77	37	42,50	10,41	21	23,45	7,65
5	4,46	4,93	38	44,26	10,32	22	24,63	7,90
6	5,58	5,06	39	46,10	10,17	23	25,82	8,19
7	6,67	5,16	40	48,02	9,96	24	27,02	8,52
8	7,75	5,26	41	50,01	9,73	25	28,25	8,91
9	8,82	5,36	42	52,08	9,48	26	29,50	9,37
10	9,88	5,45	43	54,22	9,23	27	30,80	9,90
11	10,95	5,55	44	56,42	8,99	28	32,17	10,53
12	12,01	5,65	45	58,67	8,77	29	33,64	11,23
13	13,07	5,75	46	60,98	8,57	30	35,24	11,95
14	14,14	5,85	47	63,33	8,39	31	36,98	12,61
15	15,20	5,96	48	65,73	8,23	32	38,86	13,18
16	16,27	6,08	49	68,16	8,09	33	40,87	13,62
17	17,33	6,20	50	70,63	7,97	34	43,02	13,94
18	18,40	6,33	$g = 30^\circ$			35	45,32	14,15
19	19,48	6,46	3	2,25	4,80	36	47,78	14,25
20	20,55	6,61	4	3,57	5,15	37	50,42	14,28
21	21,63	6,77	5	4,82	5,35	38	53,24	14,28
22	22,72	6,94	6	6,03	5,50	39	56,25	14,26
23	23,82	7,12	7	7,22	5,62	40	59,46	14,26
24	24,92	7,33	8	8,39	5,74	41	62,85	14,30
25	26,04	7,55	9	9,55	5,85	42	66,44	14,40
26	27,17	7,80	10	10,71	5,96	43	70,21	14,56

Tableau D.4 (suite) : Fréquence et largeur à mi-hauteur des résonances de l'onde A_0 pour un tube en acier inoxydable ($b/a = 0,97$) sous différents angles d'incidence g

- ANNEXE E -

Définition des fonctions U_n et V_n et des coefficients d et k suivant l'angle d'incidence g :

	$g < g_L$	$g_L < g < g_r$	$g_r < g$
h_m	$\sqrt{\mathbf{w}^2 / C_L^2 - k_m^2}$	$\sqrt{k_m^2 - \mathbf{w}^2 / C_L^2}$	$\sqrt{k_m^2 - \mathbf{w}^2 / C_L^2}$
K_m	$\sqrt{\mathbf{w}^2 / C_T^2 - k_m^2}$	$\sqrt{\mathbf{w}^2 / C_T^2 - k_m^2}$	$\sqrt{k_m^2 - \mathbf{w}^2 / C_T^2}$
$U_n(h_m a, h_m b)$	$J_n(h_m a, h_m b)$	$I_n(h_m a, h_m b)$	$I_n(h_m a, h_m b)$
$V_n(h_m a, h_m b)$	$N_n(h_m a, h_m b)$	$K_n(h_m a, h_m b)$	$K_n(h_m a, h_m b)$
$U_n(K_m a, K_m b)$	$J_n(K_m a, K_m b)$	$J_n(K_m a, K_m b)$	$I_n(K_m a, K_m b)$
$V_n(K_m a, K_m b)$	$N_n(K_m a, K_m b)$	$N_n(K_m a, K_m b)$	$K_n(K_m a, K_m b)$
d	+1	-1	-1
k	+1	+1	-1

- ANNEXE F -

Eléments de la matrice \mathbf{M} :

Continuité des déplacements normaux en $\mathbf{r} = a$,

$$M_{11} = \frac{\mathbf{r}_2}{\mathbf{r}_1} \left[nH_n^{(1)}(h_m a) - (h_m a)H_{n+1}^{(1)}(h_m a) \right]$$

$$M_{12} = nU_n(h_m a) - \mathbf{d}(h_m a)U_{n+1}(h_m a)$$

$$M_{13} = nV_n(h_m a) - (h_m a)V_{n+1}(h_m a)$$

$$M_{14} = i(k_m a)U_{n+1}(K_m a)$$

$$M_{15} = i(k_m a)V_{n+1}(K_m a)$$

$$M_{16} = nU_n(K_m a)$$

$$M_{17} = nV_n(K_m a)$$

Continuité des contraintes radiales en $\mathbf{r} = a$,

$$M_{21} = -I_1 \frac{\mathbf{r}_2}{\mathbf{r}_1} \left(\frac{\mathbf{w}a}{C_1} \right)^2 H_n^{(1)}(h_m a)$$

$$M_{22} = -I_2 \left(\frac{\mathbf{w}a}{C_L} \right)^2 U_n(h_m a) + 2\mathbf{m} \left[(n^2 - \mathbf{d}(h_m a)^2 - n)U_n(h_m a) + \mathbf{d}(h_m a)U_{n+1}(h_m a) \right]$$

$$M_{23} = -I_2 \left(\frac{\mathbf{w}a}{C_L} \right)^2 V_n(h_m a) + 2\mathbf{m} \left[(n^2 - \mathbf{d}(h_m a)^2 - n)V_n(h_m a) + (h_m a)V_{n+1}(h_m a) \right]$$

$$M_{24} = 2i\mathbf{m}(k_m a) [-(n+1)U_{n+1}(K_m a) + (K_m a)U_n(K_m a)]$$

$$M_{25} = 2i\mathbf{m}(k_m a) [-(n+1)V_{n+1}(K_m a) + \mathbf{k}(K_m a)V_n(K_m a)]$$

$$M_{26} = 2\mathbf{m} [(n-1)U_n(K_m a) - \mathbf{k}(K_m a)U_{n+1}(K_m a)]$$

$$M_{27} = 2\mathbf{m} [(n-1)V_n(K_m a) - (K_m a)V_{n+1}(K_m a)]$$

Continuité des contraintes radiales en $\mathbf{r} = b$,

$$M_{31} = 0$$

$$M_{32} = -I_2 \left(\frac{\mathbf{w}b}{C_L} \right)^2 U_n(h_{mb}) + 2\mathbf{m} \left[(n^2 - \mathbf{d}(h_{mb})^2 - n) U_n(h_{mb}) + \mathbf{d}(h_{mb}) U_{n+1}(h_{mb}) \right]$$

$$M_{33} = -I_2 \left(\frac{\mathbf{w}b}{C_L} \right)^2 V_n(h_{mb}) + 2\mathbf{m} \left[(n^2 - \mathbf{d}(h_{mb})^2 - n) V_n(h_{mb}) + (h_{mb}) V_{n+1}(h_{mb}) \right]$$

$$M_{34} = 2i\mathbf{m}(k_{mb}) [-(n+1)U_{n+1}(K_{mb}) + (K_{mb})U_n(K_{mb})]$$

$$M_{35} = 2i\mathbf{m}(k_{mb}) [-(n+1)V_{n+1}(K_{mb}) + \mathbf{k}(K_{mb})V_n(K_{mb})]$$

$$M_{36} = 2\mathbf{m}[(n-1)U_n(K_{mb}) - \mathbf{k}(K_{mb})U_{n+1}(K_{mb})]$$

$$M_{37} = 2\mathbf{m}[(n-1)V_n(K_{mb}) - (K_{mb})V_{n+1}(K_{mb})]$$

Nullité des contraintes tangentielles en $\mathbf{r} = a$,

$$M_{41} = 0$$

$$M_{42} = 2n[(1-n)U_n(h_{ma}) + \mathbf{d}(h_{ma})U_{n+1}(h_{ma})]$$

$$M_{43} = 2n[(1-n)V_n(h_{ma}) + (h_{ma})V_{n+1}(h_{ma})]$$

$$M_{44} = i(k_{ma})[-2(n+1)U_{n+1}(K_{ma}) + (K_{ma})U_n(K_{ma})]$$

$$M_{45} = i(k_{ma})[-2(n+1)V_{n+1}(K_{ma}) + \mathbf{k}(K_{ma})V_n(K_{ma})]$$

$$M_{46} = [-2n^2 + \mathbf{k}(K_{ma})^2 + 2n]U_n(K_{ma}) - 2\mathbf{k}(K_{ma})U_{n+1}(K_{ma})$$

$$M_{47} = [-2n^2 + \mathbf{k}(K_{ma})^2 + 2n]V_n(K_{ma}) - 2(K_{ma})V_{n+1}(K_{ma})$$

Nullité des contraintes tangentielles en $\mathbf{r} = b$,

$$M_{51} = 0$$

$$M_{52} = 2n[(1-n)U_n(h_{mb}) + \mathbf{d}(h_{mb})U_{n+1}(h_{mb})]$$

$$M_{53} = 2n[(1-n)V_n(h_{mb}) + (h_{mb})V_{n+1}(h_{mb})]$$

$$M_{54} = i(k_{mb})[-2(n+1)U_{n+1}(K_{mb}) + (K_{mb})U_n(K_{mb})]$$

$$M_{55} = i(k_{mb})[-2(n+1)V_{n+1}(K_{mb}) + \mathbf{k}(K_{mb})V_n(K_{mb})]$$

$$M_{56} = [-2n^2 + \mathbf{k}(K_{mb})^2 + 2n]U_n(K_{mb}) - 2\mathbf{k}(K_{mb})U_{n+1}(K_{mb})$$

$$M_{57} = [-2n^2 + \mathbf{k}(K_{mb})^2 + 2n]V_n(K_{mb}) - 2(K_{mb})V_{n+1}(K_{mb})$$

Nullité des contraintes de cisaillement en $\mathbf{r} = a$,

$$M_{61} = 0$$

$$M_{62} = -2(k_m a)[nU_n(h_m a) - \mathbf{d}(h_m a)U_{n+1}(h_m a)]$$

$$M_{63} = -2(k_m a)[nV_n(h_m a) - (h_m a)V_{n+1}(h_m a)]$$

$$M_{64} = i([\mathbf{k}(K_m a)^2 - (k_m a)^2]U_{n+1}(K_m a) - n(K_m a)U_n(K_m a))$$

$$M_{65} = i([\mathbf{k}(K_m a)^2 - (k_m a)^2]V_{n+1}(K_m a) - \mathbf{kn}(K_m a)V_n(K_m a))$$

$$M_{66} = -n(k_m a)U_n(K_m a)$$

$$M_{67} = -n(k_m a)V_n(K_m a)$$

Nullité des contraintes de cisaillement en $\mathbf{r} = b$,

$$M_{71} = 0$$

$$M_{72} = -2(k_m b)[nU_n(h_m b) - \mathbf{d}(h_m b)U_{n+1}(h_m b)]$$

$$M_{73} = -2(k_m b)[nV_n(h_m b) - (h_m b)V_{n+1}(h_m b)]$$

$$M_{74} = i([\mathbf{k}(K_m b)^2 - (k_m b)^2]U_{n+1}(K_m b) - n(K_m b)U_n(K_m b))$$

$$M_{75} = i([\mathbf{k}(K_m b)^2 - (k_m b)^2]V_{n+1}(K_m b) - \mathbf{kn}(K_m b)V_n(K_m b))$$

$$M_{76} = -n(k_m b)U_n(K_m b)$$

$$M_{77} = -n(k_m b)V_n(K_m b)$$

Eléments du second membre \mathbf{B}

$$B_1 = -\frac{\mathbf{r}_2}{\mathbf{r}_1} \mathbf{b}_m [nJ_n(k_{\perp} a) - (k_{\perp} a)J_{n+1}(k_{\perp} a)]$$

$$B_2 = \mathbf{I}_1 \frac{\mathbf{r}_2}{\mathbf{r}_1} \mathbf{b}_m [(k_{\perp} a)^2 + (k_m a)^2] J_n(k_{\perp} a)$$

$$B_3 = B_4 = B_5 = B_6 = B_7 = 0$$