Diffusion acoustique vers l'avant d'objets élastiques immergés dans l'eau

David Soubsol

▶ **To cite this version:**

David Soubsol. Diffusion acoustique vers l'avant d'objets élastiques immergés dans l'eau. Acoustique [physics.class-ph]. Normandie Université, 2018. Français. NNT : 2018NORMLH17 . tel-01947382

HAL Id: tel-01947382
https://theses.hal.science/tel-01947382

Submitted on 6 Dec 2018

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.

Normandie Université

Naval Group, Naval Group Research

THESE

Pour obtenir le

DIPLÔME DE DOCTORAT

Discipline : Physique – E.E.A

Spécialité : Acoustique

DIFFUSION ACOUSTIQUE VERS L'AVANT D'OBJETS ELASTIQUES IMMERGES DANS L'EAU

Présentée et soutenue par

David SOUBSOL

Thèse soutenue publiquement le 04 Octobre 2018, devant le jury composé de

E. SOUZA de CURSI,	Professeur des Universités, Laboratoire L.M.N.,	*Président*
L. MAXIT,	Maître de conférences - HDR, Laboratoire Vibration Acoustiques,	*Rapporteur*
B. DUBUS,	Directeur de recherches C.N.R.S, I.E.M.N. de Lille,	*Rapporteur*
A. KLAUSON,	Professeur de Recherche, Université de Technologie de Tallin, Estonie	
I. MUTABAZI,	Professeur des Universités, Université du Havre	
Y. RENOU,	Ingénieur de recherche en Acoustique et Matériaux, Naval Group Research	
F. LEON,	Maître de conférences - HDR, L.O.M.C. du Havre, Directeur de thèse	
F. CHATI,	Maître de conférences, L.O.M.C. du Havre	
D. DECULTOT,	Chercheur Emérite, L.O.M.C. du Havre	

Normandie Université

Naval Group, Naval Group Research

THESE

Pour obtenir le

DIPLÔME DE DOCTORAT

Discipline : Physique – E.E.A

Spécialité : Acoustique

DIFFUSION ACOUSTIQUE VERS L'AVANT D'OBJETS ELASTIQUES IMMERGES DANS L'EAU

Présentée et soutenue par

David SOUBSOL

Thèse soutenue publiquement le 04 Octobre 2018, devant le jury composé de

E. SOUZA de CURSI,	Professeur des Universités, Laboratoire L.M.N.,	*Président*
L. MAXIT,	Maître de conférences - HDR, Laboratoire Vibration Acoustiques,	*Rapporteur*
B. DUBUS,	Directeur de recherches C.N.R.S, I.E.M.N. de Lille,	*Rapporteur*
A. KLAUSON,	Professeur de Recherche, Université de Technologie de Tallin, Estonie	
I. MUTABAZI,	Professeur des Universités, Université du Havre	
Y. RENOU,	Ingénieur de recherche en Acoustique et Matériaux, Naval Group Research	
F. LEON,	Maître de conférences - HDR, L.O.M.C. du Havre, Directeur de thèse	
F. CHATI,	Maître de conférences, L.O.M.C. du Havre	
D. DECULTOT,	Chercheur Emérite, L.O.M.C. du Havre	

Cette thèse entre dans le cadre du dispositif des Conventions Industrielles de Formation par la Recherche (CIFRE). Elle a été réalisée chez Naval Group Research (ex DCNS Research), avec le soutien financier de Naval Group Research.

Remerciements

Ce travail de thèse CIFRE a été effectué d'une part au Laboratoire Ondes et Milieux Complexes (LOMC), UMR CNRS 6294 de l'Université Le Havre Normandie, et d'autre part à Naval Group Research, au sein du Centre d'Excellence pour la Maîtrise de l'Information et des Signatures (CEMIS) sur le site du Technopôle de la Mer d'Ollioules. Je tiens donc à remercier le directeur du laboratoire, Monsieur le Professeur I. MUTABAZI, ainsi que le directeur du service CEMIS de Naval Group, C. AUDOLY, pour m'avoir tous les deux accueilli et intégré au sein de leurs équipes respectives au cours de ces trois années. Je les remercie également pour les moyens mis à ma disposition afin de me permettre de mener à bien mon travail.

Je souhaite remercier vivement Monsieur L. MAXIT et Monsieur B. DUBUS pour avoir accepté la charge d'être les rapporteurs de ce mémoire.

J'adresse mes chaleureux remerciements à Monsieur E. SOUZA de CURSI pour avoir accepté de présider le jury de ma soutenance de thèse. Je remercie également Messieurs A. KLAUSON, I. MUTABAZI, F. CHATI, F. LEON, D. DECULTOT et Y. RENOU pour avoir accepté de participer à ce jury de thèse.

Monsieur F. LEON, Maître de conférences HDR, a dirigé cette thèse et m'a initié aux techniques expérimentales. Ses conseils avisés, son dévouement et sa disponibilité tout au long de ces trois années m'ont été extrêmement précieux pour mener à bien mes travaux de thèse. Qu'il trouve ici l'expression de toute ma reconnaissance.

Je tiens également à vivement remercier Monsieur Y. RENOU, mon responsable scientifique d'entreprise qui m'a aidé à mener mes travaux de recherche tout en prenant en compte le besoin industriel. La qualité de ses remarques, son souci d'efficacité et ses conseils ont apporté un éclairage nouveau à cet ouvrage.

Je tiens à remercier très chaleureusement mes encadrants, F. CHATI, D. DECULTOT et G. MAZE d'avoir suivi avec attention cette thèse. Les nombreuses discussions que nous avons eues, leur aide pour la mise en place des expériences, leurs encouragements, et leurs conseils judicieux ont été un soutien des plus précieux.

Je remercie Monsieur F. REYNARD de Naval Group pour l'aide précieuse qu'il m'a apportée en fin de thèse lors de la relecture de plusieurs chapitres et résumés.

Je tiens également à remercier les techniciens du laboratoire, Messieurs H. CAHINGT et F. DUHAMEL, pour leur collaboration technique indispensable et pour leur disponibilité.

Je suis également très reconnaissant à Madame F. DE RUITER de Naval Group pour l'aide apportée lors de la préparation d'une conférence internationale aux Etats-Unis.

Je souhaite également remercier les chercheurs du laboratoire pour leur convivialité et leur soutien. J'adresse aussi des remerciements particuliers aux doctorants S. SHAH-HOSSEINI, L. ATTAR, F. KACHKOUCH et H. N'GUMA pour les relations amicales que nous avons développées et entretenues au cours de ces trois années. Je leur souhaite bonne réussite pour leur thèse.

Les ingénieurs et collègues du CEMIS m'ont accompagné tout au long de ces années de thèse et se sont distingués par leur gentillesse et leur disponibilité. Qu'ils en soient remerciés.

« Les moindres bruits se transmettaient avec une vitesse à laquelle l'oreille n'est pas habituée sur la terre. En effet, l'eau est pour le son un meilleur véhicule que l'air et il s'y propage avec une rapidité quadruple.

(...) Des bruits profonds, nettement transmis par ce milieu liquide se répercutaient avec une majestueuse ampleur. »

Jules Verne

Vingt Mille Lieues sous les Mers

Table des matières

1 Etat de l'art sur la diffusion acoustique de cibles immergées 9

1.1 Généralités 11

1.1.1 SONAR actif 12

1.1.2 SONAR passif 13

1.1.3 Les enjeux de la configuration bistatique 14

1.2 Mécanismes du rayonnement d'objets immergés 15

1.2.1 Ondes de surface internes 16

1.2.2 Ondes de surface externes 17

1.3 Approche expérimentale : outils et méthodes 18

1.3.1 Description des objets 18

1.3.2 Caractéristiques des transducteurs 20

1.3.3 Méthodes expérimentales 28

1.4 Approches numériques 31

1.4.1 Méthodes numériques existantes 31

1.4.2 Méthode du développement modal 34

1.4.3 Validation du programme d'analyse théorique sous Matlab 37

1.4.4 Calcul des vitesses de phase, des vitesses de groupe et de l'angle critique d'excitation 40

1.4.5 Méthode des éléments finis 42

1.5 Conclusion 47

2 Etude de la diffusion acoustique par une sphère pleine 49

2.1 Introduction : diffusion acoustique par une sphère pleine immergée 51

2.2 Dispositif expérimental 52

2.2.1 Cas de la sphère 53

2.2.2 Traitement de l'émission directe : application à la sphère uniquement 55

2.3 Etude en configuration monostatique 57

2.3.1 Obtention des résultats théoriques 57

2.3.2 Analyse comparative des signaux temporels expérimentaux et théoriques 59

2.4 Etude en configuration bistatique 60

2.4.1 Diagramme angulaire 61

2.4.2 Pression calculée avec et sans approximation de champ lointain 63

2.4.3 Analyse temporelle en zone d'ombre 67

2.4.4 Identification des ondes pour une sphère pleine 69

2.5 Conclusion 79

3 Etude de la diffusion acoustique par une LINE pleine 81

3.1 Dispositif expérimental 83

3.2 Etude en incidence axiale 84

3.2.1 Génération d'ondes sur l'objet LINE 85

3.2.2 Utilisation d'un logiciel de géométrie dynamique : Geogebra 88

3.2.3 Analyse de la réponse temporelle expérimentale à partir du calcul des temps de parcours 90

3.3 Modélisation par éléments finis de la pression diffusée par une LINE avec COMSOL 99

3.3.1 Validation de la modélisation numérique de la diffusion acoustique d'une sphère rigide par comparaison avec la théorie de l'élasticité 99

3.3.2 Analyse des résultats d'une LINE excitée axialement 101

3.3.3 Analyse de la discontinuité hémisphère/cylindre 105

3.4 Etude pour des incidences obliques et normale 109

3.4.1 Angle d'incidence α égal à 30° 109

3.4.2 Angle d'incidence α égal à 60° 111

3.4.3 Incidence normale à l'axe principal de la LINE (α = 90°) 113

3.5 Conclusion 115

4 Caractérisation du rayonnement d'une LINE 117

4.1 Définition de la signature acoustique d'un objet immergé dans l'eau 119

4.1.1 Equation du SONAR 119

4.1.2 Index de cible 120

4.2 Validation du calcul de l'index de cible avec les calculs effectués sur COMSOL 121

4.3 Cartographie de la signature acoustique d'une LINE élastique en acier inoxydable 125

4.3.1 Etude en incidence axiale 125

4.3.2 Etude en incidence oblique 127

4.4 Cartographie des contributions acoustiques résonantes 130

4.4.1 Etude en incidence axiale : contributions rigides et résonantes 131

4.4.2 Etude en incidence oblique (α=30°) : contributions rigides et résonantes 140

4.5 Conclusion 145

5 Annexe : Descriptif de la chaîne de mesure expérimentale 155

6 Annexe : index de cible et rapport d'échelle 157

Table des matières

Introduction générale

Ce mémoire a été réalisé grâce à l'implication de deux acteurs majeurs, Naval Group Research et le LOMC, qui contribuent tout deux activement au développement de la recherche en acoustique sous-marine. Naval Group Research est rattaché à Naval Group qui est une entreprise fournissant navires et sous-marins à la Marine française et aux marines étrangères, et se positionne comme un acteur innovant de l'énergie marine. Le LOMC (Laboratoire Ondes et Milieux Complexes) est un laboratoire rattaché à l'Université du Havre et au CNRS, qui s'est spécialisé au cours de ces quarante dernières années sur des problématiques liées à la diffusion acoustique provenant d'objets immergés. Du point de vue de l'entreprise Naval Group, les travaux se placent dans une thématique de détection sous-marine, et permettent de mieux cerner certaines problématiques liées au développement des moyens de guerre sous-marine, et impliquant la multiplication de configurations bistatiques (c'est-à-dire avec un émetteur et un récepteur situés à deux positions distinctes de l'espace, par opposition à la configuration monostatique où émetteur et récepteur sont colocalisés). D'un autre côté, ces travaux constituent un apport aux compétences que l'équipe spécialisée en acoustique sous-marine du LOMC peut déployer. Les activités de recherche du LOMC (précédemment nommé LAUE pour « Laboratoire d'Acoustique Ultrasonore et d'Electronique ») sont reconnues dans la communauté scientifique internationale travaillant sur le rayonnement acoustique d'objets immergés dans des fluides, notamment grâce à la mise au point de la M.I.I.R. (Méthode d'Isolement et d'Identification des Résonances) dans les années 80. C'est une méthode expérimentale qui permet (avec une configuration monostatique) l'isolement des fréquences de résonances, puis l'identification du mode de chacune des résonances de l'objet considéré (avec une configuration bistatique). Toutefois, ces travaux de thèse ne réutilisent pas uniquement la méthodologie employée par la M.I.I.R., mais se concentrent sur l'identification expérimentale par analyse temporelle de mécanismes physiques à fort rayonnement acoustique, rencontrés en diffusion vers l'avant et notamment dans la zone d'ombre des objets.

Les objets utilisés dans cette étude, qui se concentre sur la diffusion acoustique en mode bistatique, sont de deux formes distinctes : une sphère, objet canonique pour lequel une solution analytique existe, et une LINE, cylindre terminé par deux hémisphères. La LINE est donc un objet considéré comme étant de forme complexe et dont la forme se rapproche de celle d'un sous-marin.

Ce mémoire a pour vocation d'étudier la diffusion acoustique d'objets pleins de forme sphérique et LINE immergés dans l'eau en configuration bistatique, en accordant une attention particulière à la diffusion vers l'avant. De plus, nous souhaitons également caractériser le rayonnement des objets étudiés afin de dégager, d'un point de vue global, l'importance du comportement non-résonant de l'objet par rapport à son comportement résonant. La restitution de ce travail de thèse est organisée en 4 chapitres distincts et complémentaires. Par ailleurs, cet ouvrage s'appuie sur des mesures expérimentales, soutenues par la théorie analytique (pour une sphère pleine) et par des modélisations numériques par éléments finis pour la LINE pleine.

Le premier chapitre de ce mémoire traite de manière générale des connaissances et outils dont nous aurons besoin dans la suite de ce travail de recherche. En effet, les notions élémentaires liées à cette étude y sont détaillées, ainsi que les mécanismes de propagation connus des différentes ondes diffusées par les objets pleins traités. Ces derniers sont par ailleurs décrits dans une partie dédiée au fonctionnement des expériences réalisées, avec le dispositif expérimental dans lequel ces objets sont intégrés. Les caractéristiques des transducteurs utilisés au cours des expériences sont également explicitées. Puis, dans une partie traitant de la référence analytique, le modèle de Hickling issu de la théorie de l'élasticité est détaillé pour une sphère pleine élastique (ou rigide), dans un premier temps en prenant en compte de l'influence des distances transducteurs/objet avec une onde incidente sphérique. Ensuite, le calcul du champ de pression diffusée en champ lointain avec une onde incidente plane est introduit en utilisant des approximations dans le développement en séries de fonctions de Bessel de la solution analytique. Le calcul des vitesses de groupe et de phase des ondes diffusées par une sphère est également introduit. Enfin, l'aspect numérique de l'étude est abordé, avec une présentation des diverses méthodes numériques déjà existantes, et une justification du choix de la méthode par les Eléments Finis (avec COMSOL) pour notre problème. La présentation du modèle de simulation numérique de notre cas d'étude est effectuée, avec un soin particulier accordé à la définition des conditions limites, notamment à la PML (Perfectly Matched Layer) utilisée pour satisfaire la condition de rayonnement de Sommerfeld à l'infini. De plus, la prédiction numérique de la pression diffusée par l'objet en champ lointain est réalisée avec l'utilisation d'une surface de Maxwell par application de l'équation de Kirchhoff-Helmholtz.

Le chapitre 2 aborde l'analyse temporelle des ondes diffusées par l'objet de forme sphérique. Un rappel du dispositif expérimental utilisé dans le cas d'une sphère pleine y est effectué, avec l'utilisation d'une plaque en matériau absorbant afin d'atténuer la contribution du champ direct. Tout d'abord, la validité des résultats expérimentaux obtenue en configuration

monostatique est vérifiée par comparaison avec les résultats issus de la théorie de l'élasticité. La validité des résultats expérimentaux est ensuite étendue au cas bistatique toujours par comparaison avec la théorie. Dans cette dernière configuration, des tracés de diagrammes angulaires permettent l'observation de phénomènes fortement rayonnant dans la zone d'ombre. Nous chercherons en particulier à interpréter les mécanismes physiques de rayonnement dans la zone d'ombre. Une analyse temporelle est ainsi menée dans la zone d'ombre de l'objet, et les comparaisons entre les résultats expérimentaux et théoriques permettent l'isolement de certains échos et l'identification des ondes qui en sont à l'origine.

Les résultats issus des analyses et interprétations obtenus pour une sphère pleine élastique sont exploités pour l'étude de l'objet de type LINE au chapitre 3. Ce solide plein est considéré comme étant de forme « complexe ». En effet, contrairement au cas des sphères, pour la résolution analytique du champ de pression diffusée, il n'existe pas de système de coordonnées permettant de trouver des solutions à variables séparées pour l'équation de propagation des ondes. Le raisonnement mené au chapitre 2 qui utilise la comparaison entre la théorie analytique et les résultats expérimentaux afin d'isoler et d'identifier les ondes souhaitées, via le calcul (avec les données expérimentales) de leur vitesse de groupe, ne peut donc pas être utilisé. Par conséquent, nous adopterons une approche différente de celle employée dans le chapitre 2 et considèrerons la diffusion vers l'avant en général. Une LINE excitée axialement présente uniquement sa partie sphérique face à l'émetteur, ce qui implique que les mêmes mécanismes de génération d'ondes qu'au chapitre 2 (pour une sphère pleine) sont à l'œuvre. Il est alors possible d'utiliser les ondes identifiées et caractérisées pour une sphère pleine et se propageant sur la LINE excitée axialement. Puis, avec l'aide d'un logiciel de géométrie dynamique prenant en compte la géométrie du problème et les vitesses de groupe des ondes considérées, les temps de vol des ondes considérées sont alors calculés. Ce n'est qu'ensuite, par comparaison avec les résultats expérimentaux des temps d'arrivées des échos liés aux ondes étudiées, que l'identification est alors possible. De plus, ce troisième chapitre voit également l'utilisation du calcul par éléments finis avec COMSOL. Celui-ci permet notamment de mettre en évidence un phénomène de diffraction au niveau de la discontinuité entre la partie cylindrique de la LINE et ses parties hémisphériques. Enfin, des analyses temporelles, similaires à celle réalisée pour une LINE excitée axialement, sont réalisées également pour des LINE excitées à des angles d'incidence oblique.

Le quatrième et dernier chapitre de ce mémoire est lié directement à la problématique de la discrétion sous-marine. En effet, le rayonnement des objets sphère et LINE a, jusqu'à présent,

été mesuré en termes de pression rayonnée. Néanmoins, la caractérisation de la discrétion d'une cible immergée doit reposer sur une définition liée à la signature acoustique de l'objet en prenant notamment en compte l'intensité de l'onde incidente à l'objet. Une grandeur déjà existante, l'index de cible, est alors utilisée et appliquée directement pour les calculs numériques réalisés au moyen de COMSOL. Cela permet de confirmer les comportements des objets utilisés dans les chapitres 2 et 3 en termes de rayonnement acoustique. De plus, nous souhaitons également évaluer la part des contributions résonantes dans la signature acoustique de l'objet. Une grandeur est proposée et appliquée aux résultats numériques, permettant ainsi d'établir une carte des contributions non-résonantes et une carte des contributions résonantes.

Chapitre I

1 Etat de l’art sur la diffusion acoustique de cibles immergées

L’acoustique sous-marine est l’étude de la propagation du son dans l’eau et de l’interaction des ondes acoustiques qui constituent le son avec l’eau et ses limites. Son application principale est le SONAR (SOund Navigation And Ranging) permettant le repérage d’objets immergés (détection de sous-marin, guidage des torpilles ou pour les bateaux de pêche la détection de bancs de poissons, etc.) ou la mesure rapide et précise de la profondeur, facilitant la navigation en général. Dans la première partie de ce chapitre, les diverses notions liées aux dispositifs SONAR pour la localisation et, quand c’est possible, l’identification d’objets immergés sont abordées. Ensuite, les différentes ondes générées sur un objet immergé sont présentées. Ces ondes peuvent être de natures diverses, peuvent dépendre ou pas de l’élasticité de leur support de propagation, et ont une vitesse de propagation propre qui les différencie les unes des autres. Les méthodes expérimentales nécessaires à cette étude sont également présentées. Elles nous permettent d’identifier les ondes et de les classifier. Cette section sur les aspects expérimentaux de l’étude se poursuit avec la présentation des objets et des transducteurs utilisés pour nos expériences. Enfin, l’étude numérique de ces objets est également abordée. De nombreuses approches ont été développées et perfectionnées au fil des 30 dernières années. Néanmoins, l’étude de la diffusion acoustique vers l’avant des objets de formes complexes reste un sujet de recherche actuel et fait l’objet de ce mémoire.

Sommaire du Chapitre I

1.1 Généralités 11

1.1.1 SONAR actif 12

1.1.2 SONAR passif 13

1.1.3 Les enjeux de la configuration bistatique 14

1.2 Mécanismes du rayonnement d'objets immergés 15

1.2.1 Ondes de surface internes 16

1.2.2 Ondes de surface externes 17

1.3 Approche expérimentale : outils et méthodes 18

1.3.1 Description des objets 18

1.3.2 Caractéristiques des transducteurs 20

1.3.3 Méthodes expérimentales 28

1.4 Approches numériques 31

1.4.1 Méthodes numériques existantes 31

1.4.2 Méthode du développement modal 34

1.4.3 Validation du programme d'analyse théorique sous Matlab 37

1.4.4 Calcul des vitesses de phase, des vitesses de groupe et de l'angle critique d'excitation 40

1.4.5 Méthode des éléments finis 42

1.5 Conclusion 47

1.1 Généralités

La science de l'acoustique sous-marine débute avec Léonard de Vinci qui écrivit en 1490 :

« Si vous arrêtez votre navire, plongez une extrémité d'un long tube dans l'eau et mettez l'autre extrémité à votre oreille, vous pourrez entendre des navires situés à une grande distance de vous »

Ainsi, si ce domaine d'étude est assez ancien, ses premières applications ne virent le jour qu'au début du XXème siècle, pour répondre à des besoins militaires. Il s'agissait alors de faire face à un nouveau type de guerre navale imposée par les sous-marins allemands. Cette première application fut l'ASDIC (Allied Submarine Detection Investigation Committee), montée sur quelques navires, quelques mois avant la fin du conflit et fruit du travail de Robert William Boyle qui avait mis au point des transducteurs à ultrasons en quartz. De plus, cette première guerre mondiale voit les travaux de Constantin Chilowski et de Paul Langevin, considérés comme les inventeurs du sonar, menés à bien. Paul Langevin a notamment mené plusieurs expériences historiques entre 1915 et 1918, démontrant la faisabilité de la transmission de signaux puis de la détection acoustique active de sous-marin. Il utilisait notamment un transducteur piézo-électrique de 38 kHz, chose nouvelle à cette époque. Par la suite, la seconde guerre mondiale imposa une nouvelle guerre sous-marine intensive. La détection dite active des sous-marins connait alors un essor important. C'est pourquoi la fabrication des sous-marins évolua, et des coques recouvertes de matériaux absorbants les ondes sonores virent le jour dans l'après-guerre. Enfin, l'arrivée de sous-marins lanceurs d'engins nucléaires, lors de la guerre froide imposa une surveillance à longue portée. C'est pourquoi la priorité fut alors donnée à la détection passive qui bénéficiait d'une portée bien plus importante que la détection active de l'époque et garanti la discrétion.

1.1.1 *SONAR actif*

Dans le cadre de la détection sous-marine, un RADAR ne peut être utilisé du fait de l'inaptitude des ondes électromagnétiques à se propager dans l'eau. C'est pourquoi un dispositif dénommé SONAR basé sur les ondes sonores a dû être mis au point.

A ce détail près, le principe de base du SONAR actif est le même que celui du RADAR : l'émission d'une onde, sonore dans le cas du SONAR et électromagnétique dans le cas du RADAR, dans l'environnement permet de repérer les obstacles s'y trouvant par détection des ondes en retour que ces derniers réfléchissent (Figure 1). En plus de la direction de l'onde incidente, qui est aussi la direction de l'écho renvoyé par l'objet, un tel système peut également situer l'objet par rapport à lui puisque le délai entre l'envoi de l'onde incidente et l'écho de retour est un indicateur de la distance entre le système de détection et l'obstacle (la vitesse du son dans l'eau étant connue). Un objet dit furtif doit donc éviter de renvoyer des ondes vers le SONAR (ou le RADAR). Pour ce faire, il peut adopter une forme permettant de renvoyer la plupart des ondes dans une direction donnée autre que vers le système de détection, ou bien il peut absorber l'onde incidente via un matériau absorbant dont il serait recouvert. On parle alors de revêtement anéchoïque.

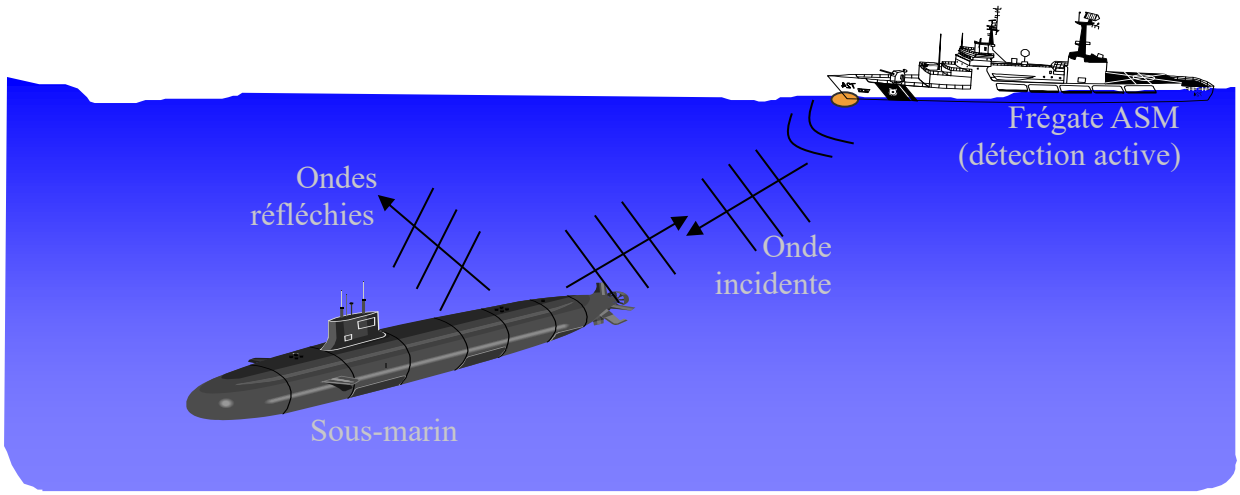


Figure 1: Représentation schématique d'un processus de recherche active.

Un SONAR actif peut fonctionner dans une gamme de fréquence très étendue, des très basses fréquences (de l'ordre de quelques centaines de Hertz) à des très hautes fréquences (quelques GigaHertz), en fonction de la taille des objets que l'on souhaite détecter et de la distance de détection. En règle générale, plus le SONAR fonctionne avec des hautes-

fréquences, et plus sa portée est courte (car les ondes hautes fréquences se dissipent dans l'eau plus rapidement que les ondes basses fréquences). Néanmoins, ce système sera aussi plus facilement transportable et permet de détecter davantage de détails concernant l'obstacle (voire même d'obtenir une image acoustique de cet obstacle). Inversement, les SONAR actifs très basses fréquences (ATBF) ont des grandes et lourdes antennes dont les portées de détection peuvent aller jusqu'à plusieurs dizaines de kilomètres.

Enfin, un sous-marin, dont l'objectif est de rester furtif aussi longtemps que possible, veillera à ne jamais utiliser son SONAR actif car ce faisant, il communique sa présence et sa position à tous les navires ou dispositifs à l'écoute dans la zone.

1.1.2 *SONAR passif*

A l'inverse du SONAR actif, le SONAR passif permet au sous-marin de détecter les obstacles présents autour de lui sans révéler sa position. A la place d'émettre une onde, l'opérateur SONAR écoute les sons présents autour de lui et recherche les bruits révélateurs d'activités sous-marines comme les bruits de moteurs ou le fonctionnement d'hélices (Figure 2). Par conséquent, pour éviter d'être passivement repéré, un sous-marin doit rayonner le moins possible de bruits. Il existe une technique dite de masquage qui vise à recouvrir le sous-marin d'un revêtement qui absorbe les vibrations qu'il produit.

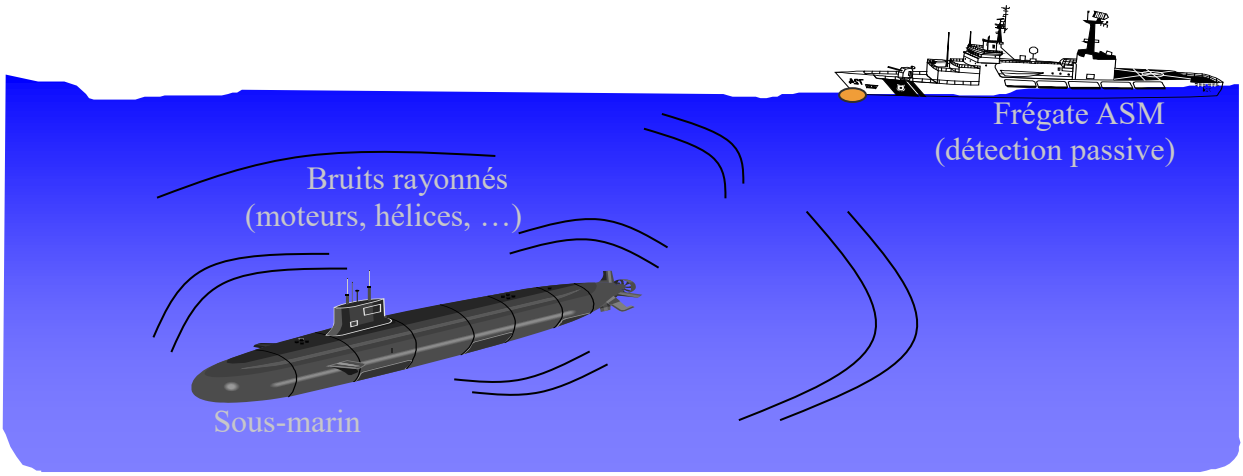


Figure 2 : Représentation schématique d'un processus de recherche passive.

1.1.3 *Les enjeux de la configuration bistatique*

Un système de SONAR actif est la représentation typique d'une configuration dite monostatique. L'émetteur de l'onde incidente vers l'objet à détecter, et le récepteur qui capte l'écho réfléchi par l'obstacle sont colocalisés. Par opposition, la configuration bistatique voit l'émetteur spatialement séparé du récepteur.

Si le récepteur peut représenter un sous-marin ou une bouée SONAR, tous deux en écoute passive, la fonction émettrice peut être assurée par un bateau activant son SONAR actif ou une bouée SONAR fonctionnant activement, ou encore une explosion sous-marine. La détection et l'identification d'un obstacle situé entre la source d'émission et la réception (Figure 3) est une technique peu développée. En effet, si la configuration monostatique a été très largement étudiée et utilisée, il en n'est pas de même pour la configuration bistatique. L'étude complète du rayonnement autour d'une cible de forme complexe excitée par une onde plane incidente est donc un sujet difficile, actuellement traité par des modélisations numériques qui sont sans cesse améliorées.

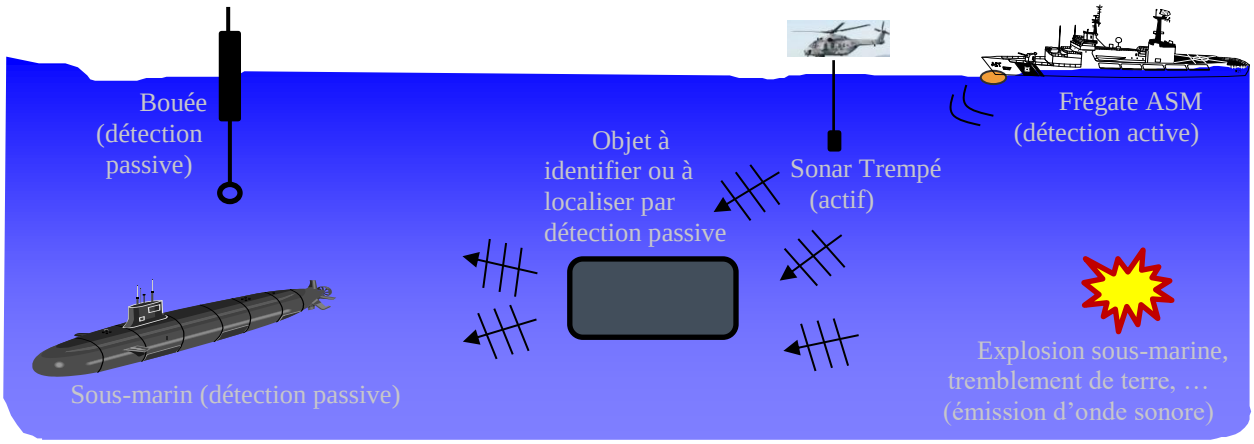


Figure 3 : Les enjeux de la problématique du bistatisme.

En conséquence, il est difficile de prédire le comportement rayonnant de l'objet non-canonique dans la zone d'ombre créée par l'onde plane incidente.

L'augmentation du nombre des récepteurs (bouées) géolocalisés et interconnectés multiplient les configurations bistatiques. L'étude d'objets immergés en configuration bistatique est donc une problématique qui prend actuellement de l'ampleur.

Dans le cas de cette étude, les recherches sont effectuées sur un objet canonique, la sphère pleine, et sur un objet de forme complexe dénommée LINE. Pour ce dernier, il s’agit d’un cylindre plein terminé par deux hémisphères. La sphère, qui est un objet pour lequel une étude analytique est possible, permet l’identification des ondes responsables du rayonnement dans la zone d’ombre. La thématique générale de l’étude étant la furtivité sous-marine, seuls les échos les plus intenses sont pris en considération dans notre analyse. Une fois ces ondes particulières identifiées, elles seront également recherchées et mise en évidence dans le rayonnement acoustique de la LINE.

1.2 Mécanismes du rayonnement d’objets immergés

La compréhension du rayonnement acoustique, dans la zone d’ombre, d’un objet métallique excité par une onde plane dépend de la connaissance des mécanismes du rayonnement de cet objet. Les ondes générées peuvent être des ondes dont la propagation est dite interne ou externe à l’objet considéré. Les ondes internes sont des ondes qui dépendent, pour se propager, des propriétés élastiques du matériau constituant l’objet. Il existe des ondes internes dites volumiques, qui se propagent à l’intérieur de l’objet, et des ondes internes surfaciques, qui suivent la surface courbe de celui-ci. Néanmoins, cette étude s’intéresse principalement aux ondes de surface qui seront décrites dans les paragraphes suivants dans le cadre d’un objet plein immergé dans l’eau. A ce titre, les ondes internes considérées dans cette étude ont une vitesse limite de propagation aux hautes fréquences qui est en général proche ou supérieure à la vitesse des ondes transversales. Inversement, une onde dite externe a besoin de la présence d'un fluide extérieur pour se propager. Une telle onde dépend de la forme de l’objet pour exister et pour continuer à se propager. Ce type d’onde a une vitesse de propagation limite aux hautes fréquences généralement proche de la vitesse du son dans le milieu fluide considéré.

1.2.1 *Ondes de surface internes*

L'étude des ondes de surface n'est pas nouvelle et remonte à plus d'un siècle pour certaines d'entre elles. Lord Rayleigh publia en 1885 des travaux théoriques relatifs à l'existence d'une onde qui porte aujourd'hui son nom [1]. L'onde de Rayleigh se propage à la surface d'un solide isotrope semi-infini dont l'interface est libre, i.e. vide du côté opposé. Au passage de cette onde, les particules du matériau décrivent un mouvement elliptique. L'amplitude de celui-ci décroit exponentiellement en profondeur à partir de la surface du matériau; l'ondulation de la surface se limite donc à une petite épaisseur de l'ordre de la longueur d'onde. La vitesse de cette onde est liée aux propriétés élastiques du milieu solide. Sa valeur est légèrement inférieure à celle de la célérité de l'onde transversale du matériau support (de l'ordre $V_r \approx 0{,}93\ C_T$ pour les matériaux usuels comme l'acier et l'aluminium). En présence d'un fluide extérieur, cette onde prend le nom d'onde de Rayleigh généralisée ou *leaky Rayleigh waves* en anglais. Néanmoins, pour une raison de simplification d'écriture, nous conservons l'appellation onde de Rayleigh.

A la surface d'un solide isotrope semi-infini placé dans l'eau, l'onde de Rayleigh est non dispersive en milieu homogène. L'énergie liée à cette onde se concentre principalement dans le solide, près de l'interface, mais une partie rayonne dans le fluide causant une atténuation de son intensité suivant sa direction de propagation le long de la surface. Sur une plaque immergée dans l'eau d'épaisseur suffisamment grande vis-à-vis de la longueur d'onde, l'onde de Rayleigh n'est également pas dispersive. Par contre, pour un objet limité dans son volume tel qu'un cylindre ou une sphère, une dispersion affecte les basses fréquences de l'onde de Rayleigh.

Dès 1878, Lord Rayleigh s'intéressa également à un phénomène architectural se produisant sous le dôme de la cathédrale Saint-Paul, à Londres et appelé « la galerie des murmures ». Ce nom est lié au fait que, « si quelqu'un murmure quelque chose en se tenant face au mur d'un certain côté, on l'entendra clairement de l'autre côté, car le son y parviendra en suivant la vaste courbe du dôme ». Pour expliquer ce phénomène acoustique, Lord Rayleigh a émis l'hypothèse d'ondes de surface se propageant le long de l'interface air/solide du dôme. En 1910 et 1914, celui-ci réalise une expérience à échelle réduite dans son laboratoire, validant ainsi son hypothèse. Ces ondes de surface se propageant le long de la paroi concave sont appelées ondes de galerie à échos ou *whispering-gallery waves* en anglais (terme donné par Lord Rayleigh). Ce type d'ondes existe également pour les ondes acoustiques se propageant dans un cylindre ou une sphère pleine élastique. Ces ondes de surface se propagent à l'intérieur du matériau [2].

Elles sont guidées par l'effet de courbure de la surface. Ces ondes sont dispersives et ont une vitesse de propagation (vitesse de groupe) supérieure à la célérité de l'onde transversale du matériau support.

L'onde de Rayleigh et les ondes de galerie à échos ont des caractéristiques liées aux propriétés géométriques et aux propriétés élastiques de l'objet solide. Ces ondes sont générées à un angle critique d'excitation qui sera explicité au paragraphe §1.4.4. Elles ont pour point commun de ne pas exister dans le cas idéal d'un objet rigide.

1.2.2 *Ondes de surface externes*

Les ondes de surface externes se propagent à la frontière du diffuseur immergé. Parmi celles-ci, nous distinguons les ondes de Franz (encore appelées ondes rampantes) et l'onde de Scholte-Stoneley. Ces ondes ont pour caractéristiques communes de dépendre de la géométrie de l'objet et des propriétés du milieu englobant celui-ci, i.e. l'eau dans le cas de notre étude. Ces ondes de surface sont dispersives et évanescentes. Elles ont une célérité inférieure à celle du son dans l'eau et tendent vers celle-ci en haute fréquence. Dans le cas idéal d'un objet rigide, seules les ondes de Franz, mises en évidence dans les travaux de W. Franz portant sur l'électromagnétisme en 1954 [3] et notées F_i, existent. Celles-ci dépendent exclusivement de la géométrie de la cible.

Les ondes de Franz F_i existent donc dans le cas d'un objet rigide tout comme dans le cas d'un objet élastique. Elle sont générées tangentiellement et rayonnent très fortement dans l'eau, ce qui explique leur rapide atténuation suivant leur direction de propagation, le long de la surface ([4],[5],[6],[7]). L'atténuation de ces ondes augmente avec le mode i.

L'onde de Stoneley est une onde d'interface entre deux milieux solides semi-infinis. Elle a été découverte en 1924 par le Dr. Robert Stoneley, professeur émérite de sismologie à l'Université de Cambridge. Lorsqu'une interface plane entre un solide et un liquide est considérée, il s'agit d'une onde de Scholte-Stoneley. Pour les cas des objets solides pleins, l'onde de Scholte-Stoneley a des caractéristiques (atténuation, célérité) « voisines » des ondes de Franz. Cela implique qu'elle soit difficilement observable. Néanmoins, une telle onde est observée expérimentalement sous forme de résonances pour des coques minces cylindriques ou sphériques ([5], [6], [8], [9]).

Une distinction nette est à faire entre ondes de Franz et onde de Stoneley. Cette dernière a des caractéristiques (célérité, dispersion, atténuation ...) très sensibles aux paramètres mécaniques des objets solides (cylindriques ou sphériques). En conséquence, l'onde de Scholte-Stoneley n'existe pas dans le cas d'un objet rigide.

1.3 Approche expérimentale : outils et méthodes

Cette partie traite de plusieurs outils qui seront utiles aux Chapitres II et III lors de la mise en place expérimentale de la configuration étudiée, à savoir la diffusion acoustique d'un objet immergé excité par une onde incidente. Les objets considérés comprennent un objet plein de forme canonique et un objet plein de forme complexe. Plusieurs types de transducteurs ont été testés et utilisés, mais finalement un seul a été retenu pour la suite des expériences présentés dans ces travaux. Enfin, il est important d'introduire une des principales méthodes existantes permettant d'isoler et d'identifier des résonances.

1.3.1 *Description des objets*

Pour les expériences de cette étude, des objets pleins sont examinés, bien que les résultats obtenus pour les objets creux soient plus faciles à analyser. En effet, dans une gamme de fréquence donnée, les familles d'ondes se propageant sur un objet plein sont plus nombreuses que sur un objet creux. Néanmoins, malgré un signal fréquentiel beaucoup plus riche, l'analyse temporelle des signaux d'un objet plein se révèle moins confuse. En effet, les niveaux de gris des signaux temporels obtenus pour un objet plein (et qui seront présentés dans les chapitres suivants) révèlent des trajectoires claires et faciles à suivre, contrairement à ce qui est observable pour les niveaux de gris pour un objet creux géométriquement identique. L'interprétation des signaux temporels est ainsi facilitée, de même que le relevé de valeurs issues des données expérimentales (§2.4.4).

Dans le cas de l'objet canonique, une sphère pleine de 12cm diamètre en acier inoxydable est étudiée. Elle est maintenue par un câble au centre d'une cuve (Figure 4).

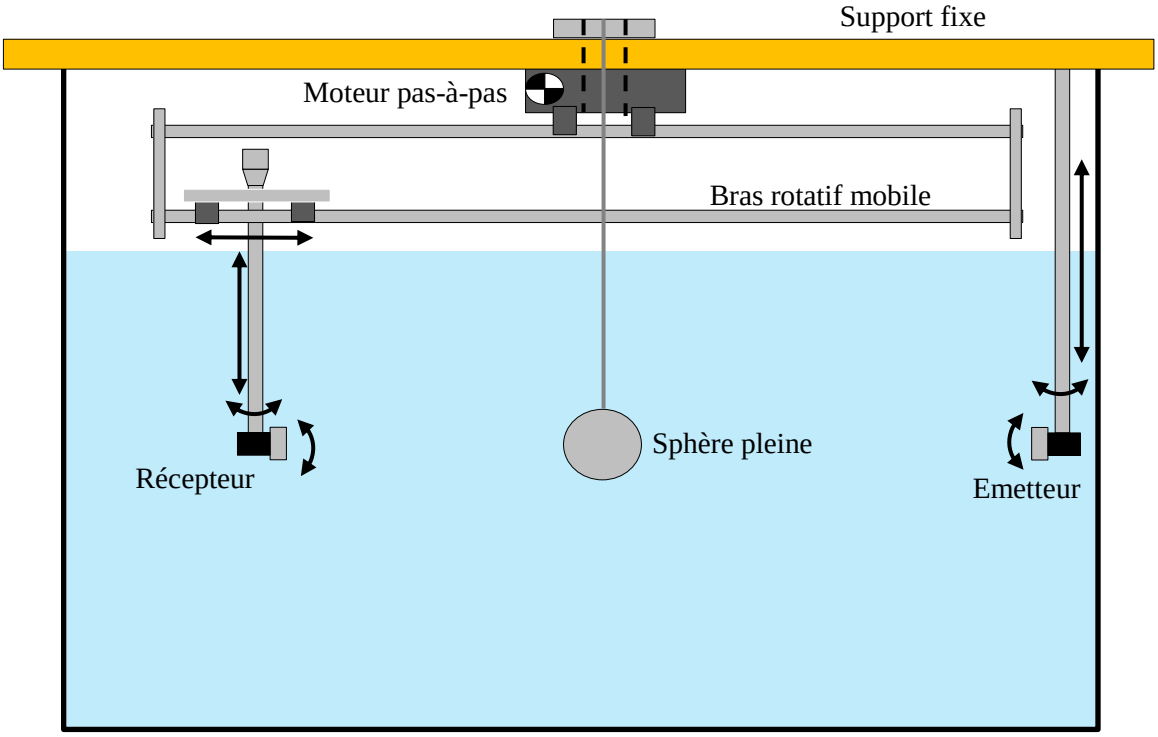


Figure 4: Schéma du bras rotatif et de la fixation de la sphère pleine.

Dans le cadre de l'étude d'un objet de forme complexe, l'analyse porte sur un cylindre limité et fermé à chacune de ses extrémités par une demi-sphère pleine, appelé LINE. Tout comme la sphère il s'agit d'un objet plein en acier inoxydable de rayon *a* de 6 cm et de longueur *L* totale égale à 24 cm. Les dimensions détaillées sont présentées sur la Figure 5:

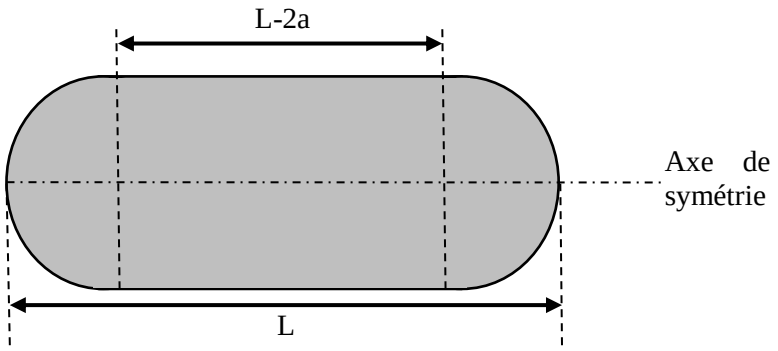


Figure 5 : Description de la LINE.

Le système de fixation d'un tel objet au sein du dispositif expérimental est plus complexe que pour une sphère (Figure 6). En effet, la LINE pleine est un objet bien plus lourd que la sphère pleine. Cela nécessite donc l'utilisation d'attaches métalliques afin de maintenir horizontal ce lourd objet à la bonne hauteur.

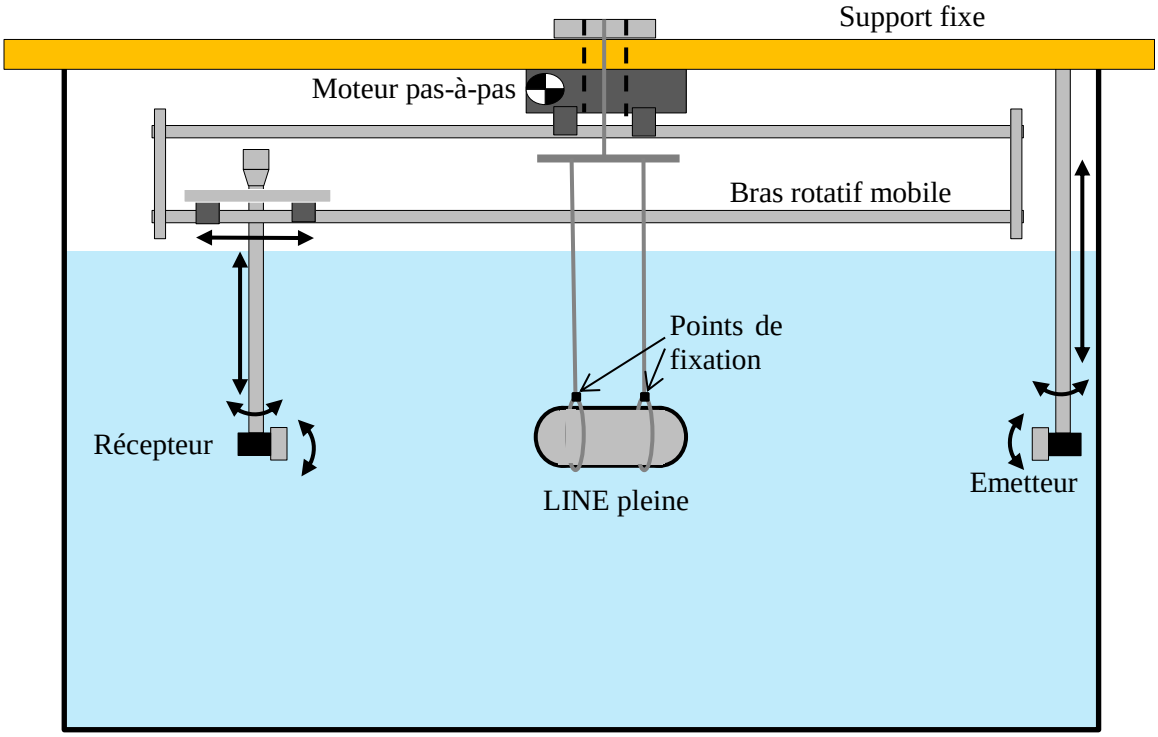


Figure 6 : Schéma du bras rotatif et de la fixation de la LINE pleine.

1.3.2 *Caractéristiques des transducteurs*

1.3.2.1 Calcul des limites du champ proche et du champ lointain

Pour les expériences réalisées au cours de cette étude, plusieurs transducteurs sont utilisés. Il est nécessaire dans un premier temps de définir les limites d'utilisation de chacun d'entre eux et de calculer la limite du champ lointain.

Les transducteurs considérés sont des Olympus (anciennement Panametrics) V350, de fréquence centrale 500 kHz, 200 kHz et 100 kHz dont les diamètres sont respectivement égaux à 3,8 cm, 5,1 cm et 3,8 cm.

Pour l'utilisation d'un transducteur, le fabriquant fournit en général plusieurs données utiles et notamment, il livre l'expression de la limite nous permettant de définir le champ proche [10]:

$$N = \frac{D^2 f}{4c} - \frac{c}{4f} \qquad (1.1)$$

N	Distance définissant la limite du champ proche	[m]
D	Diamètre du transducteur utilisé	[m]
f	Fréquence	[Hz]
c	Vitesse de l'onde dans l'eau	[m/s]

Notons que de nombreux articles traitent du calcul des grandeurs de champ proche, champ lointain, des angles d'ouverture du faisceau incident, et également de la directivité du transducteur. Ainsi, plusieurs types de formules existent, mais le choix pour cette étude a été d'appliquer les données issues du constructeur [10].

Pour obtenir un ordre de grandeur de la distance en champ lointain N pour chacun des transducteurs disponibles, les calculs ont été effectués en considérant la fréquence centrale. L'ensemble de ces valeurs est indiqué dans le Tableau 1.

Le calcul de la distance à partir de laquelle le champ lointain est atteint pour le récepteur dépend toutefois de la dimension de l'objet, ainsi que de la fréquence d'excitation de l'onde incidente. Le calcul de N permet de s'assurer que l'émetteur est placé assez loin de l'objet pour ne pas avoir d'effet indésirable dû au champ proche. En effet, le champ proche est le siège de variations brusques de pression, alternant aléatoirement minima et maxima locaux. Effectuer des mesures expérimentales dans de telles conditions conduirait donc à des résultats expérimentaux erronés.

Toutefois, cette notion de champ proche et de champ lointain ne s'applique pas uniquement au transducteur émetteur. En effet, l'objet insoné par une onde incidente, vibrant et rayonnant, possède également un champ proche. Le calcul de la limite du champ proche de cet objet est différent de l'équation 1.1 puisqu'il ne s'agit pas d'un transducteur. Autrement dit, il faut également déterminer si le récepteur est placé en champ lointain par rapport à l'objet rayonnant, notamment pour déterminer si les approximations théoriques de champ lointain peuvent être appliquées. Ce second calcul s'appuiera sur l'équation 1.2 ci-dessous, qui provient de la référence [11].

$$N_{obj} = \frac{ka^2}{2} \tag{1.2}$$

avec N_{obj} étant la distance définissant la limite entre champ proche et champ lointain, k est le nombre d'onde considéré et a est le rayon (ou de manière générale, la grandeur caractéristique) de l'objet considéré.

Tableau 1: Ouverture du faisceau incident et distances de champ proche.

	Transducteur de fréquence centrale 500 kHz	Transducteur de fréquence centrale 200 kHz	Transducteur de fréquence centrale 100 kHz
Diamètre du transducteur (cm)	3,8	5,1	3,8
Distance N calculée à la fréquence centrale du transducteur (cm)	12,2	8,6	2,1
Angle d'ouverture β/2 (°)	2,3	4,2	11,5
Diamètre *2d* du disque éclairé à une distance de 1,10 m à la fréquence centrale du transducteur (cm)	8,76	16,3	44,6
Diamètre de l'objet sphère (cm)	12	12	12
Distance N_{obj} calculée à la fréquence centrale du transducteur (cm)	385	154	77

1.3.2.2 Calcul de l'angle d'ouverture du faisceau incident

De même que pour le calcul de *N*, le fabricant *Olympus* [10] donne les éléments permettant de vérifier si le faisceau ultrasonore émis par le transducteur émetteur insone la totalité de la face visible de l'objet considéré. L'ouverture du faisceau incident conique est définie d'après la Figure 7:

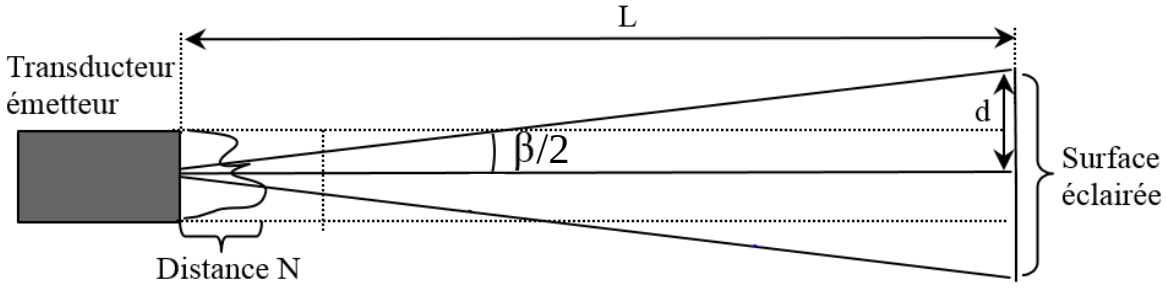


Figure 7 : Calcul de la surface éclairée à une distance L.

L'angle d'ouverture β caractérisant ce faisceau à -6 dB peut être calculé en fonction des paramètres du transducteur utilisé [10].

$$\sin\left(\frac{\beta}{2}\right) = \frac{0,514c}{fD} \tag{1.3}$$

avec *D* représentant le diamètre du transducteur, *f* représentant la fréquence employée et *c* étant la vitesse du son dans l'eau (valeur fixée pour notre étude à 1470 m/s).

$$\tan\left(\frac{\beta}{2}\right)=\frac{d}{L} \tag{1.4}$$

Nous recherchons ensuite l'inconnue *d* qui permet d'obtenir le rayon de la surface éclairée à la distance *L* à partir de la relation suivante :

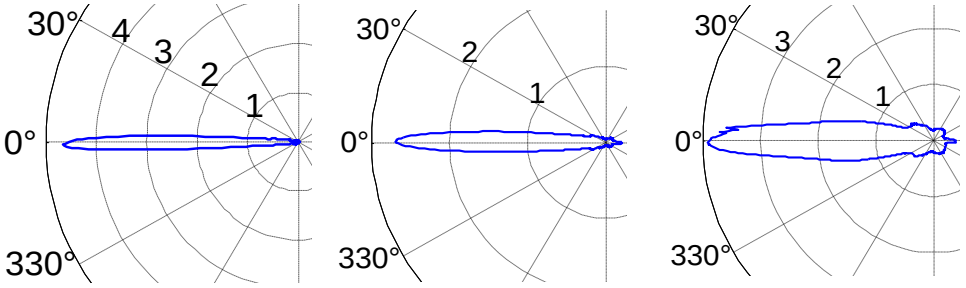
$$d = L\tan\left(\sin^{-1}\left(\frac{0,514c}{fD}\right)\right) \tag{1.5}$$

En considérant la fréquence centrale du transducteur, la célérité du son dans l'eau, et le diamètre de 12 cm de la sphère, il est donc possible de calculer le rayon *d* de la surface sphérique éclairée à une distance de 1,1 m du transducteur émetteur. Cette distance de 1,1 m correspond à la distance entre l'émetteur et la sphère dans le cadre de l'expérience (§2.2.1). Ce calcul permet de vérifier si la distance minimale nécessaire entre l'émetteur et l'objet est atteinte dans le dispositif expérimental (Tableau 1). Il est à noter que plus la fréquence considérée est basse et plus l'angle d'ouverture du faisceau incident est important (voir Tableau 1 et équation 1.5). Inversement, plus la fréquence considérée est élevée et plus l'angle d'ouverture du faisceau est faible. Un transducteur est donc directif à haute fréquence. Ce constat peut être vérifié expérimentalement.

En effet, une expérience simple est menée avec deux transducteurs immergés dans une cuve remplie d'eau. Au centre de la cuve, se trouve un des transducteurs en mode émetteur. Puis, un autre transducteur en mode récepteur tourne autour du premier transducteur, sa surface réceptrice dirigée vers le transducteur émetteur. Les deux transducteurs ont la même fréquence centrale et sont séparés d'une distance constante égale à 78 cm (supérieure à *N*, comme l'indique le Tableau 1). L'angle formé par l'axe de l'émetteur et par l'axe du récepteur constitue l'angle azimutal dans cette expérience : il est notamment égal à 0° lorsque les deux transducteurs sont en regard.

Pour chaque paire de transducteurs (de fréquence centrale 100 kHz, 200 kHz ou 500 kHz), une impulsion a été envoyée à l'émetteur et l'amplitude crête-à-crête du signal temporel reçu par le récepteur en fonction de l'angle azimutal a été relevée sur la Figure 8 de 0° à 360° par pas de 0,25°. Il s'agit donc d'une expérience sans objet élastique rayonnant dans la cuve. Les diagrammes angulaires sont tracés pour chacun des transducteurs disponibles. Nous observons

ainsi un accroissement de la largeur du lobe lorsque la fréquence centrale du transducteur utilisé diminue. Cette évolution est également observée pour la valeur calculée de l'angle d'ouverture (Tableau 1). Il est également intéressant de remarquer que ces transducteurs n'émettent pas avec la même intensité (amplitude du lobe). Par conséquent, une normalisation peut s'avérer nécessaire si les signaux provenant de transducteurs différents sont à comparer.



Transducteurs de fréquence centrale 500 kHz | *Transducteurs de fréquence centrale 200 kHz* | *Transducteurs de fréquence centrale 100 kHz*

Figure 8 : Etude de la directivité des transducteurs de fréquences centrales 500 kHz, 200 kHz et 100 kHz (amplitude linéaire).

1.3.2.3 Bande passante des transducteurs

Avant de traiter les données expérimentales, il convient de s'intéresser à la bande passante de la chaîne de mesure, présentée dans la Figure 63 de l'annexe §5. Celle-ci est principalement liée à la bande passante des transducteurs. Ces transducteurs sont caractérisés par leur fréquence centrale. La bande passante associée à chaque couple de transducteurs peut être déterminée à l'aide de la méthode de mesure impulsionnelle en configuration bistatique. Pour cela, les deux transducteurs sont positionnés en regard. L'espacement des transducteurs doit être suffisant afin d'éviter tout problème dû au champ proche des transducteurs (équation 1.1 §1.3.2.1). Dans notre cas, la distance considérée de 1,10 m est acceptable. Le signal temporel est relevé pour le couple de transducteurs dont la fréquence centrale, définie par le fabricant, est de 500 kHz (Figure 9a), 200 kHz (Figure 10a) et 100 kHz (Figure 11a).

La transformée de Fourier du principal écho des différents signaux temporels mesurés permet d'obtenir le spectre en amplitude pour les trois paires de transducteurs précités (Figure 9b, Figure 10b et Figure 11b). Ce spectre est obtenu en considérant seulement la partie du signal temporel grisé sur les Figure 9a, Figure 10a et Figure 11a. La fréquence centrale et la bande passante à -6 dB de ces paires de transducteurs sont présentées dans le Tableau 2. Un excellent

accord est obtenu entre la fréquence centrale annoncée par le constructeur et celle que nous avons déterminée. De plus, nous observons pour les transducteurs de fréquence centrale 500 kHz (Figure 9b), et 200 kHz (Figure 10b) une bande passante symétrique par rapport à la fréquence centrale. Le spectre du transducteur de fréquence centrale 100 kHz présente quant à lui une dissymétrie de la bande passante qui se traduit par une plage fréquentielle élargie dans le domaine des basses fréquences.

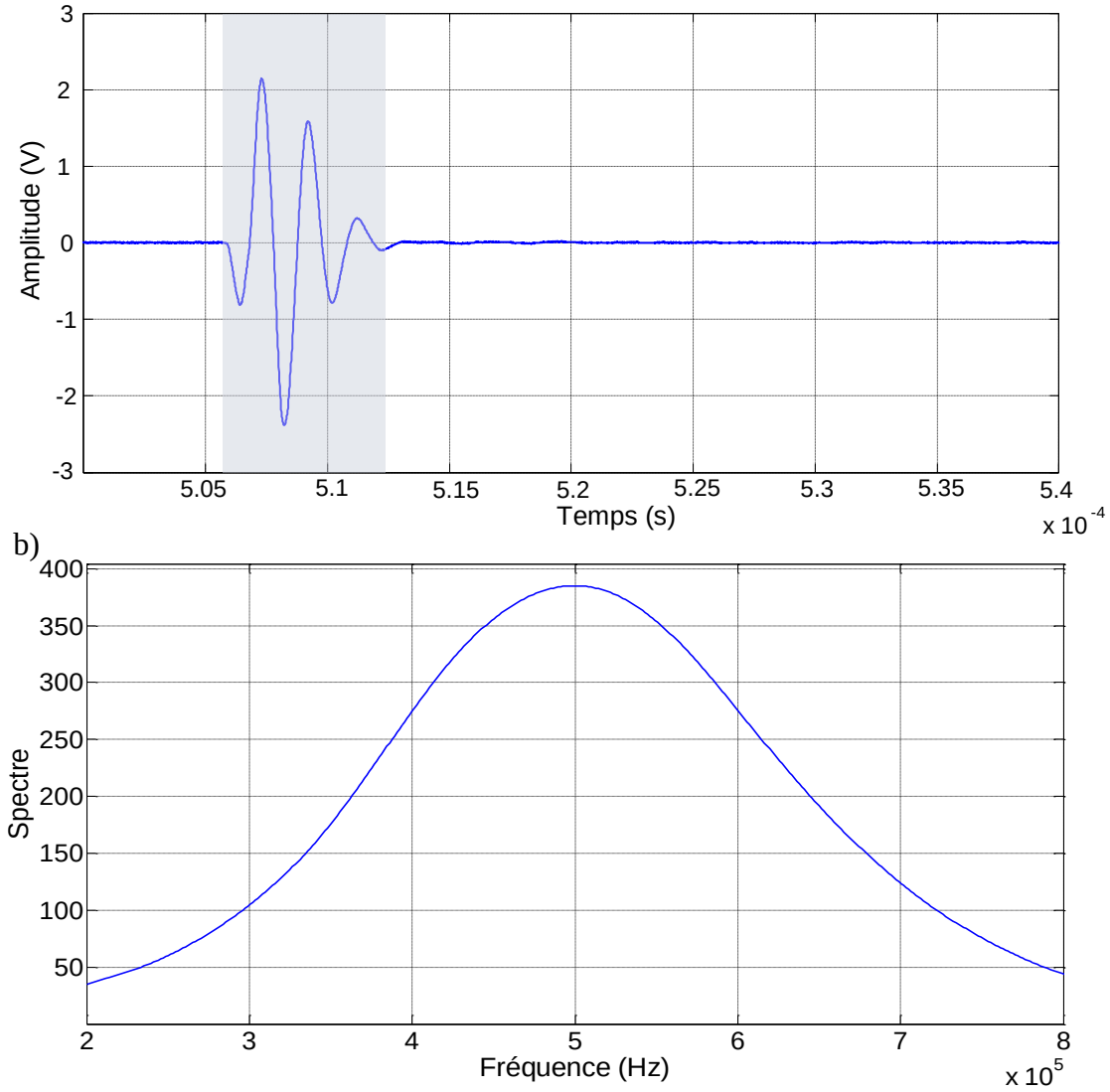


Figure 9 : a) Signal délivré par le transducteur de 500 kHz et b) le signal spectral associé.

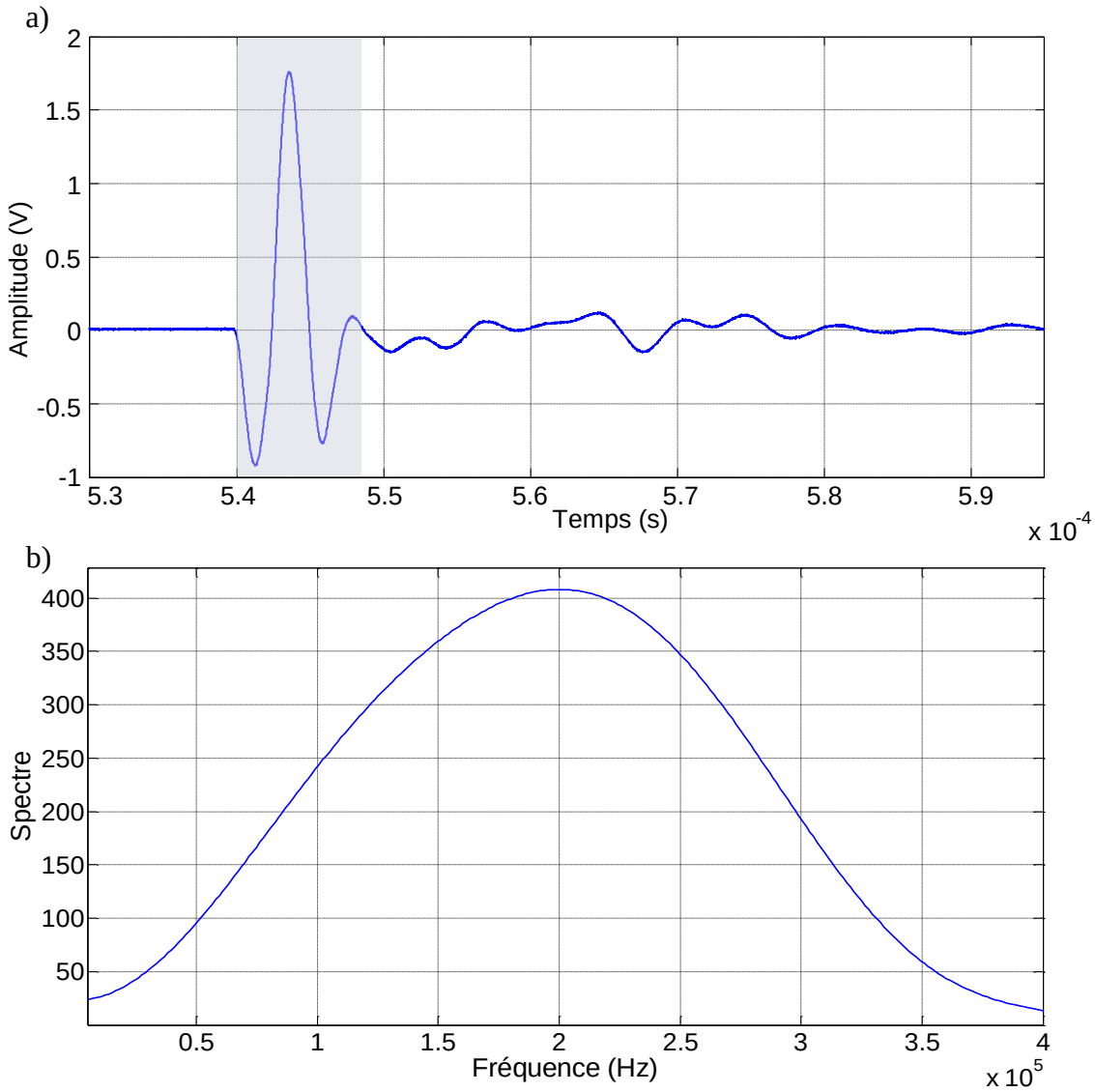


Figure 10 : a) Signal délivré par le transducteur de 200 kHz et b) le signal spectral associé.

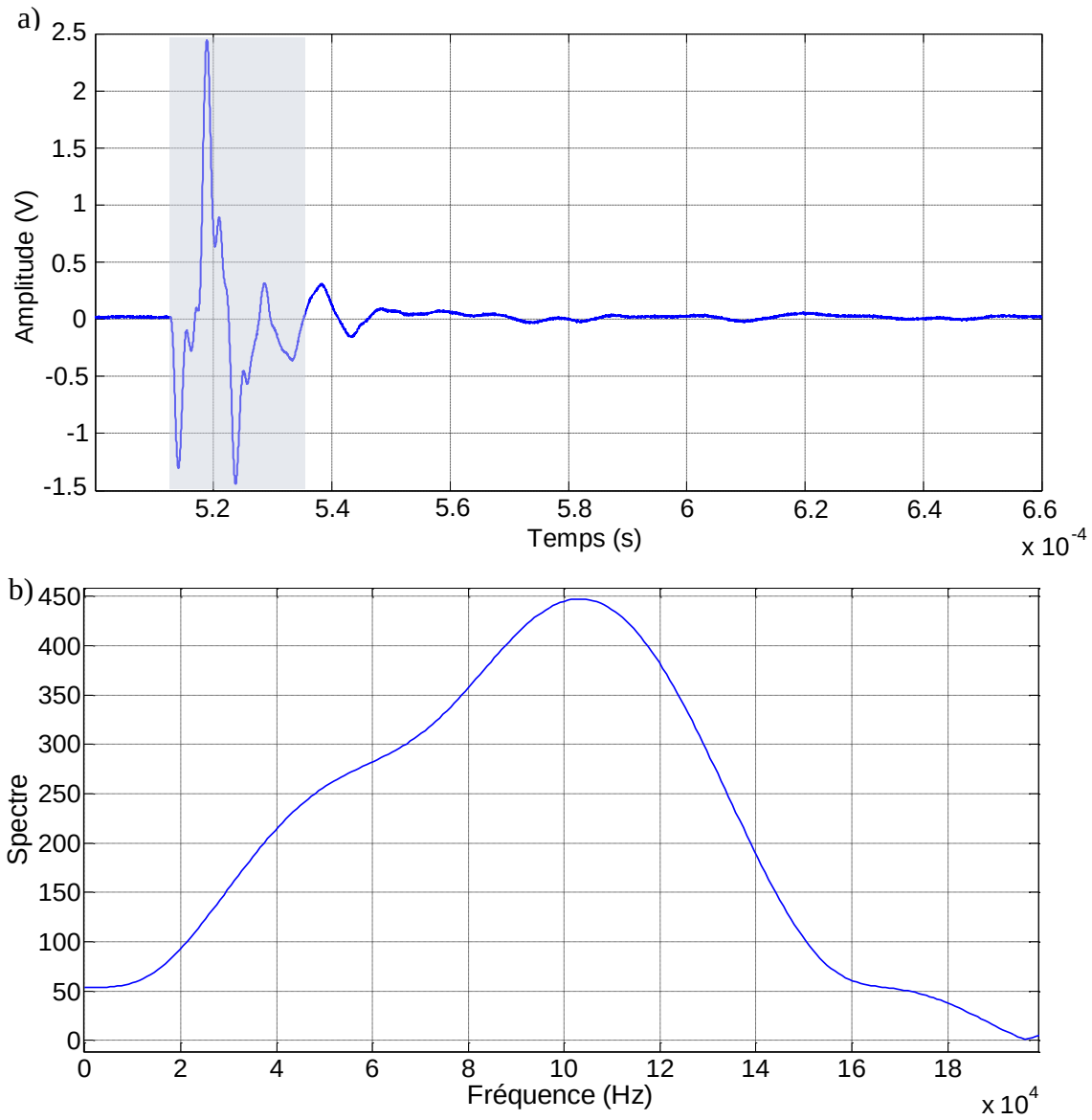


Figure 11 : a) Signal délivré par le transducteur de 100 kHz et b) le signal spectral associé.

Tableau 2: Caractéristiques des transducteurs utilisés.

	Transducteur de fréquence centrale 500 kHz	Transducteur de fréquence centrale 200 kHz	Transducteur de fréquence centrale 100 kHz
Fréquence centrale estimée (kHz)	500	191	108
Fréquence de coupure à -6dB inférieure (kHz)	357,1	91,6	42
Fréquence de coupure inférieure adimensionnée à -6dB (ka)	91,6	23,5	10,8
Fréquence de coupure à -6dB supérieure (kHz)	650	296	135
Fréquence de coupure supérieure adimensionnée à -6dB (ka)	166,7	101,6	34,6
Tension crête-à-crête maximale (V)	4,6	8,5	2,4

1.3.3 *Méthodes expérimentales*

Dans ce paragraphe, est décrite une méthode expérimentale d'identification des ondes se propageant sur un objet de forme canonique (sphère ou cylindre) et immergé dans l'eau. Cette méthode (qui a par la suite connue plusieurs variantes [12],[13],[14],[15]) a été développée durant les années 80.

La Méthode d'Isolement et d'Identification des Résonances, plus communément appelée « MIIR », est une méthode de mesure impulsionnelle [16]. Dans une première étape, cette méthode consiste à isoler les résonances, i.e. à déterminer les fréquences de résonance d'un objet immergé dans l'eau, en utilisant une configuration monostatique. La chaîne de mesure relative à cette configuration comprend, entre autres, un transducteur fonctionnant alternativement en émetteur puis en récepteur. Dans une deuxième étape, une configuration bistatique est utilisée afin d'identifier les résonances isolées, i.e. déterminer le mode de vibration n de chaque résonance. Pour cela, la configuration expérimentale comprend deux transducteurs ; l'un fixe et fonctionnant en émetteur, le second tournant autour de l'objet et fonctionnant en récepteur.

En configuration monostatique, une brève impulsion électrique de forte amplitude est envoyée par un générateur d'impulsions au transducteur fonctionnant en émetteur. Une onde est alors émise en direction de la cible. L'onde rayonnée par l'objet ainsi excité, est

ensuite reçue par le même transducteur fonctionnant en récepteur. Le signal électrique obtenu est amplifié puis transmis à un oscilloscope numérique, à l'aide duquel la trace est moyennée par balayages successifs, numérisée puis sauvegardée pour un traitement ultérieur. La réponse temporelle ainsi sauvegardée comprend une suite d'échos provenant du fond non-résonant et du fond résonant de l’objet, comme le montre à titre d’exemple la Figure 12a dans le cas d’un tube d’aluminium immergé dans l’eau et rempli d’air [16]. Une séparation temporelle de ces échos est possible à faire dans le cas d'un signal rétrodiffusé puisque le premier écho du signal temporel représente la réponse spéculaire (fond non-résonant, partie annotée « 1 » sur la Figure 12a) de la cible. La transformée de Fourier de cette partie du signal temporel permet d’obtenir la bande passante du transducteur. Les différents échos qui suivent ce premier écho sont associés à des ondes de surfaces tournant autour de l’objet ainsi qu'à des possibles ondes de volume. Il s’agit de la réponse libre (fond résonant, partie annotée « 2 » sur la Figure 12a) du diffuseur et une transformée de Fourier de cette partie du signal (l'écho spéculaire ayant été éliminé) permet l’obtention d’un spectre de résonances. Egalement, la Figure 12b présente le spectre de résonances d'un tube d’aluminium plein d’air. Les fréquences de résonance liées aux différentes ondes se propageant autour de cet objet peuvent alors être relevées.

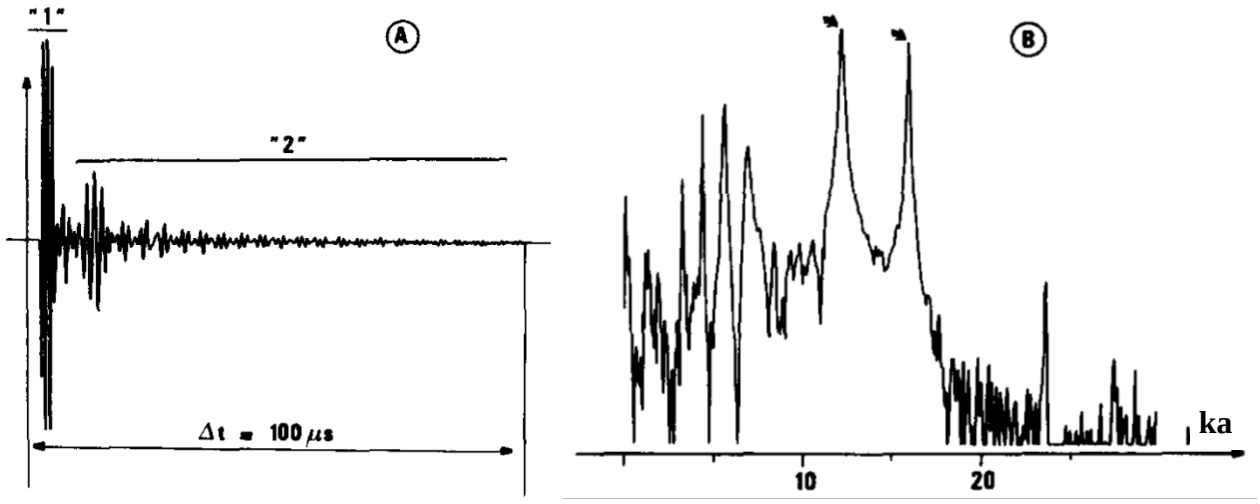


Figure 12 : [16] **Tube d'aluminium plein d'air : *b/a*=0,857. (A) Signal temporel reçu (l'écho spéculaire a été saturé) ; (B) Spectre de résonances du signal reçu ; l'écho spéculaire a été éliminé par un filtrage temporel.**

Aux fréquences de résonance, un nombre *n* entier de longueurs d'onde est établi sur la circonférence du tube. L'identification expérimentale est alors réalisée en configuration bistatique. Pour cela, à chaque position angulaire de réception, nous relevons un signal temporel moyenné à partir duquel un spectre de résonances est calculé. L'ensemble de ces spectres sont assemblés selon la fréquence et l'angle azimutal. A une fréquence de résonance donnée, il est ainsi possible de tracer un diagramme angulaire de la pression diffusée [13]. Dans le cas d'un cylindre, le nombre de vibration *n* s'obtient en comptant la moitié du nombre de ventres ou de nœuds observés sur ce diagramme angulaire, comme cela est indiqué sur la Figure 13.

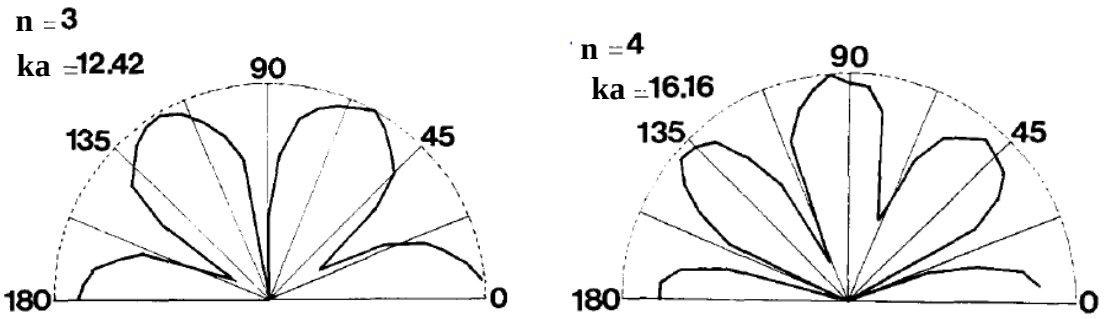


Figure 13 : [16] **Tube d'aluminium plein d'air ; *b/a*=0,857. Diagrammes angulaires obtenus par la méthode impulsionnelle ; *n*=3, *ka* =12,42 *; n*=4, *ka*=16,16.**

L'étude théorique et numérique des résonances repose en partie sur la théorie de la matrice S (Scattering), ou matrice de diffusion, issue de la physique nucléaire, et introduite en acoustique par Flax, Dragonette et Überall [17]. Cette méthode a été dénommée "Resonance Scattering Theory" (RST). La théorie de la diffusion résonante montre que l'onde diffusée par un corps élastique (sphère ou cylindre) est la résultante de deux contributions : l'une résonante et l'autre non résonante. Überall, Dragonette et Flax ont également montré que les résonances d'un diffuseur apparaissent à des fréquences qui correspondent à des valeurs bien particulières des nombres d'ondes pour les ondes de surface [8]. Ces auteurs ont également montré qu'il est possible de tracer les courbes dites de Regge, qui sont une représentation du mode de vibration en fonction de la fréquence réduite de résonance. Les résonances appartenant à plusieurs familles d'ondes distinctes peuvent être reliées, pour une famille donnée, par une ligne sur les courbes de Regge. Expérimentalement, les fréquences de résonance et les modes de vibration ayant été déterminés, les points correspondants sont relevés et comparés à la représentation théorique

des courbes de Regge pour l'objet étudié. L'accord entre résultats théoriques et expérimentaux permet ainsi de regrouper les pics de résonance par famille. De cette analyse, il est donc possible d'assigner deux nombres *(n,l)* pour identifier les pics de résonance. Le second nombre *l* correspond à l'ordre d'apparition des résonances pour un mode *n* donné lorsque la fréquence croit. Il permet donc de regrouper les résonances par famille. Pour une sphère en tungstène par exemple, il a été montré à l'aide de la R.S.T. (Resonance Scattering Theory) que l'onde d'ordre $l = 1$ correspond à une onde de Rayleigh généralisée [18]. Les ondes $l = 2, 3, ...$ correspondent à des ondes de galerie à échos.

1.4 Approches numériques

Au cours des 30 dernières années, des méthodes numériques de plus en plus sophistiquées ont été développées afin de modéliser le rayonnement acoustique de n'importe quel objet immergé, en champ proche comme en champ lointain [19]. Ce paragraphe abordera dans un premier temps l'ensemble des méthodes numériques existantes, avant d'effectuer une étude détaillée des deux méthodes numériques utilisées dans cette étude.

1.4.1 *Méthodes numériques existantes*

La modélisation du champ de pression diffusée par une structure quelconque immergée dans un fluide peut se faire de diverses manières, qui ont toutes leurs propres avantages et défauts. Un objet immergé dans l'eau et insoné par une onde plane incidente est considéré.

- La méthode du développement modal utilise à la base les équations d'Euler de la mécanique de fluides pour ensuite remonter analytiquement au champ de pression réfléchi dans l'espace environnant l'objet étudié [20], [21]. Il s'agit du cas du programme mis au point au §1.4.2. Bien que cette méthode permette l'obtention d'une solution exacte, elle ne peut s'appliquer pour l'instant que pour des objets de forme canonique (sphère, cylindre infini), les formes complexes présentant beaucoup de difficultés au niveau du développement modal. En effet, pour des objets

canoniques simples, il est possible de faire des simplifications par symétrie ou par approximation. Cependant, pour un objet de forme plus complexe (comme la LINE, §3 et §4), les simplifications possibles sont réduites et le développement modal devient alors très lourd à mettre en œuvre (il n'est pas impossible, mais il est alors extrêmement complexe).

- La méthode des différences finies diffère de la méthode du développement modal dans le sens où ce type de modélisation s'appuie sur la forme linéarisée des équations d'Euler dans le domaine temporel [22], [23], [24]. Il s'agit donc de discrétiser le temps et l'espace afin de pouvoir appliquer directement les équations de la mécanique des fluides (Euler dans notre cas) à des points précis de l'espace. C'est une méthode simple à comprendre et facile à implémenter, pouvant traiter des objets complexes et obtenir de bons résultats. Néanmoins, c'est également une méthode qui demande d'autant plus de mémoire que des résultats précis sont demandés. De plus, si c'est une méthode simple à implémenter, la convergence peut souvent se révéler problématique et dépendra finalement des choix effectués au niveau du schéma de discrétisation ou des conditions aux limites implémentées.

- La méthode des éléments finis est une méthode basée sur une discrétisation spatiale du problème [25], [26]. Elle permet de trouver des solutions fiables dans les domaines fréquentiel ou temporel. Cette méthode est valable pour des domaines bornés. Néanmoins, comme des domaines infinis seront considérés, il faudra recourir à des approximations (frontières artificielles notamment) pouvant nuire à la précision du résultat. Heureusement, comme cela sera ultérieurement développé (§1.4.5.2), il existe des méthodes pour calculer la solution loin de l'objet sans pour autant devoir agrandir le domaine d'étude (ce qui se révèlerait coûteux en termes de mémoire CPU). La seule vraie limite de cette méthode est de devoir discrétiser plus finement lorsque la fréquence d'étude augmente, ce qui augmente également le coût en mémoire.

- La méthode dite d'éléments aux frontières a pour principal avantage de transformer un problème 3D en problème 2D grâce à l'approximation de Kirchhoff-Helmholtz

[27], [28]. La résolution de l'approximation de Kirchhoff-Helmholtz permettra d'obtenir l'expression du champ réfléchi spéculaire. Il est possible de prendre en compte des géométries complexes, et la condition de Sommerfeld est automatiquement prise en compte. Cependant, le principal problème pour cette étude est que la réponse résonante de l'objet n'est pas calculée.

- Enfin, la méthode de l'acoustique géométrique utilise l'analogie entre l'optique et l'acoustique [29], [30], [31], ; l'onde sonore est traitée en considérant un rayon dont la réflexion sur l'objet est étudiée. Cette méthode consiste à émettre un grand nombre de rayons depuis la source et à étudier leur trajectoire. Il existe différentes sous-méthodes, chacune tentant d'améliorer les calculs ou de s'adapter à une situation donnée. On comptera notamment les méthodes du lancer de rayons, du lancer de particules (méthode essentiellement probabiliste) et de lancer de faisceaux (pour tenter de résoudre le problème de repliement de spectre, aussi appelé aliasing, avec la méthode du lancer de rayons simple). Par sa nature, ce type de modélisation dispense l'utilisateur de maillage, lui permettant un important gain de mémoire. Des objets complexes peuvent ainsi être traités. Malheureusement, pour obtenir de meilleurs résultats, il est nécessaire de lancer un grand nombre de rayons ce qui aura finalement un certain coût en mémoire. De plus, les hypothèses effectuées obligent l'utilisateur à se placer dans les moyennes et hautes-fréquences. Les réflexions sur les surfaces complexes (courbes notamment) sont difficiles à modéliser et le phénomène d'aliasing a souvent tendance à apparaitre.

Finalement, c'est la méthode des éléments finis qui a été retenue pour l'étude actuelle : en effet, de récentes avancées en modélisation permettent le calcul de la pression en champ lointain pour un minimum de volume de calcul. Par ailleurs, l'augmentation du coût en mémoire liée à l'augmentation de la fréquence d'étude est palliée avec la mise à disposition d'ordinateurs plus performants. Enfin, il existe des logiciels commerciaux d'éléments finis comme ANSYS ou COMSOL qui sont équipés pour traiter ce genre de problème d'acoustique sous-marine.

Par ailleurs, il est possible d'appuyer les résultats obtenus par la méthode des éléments finis avec ceux obtenus via la méthode des développements modaux (issue de la théorie de l'élasticité). Ces derniers constituent alors la référence théorique de notre étude.

1.4.2 *Méthode du développement modal*

Pour des objets de forme canonique (sphère, cylindre infini), la théorie de l'élasticité permet d'obtenir le champ de pression diffusée par l'objet étudié lorsque ce dernier est insoné par une onde incidente à une fréquence choisie. Il est également important de noter que la théorie de l'élasticité est difficilement applicable pour des objets de forme complexe, comme la LINE (cylindre ou tube limité et fermé à chaque extrémité par une calotte hémisphérique).

Pour un objet de forme sphérique, la théorie a été développée en 1951 dans les travaux de Faran [20]. Ses travaux ont plus tard été repris dans de nombreuses études [2],[8],[17],[32],[33]. Le programme de calcul théorique pour un objet plein de forme sphérique employé dans cette étude est basée à partir des travaux de Hickling [21]. Ces calculs analytiques reposent notamment sur la théorie de l'élasticité via des développements limités comprenant des fonctions de Bessel.

1.4.2.1 Calcul d'une solution analytique

Dans son article, Hickling [21] étudie la diffusion acoustique par une sphère immergée dont l'onde incidente est issue d'un point source (Figure 14). Cette source ponctuelle génère une onde sphérique. Étant donné qu'expérimentalement un transducteur est utilisé (§1.3.2), un faisceau d'ondes conique est généré vers l'objet à étudier. Par conséquent, dans notre cas d'étude, utiliser la génération d'une onde sphérique incidente en lieu et place d'une onde plane incidente est pertinent.

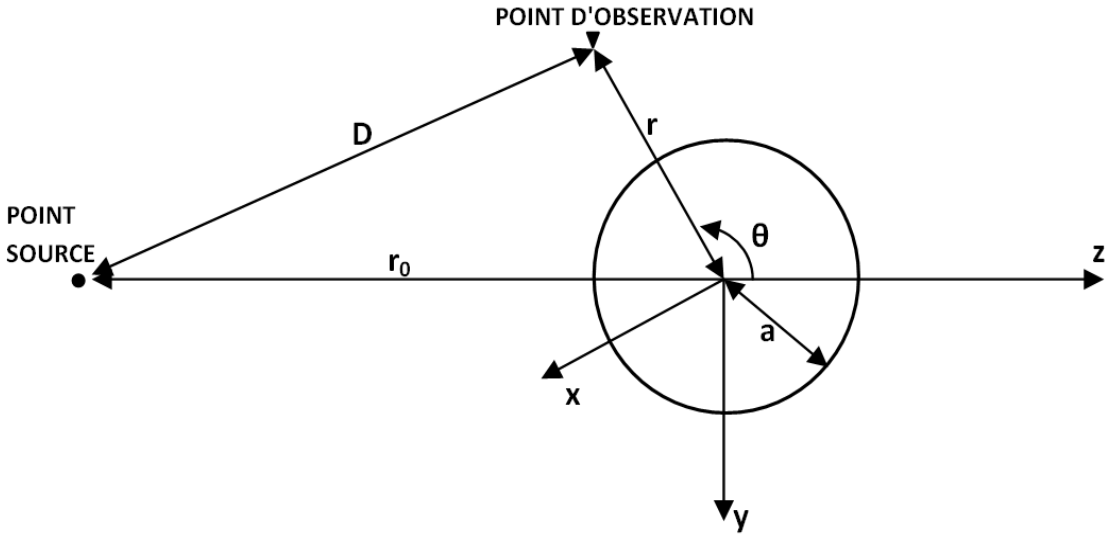


Figure 14 : Système de coordonnées et représentation du problème (Figure tirée de [21]**).**

L'écriture de la pression diffusée par la sphère s'écrit [21]

$$p_s = P_0 \sum_{n=0}^{\infty} c_n h_n(kr) P_n(\cos\theta) \tag{1.6}$$

P_n représente les polynômes de Legendre, P_0 est l'amplitude de la pression de l'onde incidente et h_n est la fonction de Hankel sphérique de première espèce et

$$c_n = k(-1)^n (2n+1) h_n(kr_0) \sin\eta_n \exp(-i\eta_n) \tag{1.7}$$

$$\tan\eta_n = -\left[j_n(x) F_n - j_n'(x) \right] / \left[n_n(x) F_n - n_n'(x) \right] \tag{1.8}$$

$$F_n = \frac{\rho}{\rho_S} \frac{{x_T}^2}{2} G \tag{1.9}$$

$$G = \frac{\dfrac{x_L j_n'(x_L)}{x_L j_n'(x_L) - j_n(x_L)} - \dfrac{2(n^2+n) j_n(x_T)}{(n^2+n-2) j_n(x_T) + {x_T}^2 j_n''(x_T)}}{\dfrac{{x_L}^2 \left\{ \left[\dfrac{\sigma}{1-2\sigma} \right] j_n(x_L) - j_n''(x_L) \right\}}{x_L j_n'(x_L) - j_n(x_L)} - \dfrac{2(n^2+n)\left[j_n(x_T) - x_2 j_n'(x_T) \right]}{(n^2+n-2) j_n(x_T) + {x_T}^2 j_n''(x_T)}} \tag{1.10}$$

j_n est la fonction de Bessel sphérique de première espèce, n_n est la fonction de Bessel sphérique de seconde espèce. Posons

k	Nombre d'onde	[m^{-1}]
λ	Longueur d'onde	[m]
c	Vitesse de l'onde dans l'eau	[m/s]
c_L	Vitesse de l'onde longitudinale dans le solide	[m/s]
c_T	Vitesse de l'onde transversale dans le solide	[m/s]
ρ	Masse volumique de l'eau	[$kg.m^{-3}$]
ρ_S	Masse volumique du solide	[$kg.m^{-3}$]
σ	Coefficient de poisson	

avec
$$\begin{aligned} k &= \omega / c = 2\pi / \lambda \\ k_L &= \omega / c_L \\ k_T &= \omega / c_T \end{aligned} \tag{1.11}$$

Les fréquences adimensionnées sont définies selon

$$\begin{aligned} x &= ka \\ x_L &= k_L a \\ x_T &= k_T a \end{aligned} \tag{1.12}$$

Avec cette formulation, le cas de la sphère rigide peut être approché en faisant tendre la densité du matériau utilisé vers l'infini. Plus simplement, nous fixons alors $F_n = 0$.

En développant l'équation 1.6, sans utiliser d'approximation pour les fonctions de Hankel sphériques, nous obtenons :

$$p_s = \frac{P_0 k^2 a}{2 r_0 r} f(x, x_0, x_L, x_T, \theta) \exp(-i\omega t) \tag{1.13}$$

avec
$$f(r, r_0, k, \theta) = \frac{2 r r_0}{ka} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n (2n+1) h_n(kr_0) h_n(kr) \sin\eta_n \exp(-i\eta_n) P_n(\cos\theta) \tag{1.14}$$

1.4.2.2 Calcul d'une solution analytique avec approximation en champ lointain

L'approximation correspondant à une onde plane incidente est donc obtenue en faisant tendre vers l'infini la distance r_0 entre le point source et le centre de la sphère. Dans ce dernier cas, les équations de propagation d'une onde plane incidente p_i sont les suivantes [21] :

$$p_i = P_0 \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) i^n P_n(\cos\theta)\, j_n(kr) \tag{1.15}$$

La formulation du problème en champ lointain s'obtient à partir des équations 1.15 et 1.16, et en effectuant les approximations possibles sur les fonctions de Hankel sphériques. Ainsi, la fonction de forme en champ lointain est la suivante [21] :

$$f_\infty(x, x_L, x_T, \theta) = \frac{2}{x} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n (2n+1) \sin\eta_n \exp(-i\eta_n) P_n(\cos\theta) \tag{1.16}$$

La pression diffusée par la sphère s'écrit dans ce cas-là :

$$p_s = \frac{P_0 a}{2r_0^{\,2}}\, f_\infty(x, x_0, x_L, x_T, \theta) \exp(-ik(2r_0 - ct)) \tag{1.17}$$

1.4.3 *Validation du programme d'analyse théorique sous Matlab*

1.4.3.1 Validation dans le cas du calcul en champ lointain

En utilisant la fonction de forme en champ lointain f_∞ (§1.4.2.2), un programme est développé. Sa validation est effectuée par comparaison avec les données présentées par Hickling [21].

A titre d'exemple pour la configuration monostatique (θ=180°), les fonctions de forme dans le cas d'une sphère en aluminium calculée par Hickling (Figure 15a) et par notre programme (Figure 15b) sont présentées et comparées. La densité de l'aluminium est de 2700 kg/m^3, la vitesse de l'onde longitudinale dans ce solide est de 6420 m/s et celle de l'onde transversale de 3040 m/s.

Pour obtenir ce dernier graphe, nous avons utilisé une célérité dans l'eau égale à 1435 m/s, au lieu de 1410 m/s comme Hickling l'avait annoncé dans son article [21]. Travailler avec une

valeur différente de la vitesse de l'onde dans l'eau décale notre courbe de la Figure 15b suivant l'axe des fréquences adimensionnées *ka*. Après cette correction de la vitesse, nous obtenons un excellent accord entre les tracés de ces figures. Le programme calculant la fonction de forme en champ lointain est donc validé.

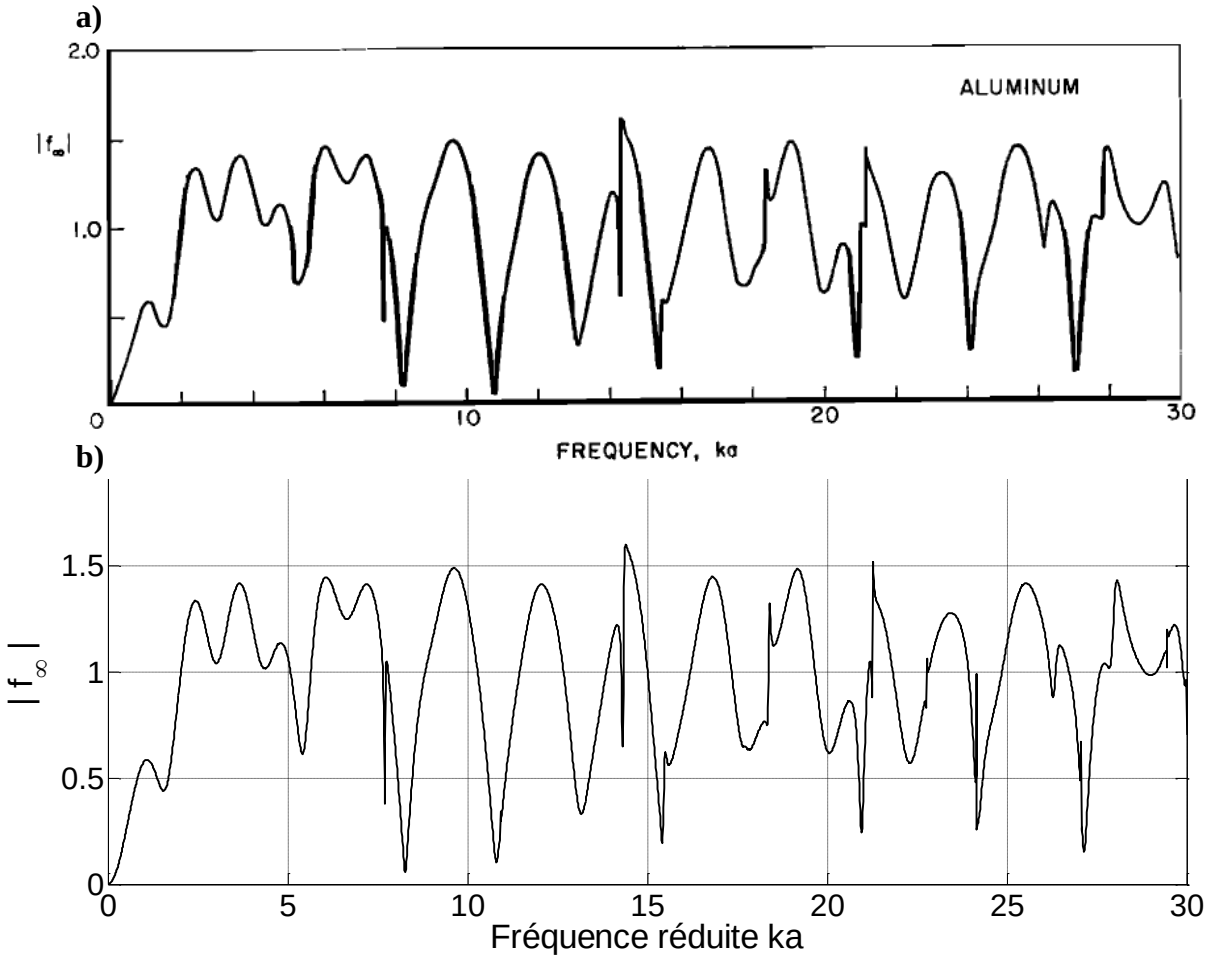


Figure 15: Fonction de forme a) d'après un tracé d'Hickling dans son article [21] **et b) pour notre programme de calcul sous Matlab.**

1.4.3.2 Validation du cas de solution analytique sans approximation

Après validation du programme d'analyse théorique dans le cas du champ lointain, il est désormais possible de traiter la validation du programme d'analyse théorique calculant la solution exacte.

En effet, en considérant des distances r et r_0 très grandes (20000 m chacune), le programme de calcul de la pression diffusée et celui du cas du champ lointain devraient donner les mêmes résultats, que ce soit dans le cas d'une sphère élastique ou d'une sphère rigide.

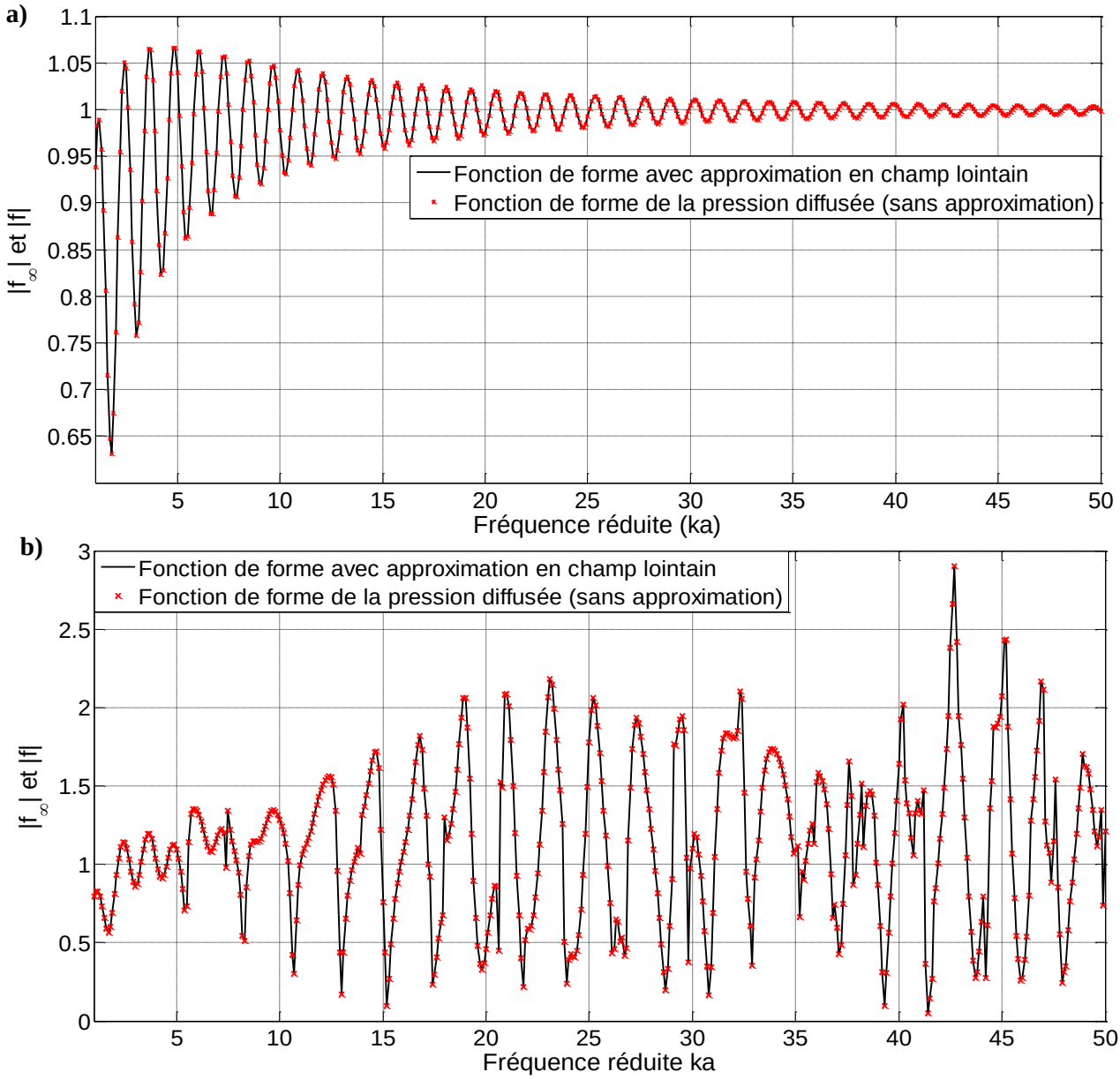


Figure 16 : Comparaison entre la fonction de forme en champ lointain et la fonction de forme du calcul de la pression diffusée pour des point source et point de réception très éloignés a) pour une sphère rigide et b) pour une sphère élastique.

Le calcul de la pression rayonnée par ces objets est effectué en configuration monostatique (θ=180°). La sphère élastique est une sphère en acier inoxydable. Sa densité est de 7900 kg/m^3, la vitesse de l'onde longitudinale dans ce matériau est de 5790 m/s et celle de l'onde transversale

de 3100 m/s. Les Figure 16a et Figure 16b sont ainsi obtenues. Ces résultats montrent un excellent accord entre les programmes de calculs de la pression en champ lointain et de calcul de la pression diffusée à une grande distance.

1.4.4 *Calcul des vitesses de phase, des vitesses de groupe et de l'angle critique d'excitation*

A l'aide de la théorie de l'élasticité précédemment validée, une analyse des ondes générées sur une sphère pleine peut désormais être menée. En effet, la théorie utilisée permet le calcul de la fonction de forme en champ lointain pour chacun des modes, sur une gamme de fréquence et pour un angle de bistatisme donné. Par conséquent, pour chacun des modes existants, les fréquences de résonances peuvent être graphiquement isolées. Il est ainsi possible d'enregistrer mode par mode les fréquences de résonance de chacune des ondes impliquées dans la diffusion du champ de pression par l'objet étudié. Or il existe, pour une onde *l* donnée, une relation (équation 1.17) reliant les fréquences de résonance k_{res} pour chacun des modes *n* à la vitesse de phase V_{phase}^{l} [33],[34]. La notation *l* fait référence à une famille d'onde, dont la signification est développée au §1.3.3.

$$V_{phase}^{l} = \frac{c \times (k_{res} a)}{\left(n + \frac{1}{2}\right)} \tag{1.17}$$

Sur la Figure 17, il est possible d'observer la représentation des vitesses de phases de différentes ondes en fonction de la fréquence réduite pour une sphère en acier inoxydable dont les caractéristiques ont été détaillées au paragraphe précédent §1.4.3.2.

La Figure 17 permet d'identifier les ondes générées par une sphère pleine, dans l'intervalle de fréquence et de vitesses de phase fixé dans le cadre de l'étude. De plus, l'équation 1.18 permet d'obtenir à partir de plusieurs fréquences de résonance successives pour une onde donnée la vitesse de groupe [33],[34] :

$$V_{group}^{l} = c((k_{res} a)_{n,l} - (k_{res} a)_{n-1,l}) \tag{1.18}$$

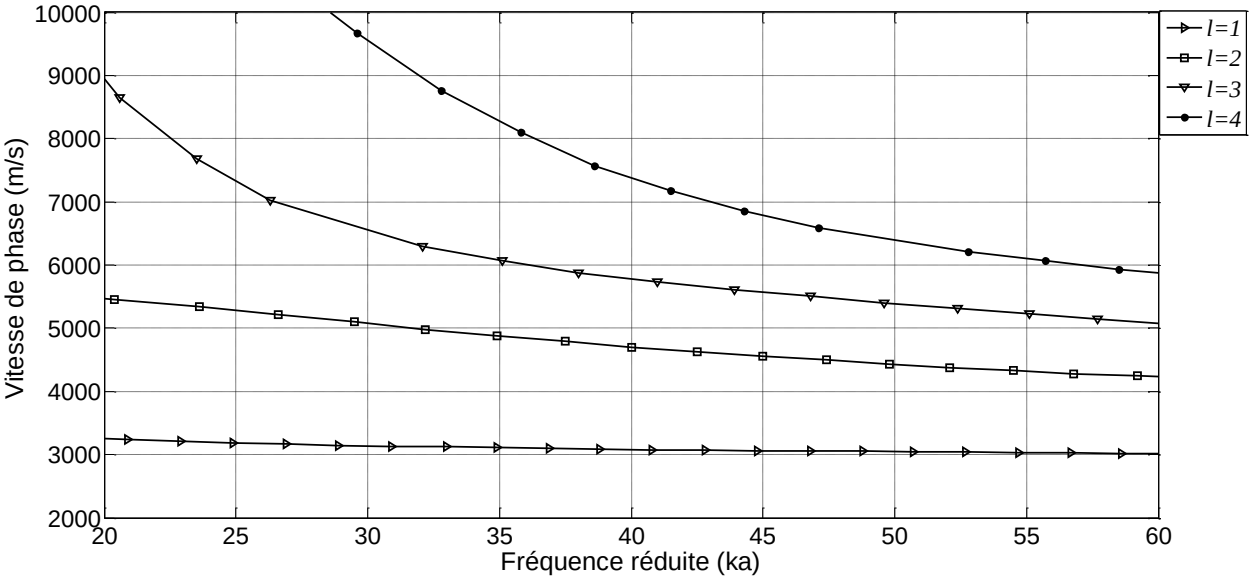


Figure 17 : représentation des vitesses de phase pour différentes familles d'onde pour une sphère pleine en acier inoxydable, après calcul théorique.

De même que pour les vitesses de phase, la Figure 18 est la représentation des vitesses de groupe des différentes ondes révélées par l'analyse modale en fonction de la fréquence réduite.

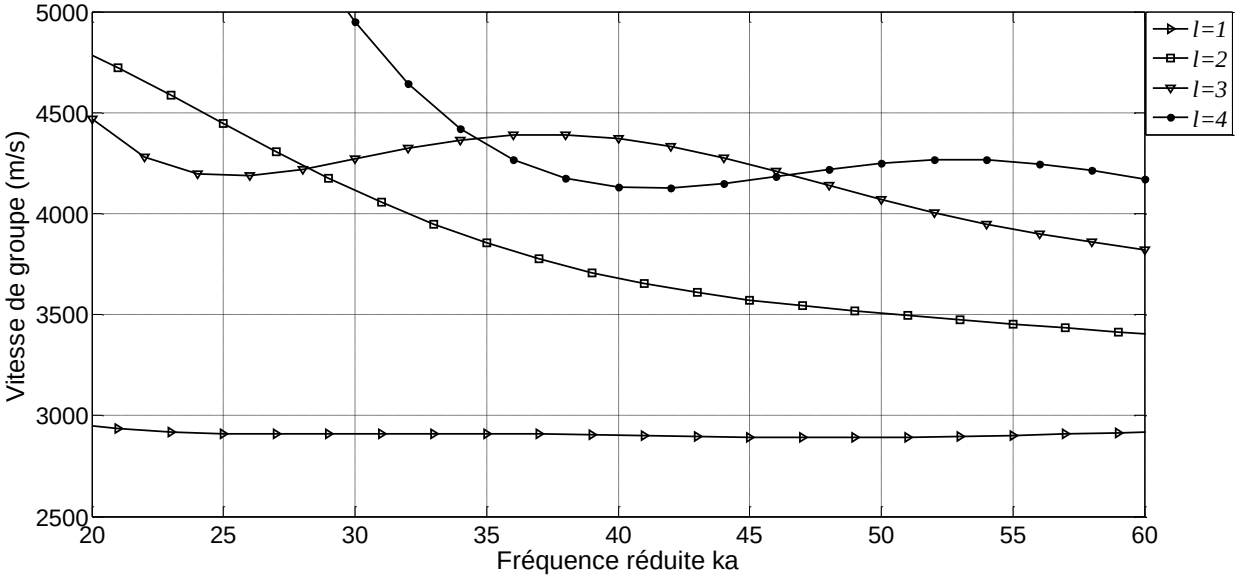


Figure 18 : Représentation des vitesses de groupe pour différentes familles d'onde pour une sphère pleine en acier inoxydable, après calcul théorique.

Enfin, les ondes *l* sont générées à un angle critique particulier, qui varie également en fonction de la fréquence, et sont réémises avec le même angle critique. En considérant la vitesse

de phase, cet angle critique θ_{crit}, qui peut être calculé suivant l'équation 1.19, permet d'avoir toutes les informations nécessaires pour calculer des temps de vols, à la condition toutefois d'avoir identifié précisément l'onde analysée [34],[35]. La vitesse du son *c* dans le fluide (eau) considéré est de 1470 m/s.

$$\theta_{crit}^{l} = arcsin\left(\frac{c}{V_{phase}^{l}}\right) \tag{1.19}$$

La représentation des angles critiques pour diverses ondes en fonction de la fréquence réduite est présentée sur la Figure 19.

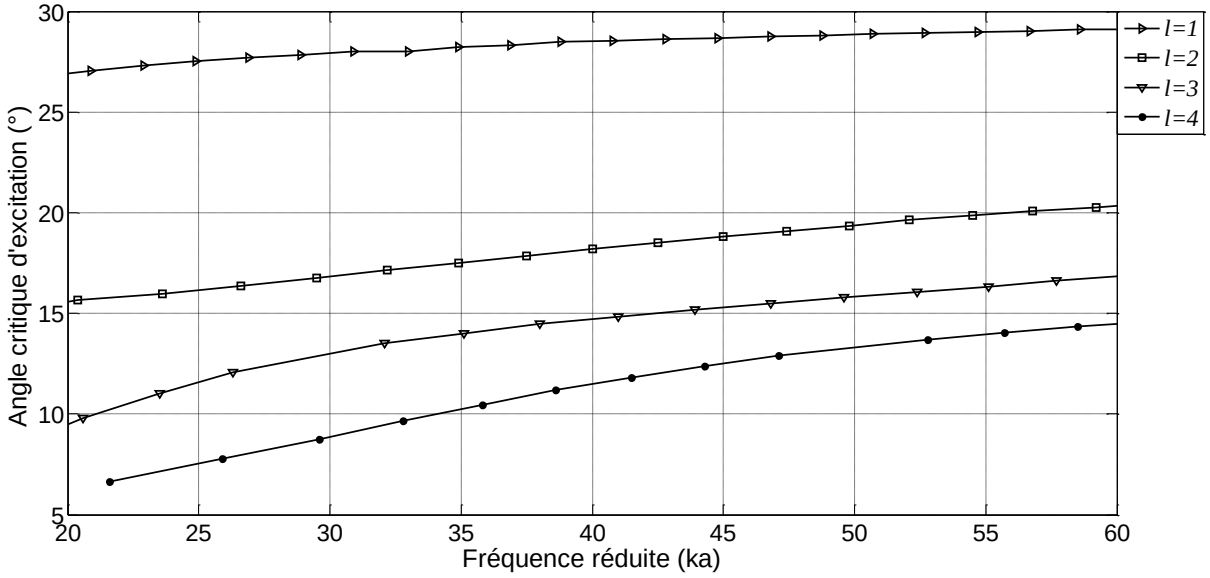


Figure 19 : Représentation des angles critiques d'excitation pour différentes familles d'onde pour une sphère pleine en acier inoxydable, après calcul théorique.

1.4.5 *Méthode des éléments finis*

COMSOL est un logiciel multi physique d'éléments finis. Il permet une prise en main rapide et le calcul en 1D, 2D ou 3D de divers phénomènes physiques (écoulements fluides, électromagnétisme, thermique, acoustique, ...).

1.4.5.1 Mise en forme de la modélisation sous COMSOL

La modélisation du rayonnement acoustique d'un objet immergé sous COMSOL doit respecter des critères de précision du résultat, de robustesse du solveur de calcul, et de mémoire allouée aux calculs.

Le critère de robustesse est presque immédiatement respecté : en effet les solveurs utilisés sur COMSOL assurent généralement une très bonne convergence vers le résultat désiré.

Le critère de précision du résultat répond quant à lui directement de la discrétisation de l'espace et de la bonne implémentation des conditions limites. En général, une bonne modélisation d'un calcul d'acoustique avec les éléments finis implique que la taille moyenne des mailles soit au moins égale à $\lambda/6$, λ étant la longueur d'onde de l'onde incidente considérée. Il est toujours préférable de choisir une taille de maille plus fine entre $\lambda/6$ et $\lambda/12$ pour obtenir des résultats plus précis.

Parmi les conditions limites notables de notre étude, la condition d'interaction fluide-structure entre l'objet et le milieu fluide (ou son absence dans le cas de la modélisation d'un objet rigide) est une condition clef de la modélisation mais est facile à implémenter. Egalement, la condition de rayonnement de Sommerfeld, qui stipule que le rayonnement acoustique sortant du domaine n'y revient pas, doit être correctement introduite dans le modèle. Il existe plusieurs conditions limites pour modéliser cette condition de rayonnement à l'infini. Toutefois, nous choisissons d'appliquer une couche d'éléments dits « couche PML » (Perfectly Matching Layer). Il s'agit d'une couche absorbante positionnée autour du domaine d'étude, éliminant rapidement toute onde sortante et empêchant toute réflexion vers la sphère.

La mémoire allouée au calcul sera finalement, dans le cadre de cette étude l'élément le plus contraignant. En effet, plus le maillage est fin et meilleur est le résultat, mais le calcul nécessite alors beaucoup plus de mémoire. De plus, la taille de maille dépend de la longueur d'onde de l'onde incidente, et donc par définition de la fréquence. Ainsi, plus la fréquence d'étude est élevée et plus les mailles devront être petites afin de ne pas nuire à la précision des résultats. Or, les ressources informatiques utilisées sont limitées ce qui explique que la taille moyenne des mailles choisie pour cette étude est de $\lambda/10$. Aussi, la plage de fréquence utilisée est inférieure à 80kHz.

Pour modéliser les objets immergés dans l'eau et insonés par une onde plane incidente, une modélisation 3D est mise au point. Sur la Figure 20 qui illustre une modélisation 3D appliquée

à une sphère pleine, le domaine de calcul est divisé en 3 domaines principaux : la zone de la condition limite PML, le milieu fluide, et le milieu solide qui représente l'objet. Il est à noter que l'espace solide est vide dans le cas de la modélisation d'un objet rigide. En effet, un objet rigide ne subit aucune déformation (par définition), et par conséquent aucune onde interne ne peut s'y propager. Cela nous incite donc à nous passer de maillage pour une telle modélisation, économisant ainsi de l'espace mémoire. De plus, en laissant la surface sans conditions limites particulières, COMSOL considère qu'il s'agit d'une surface acoustique rigide (impliquant un déplacement nul à la paroi).

La symétrie suivant le plan z=0 est utilisée à bon escient afin de réduire les temps de calcul d'une part, et de permettre des calculs à plus haute fréquence d'autre part.

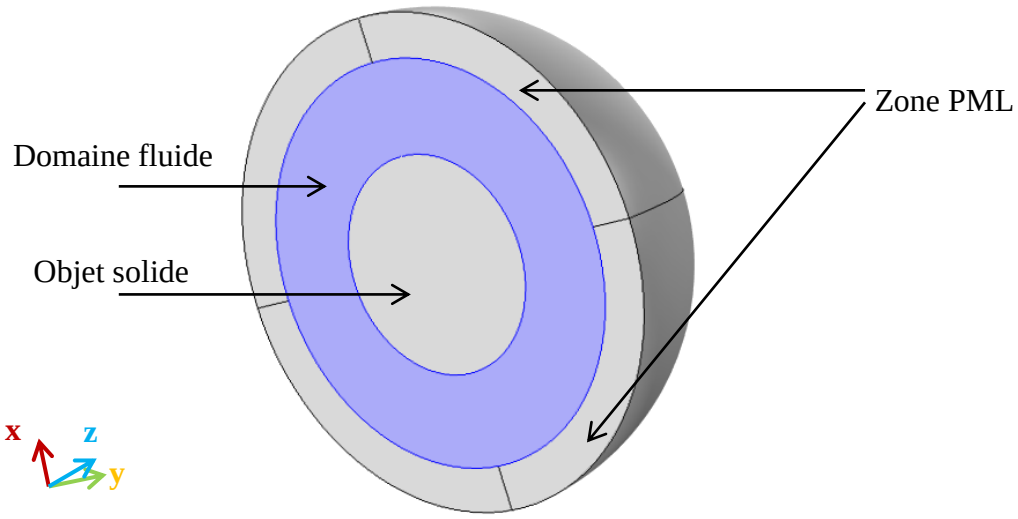


Figure 20 : Présentation de la modélisation du calcul d'un objet immergé sous COMSOL.

1.4.5.2 Traitement du champ lointain avec le logiciel COMSOL

Une fois les grandeurs de pressions calculées dans le domaine de calcul, le calcul de la pression en champ lointain est rendu possible via l'équation de Kirchhoff-Helmholtz. En effet, en considérant une surface fermée entourant le domaine de calcul en 3D, appelée surface de Maxwell, le calcul de la pression en champ lointain s'obtient en faisant la sommation de toutes les contributions présentes sur cette surface. Chacune des contributions agit alors comme une source.

Finalement, la pression en champ lointain à l'extérieur du domaine calculé peut s'exprimer suivant l'équation 1.20 de Kirchhoff-Helmholtz :

$$p(\vec{r}) = \oiint_{S[V]} \left[p(\vec{r}_s) \frac{\partial G(\vec{r} \mid \vec{r}_s)}{\partial n} - G(\vec{r} \mid \vec{r}_s) \frac{\partial p(\vec{r}_s)}{\partial n} \right] ds_s \tag{1.20}$$

S[V] définit une surface fermée, également nommée « surface de Maxwell », englobant le volume *V* représentant le domaine d'étude (Figure 21). Cette surface fermée est l'équivalent d'une surface-source. $G(\vec{r} \mid \vec{r}_s)$ est la fonction de Green définie à partir de l'équation 1.21, le vecteur $\vec{r}$ étant la position d'observation en champ lointain et $\vec{r}_s$ étant la position d'un point de la surface source *S[V]*. L'origine *O* du domaine peut se situer à l'intérieur comme à l'extérieur du domaine étudié.

$$G(\vec{r} \mid \vec{r}_s) = \frac{e^{-jk|\vec{r}-\vec{r}_s|}}{4\pi \mid \vec{r} - \vec{r}_s \mid} \tag{1.21}$$

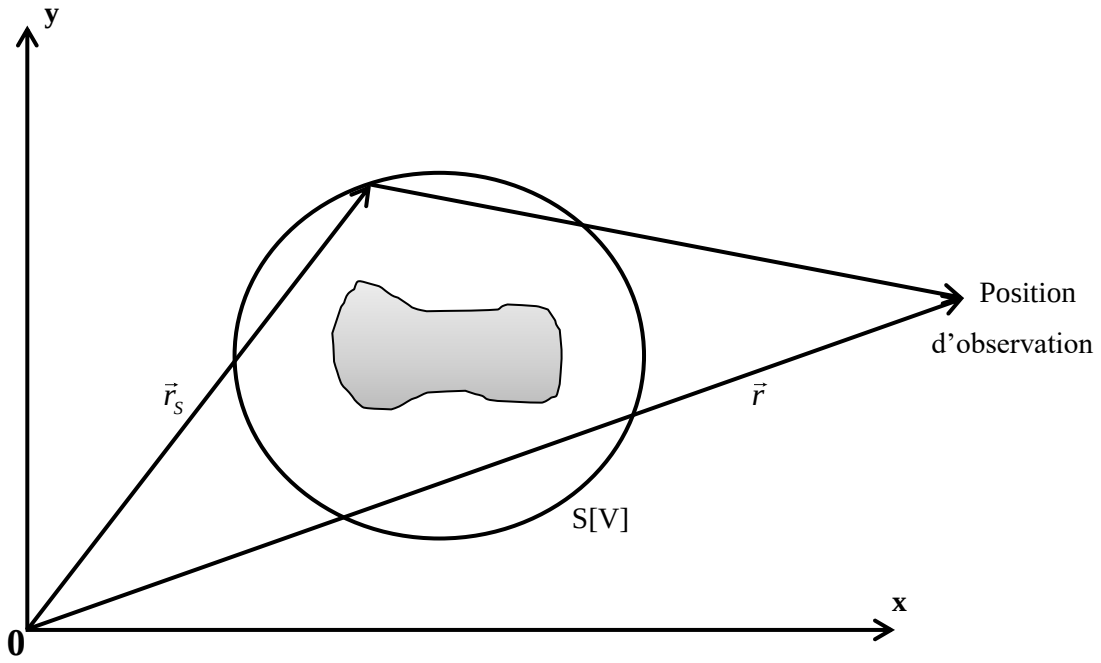


Figure 21 : Représentation schématique du calcul des données physiques en champ lointain sous COMSOL.

De plus, pour une plus grande précision du calcul en champ lointain, une couche limite de l'ordre du dixième de la taille moyenne de maille du modèle est rajoutée au niveau de la surface

de Maxwell. Ce maillage plus précis permet notamment une bonne estimation de la dérivée normale de la pression en champ lointain avec l’équation de Kirchhoff-Helmholtz.

1.5 Conclusion

Les technologies et techniques liées à l'acoustique sous-marine se sont fortement développées au cours du XXème siècle, principalement dans un contexte militaire. Les enjeux liés à la furtivité d'un sous-marin en condition opérationnelle rendent l'étude de la configuration bistatique d'autant plus importante. La connaissance liée aux différentes ondes responsables du rayonnement d'un objet immergé excité par une onde plane s'étant fortement accrue, les méthodes d'analyse et d'identification de ces mêmes ondes ont également vu le jour (MIIR, RST, …). Compte tenu du dispositif expérimental qui sera ultérieurement utilisé, une attention toute particulière a été apportée, dans ce chapitre, aux transducteurs et à leur bande passante respective. Cette étude va par la suite permettre de définir la paire de transducteurs la mieux adaptée à nos conditions expérimentales. Enfin, l'évolution importante de la puissance de calcul des outils numériques au cours de cette dernière décennie ouvre également la porte à de nouveaux moyens d'analyse numérique : différences finies, méthode de lancer de rayons, développement modaux, éléments finis … De plus, ces modélisations ont été suffisamment développées afin d'inclure des interactions fluide/structure et des possibilités de calculs en champ lointain, permettant de rendre compte du rayonnement d'un objet de manière précise pour un coût en mémoire moindre.

Chapitre 2

2 Etude de la diffusion acoustique par une sphère pleine

La diffusion acoustique vers l'avant d'une sphère immergée dans l'eau est l'objet d'étude de ce chapitre. L'étude d'une sphère solide permet l'identification de certaines réponses particulières liées à son rayonnement acoustique. La démarche d'investigation et les résultats obtenus seront utilisés dans les chapitres suivants pour l'analyse de la diffusion acoustique d'un objet de forme complexe, à savoir une LINE (cylindre plein terminé à chaque extrémité par un hémisphère). Le dispositif expérimental utilisé dans le cadre d'une sphère est présenté, y compris notamment le traitement de l'émission directe. Théoriquement et expérimentalement, le diagramme angulaire de la pression diffusée par une sphère solide est interprété, et plus particulièrement dans la zone d'ombre de l'objet, et cela dans une large gamme de fréquences. Les signaux temporels, observés dans la zone d'ombre, sont ensuite calculés à partir de la pression théorique en régime harmonique et comparés aux données expérimentales. L'identification expérimentale des ondes responsables des principaux échos observés en configuration bistatique est ainsi effectuée.

Sommaire du Chapitre II

2.1 Introduction : diffusion acoustique par une sphère pleine immergée 51

2.2 Dispositif expérimental 52

2.2.1 Cas de la sphère 53

2.2.2 Traitement de l'émission directe : application à la sphère uniquement 55

2.3 Etude en configuration monostatique 57

2.3.1 Obtention des résultats théoriques 57

2.3.2 Analyse comparative des signaux temporels expérimentaux et théoriques 59

2.4 Etude en configuration bistatique 60

2.4.1 Diagramme angulaire 61

2.4.2 Pression calculée avec et sans approximation de champ lointain 63

2.4.3 Analyse temporelle en zone d'ombre 67

2.4.4 Identification des ondes pour une sphère pleine 69

2.5 Conclusion 79

2.1 Introduction : diffusion acoustique par une sphère pleine immergée

La théorie de l'élasticité appliquée à des objets immergés de forme canonique, comme la sphère ou le cylindre, a d'abord été développée dans les années 50 [20], avant d'être ensuite employée dans plusieurs travaux [5], [15], [21], [17], [20], [23]. Afin de calculer le champ de pression diffusée par une sphère pleine excitée par une onde plane, un développement en série modale est utilisé et formulé dans le domaine fréquentiel. En outre, l'étude des différentes ondes impliquées dans la diffusion acoustique a été réalisée via plusieurs analyses basées sur la théorie de l'élasticité [2], [6], [32]. Il a ainsi été montré qu'il existe de nombreux types d'onde de surface [1]–[9], [36]–[39] qui prennent part au mécanisme de diffusion. Celles-ci ont été identifiées lors d'études réalisées sur des objets de forme simple comme la sphère ou le cylindre. Parmi elles, figurent les ondes de Franz et de Stoneley. Il s'agit d'ondes de surface subsoniques et externes, se propageant à une vitesse proche de celle de celle du son dans le fluide aux hautes fréquences (§1.2.2). D'autres comme les ondes de Rayleigh ou de Galerie à échos sont des ondes dispersives, supersoniques et internes, se propageant en hautes fréquences à une vitesse limite tendant vers C_T (vitesse de propagation des ondes transversales du matériau support) ou C_R (vitesse de l'onde de Rayleigh, légèrement inférieure à C_T), suivant l'onde considérée (§1.2.1). Compte tenu de leurs vitesses supersoniques, les ondes de Rayleigh et de Galerie à échos sont donc générées à un angle critique pouvant être calculé (§1.4.4). Expérimentalement, des études concernant la diffusion acoustique par une sphère pleine ont également été menées à partir des deux configurations monostatique et bistatique [13], [40]. Ces études ont notamment porté sur l'analyse de la réponse résonante de l'objet.

Ainsi dans ce qui suit, nous n'effectuons pas uniquement une analyse de la réponse résonante d'une sphère pleine. Nous nous intéressons principalement au rayonnement acoustique de forte amplitude observé dans la zone d'ombre de cet objet. Notre objectif est ainsi l'analyse des mécanismes physiques à l'origine de ce lobe de grande amplitude que nous observons dans la zone d'ombre de la sphère.

L'identification des ondes responsables de ce rayonnement localisé dans la zone d'ombre sera menée au cours de ce chapitre selon les étapes suivantes. Tout d'abord, une première étude en configuration monostatique est menée afin de valider le dispositif expérimental utilisé via

une bonne corrélation entre l'expérience et la théorie de l'élasticité. Puis, l'étude se poursuit en configuration bistatique avec l'analyse de diagrammes angulaires expérimentaux et théoriques du rayonnement de la sphère pleine. Cette analyse permet notamment de révéler le phénomène de lobe d'amplitude importante dans la zone d'ombre. Enfin, on se propose d'analyser les résultats expérimentaux enregistrés dans cette zone d'ombre en vue d'identifier les ondes responsables de la diffusion vers l'avant d'une sphère pleine.

2.2 Dispositif expérimental

Le plan géométrique de l'étude en configuration bistatique est défini par les centres géométriques de l'objet étudié (centre de notre repère), de l'émetteur et du récepteur. Dans ce plan azimutal, l'angle de bistatisme θ est défini par l'écart angulaire entre l'axe de l'émetteur et celui du récepteur, comme illustré sur la Figure 22. Notons que l'angle de bistatisme ainsi défini respecte les conventions de l'angle θ utilisé par Hickling sur la Figure 14 du §1.4.2.1. Néanmoins, il est à noter que R. Hickling ne désigne pas cet angle sous le nom d'angle de bistatisme. Il est toutefois possible d'utiliser le même angle θ dit de bistatisme pour l'application de la théorie de Hickling et pour les expériences en configuration bistatique.

Pour rappel, la configuration monostatique correspond au cas où l'émetteur et le récepteur sont confondus sur une position spatiale donnée de notre plan d'étude. La configuration bistatique correspond au cas où l'émetteur et le récepteur sont dissociés et occupent deux positions distinctes dans notre plan d'étude [33],[34].

L'onde diffusée en direction du récepteur est dénommée "onde rétrodiffusée" dans la configuration monostatique. Cette dernière est équivalente à un cas bistatique avec un angle θ égal à 180°. Les mesures en configuration bistatique sont inexploitables au voisinage d'un angle de bistatisme de 180°, puisque le récepteur passe devant l'émetteur. Les résultats ne sont donc pas utilisables entre 5 et -5 degrés (valeurs déterminées expérimentalement) autour de l'axe d'émission de l'onde incidente.

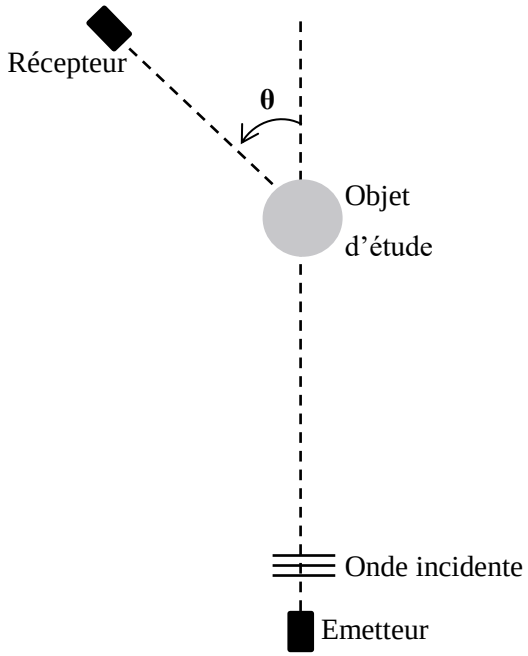


Figure 22: Définition de l'angle de bistatisme *θ*.

Une méthode de mesure impulsionnelle est utilisée [16] dans nos travaux. Elle fournit la réponse acoustique temporelle de l'objet. Le spectre de cet objet est alors obtenu via une transformée de Fourier en prenant en compte la bande passante de la chaîne de mesure (§1.3.2.3). La méthode de mesure quasi-harmonique permet, quant à elle, d'exciter l'objet à une fréquence particulière [2], [12], [14]. Cette dernière méthode est intéressante puisqu'elle permet d'obtenir le rayonnement de l'objet à une fréquence donnée sans traitement numérique. Néanmoins, par comparaison à la méthode impulsionnelle, cela implique une durée relativement importante pour obtenir un spectre en fréquence avec la méthode quasi-harmonique.

2.2.1 *Cas de la sphère*

Deux transducteurs sont positionnés en configuration bistatique, chacun ayant un mode de fonctionnement unique, récepteur ou émetteur. L'angle de bistatisme varie entre 0° et 180° par pas de 0,25° durant nos expériences dans cette configuration bistatique.

La distance r_0 entre la surface parlante de l'émetteur et le centre de l'objet est de 1,1 m, et la distance r entre le centre de l'objet et la surface du récepteur est de 0,77 m.

La cuve choisie est ronde, d'une profondeur de 2 m et d'un diamètre de 3 m. Elle permet de travailler convenablement pour des fréquences supérieures ou égale à 100 kHz. De plus, le dispositif mécanique de positionnement des transducteurs est entièrement équipé de moteurs pas à pas commandant tous les types de déplacements. Le transducteur émetteur est monté sur une canne métallique verticale et fixe (Figure 4, Figure 6, et Figure 23).

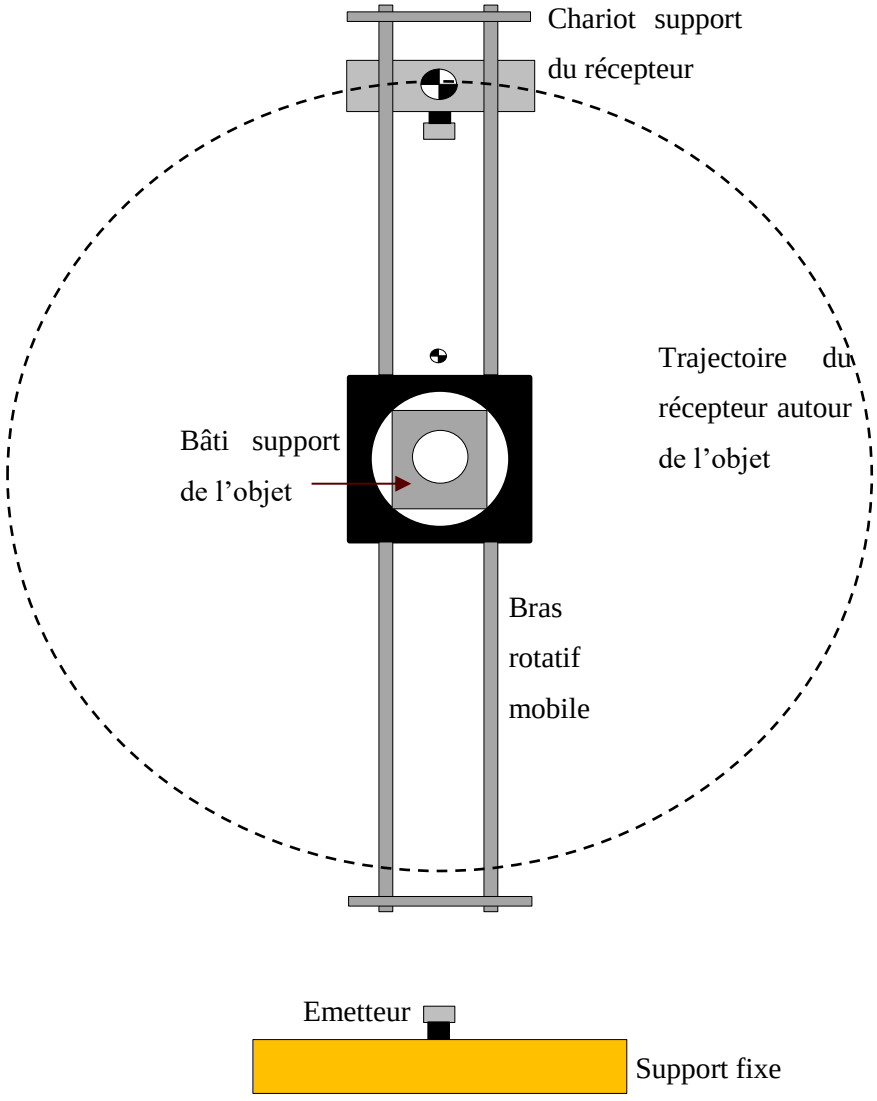


Figure 23 : Vue de dessus du système de positionnement du transducteur récepteur et de la cible.

Les translations manuelles verticales et horizontales sont possibles pour cette canne. Un réglage manuel en gîte du transducteur émetteur ainsi qu'une rotation de celui-ci autour de l'axe de la canne sont également disponibles. Des rotations équivalentes et automatisées sont également possibles pour le transducteur récepteur (Figure 4, Figure 6, et Figure 23). La canne métallique verticale du transducteur récepteur est fixée sur un bras rotatif pouvant tourner autour de l'axe vertical passant par le centre de l'objet. Une translation manuelle le long du bras (dans les limites de la longueur du bras) est également possible.

Lorsqu'un objet immergé est excité par une source ponctuelle ou une onde plane, il existe une "zone d'ombre" (Figure 24). Il s'agit de l'espace situé derrière l'objet, par rapport à l'émetteur, et dans lequel le récepteur n'enregistre aucun écho directement issu de l'émetteur. Le centre de la zone d'ombre correspond par conséquent à un angle θ de 0°.

Par conséquent, dans le cas idéal d'une onde plane incidente, la zone d'ombre correspond pour une sphère à un espace cylindrique dont le diamètre est égal à celui de la sphère [41]. L'appellation "diffusion vers l'avant" désigne plus largement ce qui peut être mesuré par le récepteur pour un angle de bistatisme compris entre 90° et 270° (ou -90° et 90°).

Pour nos manipulations expérimentales, le transducteur utilisé génère une onde suivant un faisceau d'émission conique (§1.3.2.2). L'hypothèse de l'onde incidente plane est approchée en considérant que ce faisceau d'émission conique a une ouverture suffisante par rapport à la taille de l'objet étudié. Le transducteur émetteur est également à une distance supérieure à celle de la limite entre champ proche et champ lointain. Pour rappel, l'objet est immergé dans de l'eau dont les caractéristiques retenues de masse volumique est de 1000kg/m^3, et de vitesse de propagation du son est de 1470 m/s à 15°C.

2.2.2 *Traitement de l'émission directe : application à la sphère uniquement*

Une autre particularité de cette configuration est à considérer : le phénomène dit "d'émission directe". Il se produit dès que les deux transducteurs sont en vis-à-vis. L'écho de l'onde incidente reçu par le récepteur est notamment visible au voisinage de la zone d'ombre (Figure 24). Etant donné que notre étude porte sur les phénomènes de diffusion vers l'avant de notre objet seul lorsqu'il est excité par une onde ultrasonore, il est par conséquent nécessaire de nous

affranchir de l'onde liée à l'émission directe. Afin de supprimer ce phénomène d'émission directe qui peut apparaître pour un angle de bistatisme voisin de 0°, une plaque de 2,5 cm d'épaisseur composée d'un matériau absorbant est utilisée. Cette plaque est représentée sur le schéma du dispositif expérimental en Figure 24.

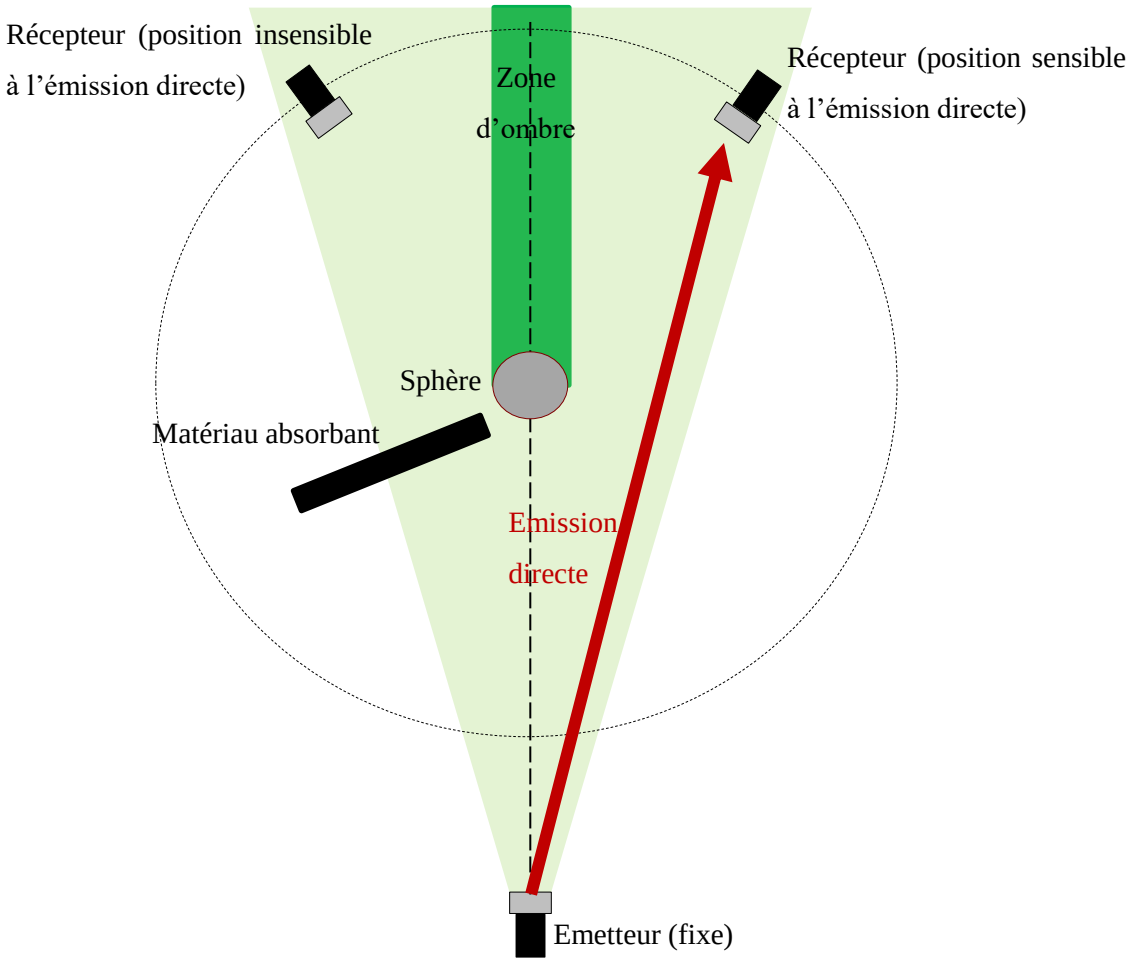


Figure 24 : Phénomène de l'émission directe et positionnement de la plaque de matériau absorbant (sphère uniquement).

Nous utilisons cette plaque pour un angle de bistatisme θ compris entre 0° et 85°, avant d'être retirée entre 85° et 180°. Dans cette configuration particulière, le transducteur récepteur effectue une rotation autour de la sphère entre 0° et 180°. Puis le diagramme complet est tracé par symétrie. Cela permet d'utiliser une unique plaque ; le tracé symétrique ne présente alors aucun lobe secondaire dû à une émission directe.

D'après les données fournies dans le Tableau 1, nous considérons que la distance r_0 égale à 1,1m est suffisante pour considérer que, du point de vue de l'émission, la condition du champ

lointain est satisfaite. Néanmoins, la distance *r*, égale à 0,77m, entre le centre de l'objet et le récepteur est inférieure à la distance limite nécessaire pour être en champ lointain. Par conséquent, le travail théorique sur la sphère ne s'appuiera pas sur la fonction de forme, approximation de la méthode du développement modal en champ lointain, mais sur la théorie de l'élasticité sans approximation sur la détermination de la pression diffusée par l'objet (équation 1.13 et 1.14, §1.4.2.1).

2.3 Etude en configuration monostatique

La configuration monostatique représente le cas où l'émetteur et le récepteur sont colocalisés. Pour un tel dispositif expérimental, le signal temporel présente une séparation entre l'écho spéculaire lié à l'aspect non-résonant de l'objet, et l'écho élastique lié au comportement résonant de l'objet. Cette configuration nous est utile dans un premier temps afin de valider le dispositif expérimental i.e. centrage de l'objet, positionnement des transducteurs, amplitude des signaux ... De plus, cette étude nous permet de valider les données expérimentales que nous pourrons obtenir dans une configuration relativement connue et ainsi nous conforter dans la validité des résultats à venir en configuration bistatique.

2.3.1 *Obtention des résultats théoriques*

La théorie de l'élasticité permet le calcul d'un signal temporel théorique similaire à celui issu de l'expérience. Néanmoins, le modèle développé à partir de cette théorie considère que l'origine des temps correspond au moment où l'onde plane incidente atteint le centre de la sphère (origine de notre système de coordonnées). Par conséquent, un retard de phase est appliqué au préalable à la fonction de forme complexe afin de fixer l'origine des temps au début de l'écho spéculaire [15]. La transformée de Fourier inverse est ensuite appliquée à l'expression résultante afin de calculer un signal temporel théorique *s(t)* à un angle azimutal θ donné (équation 2.1) :

$$s(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} h(\omega) f_{\infty}(x, x_L, x_T, \theta) e^{-i\omega t} e^{i2x} d\omega \qquad (2.1)$$

h(ω) étant la bande passante expérimentale de la chaîne de mesure (§1.3.2.3 & §5).

Il est toutefois à noter que, en vue d'une comparaison avec les signaux expérimentaux relevés, nous ajoutons aux signaux temporels théoriques un retard mesuré avec les signaux temporels expérimentaux de manière à ce que le maximum des échos spéculaires survienne au même instant pour les signaux théoriques et expérimentaux.

Après application de l'équation 2.1, les réponses temporelles en rétrodiffusion de la sphère rigide et de la sphère pleine (12 cm de diamètre) en acier inoxydable (masse volumique de 7900 kg/m^3, vitesse de l'onde longitudinale égale à 5790 m/s et vitesse de l'onde transversale de 3100 m/s) sont représentées sur les Figure 25a et Figure 25b. Une sphère de type rigide est un objet impénétrable aux ondes acoustiques. Les seuls échos observables sont externes. Il s'agit donc d'ondes provenant de réflexions à la surface de la sphère et des échos liés aux ondes de Franz [42] (§1.2.2). Dans le cas d'objets rigides particuliers présentant des arêtes ou des fortes discontinuités géométriques, on peut également observer des échos dus à des points de diffraction. Ce dernier cas ne concerne toutefois pas un objet canonique simple comme la sphère.

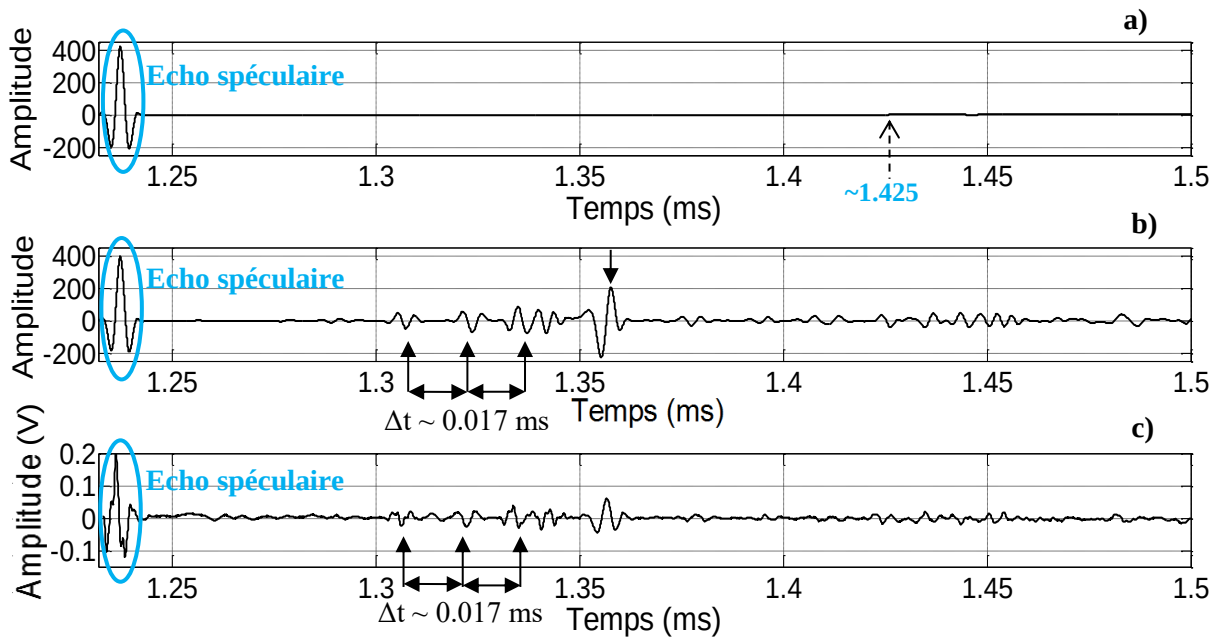


Figure 25: Signaux temporels rétrodiffusés a) calculés pour une sphère rigide, b) calculés pour une sphère pleine élastique, c) obtenues lors d'une expérience avec une sphère pleine.

Sur les résultats théoriques des Figure 25a et Figure 25b, nous pouvons observer le premier écho entre 1,225 et 1,24 ms, qui est un écho spéculaire directement réfléchi par la sphère en acier inoxydable ou rigide. Puis, après 1,275 ms, nous observons la réponse résonante de l'objet

à une onde plane incidente uniquement dans le cas de la sphère élastique sur la Figure 25b. De plus, dans la partie du signal temporel lié au phénomène résonant de l'objet, il apparait que certains échos se suivent et sont espacés d'un délai constant d'environ 0,017 ms (à 1,305 ms, 1,322 ms et 1,339 ms, à plus ou moins 0,001 ms près).

Enfin, il a été établi que certaines ondes, comme l'onde de Franz, peuvent également se propager sur un objet rigide [6], [7], [41], [43], [44]. Il est donc possible de récupérer pour une sphère rigide un écho dû à l'onde de Franz. Ce dernier serait temporellement distinct du signal spéculaire et visible à condition de considérer un signal temporel assez étendu. L'écho alors observé correspondrait à l'onde de Franz due à la courbure de la sphère rigide avant d'être réémise dans la direction de l'émission, avec un décalage temporel par rapport à l'écho spéculaire (à cause du retard induit par le trajet effectué par l'onde de Franz). Cela est notamment montré dans les travaux de A. Rudgers [42]. Son étude porte sur la diffusion acoustique pour une sphère rigide immergée dans l'eau d'une onde de Franz observable pour un signal rétrodiffusé. Outre l'écho spéculaire, l'auteur met en évidence la présence d'une onde de Franz dans le signal rétrodiffusé qui apparaît avec un retard temporel. Rappelons que pour un signal rétrodiffusé le deuxième écho dû à l'onde de Franz est théoriquement observable à condition de considérer un signal temporel assez étendu. En effet, sur la Figure 25a, une variation très légère en amplitude est visible vers 1,425 ms. Il s'agit de ce deuxième écho causé par l'onde de Franz sur un signal temporel rétrodiffusé. Toutefois, l'analyse de ce second écho sur ce signal temporel théorique pour une sphère rigide n'étant pas l'objet d'étude de cette section, notre investigation se poursuit avec une comparaison des signaux temporels théoriques et expérimentaux.

2.3.2 *Analyse comparative des signaux temporels expérimentaux et théoriques*

La méthode de mesure impulsionnelle permet l'analyse des signaux dans le domaine temporel [15], [45]. Dans notre configuration expérimentale actuelle, nous utilisons le transducteur situé sur la Figure 23 §2.2.1, qui fonctionne alternativement en émetteur puis en récepteur. Le signal temporel rétrodiffusé ainsi obtenu (Figure 25c) comprend un écho spéculaire suivi d'échos principalement causés par des phénomènes résonnants [17]. Cet écho

spéculaire correspond au signal réfléchi sur la sphère. Dans le cas d'une sphère rigide (Figure 25a), la réponse acoustique se limite à un écho spéculaire, ainsi qu'à un écho de faible intensité relatif à une onde de Franz (dont nous ne développerons pas l'identification dans cette comparaison qualitative). Une comparaison entre les signaux temporels obtenus expérimentalement et théoriquement peut alors être menée au moyen des Figure 25a, Figure 25b, et Figure 25c.

Dans le cas de la sphère élastique (Figure 25b et Figure 25c), nous observons théoriquement et expérimentalement l'écho spéculaire suivi d'une suite d'échos. Notons également que l'amplitude calculée de l'écho spéculaire est la même pour une sphère rigide et pour une sphère pleine élastique. Cela confirme la nature de cet écho qui est une réflexion simple à la surface de l'objet, dont l'amplitude est indépendante des caractéristiques mécaniques de la sphère. Cette étude n'a pas pour objet d'analyser et d'interpréter la réponse résonante de l'objet élastique. Néanmoins, il apparait une suite d'échos quasi-identique dans la fenêtre temporelle limitée des Figure 25b et Figure 25c (§2.3.1). Cette suite d'échos espacés de 0,017 ms environ est annotée par des flèches verticales sur les signaux temporels théoriques et expérimentaux (pour 1,305 ms, 1,322 ms et 1,339 ms, à plus ou moins 0,001 ms près). Ainsi, l'accord entre résultats théoriques et expérimentaux est très satisfaisant, puisque la même répétition d'échos est visible et survient aux mêmes instants.

La comparaison entre les résultats théoriques, représentés sur la Figure 25b, et les résultats expérimentaux en rétrodiffusion, illustrés par la Figure 25c montre un excellent accord pour une sphère pleine élastique, en ce qui concerne les échos spéculaires et les échos résonants. Ainsi, cette comparaison en configuration monostatique permet de valider les calculs théoriques.

2.4 Etude en configuration bistatique

La configuration expérimentale bistatique comprend un récepteur mobile, dont la position spatiale est différente de celle de l'émetteur fixe. Dans le cas de la diffusion acoustique vers l'avant, la réponse temporelle peut présenter des difficultés d'analyse à cause des interférences entre l'émission incidente directe, les réflexions sur l'objet d'étude et le rayonnement des ondes

se propageant sur la cible. Pour remédier à cela, la pose d'une plaque absorbante (§2.2.2) pour certains angles azimutaux permet d'atténuer le faisceau d'émission directe.

Les calculs théoriques des diagrammes angulaires dans le cas d'une sphère solide montrent une amplitude importante de la pression diffusée dans la zone de diffusion vers l'avant [20]. Les expériences effectuées sur des sphères permettent également le tracé de diagrammes angulaires de diffusion [13], [40].

2.4.1 *Diagramme angulaire*

Théoriquement, les diagrammes angulaires de la pression diffusée peuvent être tracés pour des fréquences données pour une sphère rigide ainsi que pour une sphère pleine élastique. Nous avons choisi de considérer, pour chaque angle de bistatisme, la fréquence centrale des transducteurs utilisés, soit une fréquence de 200 kHz ($ka = 51,3$). Les diagrammes angulaires théoriques de la Figure 26a sont obtenus à partir du module de la fonction f complexe (équation 1.14 §1.4.2.1). Un lobe de forte amplitude dans la zone d'ombre est observé pour un angle de bistatisme de 0°. La présence de ce lobe a également été observé dans les travaux théoriques de Faran [20], Gaunaurd et Überall [18] , ou expérimentalement avec Hampton [40]. Il est à noter que l'amplitude de ce lobe varie peu entre une sphère rigide et une sphère pleine élastique (Figure 26a). Cela permet de montrer que l'onde principalement à l'origine de ce phénomène se propage à l'interface de l'objet et du milieu environnant.

Expérimentalement, pour chaque angle azimutal θ, un signal temporel est enregistré. La transformée de Fourier est ensuite appliquée à celui-ci. Pour chaque spectre de pression diffusée ainsi obtenu, nous relevons la valeur calculée à une fréquence choisie. Un diagramme angulaire de pression est tracé à cette fréquence. Pour une fréquence centrale de transducteur f=200 kHz, le diagramme angulaire de pression est présenté sur la Figure 26b. Ce résultat montre un lobe d'importante amplitude dans la zone d'ombre de l'objet. L'échelle des intensités diffère de celle de la Figure 26a puisque, lors des expériences effectuées, l'amplitude du signal enregistré est en Volt alors que le résultat théorique correspond au module de la fonction f complexe. Les unités étant différentes, la comparaison est qualitative. Sur la Figure 26b, les résultats expérimentaux situés entre 175° et 185°, c'est-à-dire aux alentours de l'axe d'émission de l'onde incidente, ne sont pas pris en compte. En effet, les mesures expérimentales en

configuration bistatique ne sont pas exploitables pour des angles de bistatisme θ au voisinage de 180° (rétrodiffusion), lorsque le récepteur passe devant l'émetteur.

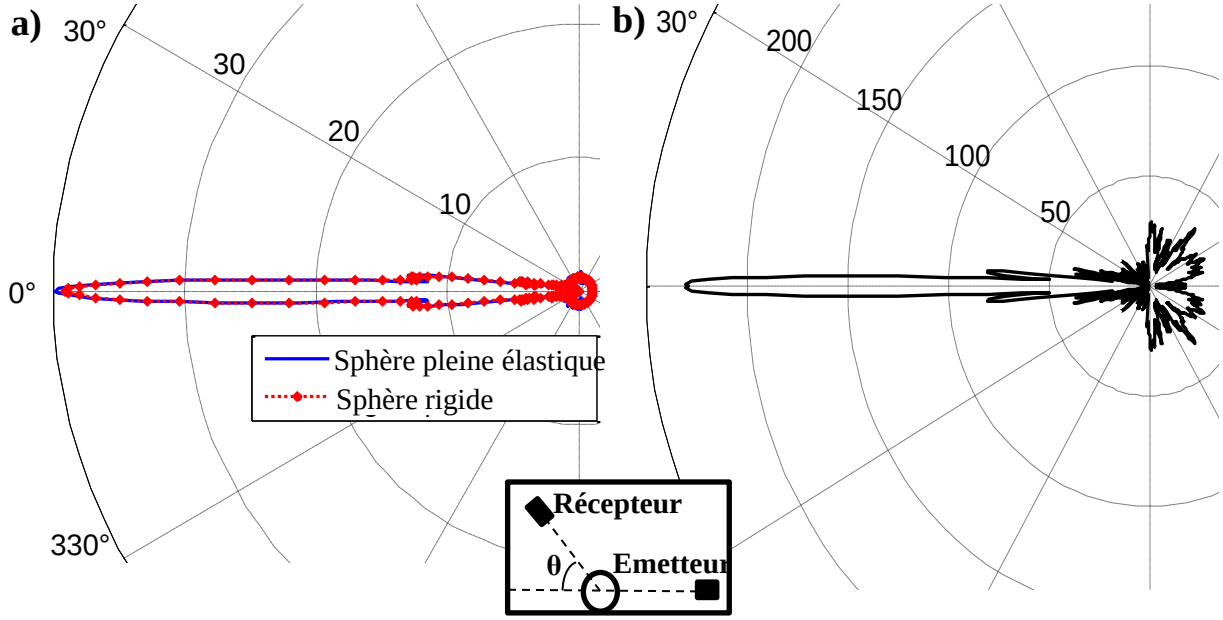


Figure 26 : a) Diagramme angulaire théorique pour une sphère pleine élastique et pour une sphère rigide à 200 kHz, b) diagramme angulaire expérimental pour une sphère pleine à 200 kHz.

Finalement, la comparaison qualitative des Figure 26a et Figure 26b permet de conclure sur la présence d'un lobe localisé de forte intensité centré autour d'un angle θ égal à 0°. L'accord entre les deux figures est bon. Cela, avec le fait que les transducteurs aient un diamètre deux fois plus petit que celui de la sphère, soutient l'affirmation selon laquelle expérimentalement ce phénomène n'est pas dû à l'émission directe. De plus, l'intensité du lobe dans la zone d'ombre est au moins 3 à 4 fois supérieure aux intensités rencontrées à n'importe quel autre angle de bistatisme. Par conséquent, ce résultat démontre la pertinence et la nécessité de s'intéresser à ce phénomène dans la zone d'ombre.

2.4.2 *Pression calculée avec et sans approximation de champ lointain*

Avant de poursuivre sur l'identification du mécanisme physique générant cet écho de forte amplitude dans la zone d'ombre, il est important de s'intéresser d'abord à ce phénomène d'un point de vue purement fréquentiel. En effet, il est nécessaire de montrer de manière générale que ce phénomène n'est pas causé par une ou plusieurs résonances. Par conséquent, seule l'étude dans la zone d'ombre, pour un angle de bistatisme θ égal à 0°, est considérée. Emetteur, objet et récepteur sont donc théoriquement parfaitement alignés.

2.4.2.1 Analyse en champ lointain (θ = 0°)

Dans un premier temps, pour mener à bien une étude fréquentielle, une étude en champ lointain est effectuée avec l'hypothèse d'une onde incidente plane (§1.4.2.2), afin de s'affranchir de la dépendance des résultats vis-à-vis des distances r_0 et r (respectivement les distances entre l'émetteur et le centre acoustique de l'objet, et entre le centre acoustique de l'objet et le récepteur). L'amplitude du module de la fonction de forme complexe f_∞ en fonction de la fréquence réduite ka pour une sphère pleine et pour une sphère rigide est présentée sur la Figure 27. Celle-ci a été calculée à $\theta = 0°$ en considérant l'équation (1.16). L'amplitude du lobe principal dans la zone d'ombre ne cesse d'augmenter linéairement suivant la fréquence réduite dans le cas de la sphère rigide (Figure 27). Pour la sphère pleine élastique, l'amplitude croît en oscillant autour des valeurs obtenues pour la sphère rigide sur la Figure 27, pour toutes les fréquences réduites considérées dans notre calcul entre 0,1 et 90.

De plus, pour chaque fréquence, le maximum du module de la fonction de forme complexe f_∞ pour les angles de bistatisme θ compris entre 20° et 340° (cas de la sphère pleine élastique) a été calculé et reporté sur la Figure 27. L'intérêt de ce calcul est de confirmer l'importance du rayonnement dans la zone non éclairée par le faisceau incident pour toutes les fréquences réduites comprises entre 0,1 et 90. Pour ce faire, nous comparons le plus fort rayonnement acoustique pour tous les angles de bistatisme compris entre 20° et 340° avec le rayonnement acoustique observé à l'angle de bistatisme de 0°, pour une sphère pleine élastique (Figure 27).

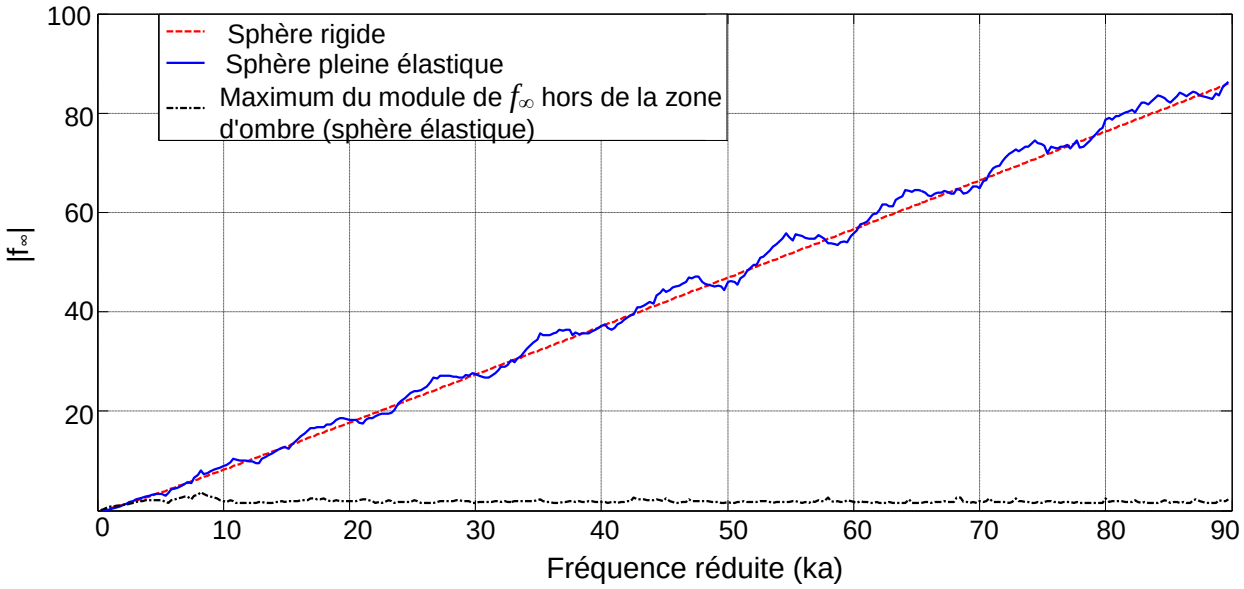


Figure 27: Evolution de l'amplitude du lobe dans la zone d'ombre calculée avec l'hypothèse du champ lointain (θ = 0°).

Ce constat, selon lequel la pression diffusée augmente suivant la fréquence, est difficile à interpréter d'un point de vue expérimental. En effet, cette évolution linéaire suivant la fréquence semble continuer indéfiniment. Une explication à cette observation se trouve dans la forme du lobe de forte amplitude dans la zone d'ombre, qui est un phénomène à la fois plus intense, mais également de plus en plus localisé à mesure que des fréquences élevées sont considérées (ce phénomène est particulièrement visible dans le Chapitre IV). Cette évolution linéaire et a priori constante du module de la fonction de forme f_∞ peut donc s'interpréter comme une focalisation de l'énergie incidente en un point donné d'observation θ=0° (au détriment de l'énergie rayonnée dans les autres directions d'observation).

De plus, nous constatons que ce phénomène de lobe important dans la zone d'ombre est clairement prépondérant comparé au champ de pression rétrodiffusé (pour θ compris entre 20° et 340°) à partir d'une fréquence réduite *ka* égale à 7. En effet, à partir de cette fréquence le maximum d'amplitude du diagramme angulaire hors de la zone d'ombre est relativement constant autour d'une valeur de 3 et 4 en fonction de la fréquence tandis que l'amplitude du lobe pour θ égal à 0° croit de façon quasi-linéaire.

Enfin, ce phénomène de différence d'amplitude n'est pas dû à une ou plusieurs résonances puisque ce dernier cas correspondrait, pour une sphère élastique, à des maxima et des minima locaux très marqués, ce qui n'est pas observable sur la Figure 27.

2.4.2.2 Influence de la distance d'observation sur l'amplitude du lobe en diffusion vers l'avant

Les résultats obtenus précédemment permettent une première analyse du phénomène observé en zone d'ombre et montrent à la fois son importance et son évolution en fonction de la fréquence. En vue d'affiner l'analyse et de confirmer les tendances observées précédemment, on se propose maintenant d'implémenter le calcul de la pression diffusée par la sphère à l'aide de la théorie exacte de l'élasticité, sans recourir à l'approximation de champ lointain pour les fonctions Hankel (§1.4.2.1).

On se place donc dans les conditions de configuration expérimentale pour lesquelles l'hypothèse du champ lointain n'est pas respectée. Dans le calcul théorique du module de la fonction *f*, on prend désormais en compte théoriquement les distances r_0 et r (respectivement la distance entre la source et le centre de l'objet et la distance entre le centre de l'objet et le récepteur). L'équation 1.14 du paragraphe §1.4.2.1 fait ainsi intervenir les fonctions de Hankel sphériques sans utiliser d'approximation dans la limite asymptotique kr et $kr_0 \rightarrow \infty$. Afin d'éviter de faire varier à la fois r_0 et r, nous choisissons de fixer r_0 très grand (hypothèse d'onde plane incidente), et de faire varier r. Cela permet donc de réaliser une étude paramétrique sur un des deux paramètres (r_0 ou r) et d'observer les effets de la distance entre récepteur et centre de l'objet lorsque le champ lointain n'est pas atteint. De plus, puisque la distance expérimentale entre l'émetteur et le centre de l'objet est suffisante pour se considérer en champ lointain par rapport à l'émission, l'étude paramétrique ainsi traitée est pertinente et représentative de l'expérience. Les résultats, calculés pour des distances comprises entre le centre de l'objet et le récepteur égales à 0,5 m, 0,77 m (distance utilisée lors de l'expérience), 1,0 m, 1,5 m, et 20000 m (équivalent au champ lointain), sont présentés sur la Figure 28. Les calculs sont effectués pour une sphère élastique pleine (Figure 28a) et pour une sphère rigide (Figure 28b), où les courbes montrent l'amplitude des signaux théoriques obtenus dans la zone d'ombre en fonction de la fréquence réduite ka.

Les Figure 28a et Figure 28b montrent l'amplitude du module de la fonction complexe *f* issue de la théorie (sans approximation liée au champ lointain) en zone d'ombre pour la sphère pleine élastique et pour la sphère rigide, respectivement. Contrairement à ce qui peut être observé sur la Figure 27 (avec des calculs basés sur l'hypothèse de champ lointain avec approximation des fonctions de Hankel), le module de la fonction *f* calculé ne montre plus une dépendance linéaire en fonction de la fréquence au-delà d'une fréquence réduite

d'approximativement 40 mais une décroissance de niveau qui s'accentue au fur et à mesure que la distance *r* diminue, c'est-à-dire à mesure que l'on tend vers le champ proche.

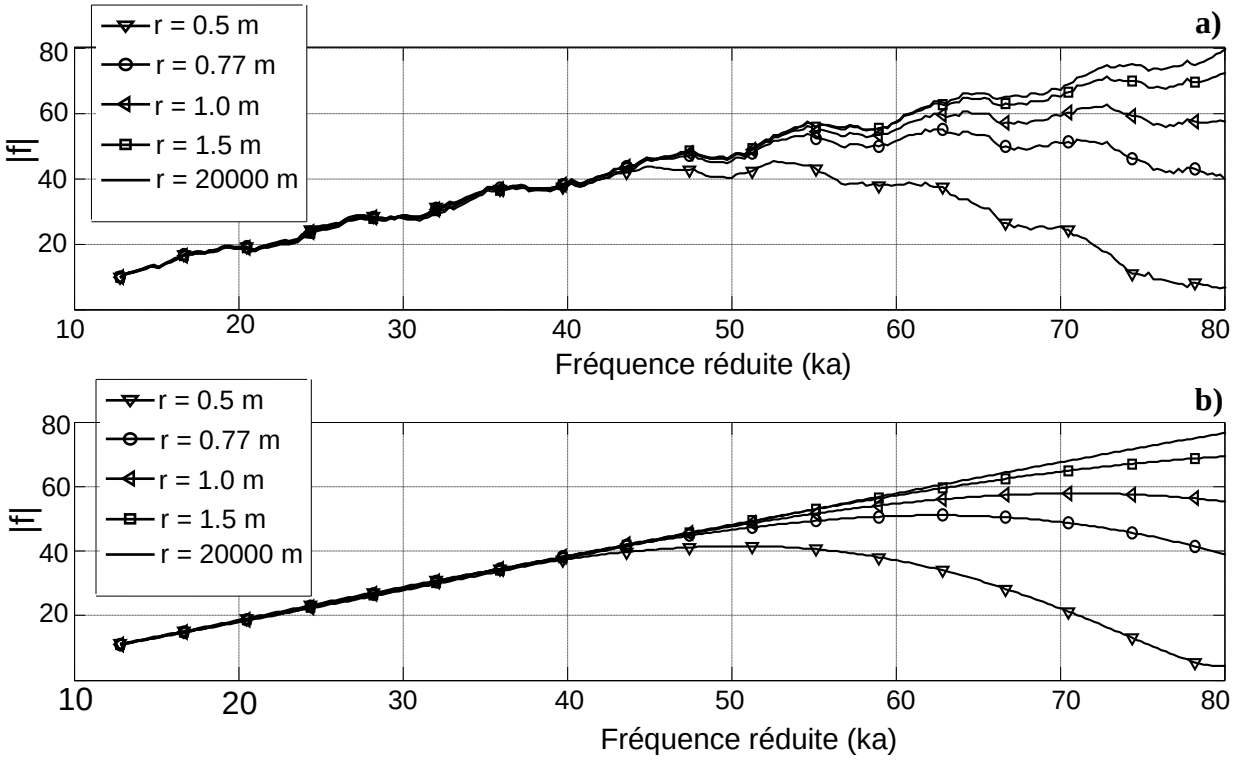


Figure 28: Evolution de l'amplitude dans la zone d'ombre calculée avec application de la solution exacte (sans approximation des fonctions de Hankel en champ lointain) a) pour une sphère pleine élastique et b) pour une sphère rigide.

A contrario, plus la distance r augmente, et plus les résultats se rapprochent de la courbe obtenue pour *r* = 20000 m, c'est-à-dire en champ lointain (cette courbe donne des résultats équivalents à ceux des courbes de la Figure 27 avec l'approximation de champ lointain). Par conséquent, ces calculs fournissent un bon indicateur pour savoir si le récepteur se trouve dans la zone de champ lointain. A signaler qu'il pourrait s'agir d'un autre critère de champ lointain, toutefois différent de celui exposé au §1.3.2.1 (équation 1.2). Avec les calculs menés pour différentes valeurs de *r*, on voit que le récepteur utilisé (situé à une distance *r* du centre de l'objet égale à 0,77 m) ne se trouve pas en champ lointain de l'objet. Par conséquent, nous ne pouvons pas appliquer de calculs comportant l'approximation en champ lointain pour les comparaisons directes entre expérience et théorie (§2.4.3). Néanmoins, même si l'analyse menée montre que la condition de champ lointain n'est pas atteinte pour notre transducteur récepteur dans le dispositif expérimental, c'est bien le calcul théorique en champ lointain

(Figure 27) qui a permis d'affirmer que le lobe de forte amplitude dans la zone d'ombre n'était pas dû à un phénomène de résonance. Il n'est en effet pas possible de faire ce constat en considérant la Figure 28. Enfin, il est utile de noter que dans les calculs précédents, la bande passante liée à la chaîne de mesure n'a pas été prise en compte.

2.4.3 *Analyse temporelle en zone d'ombre*

Le calcul des signaux temporels théoriques est décrit au §2.3.1. Les signaux temporels théoriques bistatiques sont ainsi calculés pour une sphère rigide (Figure 29a) et pour une sphère pleine élastique (Figure 29b), pour un angle de bistatisme θ égal à 0°.

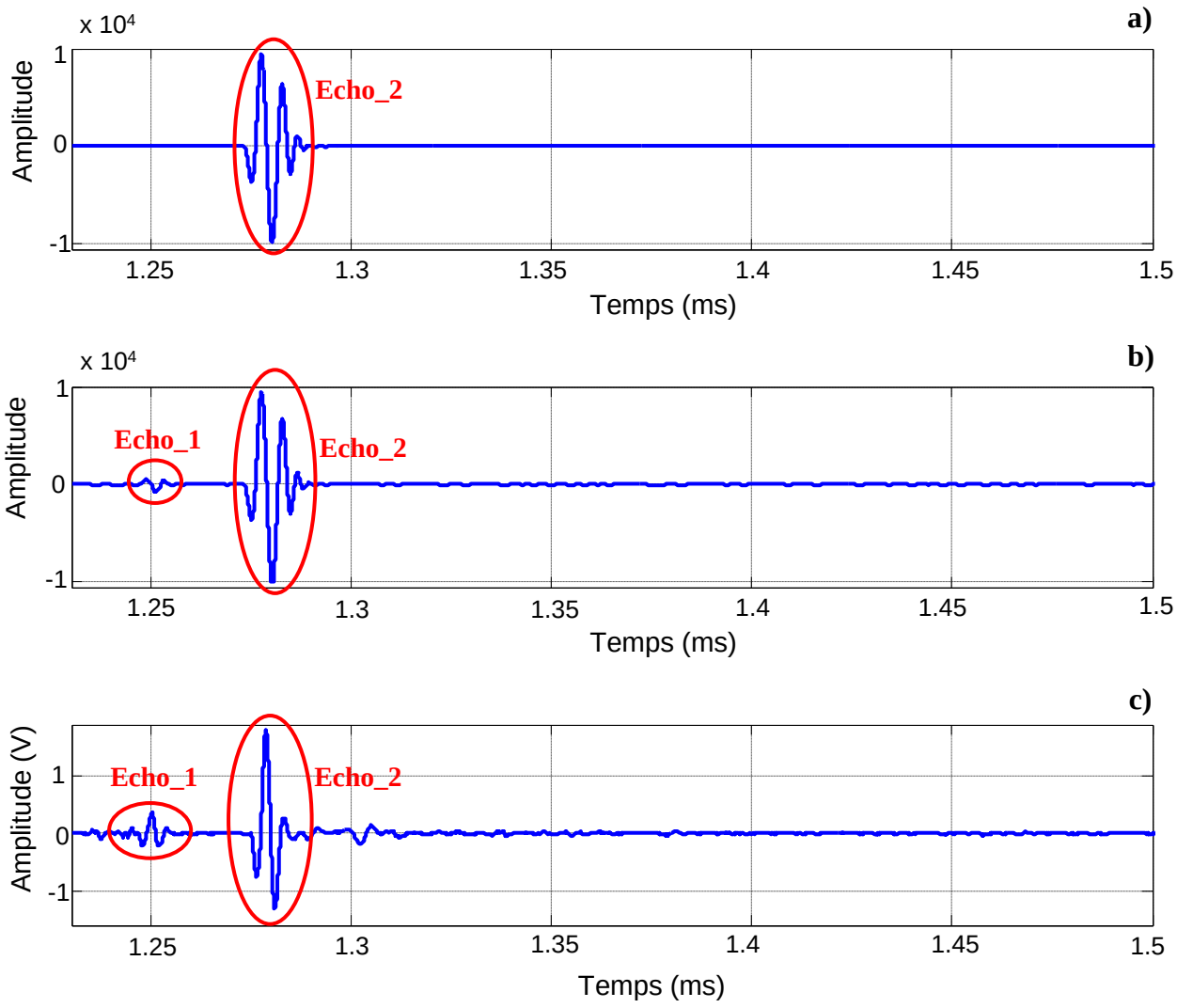


Figure 29: Signaux temporels pour un angle de bistatisme de 0° a) calculé théoriquement pour une sphère rigide, b) calculé théoriquement pour une sphère pleine élastique, c) obtenu expérimentalement avec une sphère pleine.

Ces graphiques mettent en évidence deux phénomènes intéressants. Tout d'abord, sur la Figure 29b, dans l'intervalle de temps compris entre 1,24 ms et 1,26 ms, il y a présence d'un premier écho (noté echo_1 par la suite) sur le signal temporel théorique pour la sphère pleine élastique. Cet écho n'est pas observable sur la Figure 29a pour une sphère rigide ; rappelons qu'il s'agit d'un corps impénétrable dans lequel aucune onde ne peut se propager. Ainsi, on peut déduire que l'echo_1 est dû à une onde de surface qui se propage à l'intérieur de la sphère.

Ensuite, un deuxième point important réside dans l'écho dénommé l'echo_2 dont l'intensité est la plus importante au sein du signal temporel complet. Cet écho est aussi bien observé théoriquement pour une sphère rigide (Figure 29a) que pour une sphère pleine élastique (Figure 29b) pour des instants compris entre 1,275 ms et 1,29 ms. Un tel écho correspond à une onde d'interface solide/fluide qui suit la courbure de l'objet, qu'il soit élastique ou rigide. Etant donné qu'une sphère rigide n'a aucun comportement résonant, l'onde responsable de l'apparition de l'echo_2 ne dépend pas de l'élasticité de l'objet.

De plus, l'amplitude de cet écho calculée théoriquement est quasiment identique pour les types de sphères rigide et pleine élastique, comme le montre les résultats des Figure 29a et Figure 29b. L'echo_2 est à l'origine d'une forte réponse acoustique en diffusion dans la zone d'ombre. Le signal temporel expérimental relevé dans la zone d'ombre pour un angle de bistatisme θ égal à 0° est présenté sur la Figure 29c. Ce graphe confirme bien la réalité du premier écho présent entre 1,22 ms et 1,26 ms, suivi par un second écho d'amplitude bien plus importante qui est situé entre 1,275 ms et 1,29 ms. Ces échos observés expérimentalement correspondent à l'echo_1 et à l'echo_2, et montrent un bon accord avec le signal temporel théorique de la Figure 29b.

Il est à noter que l'observation puis l'interprétation de certains signaux temporels en zone d'ombre est traité théoriquement pour le cas d'une sphère creuse dans les travaux de S. G. Kargl et al. [43]. Une partie de ses résultats traitent notamment de l'identification des ondes responsables de l'équivalent (pour une sphère creuse) des echo_1 et echo_2 [43]. L'onde de Franz est identifiée, et ce résultat nous confortera dans la démarche et les interprétations de la section suivante, qui traite de l'origine des ondes associées à echo_1 et à echo_2. Néanmoins, il s'agit d'une sphère creuse et certaines ondes (comme les quasi-ondes de Lamb) n'existent pas dans le cas d'une sphère pleine et ne sont pas à prendre en compte pour notre étude.

2.4.4 *Identification des ondes pour une sphère pleine*

Dans cette section l'analyse des temps de vol et la détermination des célérités permet l'identification des ondes à l'origine des deux échos observés précédemment dans la zone de diffusion vers l'avant.

2.4.4.1 Analyse des signaux temporels bistatiques

Les signaux temporels expérimentaux sont assemblés et représentés en niveaux de gris sur la Figure 30a pour mieux rendre compte des amplitudes des ondes diffusées par l'objet. Cette figure montre les trajectoires des échos pour un angle de bistatisme compris entre 0° et 80° avec un pas angulaire de 0,25°. Le dégradé des niveaux de gris a été choisi de manière à ce que l'amplitude la plus grande corresponde au niveau le plus clair.

L'échelle associée aux niveaux de gris est définie pour des valeurs mesurées au niveau du transducteur en réception comprises entre -0,1 V et 0,1 V afin de créer un effet de contraste. Cela permet de mieux déterminer les trajectoires des ondes à l'origine des échos (echo_1 et echo_2) mis en évidence au paragraphe précédent. Etant donné que seuls les échos de plus forte amplitude sont pris en considération dans cette étude, la fenêtre temporelle est centrée sur les échos mentionnés au §2.4.3 et observés sur la Figure 29. Pour θ=0° sur la Figure 30a, les intitulés des échos, echo_1 et echo_2, sont indiqués. Lorsque l'angle de bistatisme θ augmente, deux trajectoires d'ondes distinctes se forment pour chacun des échos observés.

Après observation de la Figure 30a, plusieurs trajectoires à priori linéaires sont mises en évidence pour plusieurs échos (et annotés « Rayon A, A', B et B' » sur la figure). Ces trajectoires permettent d'établir l'hypothèse selon laquelle il existe une relation simple liant le temps et l'angle de bistatisme pour les ondes responsables des échos annotés « echo_1 » et « echo_2 ». Une première justification de cette hypothèse se trouve dans les travaux de Stoyanov et. al. [44]. Bien que cet article traite de la propagation d'ondes de surface sur la circonférence du cylindre (vu en 2D) et met en évidence le retard temporel de ces ondes en fonction de la position d'observation considérée, le même raisonnement peut être appliqué pour

des sphères (d'un point de vue 2D dans un premier temps ; il est ensuite possible de généraliser ces résultats à un point de vue en 3D).

Comme les echo_1 et echo_2 sont le résultat d'ondes de surface, un tel comportement peut s'expliquer en considérant les équations 2.2 et 2.3, qui fournissent une relation linéaire entre Δt et $|\theta|$ [44]:

$$\Delta t = t_{\theta} - t_{\theta=0°} \tag{2.2}$$

$$c_{onde} = \frac{a|\theta|}{\Delta t} \tag{2.3}$$

c_{onde} étant la vitesse de groupe de l'onde étudiée. Sur la trajectoire des rayons notés A et A' (Figure 30a), 20 points de mesure ont été prélevés entre $\theta = 0°$ et $\theta = 25°$, où la précision est meilleure pour la sélection de ces points expérimentaux. En effet, plus on s'éloigne de la zone d'ombre et plus le front d'onde est diffus, ce qui nuit à la précision des choix des points de mesure. Les pentes des deux droites sont calculées par régression linéaire.

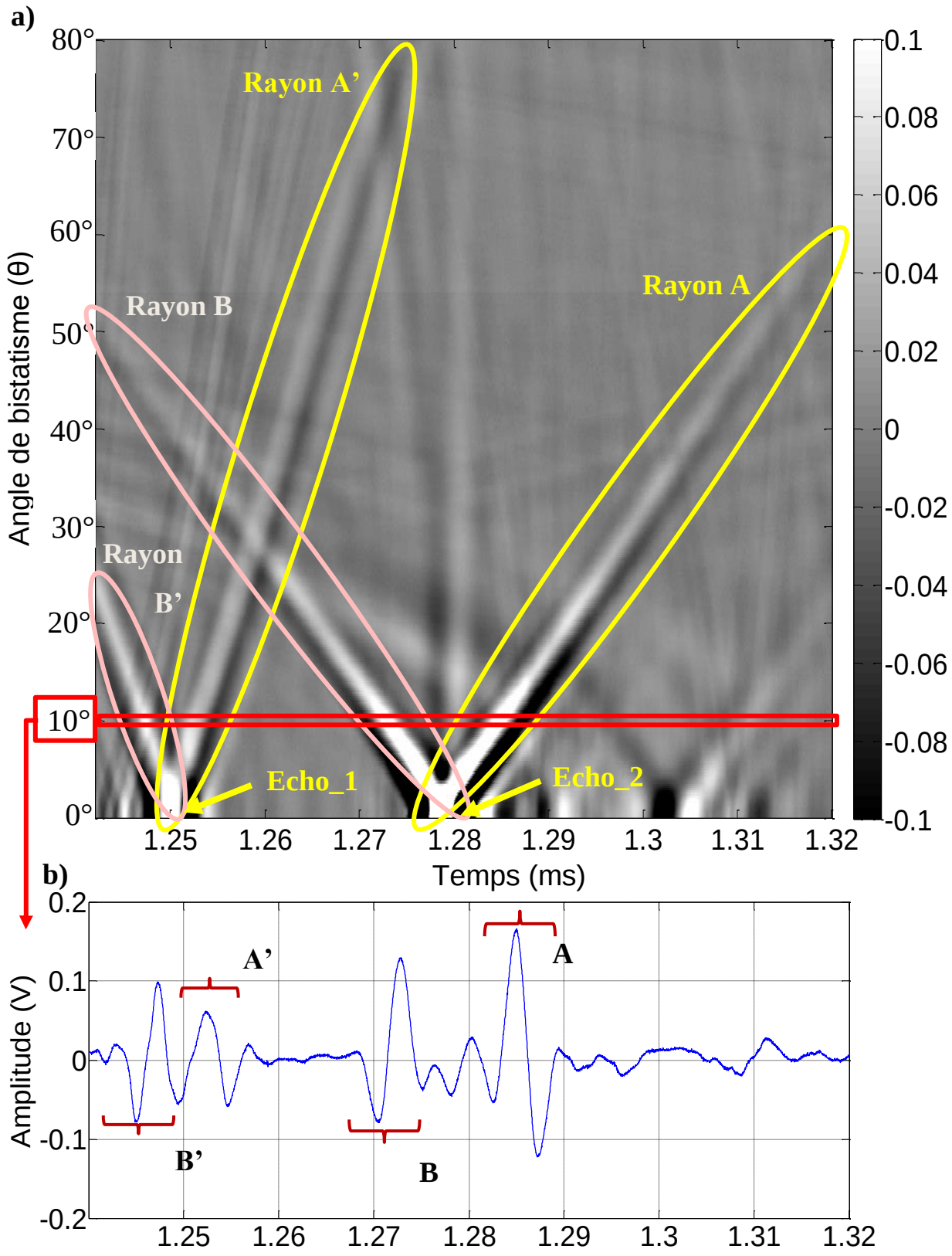


Figure 30: a) Evolution temporelle des échos expérimentaux en fonction de l'angle de bistatisme, b) Signal temporel pour un angle de bistatisme de 10°.

Ainsi, le facteur $\frac{|\theta|}{\Delta t}$ est obtenu pour chaque écho : $\frac{|\theta|}{\Delta t} = 3,2893\ 10^6\ \text{deg}/s$ pour le rayon incident A', et $\frac{|\theta|}{\Delta t} = 1,427\ 10^6\ \text{deg}/s$ pour le rayon incident A.

Après calculs, la vitesse de groupe de l'onde à l'origine de echo_1 et du rayon A' est égale à 3445 m/s tandis que celle liée à l'echo_2 et au rayon incident A est de 1494 m/s.

2.4.4.2 Identification de l'onde à l'origine de l'écho_1

Pour identifier l'onde à l'origine de l'echo_1, une analyse du comportement modal est menée à bien via la théorie de l'élasticité. Ainsi, pour chaque mode *n* compris entre 100 kHz et 500 kHz, plusieurs fréquences de résonance réduites k_{res} correspondant à chaque famille d'onde *l* (§1.3.3) sont relevées et enregistrées. Les vitesses de phase sont ainsi calculées avec l'équation 1.17 au §1.4.4 et sont présentées sur la Figure 31a.

Par définition, la vitesse de groupe d'une onde est égale à $d\omega/dk$, pour de faibles variations de la variable *k*. Cette définition peut être approchée pour une onde donnée comme l'a décrite N. Touraine dans son étude [46] pour de faibles variations de la variable k également. En pratique, cette condition va nous pousser à interpoler les courbes de la Figure 31a afin d'avoir des valeurs de fréquence réduite *ka* tous les 0.1. L'expression approchée est celle de l'équation 1.18, §1.4.4. Elle permet de tracer sur la Figure 31b la vitesse de groupe en fonction de la fréquence de résonance réduite *ka* pour les ondes notées l=1, l=2, l=3 et l=4 (seul 1 point sur 20 est affiché sur chacune des courbes par soucis de clarté).

Dans le cas de l'objet étudié, une sphère de 12 cm de diamètre, la fréquence réduite correspondante à 200 kHz est égale à 51,3. La fréquence de 200 kHz est ici considérée pour l'identification de l'onde car il s'agit de la fréquence centrale des transducteurs utilisés. Pour une fréquence de 200 kHz, l'onde responsable de la formation de l'echo_1 a une vitesse de groupe de 3445 m/s. Après report de ces coordonnées sur la Figure 31b, un point au voisinage de la courbe annotée l=2 est obtenue et permet l'identification de cette onde. Il s'agit donc d'une onde l =2 dite de « Galerie à échos » (l'identification l=2 est nécessaire car il y a plusieurs modes distincts d'onde de Galerie à échos). Pour une onde supersonique l donnée, l'angle

critique d'excitation θ_{crit} pour la génération de cette onde peut être calculé avec l'équation 1.19, §1.4.4. Ainsi, par interpolation des données théoriques de l'onde de Galerie à échos l =2 (Figure 31a), l'angle critique d'excitation est calculé et est égal à 19,8° pour 200 kHz.

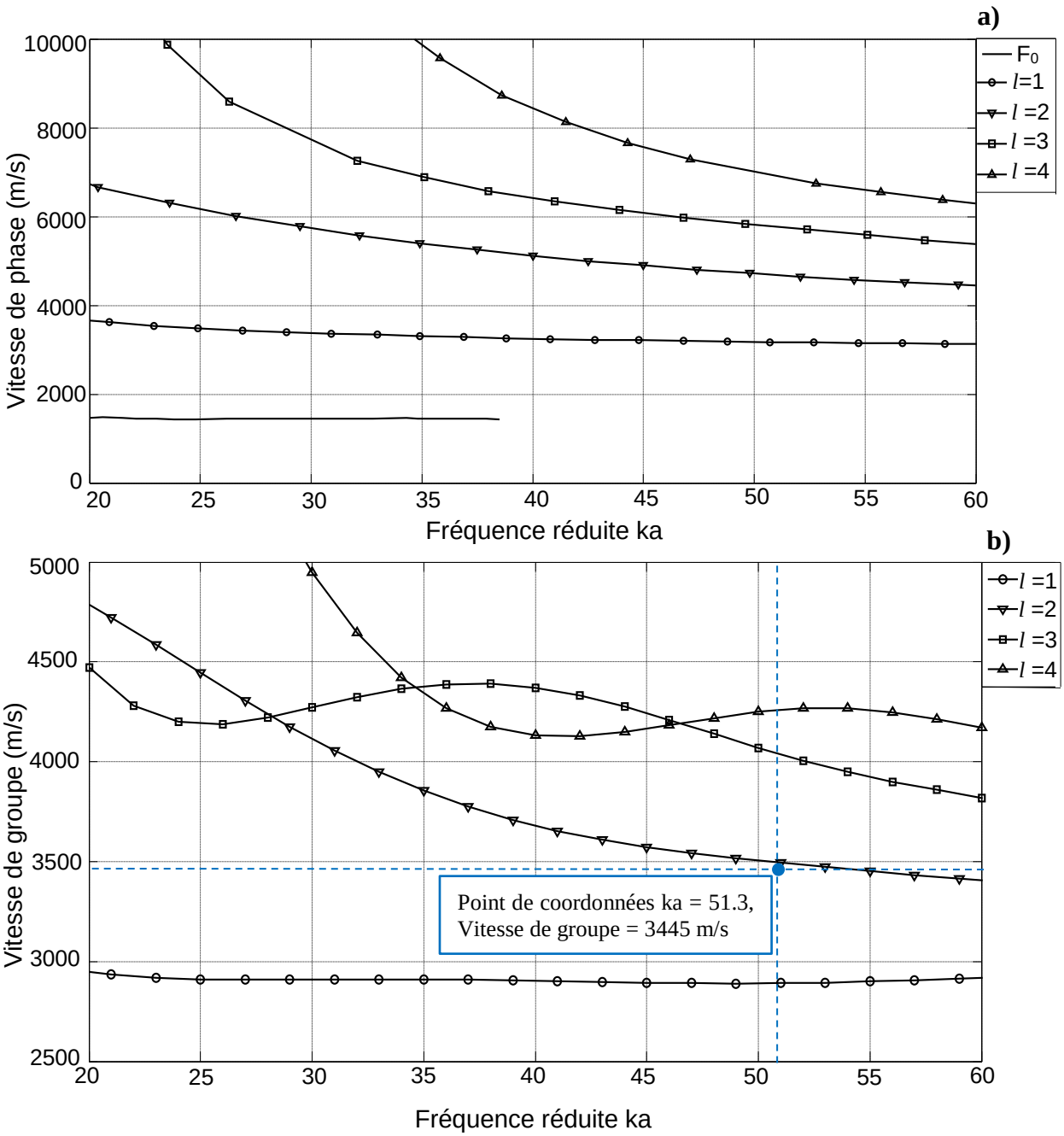


Figure 31 : Représentation pour une sphère pleine en acier inoxydable de a) la vitesse de phase en fonction de la fréquence réduite ka, et de b) la vitesse de groupe en fonction de la fréquence réduite ka.

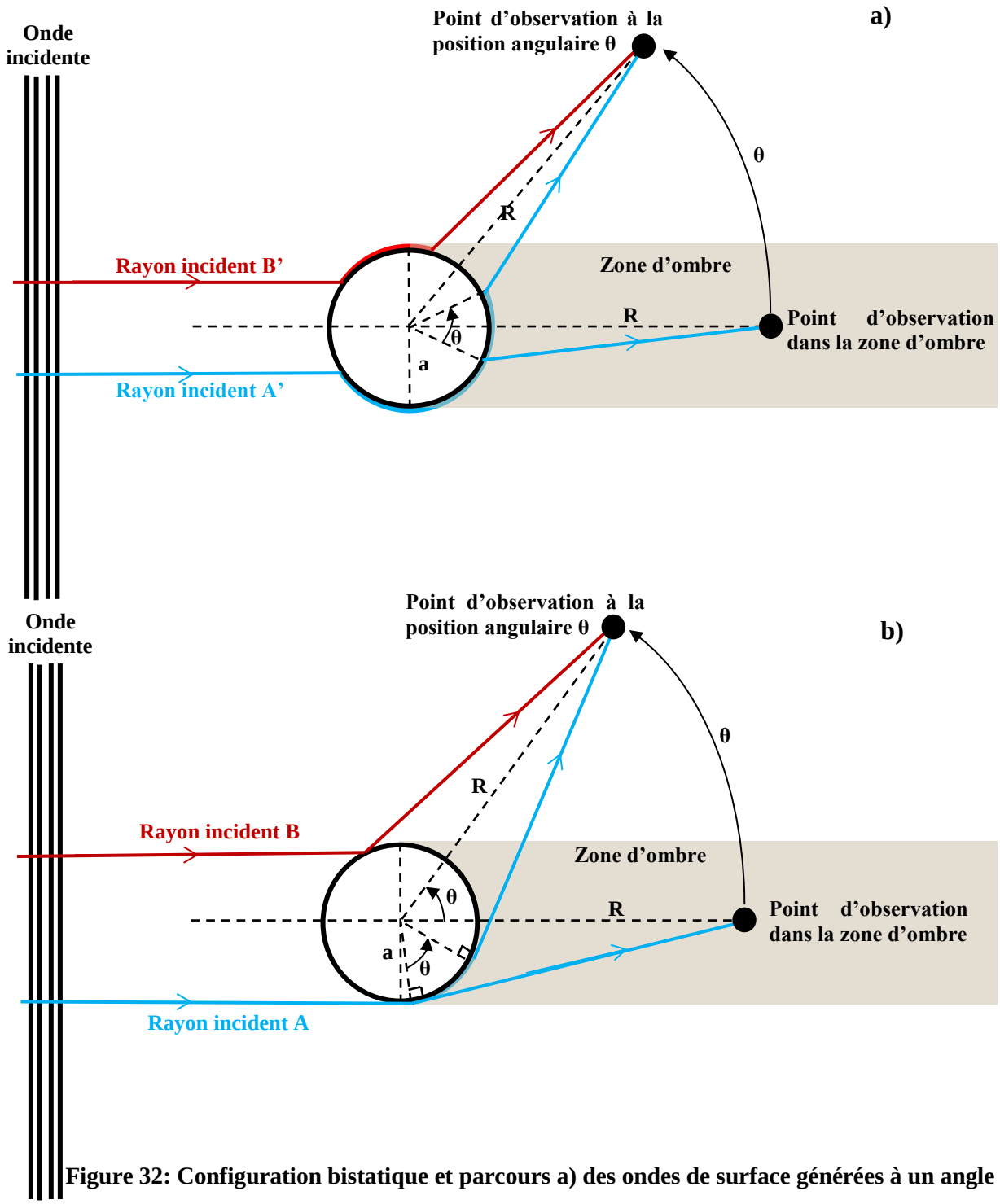


Figure 32: Configuration bistatique et parcours a) des ondes de surface générées à un angle critique particulier, et b) des ondes de surface générées tangentiellement à la sphère.

Les parcours des rayons (annotés rayons A' et B' sur la Figure 30a) à l'origine des trajectoires visibles provenant des echo_1 pour $\theta = 0°$ sont présentées sur la Figure 32a. Pour deux positions angulaires différentes du récepteur, la Figure 32a illustre le parcours du rayon A' qui génère une onde de surface à un angle critique donné. Cette onde de surface se propage

ensuite le long de la courbure de la sphère et émet dans la direction du point d'observation. Il est à noter que l'émission de rayonnement acoustique vers le point d'observation se produit suivant le même angle critique que l'angle critique d'excitation lors de la génération de l'onde. Le rayon B' se propage avec les mêmes conditions autour de la sphère mais dans la direction opposée à celle du rayon A'. Ainsi, le parcours du rayon B' est plus court lorsque θ augmente et par conséquent, l'écho lié à ce rayon apparaitra plus tôt que dans le cas de $\theta = 0°$.

Pour résumer les principaux points étayés dans les paragraphes précédents, l'onde responsable de l'echo_1 (et des rayons A' et B') se propage avec une vitesse de groupe égale à 3445 m/s. Cette onde est générée sur l'objet et est réémise dans l'eau à un angle critique de 19,8°. Il s'agit d'une onde de Galerie à échos l =2 qui se propage à la surface de l'objet et qui dépend de l'élasticité du matériau (§1.2.1).

2.4.4.3 Identification de l'onde à l'origine de l'écho_2

L'onde responsable de la génération du deuxième écho (echo_2 pour $\theta = 0°$), qui a une vitesse de groupe de 1494 m/s et peut se propager à l'extérieur de l'objet le long de sa surface courbe sans tenir compte de son élasticité, est une onde de Franz (§1.2.2). Le parcours du rayon (incident puis réémis) à l'origine de echo_2 est représenté par le rayon incident A sur la Figure 32b.

L'identification de cette onde, principale responsable de l'important écho dans la zone d'ombre nécessite l'appui des travaux de R.H. Hackman and G. S. Sammelmann [47]. Les vitesses de groupe liées aux ondes de Franz s'obtiennent en calculant les racines de l'équation 2.4 [48] :

$$h_n(ka)' = 0 \qquad (2.4)$$

Le travail de recherche de R. H. Hackman et D. S. Sammelmann [47] nous facilite la recherche de solutions précises en indiquant des valeurs d'initialisation pertinentes suivant que le calcul porte sur l'onde F_0 ou sur l'onde F_1, par exemple. En effet, l'équation 2.4 est difficile à résoudre à cause des termes complexes, nécessitant une résolution dans le plan complexe, et

dont la méthode de résolution la plus commune est itérative (et par pivot de Gauss). De plus, pour un mode d'onde de Franz donné, la résolution de l'équation 2.4 pour un mode *n* donnée de l'équation de Hankel sphérique *h* fournit une unique racine complexe (correspondant à une fréquence de résonance pour un mode donné de l'onde de Franz, onde F_0 ou onde F_1, par exemple). Une telle méthode de calcul requiert une initialisation du calcul en choisissant « arbitrairement » une première valeur de racine complexe. Toutefois, il existe plusieurs racines possibles pour l'équation 2.4, suivant le mode de l'onde de Franz considérée. Une initialisation pour h_0 aussi proche que possible de la solution recherchée est nécessaire afin de résoudre le mode d'onde de Franz souhaité (une mauvaise initialisation aiguillera la résolution numérique vers un autre mode d'onde de Franz).

Après validation du programme numérique par comparaison entre les racines complexes obtenues numériquement pour les ondes F_0 et F_1 et celles obtenues par les auteurs de la référence [47], on obtient les parties réelles des racines complexes de l'onde de Franz qui correspondent aux fréquences réduites de résonance. Cela permet le calcul de la vitesse de phase (équation 1.17), et également, des vitesses de groupe (équation 1.18) de chaque mode de Franz en fonction de la fréquence. Théoriquement, la vitesse de groupe de l'onde de Franz F_0 tend asymptotiquement vers une célérité inférieure à celle de la vitesse du son dans l'eau sans jamais la dépasser (Figure 33a). En effet, si la vitesse du son dans l'eau retenue pour le calcul est de 1470 m/s, la vitesse de groupe de l'onde de Franz F_0 tend vers une valeur comprise entre 1463 m/s et 1470 m/s. L'onde de Franz F_1 tend asymptotiquement de manière similaire vers une vitesse de groupe inférieure à celle de la F_0, en dessous de 1460 m/s (Figure 33b). A la fréquence de 200 kHz, la vitesse de groupe théorique pour l'onde F_0 est égale à 1456 m/s, tandis que la vitesse de groupe théorique de l'onde F_1 est égale à 1430 m/s. Ainsi, en prenant en compte l'incertitude des mesures expérimentales (1494 m/s à +/- 40 m/s, incertitude estimée suite aux relevés expérimentaux effectués sur la Figure 30a au niveau du rayon A, pour le calcul de la vitesse de groupe de l'onde à l'origine de echo_2), le principal mécanisme responsable du lobe d'amplitude importante dans la zone d'ombre peut être identifié comme étant lié à la diffusion d'une onde de Franz de type F_0. Nous pouvons notamment utiliser les travaux de G. Maze et al. [7], qui permettent de relier la vitesse de groupe des ondes de Franz à leur atténuation. Il en résulte qu'une onde de Franz est d'autant plus atténuée que sa vitesse de propagation est faible, ce qui implique que l'onde de Franz F_0 est moins atténuée que l'onde de Franz F_1.

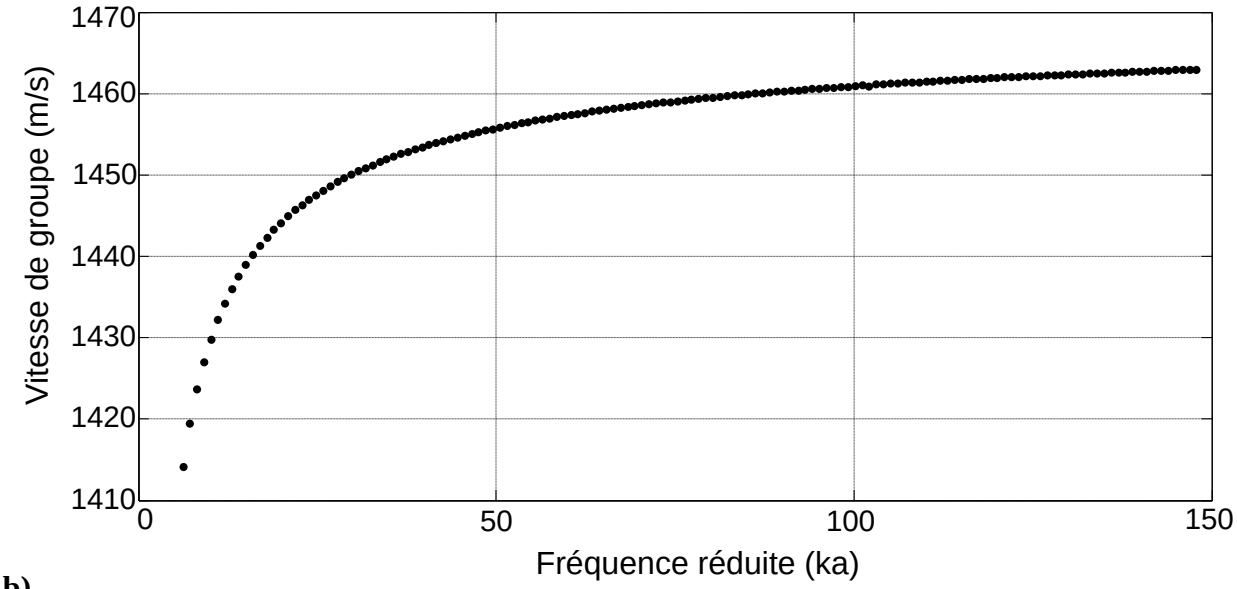
La Figure 32b décrit le parcours du rayon incident A qui génère tangentiellement une onde de Franz F_0, pour deux positions angulaires du récepteur. Un tel cas d'étude implique que le

récepteur s'éloigne du point où le rayon incident A génère une onde sur l'objet. Le second parcours correspond au rayon incident B dans la Figure 32b qui est réfléchi sur la sphère avant d'atteindre le récepteur à la position angulaire θ. Dès lors que le déplacement angulaire θ grandit, l'écho issu du rayon incident B apparaitra sur le signal temporel plus tôt que pour l'angle de bistatisme θ=0°. De plus, la Figure 32b illustre bien le phénomène de focalisation de l'onde de Franz F_0 (dont les trajectoires sont à prendre en compte en 3D pour une sphère pleine), affectant le récepteur au voisinage d'un angle θ=0°. Cela explique également la différence constatée entre l'amplitude du signal rétrodiffusé et celle importante du lobe observé en zone d'ombre (cf. Figure 26).

2.4.4.4 Comparaison des amplitudes des échos

Sur la Figure 30b, le signal temporel expérimental pour un angle de bistatisme θ=10° est présenté. L'amplitude de l'écho lié au rayon B' a une amplitude légèrement plus grande que l'écho lié au rayon A'. Cette observation est cohérente avec la distance parcourue par l'onde dans le cas du rayon B' qui a un trajet plus court de propagation sur l'objet que la propagation associée au rayon A' (Figure 32a). Puis, par comparaison avec le signal temporel situé en zone d'ombre (θ=0°) et introduit sur la Figure 29c, le signal temporel (θ=10°) visible sur la Figure 30b a une amplitude liée à l'écho A qui est fortement réduite. L'amplitude de l'écho A associé à l'important lobe dans la zone d'ombre et qui peut se propager sur une sphère rigide voit donc son intensité diminuer fortement et progressivement lorsque θ augmente (Figure 30a) et atteindre une amplitude proche du rayon réfléchi B sur la sphère. Cette onde de Franz liée à echo_2 (rayon A) présente un fort coefficient d'atténuation, qui est dû à un fort rayonnement dans l'eau dès qu'elle est générée. De plus la position du transducteur récepteur pour l'angle de bistatisme θ=0° favorise la réception de l'onde de Franz sur toute la couronne de la sphère ce qui permet de justifier l'amplitude importante de l'écho. Ces résultats expliquent l'importance du lobe observé dans la zone d'ombre, visible distinctement pendant quelques degrés seulement.

a)



b)

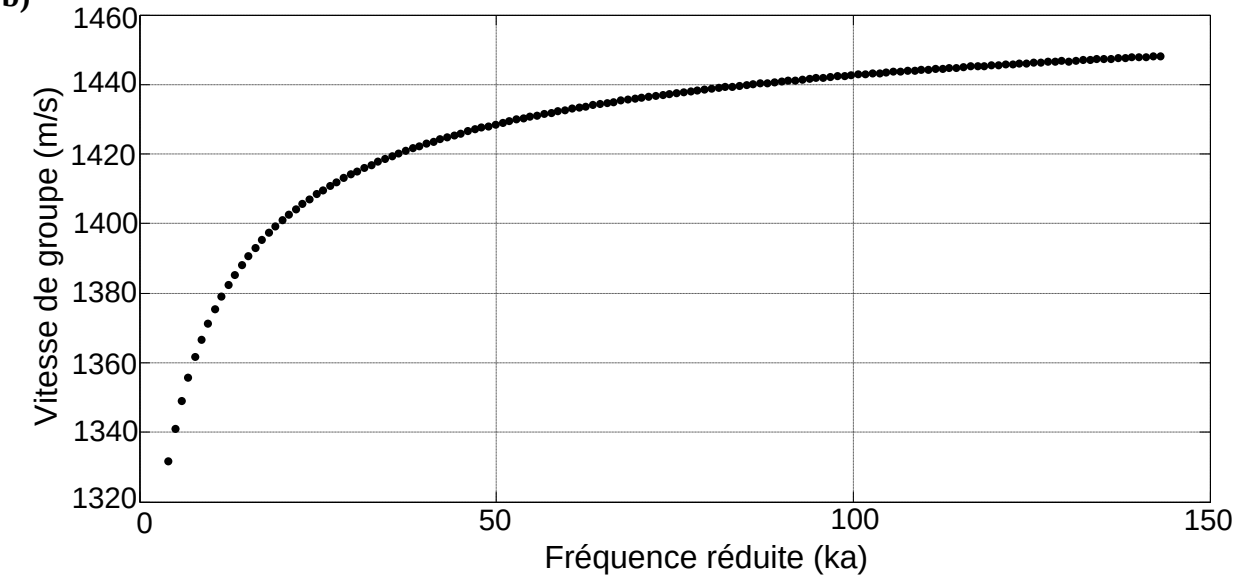


Figure 33: Vitesse de groupe de a) l'onde de Franz F_0, et de b) l'onde de Franz F_1.

2.5 Conclusion

Le calcul de la pression diffusée par une sphère solide permet de mettre en évidence un lobe de forte amplitude en diffusion vers l'avant. L'objectif de ce chapitre a été principalement l'étude expérimentale de ce phénomène de forte intensité en zone d'ombre. La théorie de l'élasticité utilisée dans les travaux de R. Hickling [21] permet le calcul du signal temporel de la pression diffusée à un angle de bistatisme donné, pour une sphère solide comme pour une sphère rigide. La configuration bistatique est étudiée pour l'angle de bistatisme particulier de 0° (zone d'ombre), pour lequel apparait un lobe localisé d'amplitude relativement importante. Des tracés issus de calculs théoriques permettent de s'assurer que ce lobe n'a pas pour origine l'élasticité de la sphère. Il s'agit en effet d'un comportement qui tend à s'amplifier continuellement en fonction de la fréquence. Il apparaît que, dans l'analyse (théorique et expérimentale) du signal temporel dans la zone d'ombre (θ=0°), deux échos temporels se démarquent par leurs amplitudes, révélant la présence d'au moins deux ondes. Au moyen d'une représentation en niveau de gris des signaux temporels expérimentaux et de considérations géométriques reliant linéairement le temps avec la position angulaire du transducteur en réception bistatique la vitesse de groupe de ces deux ondes a été calculée, permettant ensuite leurs identifications respectives. Ainsi, à partir de la comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux pour une sphère solide, il apparait que ce phénomène de forte amplitude dans la zone d'ombre semble être principalement généré par l'onde de Franz F_0, qui ne tient pas compte de l'élasticité du matériau de la sphère. Il est à noter également l'influence non-négligeable de l'onde de galerie à échos l =2, qui dépend fortement des caractéristiques du matériau support pour sa propagation.

Chapitre III

3 Etude de la diffusion acoustique par une LINE pleine

La diffusion acoustique vers l'avant d'un objet LINE immergé dans l'eau est l'objet d'étude de ce chapitre. Les résultats de l'étude effectuée sur la sphère dans le chapitre précédent sont étroitement liés à l'étude du rayonnement vers l'avant de la LINE. Une première analyse est menée avec une LINE excitée axialement sur sa partie sphérique, ce qui nous permet de raisonner directement par rapport aux résultats obtenus pour une sphère pleine. Pour ce faire, un logiciel de géométrie dynamique est utilisé afin de calculer des temps de parcours théoriques. Ces calculs sont possibles grâce aux données obtenues pour une sphère pleine, sur les ondes à l'origine des échos les plus intenses en diffusion vers l'avant. Le résultat ainsi obtenu est comparé aux résultats expérimentaux obtenus pour une LINE pleine excitée axialement. Les résultats obtenus pour les ondes considérées nous amènent à formuler de nouvelles hypothèses afin d'expliquer certains échos visibles expérimentalement mais qui n'apparaissent pas dans l'approche développée avec les temps de vols. Enfin, en menant des expériences de validation, et à l'aide de modélisations numériques sous COMSOL, ces hypothèses sont ensuite confirmées. Des expériences en incidence oblique sont également réalisées afin de généraliser les résultats obtenus.

Sommaire du Chapitre III

3.1 Dispositif expérimental 83

3.2 Etude en incidence axiale 84

3.2.1 Génération d'ondes sur l'objet LINE 85

3.2.2 Utilisation d'un logiciel de géométrie dynamique : Geogebra 88

3.2.3 Analyse de la réponse temporelle expérimentale à partir du calcul des temps de parcours 90

3.3 Modélisation par éléments finis de la pression diffusée par une LINE avec COMSOL 99

3.3.1 Validation de la modélisation numérique de la diffusion acoustique d'une sphère rigide par comparaison avec la théorie de l'élasticité 99

3.3.2 Analyse des résultats d'une LINE excitée axialement 101

3.3.3 Analyse de la discontinuité hémisphère/cylindre 105

3.4 Etude pour des incidences obliques et normale 109

3.4.1 Angle d'incidence α égal à 30° 109

3.4.2 Angle d'incidence α égal à 60° 111

3.4.3 Incidence normale à l'axe principal de la LINE (α = 90°) 113

3.5 Conclusion 115

3.1 Dispositif expérimental

Les transducteurs utilisés sont identiques à ceux employés pour l'étude de la sphère pleine du paragraphe §2.2. Dans les expériences suivantes, la LINE est excitée par un transducteur de fréquence centrale 200 kHz et caractérisé par une bande passante à -6 dB comprise entre 91,6 kHz et 296 kHz (cf §1.3.2).

Les deux transducteurs sont positionnés en configuration bistatique, chacun ayant un mode de fonctionnement unique, récepteur ou émetteur. L'angle de bistatisme varie entre 0° et 360° par pas de 0,5° (Figure 34). La piscine du laboratoire, de forme rectangulaire et d'une profondeur de 3.5 m, d'une longueur de 6 m et d'une largeur de 4m a été utilisée pour l'étude de cet objet.

La principale différence entre le cas de la sphère et celui de la LINE provient des symétries. Dans le cas de la LINE, il est important de définir l'angle d'excitation α formé par l'axe de symétrie de la LINE et la direction de l'onde incidente (Figure 34). En tout, pour la LINE, quatre angles d'excitation ont été étudiés : l'incidence axiale ($\alpha = 0°$), l'incidence normale ($\alpha = 90°$), un angle d'incidence α de 30° et enfin un angle d'incidence α de 60°. Une autre différence par rapport au cas sphérique provient des distances r et r_0, qui sont respectivement égales à 1,27 m et 2,26 m

Enfin, en considérant les dimensions de l'objet et les distances plus importantes dans le cas de la LINE par rapport à la sphère, les niveaux d'énergie reçus par le récepteur sont moins importants que ceux reçus par une sphère. A l'issue de plusieurs expériences avec la LINE, il a été observé que la plaque absorbante utilisée dans le cas d'une sphère pleine (§2.2.2) peut générer des échos parasites en fonction de son positionnement. Ces échos parasites sont de très faible amplitude dans le cas d'une sphère. Néanmoins, lors des études expérimentales menées avec une LINE, nous avons observé des niveaux d'amplitude d'échos liés cette LINE qui ne permettent plus de négliger les échos parasites liés à la plaque absorbante. De plus, dans la cuve ronde d'un diamètre de 3 mètres, la mise en place et le positionnement de la plaque absorbante est beaucoup facile pour une sphère qu'il ne l'est pour une LINE dans la piscine. C'est pourquoi aucune plaque absorbante n'est utilisée dans le cadre de l'expérience avec la LINE.

L'objet LINE est immergé dans l'eau dont les caractéristiques physiques retenues sont une masse volumique de 1000kg/m^3 et une vitesse de propagation du son de 1470 m/s à 15°C.

La dimension de la piscine permet de travailler à partir des basses fréquences (10 kHz). Un transducteur émetteur fixe et un transducteur récepteur tournant autour de l'objet (bras rotatif actionné par un moteur au pas-à-pas) sont immergés dans l'eau. Il s'agit finalement du même dispositif expérimental que pour la sphère, la seule différence étant que les dimensions de l'environnement sont plus grandes.

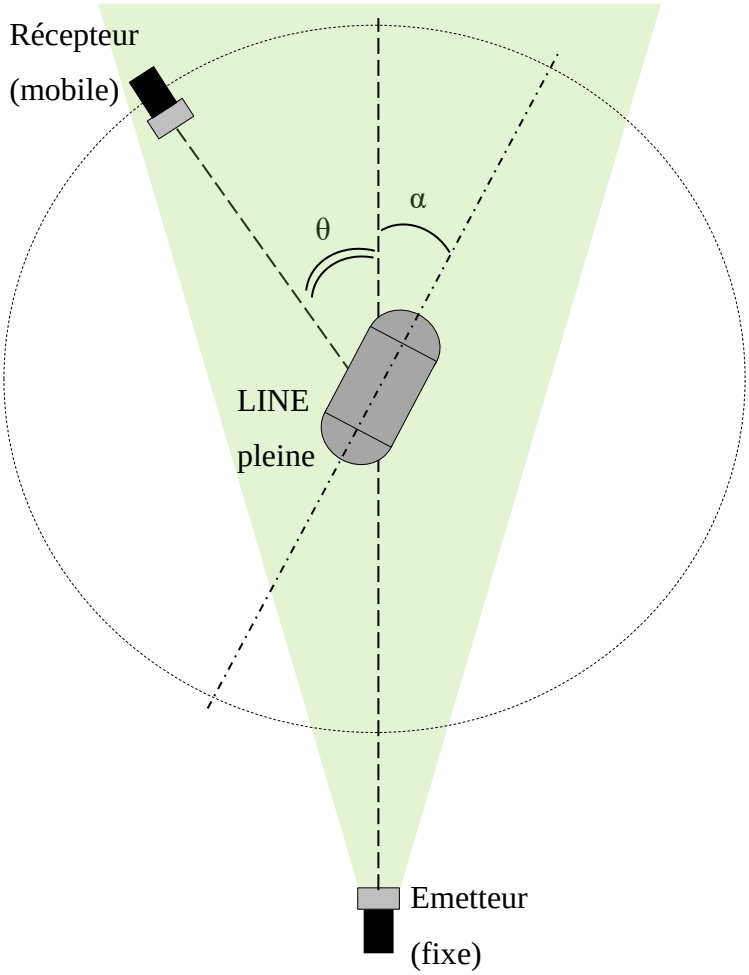


Figure 34 : Définition de l'angle d'incidence *α* de la LINE.

3.2 Etude en incidence axiale

L'identification des ondes responsables d'un fort rayonnement autour d'une sphère pleine a été rendue possible expérimentalement en utilisant les travaux analytiques existants sur celle-ci. Les résultats ainsi obtenus pour une sphère sont utilisés dans l'analyse et l'interprétation du

rayonnement acoustique par un objet de forme plus complexe, la LINE (cylindre terminé à ses extrémités par deux hémisphères). Cette démarche d'investigation est possible puisque l'objet LINE est excité sur sa partie sphérique. Le dispositif expérimental considéré est celui décrit dans le paragraphe §1.3 (Figure 6). Par rapport à l'étude expérimentale réalisée pour une sphère pleine au paragraphe §2.2.1, la principale différence réside dans les distances plus importantes entre le centre de l'objet et l'émetteur (2,26 m) et entre le centre de l'objet et le récepteur (1,26 m). La LINE étudiée en acier inoxydable est composée par un cylindre plein d'un rayon a égal à 6 cm et d'une longueur de 12 cm, terminé à chaque extrémité par une demi-sphère pleine (de 6 cm de rayon également). Cette LINE pleine est usinée à partir d'un pavé d'acier inoxydable. La longueur totale L de cette LINE est donc égale à 24 cm, soit un rapport $L/(2a) = 2$.

3.2.1 *Génération d'ondes sur l'objet LINE*

Dans les expériences suivantes, la LINE est excitée axialement, sur une de ses parties sphériques. Ainsi, l'axe principal de la LINE correspond à la direction d'émission du transducteur émetteur. L'angle d'incidence α est, dans ce cas, égal à 0° (Figure 34).

Compte tenu de cette incidence axiale, l'onde incidente insone uniquement la partie sphérique de la LINE (caractérisée par un diamètre et un matériau identique à ceux de la sphère pleine étudiée au Chapitre II). Par conséquent, les mécanismes physiques de génération d'ondes sont similaires à ceux étudiés au chapitre précédent. De plus, dans le cadre de cette étude, où ne sont considérées que les ondes ayant un fort rayonnement, nous ne prenons en compte que les échos d'amplitude suffisante afin de parvenir à une représentation pertinente du rayonnement vers l'avant de l'objet. En configuration bistatique, les échos reçus par le transducteur récepteur sont classés en trois catégories décrites dans la suite de la section et illustrées sur la Figure 35 :

- Les échos sans propagation d'onde sur l'objet, comme l'émission directe ou encore les réflexions,
- Les échos liés à la propagation d'ondes sur l'objet, comme c'est le cas pour l'onde de Franz F_0 ou pour l'onde de Galerie à échos l=2,
- Les échos liés à des phénomènes de diffraction.

3.2.1.1 Les échos sans propagation d'onde sur l'objet

Tout d'abord, l'écho d'émission directe émetteur/récepteur est un écho indésirable. Lorsque le transducteur récepteur se trouve dans la zone d'ombre, il reçoit une onde directe venant de l'émetteur se propageant uniquement dans l'eau. Ce trajet est noté « Emission directe » sur la Figure 35a et ne dépend pas de la présence de l'objet. Il reste néanmoins à prendre en compte afin de séparer temporellement les échos causés par l'émission directe elle-même de ceux liés au rayonnement de l'objet LINE.

Ensuite, l'écho dû à la réflexion du faisceau incident sur l'objet est également à considérer. L'angle formé par le rayon incident qui atteint l'objet et la normale sortante de l'objet (au point précis où le rayon incident parvient à l'objet) est le même que l'angle entre la normale sortante de l'objet et le rayon partant de l'objet (Figure 35a). Le respect de cette loi de réflexion permet un calcul précis des parcours des rayons issus de ce phénomène. Ce trajet, nommé « Réflexion », est tracé sur la Figure 35a.

3.2.1.2 Les échos liés à la propagation d'ondes sur l'objet

Comme cela a été montré au paragraphe §2.4.4, l'onde de Franz F_0 et l'onde de Galerie à échos l=2 sont observables sur les réponses temporelles obtenues pour la sphère.

Dans le cas de la LINE, l'onde de Franz F_0 est à prendre en compte. Il s'agit d'une onde qui se propage à la surface de la sphère à une vitesse de groupe égale à 1494 m/s. Compte tenu de l'excitation choisie pour la LINE, nous considèrerons une valeur identique pour notre objet LINE. En outre, la surface parlante du transducteur de 200 kHz est caractérisée par un diamètre (51 mm) inférieur à celui de la LINE (120 mm). Ainsi, le faisceau ultrasonore conique du transducteur éclaire uniquement la partie sphérique en vis-à-vis de l'onde incidente. L'onde F_0 est alors générée par un rayon incident tangentiel à la partie sphérique, et quitte l'objet tangentiellement sur l'autre partie sphérique en se propageant axialement sur la partie cylindrique. Ce trajet est illustré par la Figure 35b.

Enfin, il a également été montré (§2.4.4) que l'onde de galerie à échos l=2 produit un rayonnement non-négligeable dans les signaux relevés en configuration bistatique. Une telle onde se propage à la surface de la sphère avec une vitesse de groupe de 3445 m/s. Nous considèrerons une valeur identique pour notre objet LINE. Cette onde est générée à un angle

critique d'excitation égal à 19,8° pour une fréquence de 200 kHz, et est réémise dans l'eau avec le même angle critique (Figure 35b).

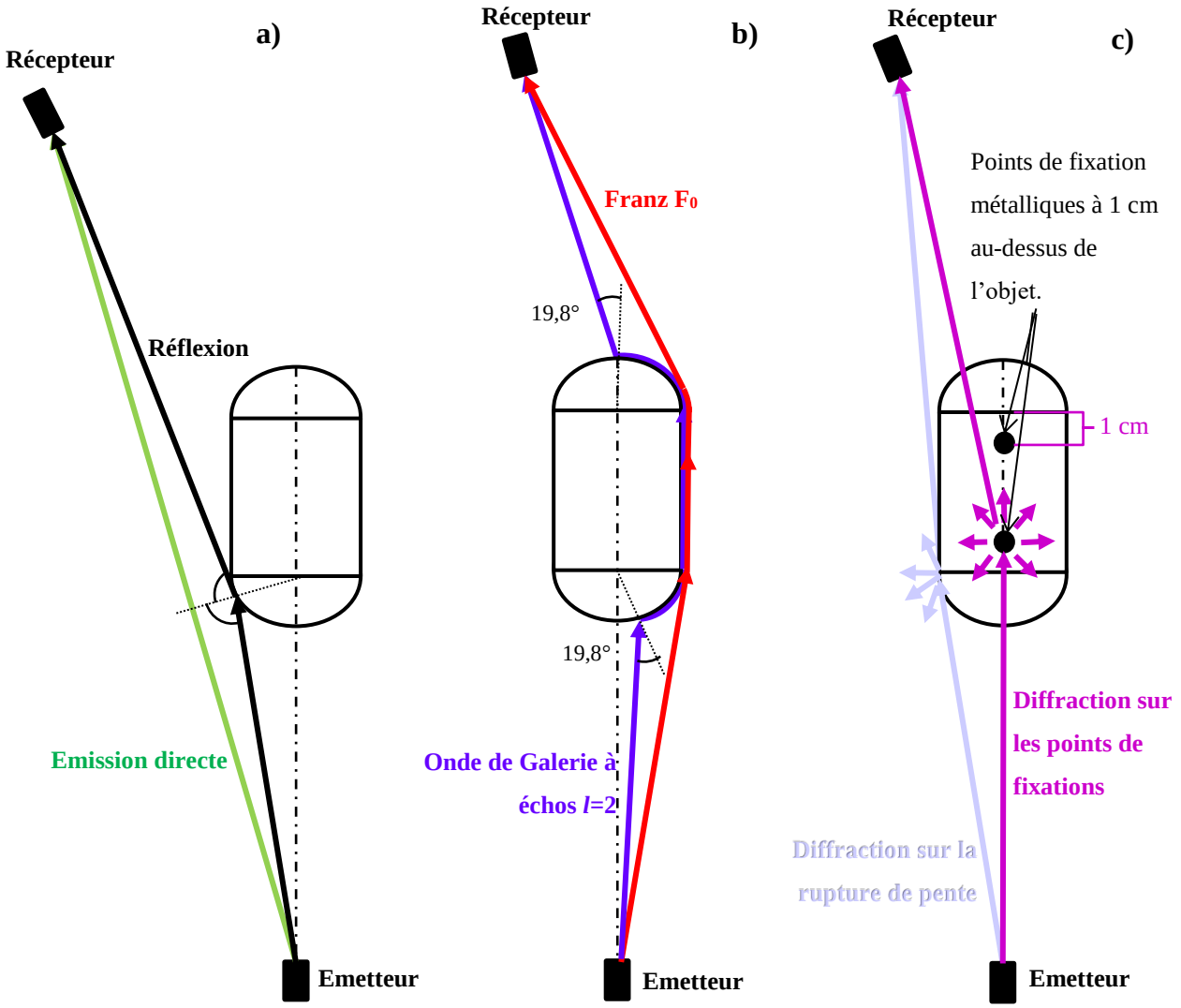


Figure 35 : Représentation des parcours des ondes en incidence axiale pour une position donnée du transducteur récepteur en diffusion vers l'avant pour

a) l'émission directe et l'onde réfléchie,

b) l'onde de Franz F_0 et l'onde de Galerie à échos *l*=2,

c) les ondes générées par l'effet de diffraction causé par la rupture de pente et par les points de fixation.

3.2.1.3 Les échos liés à des phénomènes de diffraction

Les résultats expérimentaux présentés dans les paragraphes suivants font apparaître des échos n'appartenant pas aux deux catégories ci-dessus. Ainsi, les influences des systèmes de suspension de la LINE dans l'eau et la présence de discontinuités de courbure au niveau de la jonction hémisphères/cylindre sont également envisagées dans l'interprétation des résultats expérimentaux. Ces deux hypothèses de travail sont illustrées sur la Figure 35c.

Avec ces informations, il est possible de raisonner en termes de parcours d'ondes et de réémissions. Toutefois, l'utilisation d'un logiciel de géométrie dynamique est nécessaire car suivant les configurations de réémission, le calcul analytique des trajectoires, et donc des temps de parcours des ondes peut se révéler assez complexe.

3.2.2 *Utilisation d'un logiciel de géométrie dynamique : Geogebra*

Pour effectuer le calcul des temps de parcours des différentes ondes considérées, un logiciel de géométrie dynamique, GeoGebra [49], est utilisé pour calculer les distances parcourues.

Ce logiciel permet des constructions géométriques particulières pour chaque onde identifiée, en 2D (Figure 36a) comme en 3D (Figure 36b) de notre configuration d'étude. Les distances calculées prennent en compte les positions des transducteurs par rapport à l'objet LINE étudié. Ces distances sont calculées pour des positions variables du transducteur récepteur en fonction de l'angle de bistatisme. De plus, il est possible de considérer séparément la distance parcourue dans l'eau à la vitesse du son dans l'eau, et la distance parcourue sur l'objet, pour les cas de l'onde de Franz F_0 et de l'onde de galerie à échos l=2, à leurs vitesses de propagation respectives.

Ce logiciel permet d'établir la géométrie générale du modèle pour un type d'onde souhaité dans un premier temps, en 2D. Il a été ainsi calculé, via des conditions géométriques imposées sur GeoGebra (intersections, angles critiques d'excitation, ou angles de bistatisme, ou encore angles d'incidence, …), les temps de parcours pour chaque onde considérée, en fonction de l'angle de bistatisme. Ce calcul est possible car les vitesses de groupe des différentes ondes (lors de leur propagation à la surface de l'objet) ont été définies.

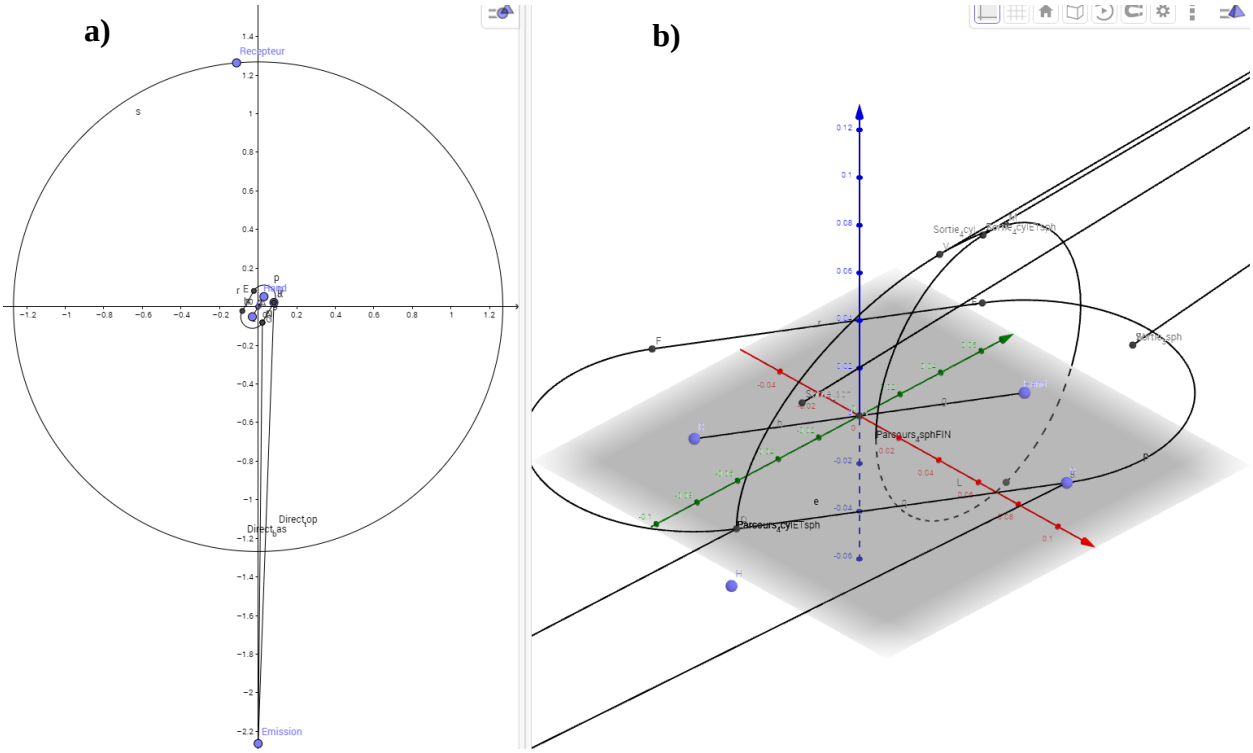


Figure 36 : Illustration de GeoGebra, avec utilisation du logiciel a) en 2D et b) en 3D.

Les temps de parcours obtenus à chaque angle de bistatisme peuvent alors être comparés aux temps de vols relevés dans la réponse temporelle expérimentale. Cette dernière est représentée sous la forme de signaux temporels expérimentaux assemblés en niveaux de gris pour les angles de bistatisme étudiés. Les trajectoires des temps de parcours calculées en fonction de l'angle de bistatisme sont présentées, pour la LINE étudiée en incidence axiale (§3.2) et oblique (§3.4).

3.2.3 *Analyse de la réponse temporelle expérimentale à partir du calcul des temps de parcours*

L'expérience menée sur une LINE $L/(2a) = 2$ en acier inoxydable, immergée dans l'eau et excitée axialement a permis d'obtenir, pour chaque angle de bistatisme θ variant entre -180° et 180° par pas de 0,25°, un signal temporel. L'ensemble des signaux expérimentaux a été assemblé et représenté en niveaux de gris sur la Figure 37b, et de manière identique sur les Figure 38b et Figure 39b. Les données théoriques relatives aux temps de parcours sont représentées sur trois figures différentes (Figure 37a, Figure 38a et Figure 39a). Les trajectoires des différentes ondes ont été tracées graduellement sur ces trois figures. Cela facilite la comparaison entre les résultats, ainsi que l'identification des différents échos observés expérimentalement.

3.2.3.1 Prise en compte des échos sans propagation d'onde sur l'objet

L'analyse temporelle basée sur les calculs des temps de vol est menée à bien pour les cas envisagés sur la Figure 35a. Les temps de propagation dans l'eau de l'émission directe du transducteur émetteur vers le récepteur ainsi que la réflexion de l'onde incidente sur la partie sphérique éclairée de la LINE sont calculés et présentés sur la Figure 37a. Cette analyse montre l'influence de l'angle de bistatisme θ sur les temps d'arrivée des échos liés à l'émission directe et à la réflexion sur l'objet.

Puis, pour chaque angle de bistatisme considéré, les signaux temporels expérimentaux sont assemblés et représentés en niveaux de gris sur la Figure 37b.

Les ondes relatives à l'émission directe et à la réflexion se propagent à la vitesse du son dans l'eau. Le premier écho correspond à un trajet direct de l'onde incidente dans l'eau (Figure 35a). L'allure de la trajectoire du temps de parcours théorique (Figure 37a) est caractéristique d'un diagramme de rayonnement d'une source sonore non centrée à l'origine du système de coordonnées. En comparaison à ce premier écho, le second écho (relatif à la réflexion de l'onde incidente sur la partie sphérique de l'objet) apparait avec un retard variable (Figure 37a). Ce retard s'explique par un parcours de l'onde réfléchie plus long que celui de l'émission directe.

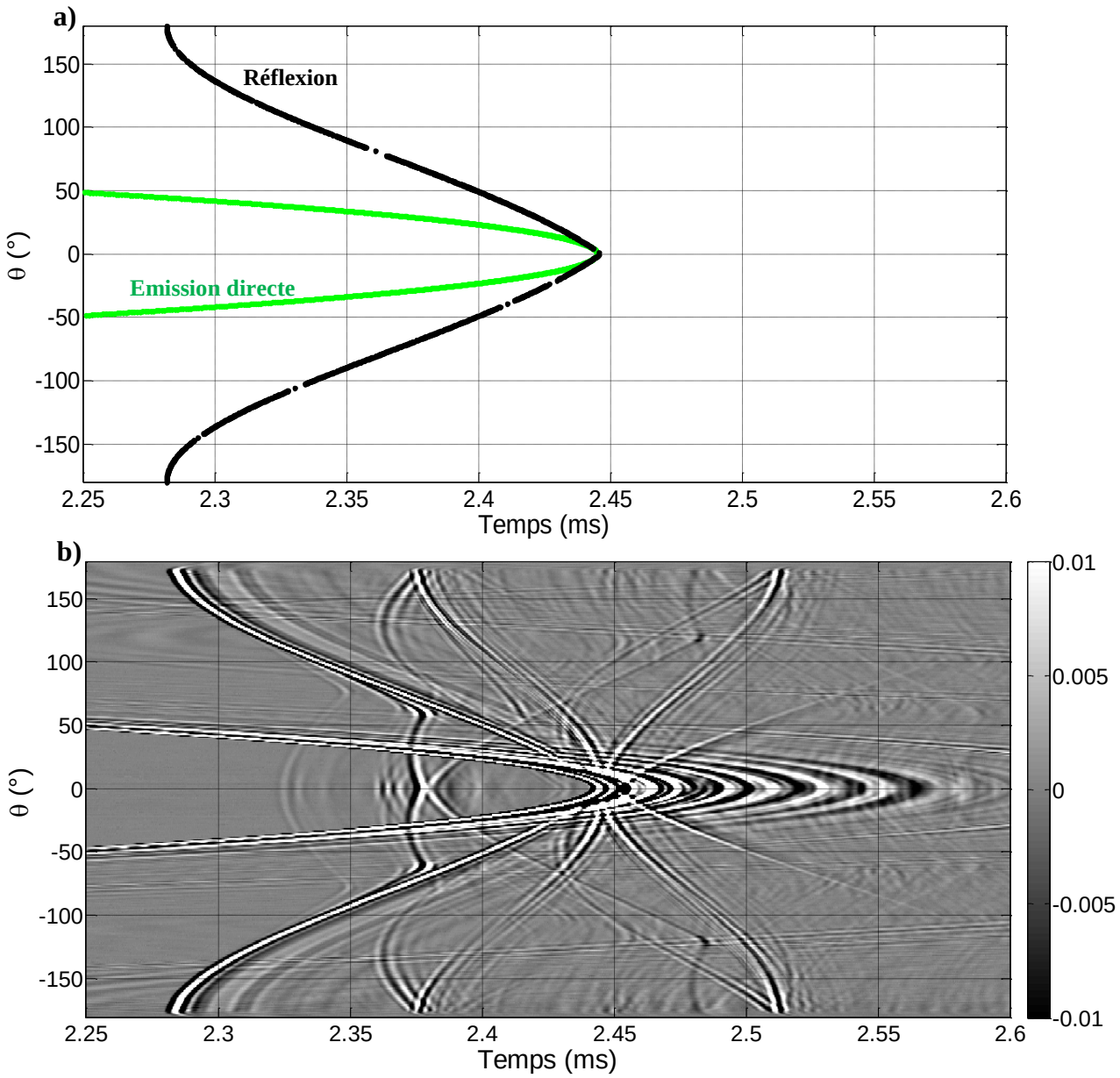


Figure 37 : LINE en acier inoxydable (*L* = 24 cm, *a* = 6 cm), incidence axiale *α* = 0° ; a) Calcul des temps d'arrivée des échos ; vert : écho d'émission directe ; noir : écho de réflexion de l'onde incidente sur la partie sphérique éclairée par l'onde incidente b) Relevé des signaux temporels expérimentaux.

La juxtaposition des Figure 37a et b permet l'identification des échos expérimentaux d'émission directe et de réflexion sur l'objet. Ces échos ne sont donc pas liés à des propagations d'ondes sur l'objet. Un bon accord entre les résultats théoriques et expérimentaux est ainsi observé.

3.2.3.2 Echos liés à la propagation d'ondes sur l'objet

Etant donné la direction d'excitation sur la partie sphérique de l'objet et de l'étude réalisée pour une sphère solide (§2.4.4), les ondes responsables des amplitudes les plus fortes du signal temporel sont connues. Il s'agit de l'onde de Galerie à échos l=2 et de l'onde de Franz F_0.

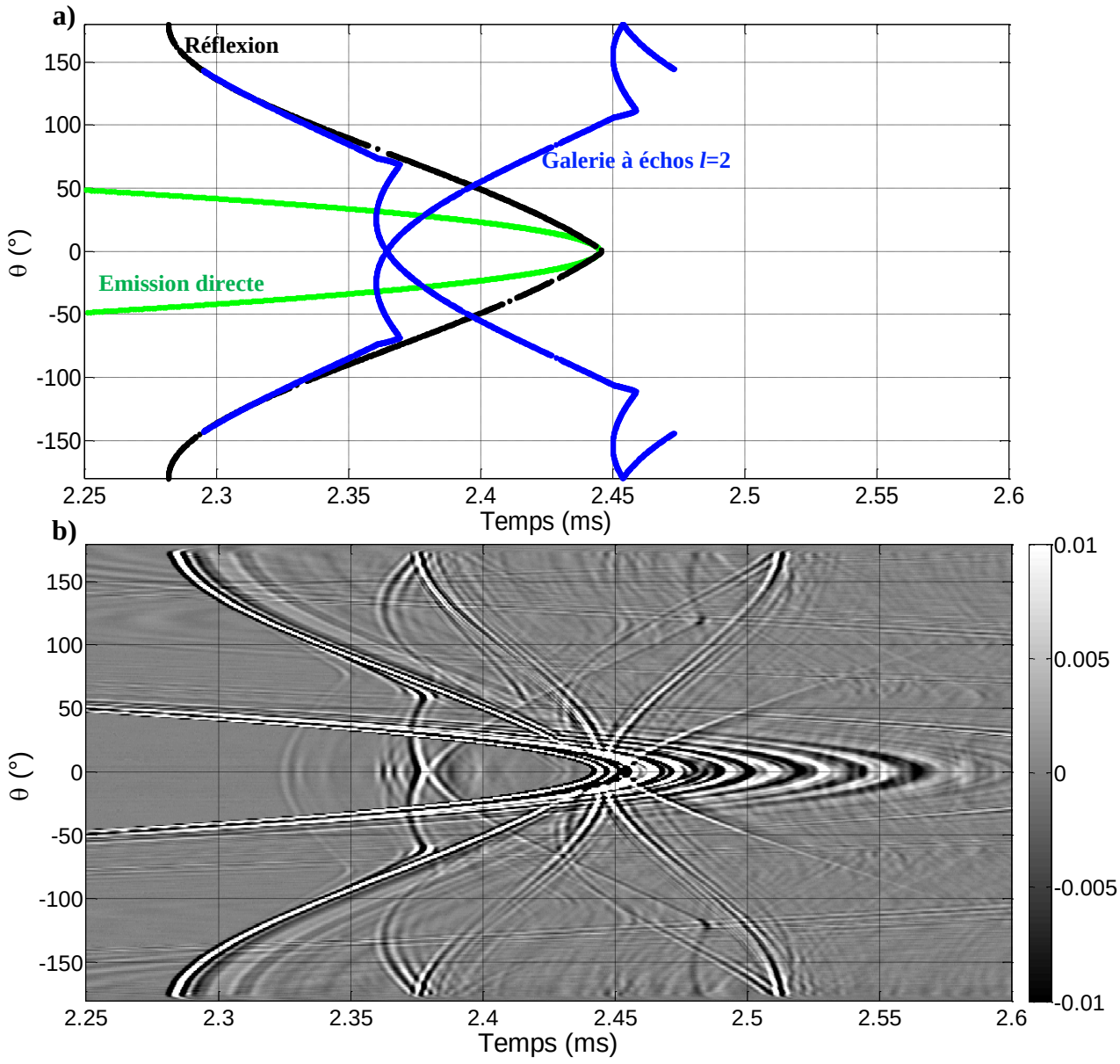


Figure 38 : LINE en acier inoxydable (L = 24 cm, a = 6 cm), incidence axiale α = 0° ; a) Calcul des temps d'arrivée des échos ; vert : écho d'émission directe émetteur-récepteur ; noir : écho de réflexion de l'onde incidente sur la partie sphérique éclairée par l'onde incidente ; bleu : écho lié à la propagation de l'onde l=2 ; b) Relevés des signaux temporels expérimentaux.

- Cas de l'onde de galerie à échos l=2

Un des parcours de cette onde de surface, l'onde de galerie à échos l=2, est illustrée sur la Figure 35b. Elle est générée sur la partie sphérique sous un angle critique de 19,8° et est réémise dans l'eau en direction du récepteur dans les mêmes conditions d'angle critique. Nous avons considéré qu'elle se propage le long de l'objet avec une vitesse de groupe de 3445 m/s.

L'excitation étant axiale (α=0°), deux ondes sont générées sur la partie sphérique de l'objet, l'une dans le sens horaire et l'autre dans le sens antihoraire. Deux trajectoires relatives à ces deux ondes sont ainsi calculées et tracées sur la Figure 38a. Ces courbes se caractérisent par de fortes ruptures de pente. Nous observons également, dans la gamme d'angles de bistatisme compris entre -32° et 32°, des temps de parcours relativement faibles, i.e. les deux premiers échos qui apparaissent sur les chronogrammes (Figure 38b) sont liés aux parcours d'une onde l=2. Ceux relatifs à l'émission directe et à la réflexion de l'onde incidente sur la partie sphérique sont en retard pour ces angles.

Ici encore, le bon accord entre les calculs des trajectoires des temps de parcours (Figure 38a) et les résultats expérimentaux (Figure 38b) permet d'identifier l'écho de l'onde l=2 grâce au suivi des temps de vols en fonction de l'angle de bistatisme.

- Cas de l'onde de Franz F_0

L'onde de Franz F_0 est également présente sur les chronogrammes expérimentaux (Figure 39b). Cette onde est générée par un rayon tangentiel à la partie sphérique, et quitte également l'objet tangentiellement (Figure 35b). Elle se propage le long de l'objet à une vitesse de groupe de l'ordre de celle du son dans l'eau. Les trajectoires des temps de parcours (Figure 35a) apparaissent à des valeurs temporelles tardives en comparaison aux trajectoires voisines. Ces résultats théoriques sont en accord avec les trajectoires des échos observées en fin de la fenêtre temporelle de la Figure 39b.

Notons toutefois que l'onde identifiée comme l'onde de Franz sur la Figure 39b n'est clairement observable que sur une courte durée, et dans une gamme angulaire comprise entre -100° et 100°. Cela est dû à une autre caractéristique de l'onde de Franz, qui permet de conforter nos résultats. En effet, l'onde de Franz est une onde qui rayonne très fortement dans l'eau à mesure qu'elle se propage sur un objet courbe [12]. Ainsi, elle perd très rapidement son énergie,

diffusée dans l'eau par rayonnement (§1.2.2). Il en résulte une onde observable au début de son parcours sur l'objet, mais qui aura ensuite tendance à s'atténuer très rapidement.

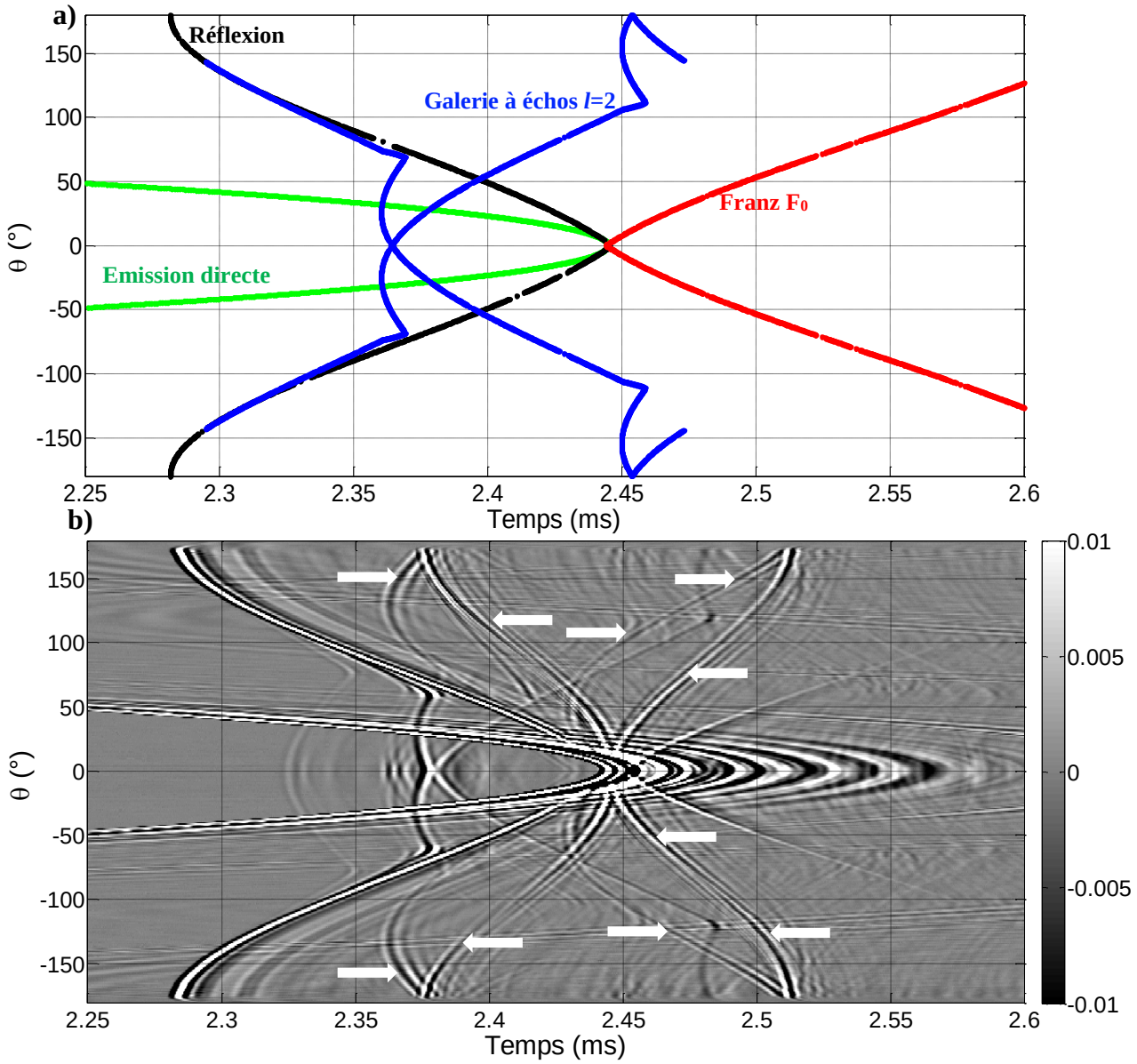


Figure 39 : LINE en acier inoxydable (*L* = 24 cm, *a* = 6 cm), incidence axiale *α* = 0° ; a) Calcul des temps d'arrivée des échos ; vert : écho d'émission directe émetteur-récepteur ; noir : écho de réflexion de l'onde incidente sur la partie sphérique éclairée par l'onde incidente ; bleu : écho lié à la propagation de l'onde *l*=2 ; rouge : écho lié à la propagation de l'onde de Franz F_0 ; b) Relevés des signaux temporels expérimentaux.

Différents échos observables sur la Figure 39b ont donc bien pu être identifiés. Néanmoins, la comparaison entre les trajectoires théoriques de la Figure 39a et la réponse temporelle

expérimentale de la Figure 39b montre plusieurs échos observables et non-identifiés dans la gamme angulaire de -180° à 180°. Ces échos présents dans la gamme angulaire de -180° à 180° sont pointés par plusieurs flèches blanches sur la Figure 39b.

Afin d'identifier ces échos, nous avons déterminé de nouvelles trajectoires de temps de parcours en considérant l'influence des points de fixation de la LINE et la différence géométrique entre une sphère pleine et la forme axisymétrique d'une LINE pleine.

3.2.3.3 Les échos liés à des phénomènes de diffraction

- Hypothèse 1 : Points de suspension de l'objet

Une première hypothèse pour déterminer la cause physique d'un des échos expérimentaux non identifié concerne le dispositif expérimental mis en place pour une LINE pleine. L'objet LINE est expérimentalement bien plus lourd qu'une sphère pleine et de forme axisymétrique. Il est plus difficile à placer dans le dispositif expérimental. Par conséquent, la LINE est suspendue à la potence à l'aide de deux fils de nylon de 0,9 mm de diamètre. Les deux fils forment chacun une boucle autour de l'objet et permettent le maintien horizontal de celui-ci. La boucle est maintenue par une attache métallique *Sleeve Double* placée à 1 cm au-dessus de la LINE (Figure 35c). Cette attache a les dimensions 6x19x4 mm. Compte tenu de la masse de la LINE, le lestage ne s'est pas avéré nécessaire. Ces attaches métalliques sont dénommées par la suite points de fixation. A l'origine jugés trop petits pour produire un impact significatif sur les résultats expérimentaux, il est possible que ces points de fixations soient visibles en tant que point de diffractions indésirables. Pour vérifier cette hypothèse, une expérience complémentaire est mise en place. Il s'agit d'une expérience sans LINE, en configuration bistatique, et avec les points de fixation dans la position prévue pour le soutien d'une LINE en incidence axiale.

Sur la réponse temporelle de la Figure 40a, nous observons dans la gamme d'angles de bistatisme de -180° à 180°, outre un écho lié à l'émission directe, deux autres échos d'amplitude non négligeable. Ces deux échos sont causés par les points de fixation. Enfin, il est utile de préciser qu'une expérience sans objet ni points de fixation a également été effectuée en configuration bistatique. Cette dernière expérience ne révèle finalement que l'écho lié à l'émission directe.

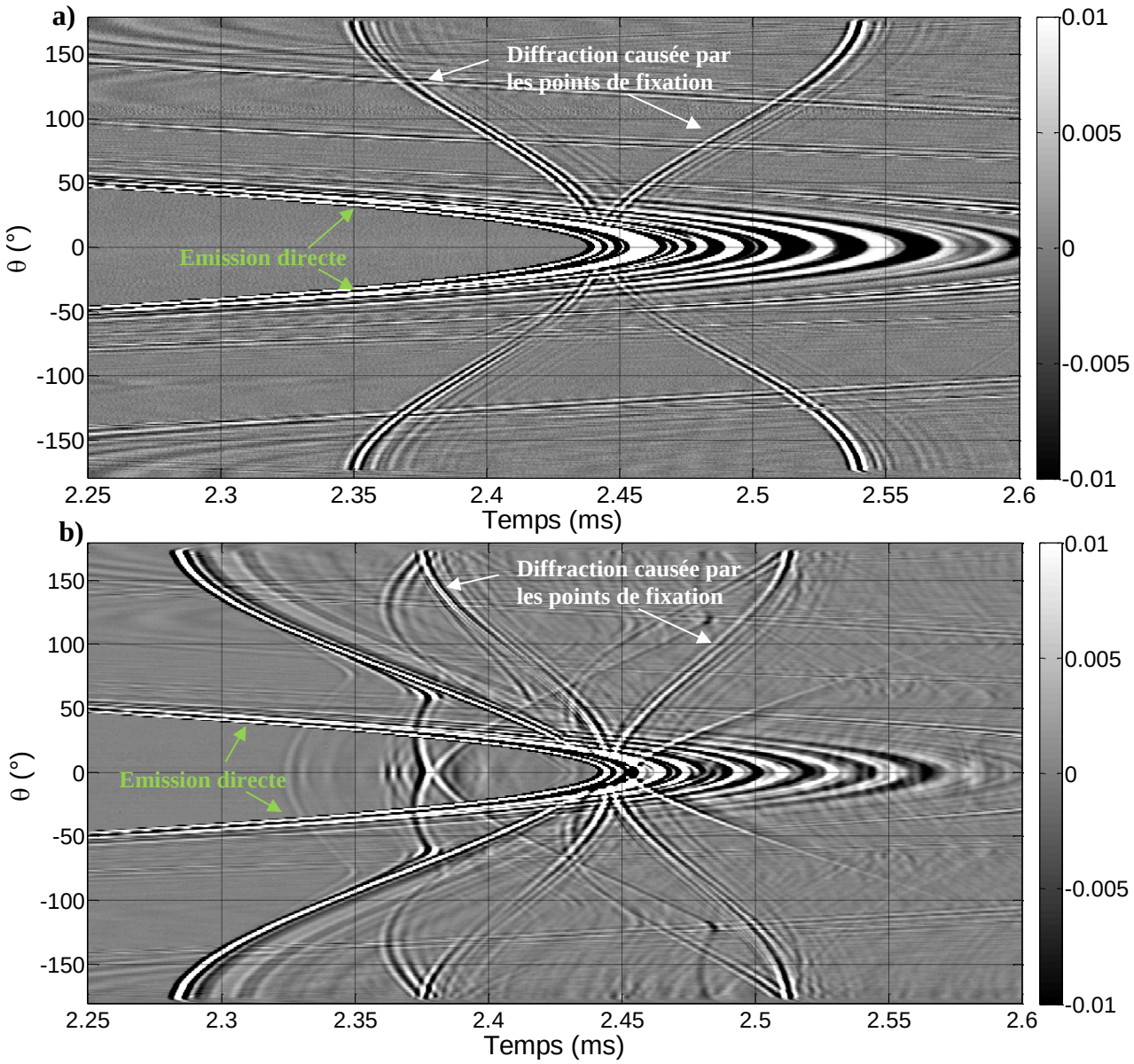


Figure 40 : Evolution de la réponse temporelle expérimentale en fonction de l'angle de bistatisme θ a) sans LINE, avec les points de fixation b) avec LINE en acier inoxydable (L = 24 cm, a = 6cm), incidence axiale α = 0°, avec les points de fixation.

Ces points de fixation génèrent deux échos parasites d'amplitude significative dans nos signaux temporels expérimentaux. Ils seront pris en compte dans tous les calculs ultérieurs avec GeoGebra selon le parcours d'ondes décrit sur la Figure 35c.

En l'absence de la LINE, la réponse temporelle expérimentale (Figure 40a) a donc été relevée, puis comparée à celle en présence de la LINE (Figure 40b). Il apparait ainsi une légère différence dans la position temporelle des échos liés aux points de fixation lorsque nous

comparons les réponses temporelles sans LINE (Figure 40a) et avec une LINE (Figure 40b). Cela s'explique par des positions différentes des attaches entre les deux manipulations expérimentales dans la piscine. Un écart de l'ordre de 3 centimètres dans le placement des attaches suffit pour causer les écarts temporels visibles entre les deux figures.

- Hypothèse 2 : influence de la discontinuité hémisphère/cylindre

Il reste encore une trajectoire significative d'onde non identifiée sur la Figure 39b (ou Figure 40b). Afin de les identifier, nous considérons une hypothèse basée sur la forme géométrique spécifique à la LINE.

Contrairement au cas de la sphère, la LINE introduit une rupture de pente entre la partie cylindrique et la partie sphérique. Une telle discontinuité créée alors un ensemble de points de diffraction causant l'apparition de nouveaux échos [50]. Ainsi nous supposons que ces points de diffraction génèrent des échos dans toutes les directions lorsqu'ils sont atteints par le faisceau incident (Figure 35c). Pour tester cette hypothèse, dans un premier temps, le logiciel GeoGebra est utilisé. Ainsi, la Figure 41a, qui prend également en compte l'ensemble des précédents résultats, montre les trajectoires en bleu cyan des temps de parcours calculés pour des échos issus de l'onde incidente diffractée sur la discontinuité hémisphère/cylindre de la LINE.

Les trajectoires obtenues par calcul des temps de parcours pour un angle de bistatisme variant sur 360° permettent d'identifier les principaux échos observés sur les signaux temporels expérimentaux de la Figure 41b. De plus, cette identification sera confortée par des calculs numériques avec le logiciel de calcul par éléments finis COMSOL dans le paragraphe suivant.

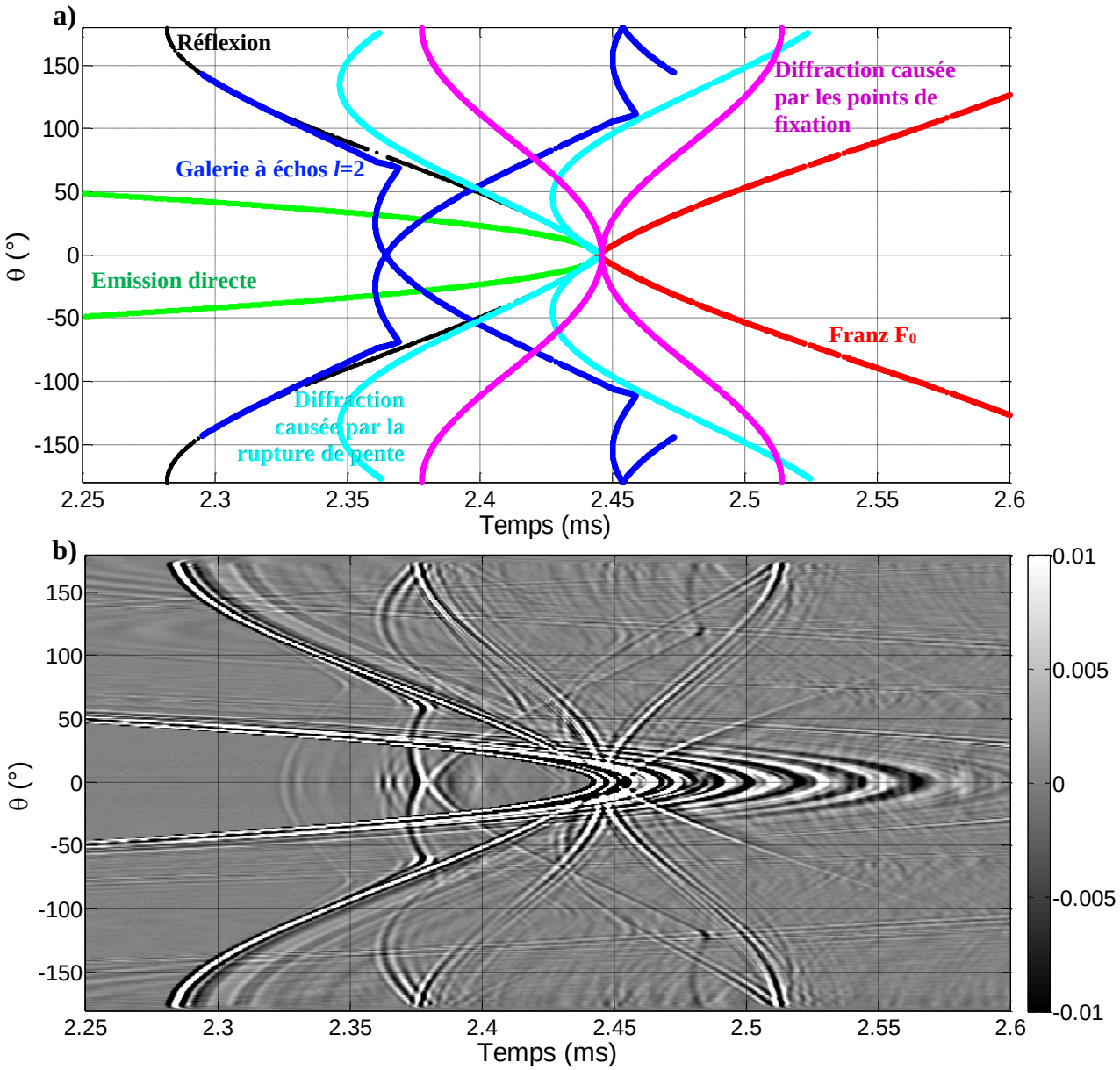


Figure 41 : LINE en acier inoxydable (*L* = 24 cm, *a* = 6 cm), incidence axiale *α* = 0° ; a) Calcul des temps d'arrivée des échos ; vert : écho d'émission directe émetteur-récepteur ; noir : écho de réflexion de l'onde incidente sur la partie sphérique éclairée par l'onde incidente ; bleu : écho lié à la propagation de l'onde *l*=2 ; rouge : écho lié à la propagation de l'onde de Franz F_0 ; violet : échos dus à la diffraction de l'onde incidente sur les points de suspension de l'objet ; bleu cyan : diffraction de l'onde incidente sur les ruptures de pente ; b) Relevés des signaux temporels expérimentaux.

3.3 Modélisation par éléments finis de la pression diffusée par une LINE avec COMSOL

Le logiciel de géométrie dynamique GeoGebra [49] nous a permis de calculer les différents temps de parcours des échos. Néanmoins, une telle modélisation ne permet pas d'obtenir puis d'analyser le champ de pression diffusée par la LINE. Pour cette raison, nous effectuons, à l'aide du logiciel COMSOL, une modélisation en 3D par éléments finis d'une sphère, puis d'une LINE excitées par une onde plane incidente. La pression diffusée par l'objet (amplitude et phase) est ainsi calculée.

3.3.1 *Validation de la modélisation numérique de la diffusion acoustique d'une sphère rigide par comparaison avec la théorie de l'élasticité*

Dans un premier temps, la modélisation numérique développée avec COMSOL est réalisée pour une sphère rigide. Une validation est ensuite établie en comparant la pression diffusée obtenue à partir du modèle par éléments finis à celle obtenue à partir de la théorie de l'élasticité.

Il est à noter que la sphère n'est utilisée que dans cette section particulière avec pour seul objectif la validation de la modélisation numérique sous COMSOL. Cette dernière est décrite au paragraphe §1.4.5. Egalement, les résultats numériques avec COMSOL sont calculés en champ lointain, à une distance de 2000 m du centre de l'objet. Pour cette raison, l'expression approchée de la pression diffusée en champ lointain, issue de la théorie de l'élasticité (§1.4.2.2, équation 1.16), pour une sphère rigide, est utilisée pour nos calculs.

L'amplitude de la pression diffusée calculée à partir du modèle par éléments finis est comparée à l'amplitude calculée à partir de la théorie de l'élasticité. Ces amplitudes sont obtenues à une fréquence donnée, entre 0°et 360°avec un pas de 0,5°. Celles-ci sont ensuite normalisées par leur maximum. Egalement, les phases des pressions calculées à partir du modèle analytique et du modèle par éléments finis sont comparées. Pour une gamme de

fréquences comprises entre 10 kHz et 70 kHz, un bon accord entre les résultats théoriques et numériques a été observé.

A titre d'exemple, la Figure 42 présente l'évolution de l'amplitude et de la phase en fonction de l'angle de bistatisme à une fréquence de 40 kHz. La Figure 42a montre un excellent accord entre les deux amplitudes calculées. Pour la phase, un léger décalage entre les résultats est observé sur la Figure 42b. Néanmoins, la forme des courbes des phases théoriques et numériques étant équivalente, à une translation verticale près, nous obtenons sur les signaux temporels, des trajectoires exploitables des échos.

La validation de la modélisation de la pression diffusée par une sphère permet de définir certains paramètres géométriques (tailles de mailles, distance entre la surface de Maxwell et l'objet, etc.) à utiliser pour la modélisation de la pression diffusée par une LINE (§1.4.5).

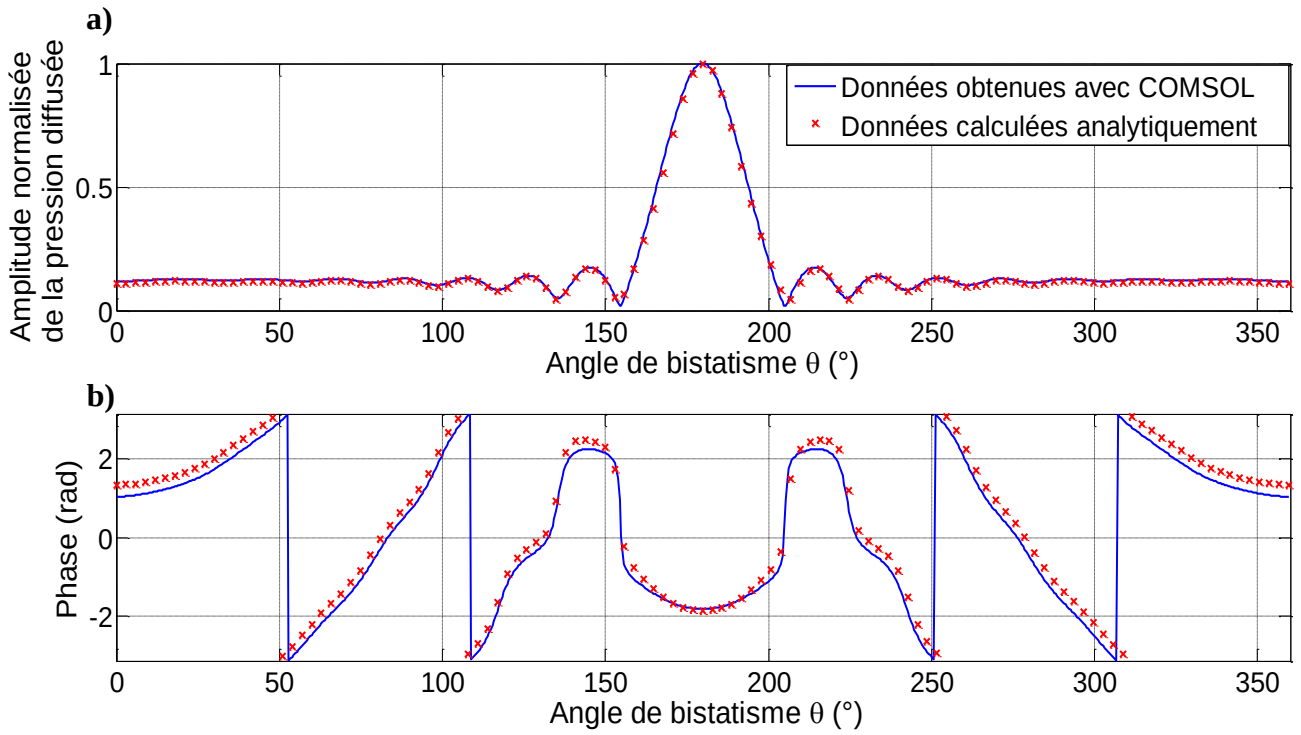


Figure 42 : Comparaison dans le cas d'une sphère rigide excitée par une onde incidente à 40 kHz entre les résultats analytiques (théorie de l'élasticité) et COMSOL pour a) l'amplitude de la pression diffusée normalisée par son propre maximum et pour b) la phase.

3.3.2 *Analyse des résultats d'une LINE excitée axialement*

La modélisation par éléments finis d'une LINE pleine élastique excitée axialement est réalisée à partir du modèle et de l'environnement précédemment établie pour la sphère à l'aide du logiciel COMSOL. Cela est notamment illustré sur la Figure 43, qui met en lumière la conception du maillage et les différents milieux de ce modèle.

Cette modélisation permet le calcul numérique par COMSOL du module de la pression diffusée ainsi que de sa phase à une distance de l'objet égale à 2000 m de l'objet LINE (annoté par des flèches blanches sur la Figure 43), pour des angles de bistatisme variant de 0° à 360° par pas de 0,5°, et pour des fréquences variant entre 10 kHz jusqu'à 70 kHz, par pas de 200 Hz. Il est difficile de travailler à des fréquences plus élevées puisque le maillage doit alors s'adapter et être d'autant plus fin pour assurer une bonne précision dans la résolution numérique. Par conséquent, plus les fréquences étudiées sont élevées, et plus la modélisation demande du temps de calcul et surtout, de la mémoire de calcul.

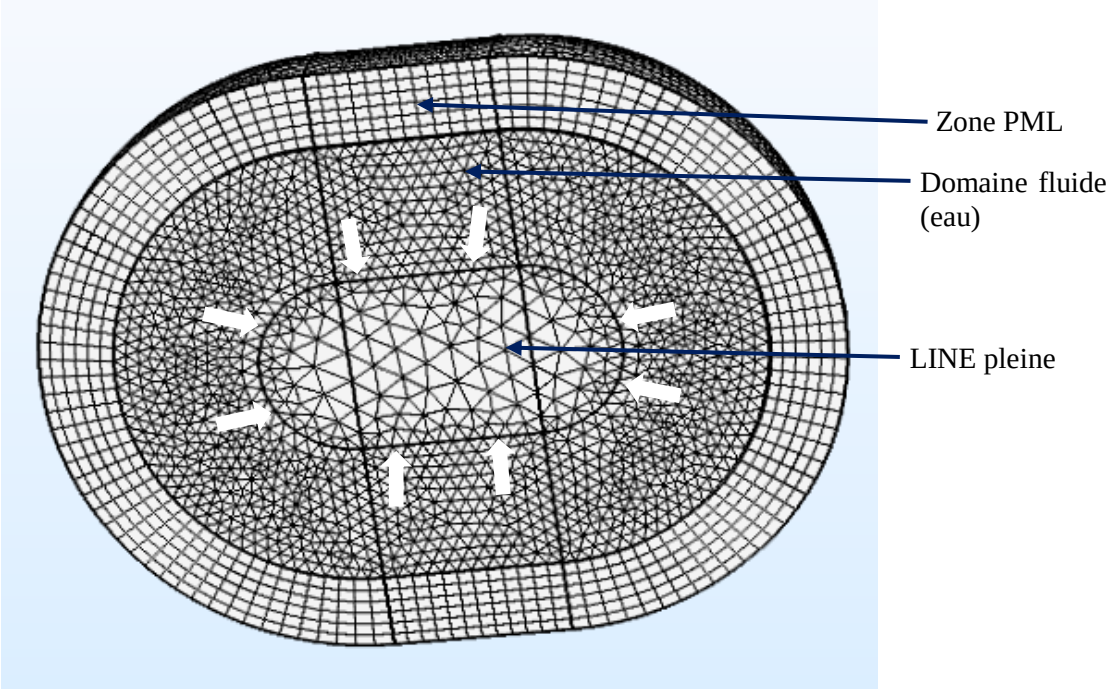


Figure 43 : Illustration de la modélisation numérique sous COMSOL, et du maillage utilisé pour une LINE.

Dans ces conditions, le temps de calcul global du cas de la LINE en incidence axiale est de 2 jours et 7 heures. De plus, après plusieurs essais, il apparait que 80 kHz demande trop de mémoire pour une étude paramétrique qui stocke déjà plusieurs résultats antérieurs. C'est pourquoi notre étude numérique se limite à 70 kHz.

Au chapitre précédent, au paragraphe §2.4.2.1 avec l'étude de la Figure 27, il a été constaté que les effets d'ondes à fort rayonnement dans la zone d'ombre sont visibles à partir d'un *ka* égal à 7 dans le cas d'une sphère. Dans le cas de notre modèle par éléments finis, la gamme de fréquence étudiée est comprise entre 10 kHz et 70 kHz, soit une gamme de fréquence réduite *ka* comprise entre 2,6 et 18. Cette gamme de fréquence d'étude est suffisante pour pouvoir observer le lobe important dans la zone d'ombre.

Egalement, il est à noter que nos résultats expérimentaux sont obtenus pour un transducteur de fréquence centrale de 200 kHz et caractérisé par une bande passante à -6 dB comprise entre 91,6 kHz et 296 kHz ($23,5 < ka < 101,6$). En conséquence, une comparaison entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus par le modèle par éléments finis ne peut être, a priori, réalisée dans des gammes de fréquences différentes car les ondes considérées entre les fréquences 10 kHz à 296 kHz ont un comportement d'autant plus dispersif que la fréquence considérée est basse ; cela est notamment le cas pour les ondes internes, e.g. l'onde de galerie à échos $l = 2$. En ce qui concerne les ondes externes, i.e. les ondes de réflexion, de diffraction ou de Franz F_0, celles-ci sont peu ou pas dispersives et se caractérisent par une vitesse proche ou égale à la vitesse dans l'eau. C'est pour ces ondes qu'une comparaison est envisagée entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus par le modèle par éléments finis.

L'analyse des résultats est réalisée dans le domaine temporel. Or, les données issues du modèle par éléments finis (Amplitude et Phase de la pression diffusée) sont exprimées en fonction de la fréquence et nécessitent une transposition dans le domaine temporel. Pour cela, à chaque position azimutale θ ($0° \leq \theta \leq 360°$ par pas de 0,5°), la pression complexe est calculée (sur la gamme de fréquence [10 kHz ; 70 kHz], par pas de 200 Hz). A chaque spectre complexe est appliqué une fenêtre de type gaussienne et centrée sur 40 kHz. La transformée de Fourier inverse est ensuite utilisée afin de calculer un signal temporel. L'ensemble des signaux temporels est ensuite assemblé et représenté sur la Figure 44b.

Cette figure est à comparer aux temps de parcours théoriques des échos liés à la réflexion de l'onde incidente sur la partie sphérique et à l'onde de Franz F_0. A titre d'information, les résultats expérimentaux, pour des transducteurs de fréquence centrale 200 kHz, sont présentés

sur la Figure 44c. Les échos liés à la réflexion de l'onde incidente sur la partie sphérique et à l'onde de Franz F_0 sont observables avec une très forte intensité sur la Figure 44b. Cette identification est possible à partir des temps de parcours des échos calculés avec GeoGebra et présentés sur la Figure 44a. Il est à noter que cette figure reprend les résultats obtenus sur la Figure 41a, c'est-à-dire pour une fréquence centrale de 200 kHz et dont l'objectif est de mettre en avant certains des échos observables sur les résultats expérimentaux.

Il est notable d'observer sur la représentation des résultats numériques, Figure 44b, une forme particulière (annotée par des flèches blanches) très similaire à la trajectoire des échos causés par l'onde de galerie à échos $l = 2$ pour la Figure 44a. Les calculs sont effectués via GeoGebra pour une fréquence centrale de 200 kHz (soit un ka de 51,3), et on considère que l'onde de galerie à échos $l = 2$ a un angle critique d'excitation de 19,8° et se propage le long de l'objet à une vitesse de groupe de 3445 m/s. Or, pour une fréquence centrale de 40 kHz (soit un ka de 10,3), cette onde a une vitesse de groupe supérieure à 4900 m/s et un angle critique d'excitation inférieur à 15°. Par conséquent, malgré des similitudes de forme intéressantes, il nous est donc impossible pour cette onde en particulier de procéder à une identification entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux (ou ceux issus des calculs des temps de parcours).

Enfin, comme il s'agit, sur la Figure 44b, d'une modélisation de la (seule) pression diffusée par l'objet placé dans un fluide, il est logique de ne pas observer de contributions liées à l'émission directe ou à des réflexions provenant des points de fixation de notre LINE. Néanmoins, les échos issus d'ondes diffractées à la frontière des parties cylindrique et sphériques n'apparaissent pas dans la réponse temporelle (COMSOL) de la Figure 44b. Cela ne permet toutefois pas d'infirmer l'existence de ces ondes. Il est possible que les échos soient présents mais trop faibles dans le cas de la LINE, ou qu'ils ne soient perceptibles qu'à partir d'une gamme de fréquence plus élevée que ce qu'il nous est permis de calculer avec la modélisation actuelle. Une étude complémentaire est donc menée dans le paragraphe suivant afin d'obtenir davantage de détails à propos de ces échos, que nous supposons issus d'ondes diffractées.

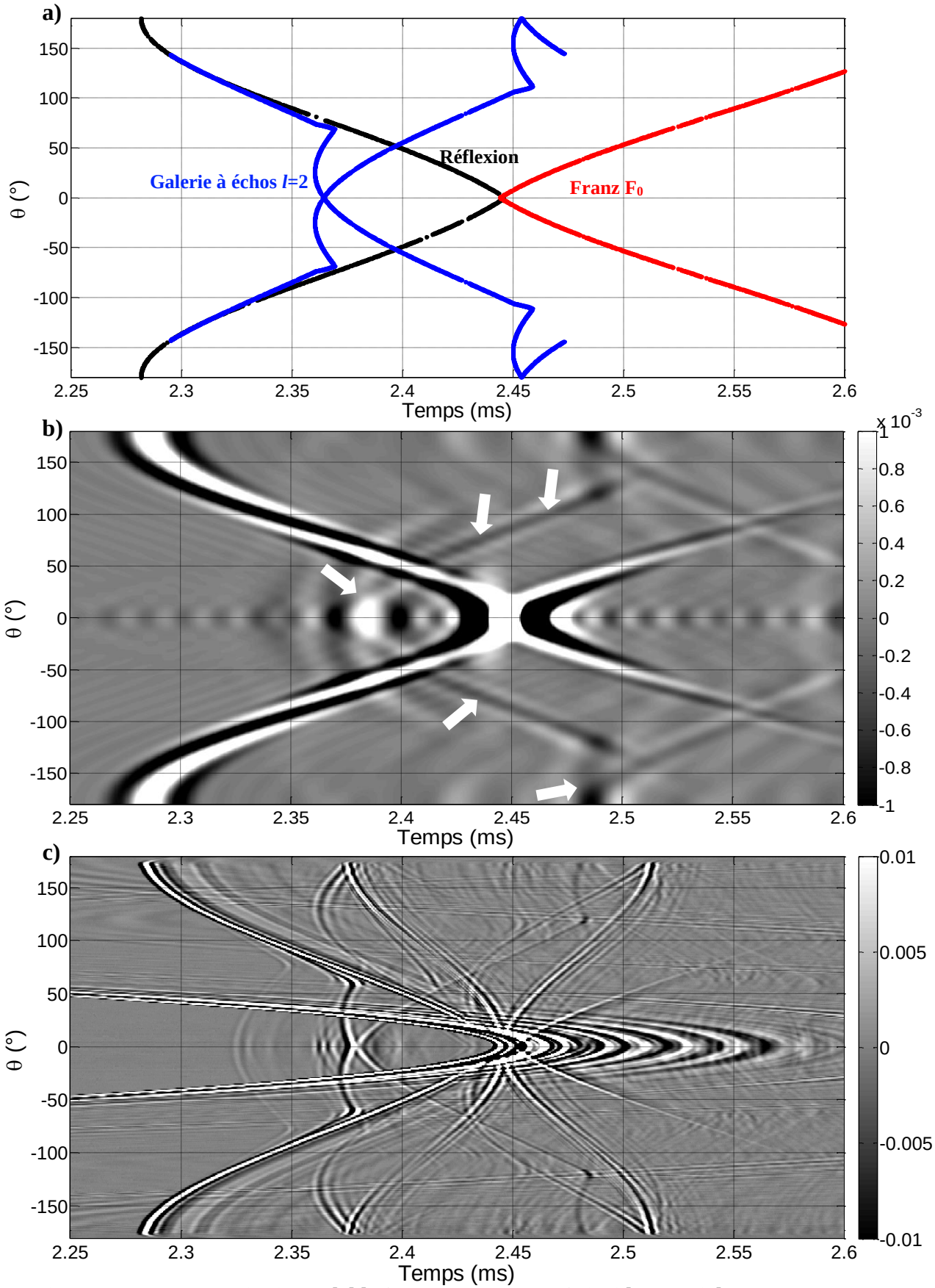


Figure 44 : LINE en acier inoxydable (*L* = 24 cm, *a* = 6 cm), incidence axiale *α* = 0°

a) Calcul des temps d'arrivée des échos ; noir : onde de réflexion ; rouge : onde de Franz F_0 ; bleu : onde de galerie à échos *l*=2

b) Réponse temporelle issue des calculs sur COMSOL en fonction de l'angle de bistatisme

c) Réponse temporelle expérimentale en fonction de l'angle de bistatisme.

3.3.3 *Analyse de la discontinuité hémisphère/cylindre*

3.3.3.1 Mise en évidence numérique de la discontinuité hémisphère/cylindre

A partir des résultats obtenus avec GeoGebra (Figure 41a), nous avons émis l'hypothèse d'une discontinuité cylindre/hémisphère pouvant générer par diffraction des échos observables sur les résultats expérimentaux. La justification de cette hypothèse est proposée avec une modélisation numérique par éléments finis sous COMSOL.

La géométrie de la LINE (comme nous l'avons définie dans notre modèle par éléments finis) se caractérise par une évolution continue et monotone de la tangente à la surface entre la partie sphérique et la partie cylindrique. Il n'y aurait donc théoriquement pas de rupture de pente, malgré un changement net du rayon de courbure (on passe en effet d'un rayon de courbure infini, le long de la partie cylindrique, à un rayon de courbure de 6 cm au niveau de la partie sphérique). La longueur d'onde d'une onde se propageant dans l'eau à 40 kHz est de 3,7 cm, alors que cette longueur d'onde est de 7,3 mm à 200 kHz. Cela explique notamment que certains détails (que ce soit des défauts de surface ou une discontinuité) soient perceptibles à 200 kHz et non pas à 40 kHz, notamment le fait qu'on ne perçoive pas la discontinuité hémisphères/cylindre sur une modélisation avec les éléments finis à 40 kHz (voir Figure 45a). Enfin, la fabrication de la LINE pleine impose des contraintes de fabrication impliquant un usinage qui peut légèrement accentuer la discontinuité hémisphère/cylindre.

Afin de retrouver numériquement les échos expérimentaux attribués à une diffraction de l'onde incidente sur la discontinuité hémisphère/cylindre, une modélisation numérique dans laquelle ce phénomène de diffraction est « forcé » est mise en place. Alors que la partie cylindrique de la LINE n'est pas modifiée et conserve un rayon de 6 cm, les parties hémisphériques voient leurs rayons respectifs passer à 5,9 cm. Ainsi, la séparation entre partie cylindrique et partie sphérique est désormais marquée par une marche qui provoquera un phénomène de diffraction, à cause de la rupture que cela implique et des vives arêtes ainsi créées.

Les résultats fréquentiels obtenus suite à notre calcul par éléments finis sont traités (description au §3.3.2) et présentés sur la Figure 45b. Cette représentation temporelle en niveaux de gris est à comparer à celle de la Figure 45a (effectuée pour une LINE dont les parties

hémisphériques ont conservé leurs rayons de 6 cm). Nous avons également considéré une échelle d'amplitude de niveaux de gris identique pour ces deux figures. A partir de cela, plusieurs conclusions peuvent être tirées de cette comparaison.

Notre intérêt se porte principalement sur les trajectoires d'échos que nous n'observons pas sur la Figure 45a (LINE dont les hémisphères ont un rayon de 6 cm), mais présentes sur la Figure 45b (LINE modifiée, dont les hémisphères ont un rayon de 5,9 cm). Néanmoins, il est important de ne pas oublier que l'observation des échos obtenus en « forçant » le phénomène de diffraction est peut-être déjà présent sur la Figure 45a mais à des seuils trop faibles pour être visuellement perçus. Les échos qui seraient dus à des ondes diffractées à la rupture sphère/cylindre sont visibles et indiqués par des flèches blanches sur la Figure 45b.

Le résultat de la modélisation présentée sur la Figure 45b fait apparaître une amplitude non-négligeable pour l'angle de bistatisme de 180° (et par symétrie également à -180°) et aux alentours de 2,37 ms. Ce renforcement d'amplitude, qui n'est pas visible sur la Figure 45a est lié à la discontinuité introduite dans le modèle de la Figure 45b. Il n'est pas visible non plus sur les résultats expérimentaux de la Figure 45c pour des raisons de montage. En effet, pour cet angle de 180° (et au voisinage de 180°), le transducteur récepteur est placé devant l'émetteur occultant ainsi le faisceau incident.

De ce renforcement d'amplitude deux trajectoires d'échos dus aux ondes diffractées se séparent en deux directions (Figure 45b, flèche blanches (1) et (2)), ce qui n'avait pas été envisagé sur la Figure 41a, mais qui est visible sur les résultats expérimentaux la Figure 45c. La trajectoire (1) est identifiée à celle relative à la diffraction de l'onde incidente sur la rupture de pente entre la partie cylindrique et la partie sphérique (Figure 41a). Cette trajectoire d'écho est également observable sur les résultats expérimentaux (Figure 45c).

3.3.3.2 Prise en compte de cette discontinuité : modification apportée aux modélisations avec GeoGebra

Bien que de faible amplitude, une seconde trajectoire est présente sur la Figure 45b ((2)). Cet écho partant du renfort d'amplitude situé à 180° et autour de 2,37 ms évolue avec un retard croissant lorsque l'angle de bistatisme θ évolue vers 0°. Cet écho, qui n'est pas observable sur la Figure 45a, est donc lié à une onde générée sur la discontinuité. En effet, le phénomène de diffraction et son rayonnement modélisé lors du calcul aboutissant à la Figure 45a s'appuyait

sur une première observation des résultats expérimentaux. Il était alors envisagé que, lorsqu'un rayonnement issu de l'émetteur atteignait la discontinuité, la diffraction allait causer un rayonnement dans toutes les directions, dans l'eau seulement (Figure 35, parcours bleu cyan). Ces nouvelles données suggèrent également que cette discontinuité, excitée par une onde incidente, peut réémettre dans toutes les directions, et notamment se propager sur le solide en générant une onde particulière.

Afin de modéliser cette propagation sur le solide avec le modèle de géométrie dynamique, il convient de déterminer à partir des éléments à notre disposition un modèle de propagation approprié et de le confronter ensuite aux résultats expérimentaux. Tout d'abord, on observe que les échos causés par l'onde issue de la discontinuité hémisphère/cylindre ont des temps d'arrivée toujours supérieurs aux temps d'arrivé des échos issus de la réflexion ou de l'émission directe. Cela ne peut être possible que si l'onde se propageant sur le solide a une vitesse proche de la vitesse du son dans l'eau. En effet, aux fréquences considérées, une vitesse de groupe supérieure à la vitesse du son dans l'eau revient à considérer l'onde l=1, dont la vitesse de groupe s'approche de la vitesse des ondes transversales dans le matériau. Cela correspondrait alors à des temps d'arrivée inférieurs aux échos causés par la réflexion et l'émission directe ce qui n'est pas possible. La seule onde se déplaçant au voisinage de la vitesse du son dans l'eau qu'on a identifiée (puisque c'est une onde de fort rayonnement) est l'onde de Franz F_0. Par conséquent, dans notre modèle de géométrie dynamique (GeoGebra), nous utiliserons pour la propagation sur le solide des ondes issues des discontinuités hémisphères/cylindre, les mêmes caractéristiques que pour l'onde de Franz F_0, à savoir une vitesse de propagation de 1494 m/s sur le solide, et une réémission tangentielle vers le récepteur.

Cette dernière étude valide notre hypothèse relative aux ondes diffractées sur les discontinuités hémisphères/cylindre à la surface de notre objet et complète l'analyse temporelle de la diffusion acoustique d'une LINE excitée sous incidence axiale.

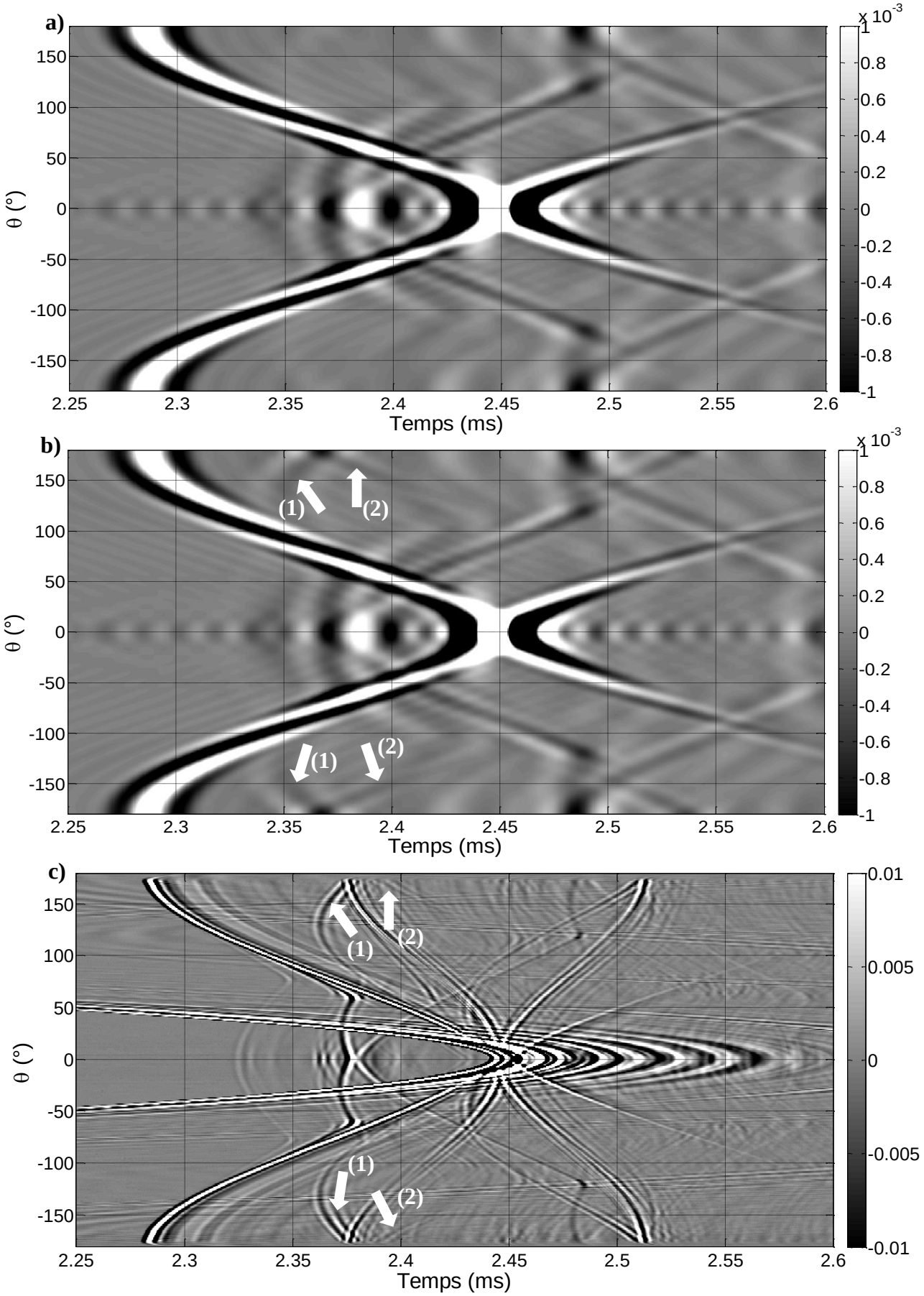


Figure 45 : LINE en acier inoxydable (*L* = 24 cm, *a* = 6 cm), incidence axiale *α* = 0° ; a) Réponse temporelle issue des calculs de la pression diffusée calculée avec COMSOL ; b) Réponse temporelle issue des calculs de la pression diffusée calculée avec COMSOL avec une LINE favorisant les phénomènes de diffraction ; c) Réponse temporelle expérimentale.

3.4 Etude pour des incidences obliques et normale

Les phénomènes de diffusion pour une LINE éclairée axialement ont été identifiés au cours de ce chapitre. Néanmoins, la question qui se pose par rapport à une incidence oblique quelconque est de savoir si la démarche d'analyse et d'interprétation des résultats en incidence axiale (avec GeoGebra) peut être adaptée à une étude en incidence oblique. Naturellement, nous considèrerons les mêmes ondes de surface et les mêmes hypothèses d'analyse posées dans le cas de la précédente étude. Pour ce faire, des expériences sont menées pour trois angles d'incidence 30°, 60° et 90°. Ces résultats expérimentaux sont ensuite comparés aux calculs des temps d'arrivée des échos obtenus avec GeoGebra.

3.4.1 *Angle d'incidence α égal à 30°*

La Figure 46a introduit les résultats des temps d'arrivée des échos calculés avec GeoGebra pour des angles de bistatisme variant entre -180° et 180°, pour une incidence de 30°. La Figure 46b correspond à la réponse temporelle expérimentale ; l'évolution temporelle des temps d'arrivée des différents échos peut alors être observée et comparée à la Figure 46a.

Les courbes obtenues via GeoGebra sont en bon accord avec l'évolution des échos expérimentaux en fonction de l'angle de bistatisme θ, et permettent d'identifier des échos sur les courbes expérimentales. Cet accord pour un angle d'incidence de 30° valide d'une part la démarche d'analyse et d'interprétation des résultats, et d'autre part les ondes mises en jeu et les hypothèses considérées.

L'émission directe entre l'émetteur et le récepteur demeure présente dans cette configuration. Il s'agit également de la seule courbe observable symétrique par rapport à l'axe θ=0°. De plus, nous observons dans la réponse temporelle expérimentale (Figure 46b) une « tâche » de forte amplitude, localisée aux environs de θ=-60° et t=2,41 ms. Celle-ci est causée par la position oblique de l'objet. Ce fort rayonnement est ainsi lié à l'interférence constructive de plusieurs ondes, dont celle causée par la réflexion de l'onde incidente sur la partie cylindrique de l'objet. En effet, la Figure 46a montre qu'à cet endroit, les trajectoires des temps de parcours des échos liés à la réflexion de l'onde incidente sur la partie cylindrique, à l'onde de galerie à écho l = 2 et aux ondes diffractées à la discontinuité hémisphère/cylindre se croisent ; l'amplitude de la résultante est alors importante. Ainsi, compte tenu de l'orientation

de l'objet, il apparait pour un angle de bistatisme particulier un fort rayonnement acoustique hors de la zone d'ombre. Il sera particulièrement intéressant d'observer ce phénomène pour l'angle d'incidence 60° étudié par la suite.

Au §2.4.4, l'onde de Galerie à échos l = 2 a été identifiée comme une des causes de fort rayonnement observable dans la zone d'ombre (pour θ=0°). La trajectoire des échos créée par une telle onde est clairement reconnaissable sur la Figure 46b. Néanmoins, il est possible d'observer d'autres échos de moindre intensité qui adoptent une trajectoire similaire sur la Figure 46b (où ils sont annotés par des flèches blanches), et dont les temps d'arrivés sont antérieurs à ceux des échos issus de l'onde de galerie à échos l=2. Par conséquent, ces échos sont révélateurs d'ondes se propageant sur le solide plus rapidement que l'onde de galerie à échos l = 2, mais avec des parcours similaires (ce qui justifie des trajectoires d'échos similaires). Il s'agit vraisemblablement d'ondes de Galerie à échos d'ordre l supérieur à 2, dont les vitesses de groupe sont supérieures à celle de la l = 2 (§1.4.4, Figure 18). Ces autres ordres d'onde de Galerie à échos n'ont toutefois pas été pris en compte dans notre modèle GeoGebra car il s'agit d'ondes rayonnant avec une intensité faible (surtout par rapport aux ondes que nous avons traitées jusqu'à présent).

Enfin, bien que l'onde de Franz F_0 soit difficilement observable après une certaine durée, nous relevons un point d'inflexion sur une des deux trajectoires théoriques pour un angle de bistatisme proche de -30°, et aux alentours de 2,48 ms. Cette inflexion est causée par le passage de l'onde de Franz F_0 d'un hémisphère à un autre lors de sa propagation le long de la partie cylindrique de l'objet. Dans le cas présent, ce point d'inflexion correspond au passage de l'onde Franz F_0 de l'hémisphère le plus proche du transducteur émetteur à l'hémisphère le plus éloigné de l'émetteur. Une inflexion de l'évolution temporelle de l'écho lié à l'onde de Franz F_0 est également observée sur la réponse temporelle de la Figure 46b.

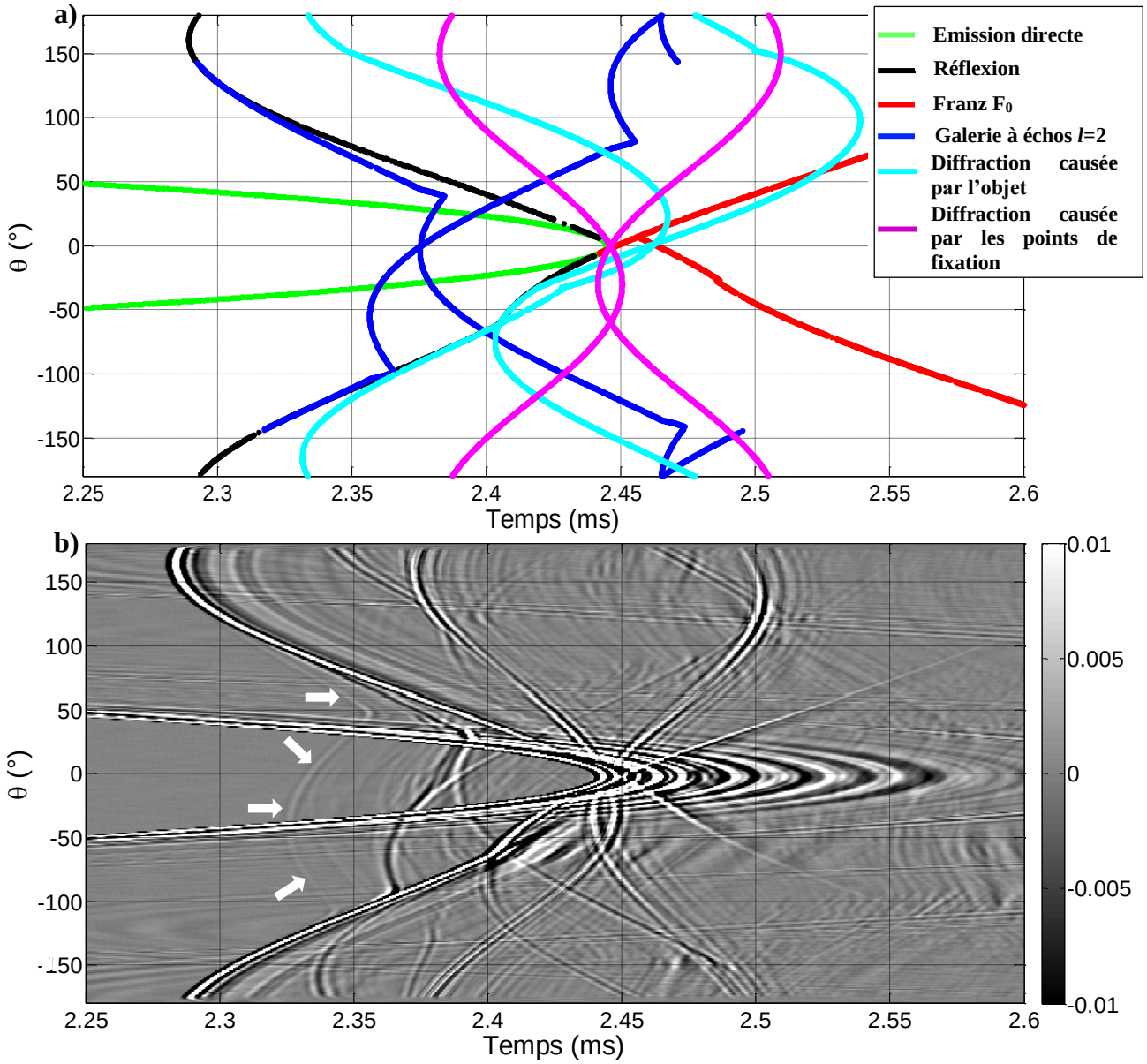


Figure 46 : LINE en acier inoxydable (*L* = 24 cm, *a* = 6 cm), incidence axiale *α* = 30° ; a) Calcul des temps d'arrivée des échos pour l'ensemble des ondes identifiées (synthèse des §3.2 et §3.3) en fonction de l'angle de bistatisme *θ* ; b) Réponse temporelle expérimentale (*α* = 30°).

3.4.2 *Angle d'incidence α égal à 60°*

Pour un angle de 60°, une démarche identique d'analyse et d'interprétation des résultats a été appliquée. Les résultats sont présentés sur la Figure 47. Un bon accord entre résultats expérimentaux (Figure 47b) et théoriques (Figure 47a) est observé. L'examen de la figure

relative à la réponse temporelle expérimentale de l'objet montre également une tâche de fort rayonnement, mais à θ=-120° et t=2,37 ms (voir marqueur sur la Figure 47b). Celle-ci, comme dans la section précédente pour une incidence α égale à 30°, est causée par l'interférence constructive des échos liés à la réflexion de l'onde incidente sur la partie cylindrique, à l'onde de galerie à échos l = 2 et aux ondes diffractées à la frontière sphère/cylindre (Figure 47a).

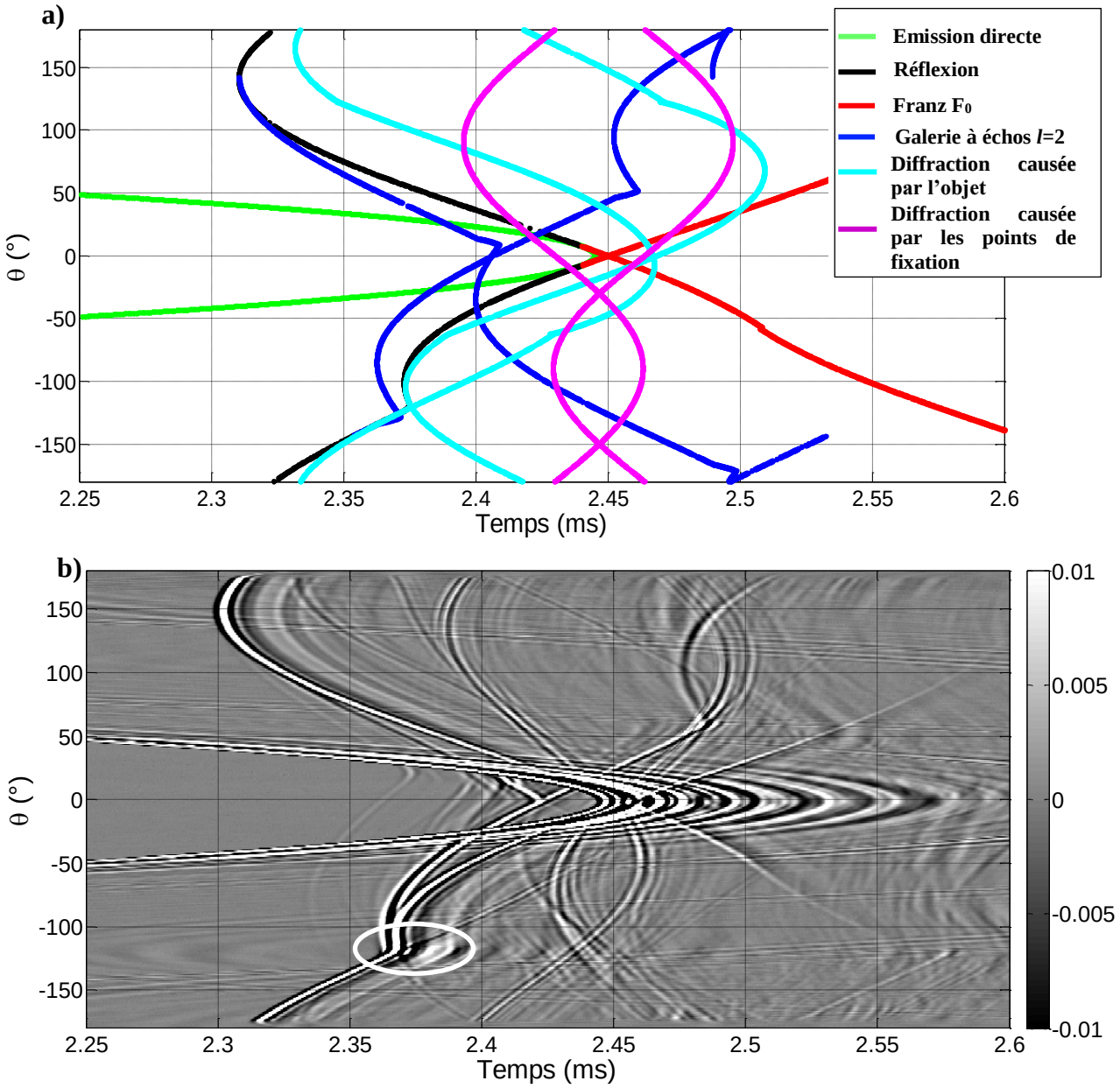


Figure 47 : LINE en acier inoxydable (L = 24 cm, a = 6 cm), incidence axiale α = 60° ; a) Calcul des temps d'arrivée des échos pour l'ensemble des ondes identifiées (synthèse des §3.2 et §3.3) en fonction de l'angle de bistatisme θ ; b) Réponse temporelle expérimentale (α = 60°).

Le tracé d'une des deux trajectoires du temps de parcours de l'onde de Franz F_0 présente également un point d'inflexion, à θ=-60° et t=2,51 ms (Figure 47a). Ce point d'inflexion trouve son origine lorsque le trajet de l'onde de Franz continue sa propagation au niveau de la partie cylindrique, et passe d'un hémisphère de la LINE à un autre. Les vitesses de l'onde de Franz sur la partie sphérique et sur la partie cylindrique sont considérées ici comme identiques ce qui est confirmé par des relevés expérimentaux en bon accord avec les résultats issus de Geogebra.

En résumé, les calculs des temps d'arrivés des échos développés avec GeoGebra permettent d'identifier l'origine des principaux échos observés sur les résultats expérimentaux.

3.4.3 *Incidence normale à l'axe principal de la LINE (α = 90°)*

Les Figure 48a et Figure 48b présentent les résultats dans le cas d'un angle d'incidence de 90°. Notons que ces deux dernières figures sont symétriques par rapport à un axe passant par θ=0°. Cette configuration correspond à une incidence normale à l'axe principal de l'objet. Outre l'excitation sur les hémisphères, l'excitation de l'objet est également réalisée sur la partie cylindrique de l'objet.

On retrouve l'émission directe entre émetteur et récepteur. Pour l'angle de bistatisme θ=0°, on retrouve également le croisement entre les deux parcours de l'onde de Galerie à échos l=2 situé à un temps plus proche de l'émission directe (2,42 ms au lieu de 2,36 ms pour l'incidence axiale). On remarque également dans cette position angulaire la présence d'échos liés à une onde plus rapide dont le croisement des trajectoires se produit à 2,38 ms. Cette onde pourrait être une onde de Galerie à échos d'ordre supérieure (l=3 ou 4 par exemple). Les points d'inflexion des trajectoires de l'onde de Franz sont visibles à des angles de bistatisme de 90° et -90° (et t=2,55 ms) sur les résultats expérimentaux. Ils correspondent au passage de l'onde de Franz d'une partie hémisphérique à une autre partie hémisphérique, après continuité de propagation sur la partie cylindrique. Les diffractions sur les discontinuités et sur les attaches de l'objet sont également perceptibles dans cette configuration.

La comparaison entre les figures théoriques et expérimentales montre un bon accord entre ces dernières.

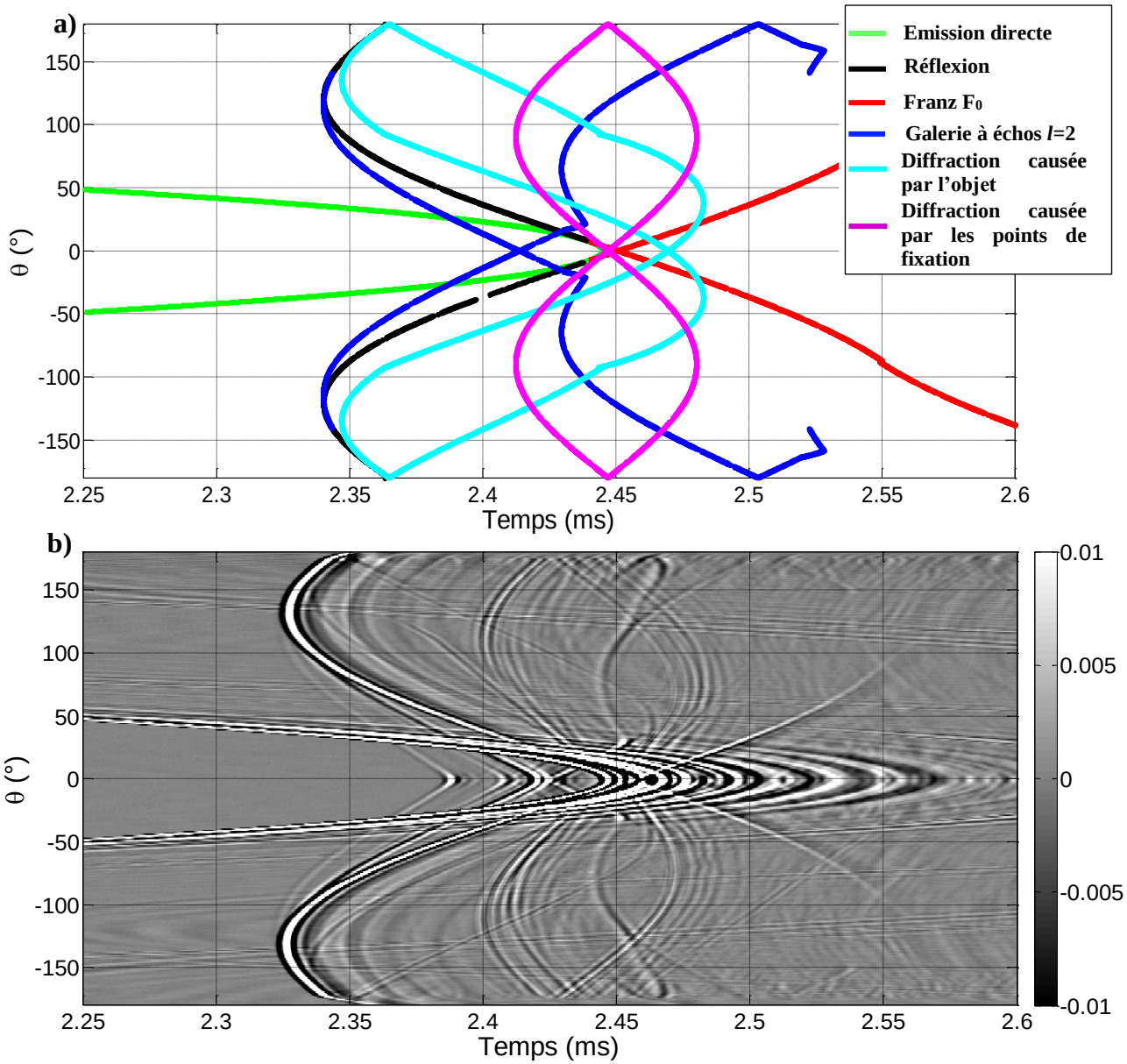


Figure 48 : LINE en acier inoxydable (*L* = 24 cm, *a* = 6 cm), incidence axiale α = 90° ; a) Calcul des temps d'arrivée des échos pour l'ensemble des ondes identifiées (synthèse des §3.2 et §3.3) en fonction de l'angle de bistatisme θ ; b) Réponse temporelle expérimentale (α = 90°).

3.5 Conclusion

Ce chapitre s'inscrit dans la continuité du précédent chapitre traitant de l'étude de la diffusion acoustique par une sphère pleine. En effet, la diffusion acoustique par une LINE immergée dans l'eau a été réalisée dans un premier temps en incidence axiale. La partie sphérique de cet objet étant insonée, nous considérons les résultats obtenus pour une sphère afin d'interpréter la réponse temporelle expérimentale obtenue pour une LINE. Le logiciel de géométrie dynamique GeoGebra nous a ainsi permis d'identifier les ondes observées sur les résultats expérimentaux, en déterminant les trajectoires théoriques des temps de parcours des ondes pour un angle de bistatisme θ de -180° à 180°. Dans une première étape, les échos liés à l'émission directe, à la réflexion de l'onde incidente sur la partie sphérique, à l'onde de Franz F_0 et à l'onde de galerie à échos $l = 2$ ont été identifiés dans la réponse temporelle expérimentale obtenue pour une LINE excitée axialement. Dans une seconde étape, nous avons déterminé l'origine de certains échos en considérant l'influence des points d'attache de la LINE et la différence géométrique entre une sphère pleine et une LINE pleine. Dans ce dernier cas, il s'agit d'échos liés aux ondes diffractés à la frontière sphère/cylindre. Une modélisation par éléments finis à l'aide du logiciel COMSOL a été également réalisée afin de confirmer l'origine de ces derniers.

Dans un second temps, la démarche d'analyse et d'interprétation des résultats en incidence axiale (avec GeoGebra) a pu être adaptée à une étude de la réponse temporelle expérimentale obtenue pour une LINE en incidence oblique et en incidence normale. Notre étude a été réalisée pour des angles d'incidence de 30°, 60° et 90° et une identification des échos expérimentaux a été effectuée. La représentation de la réponse temporelle expérimentale présente un fort rayonnement acoustique à un angle de bistatisme particulier hors de la zone d'ombre. Cet angle varie en fonction de l'angle d'incidence et est liée notamment à la direction de réflexion privilégiée de l'onde incidente sur la partie cylindrique de l'objet. Cette direction de réflexion privilégiée est caractérisée par un angle de bistatisme égal à $-2|\alpha|$. Néanmoins, ce fort rayonnement est lié à l'interférence constructive entre plusieurs ondes que nous avons pu identifier. Il s'agit en effet de l'onde de réflexion, de l'onde de galerie à échos l=2, et de l'onde causée par la diffraction sur la discontinuité hémisphère/cylindre.

Dans la dernière configuration étudiée, pour un angle d'incidence de 90°, l'orientation de l'objet vis-à-vis de l'onde incidente permet d'obtenir une figure symétrique de la réponse temporelle expérimentale. De plus, pour cet angle de 90° (et celui de 0°), aucun fort rayonnement acoustique n'a été observé à un angle de bistatisme particulier hors de la zone d'ombre.

Chapitre IV

4 Caractérisation du rayonnement d'une LINE

La diffusion acoustique bistatique d'un objet LINE immergé dans l'eau a été étudiée dans le précédent chapitre. Cette étude a permis d'identifier sur les réponses temporelles les ondes à l'origine des rayonnements les plus importants. Il se trouve notamment que ces rayonnements sont localisés principalement en diffusion vers l'avant, ainsi que dans une direction dépendant de l'angle d'incidence α de la LINE. Dans le présent chapitre, la caractérisation de la LINE en tant que cible est effectuée via le calcul de l'index de cible, qui est une grandeur utilisée pour caractériser la signature acoustique des bâtiments en mer. Etant donné le contexte théorique et numérique de ce chapitre, les hypothèses d'observation en champ lointain et d'onde plane incidente sont systématiquement utilisées. Le calcul de l'index de cible à partir des données issues de COMSOL est dans un premier temps validé en utilisant le cas connu d'une sphère rigide en configuration monostatique. En effet, les formules données par R. J. Urick [51] dans le cas d'objets rigides de formes simples (sphères, cylindres, et plaques) en configuration monostatique permettent d'obtenir rapidement l'index de cible en fonction de la fréquence considérée et des dimensions de la cible. Dans un second temps, la pression (Pa) diffusée par un objet LINE (qu'il soit plein en acier inoxydable ou rigide) excité axialement et obliquement est calculée avec COMSOL en configuration bistatique, puis convertie en index de cible (dB). Ces résultats sont notamment interprétés à la lumière des calculs du précédent chapitre qui permettent d'approfondir la compréhension des phénomènes observés. Enfin, des comparaisons entre les données obtenues pour une cible élastique en acier inoxydable et pour une cible rigide donnent lieu à la mise en place d'un critère qui quantifie les contributions résonantes de l'objet, permettant une bonne estimation de son comportement résonant (ou, par opposition, de son comportement non-résonant) en fonction de la fréquence et de l'angle de bistatisme.

Sommaire du Chapitre IV

4.1 Définition de la signature acoustique d'un objet immergé dans l'eau 119

4.1.1 Equation du SONAR 119

4.1.2 Index de cible 120

4.2 Validation du calcul de l'index de cible avec les calculs effectués sur COMSOL 121

4.3 Cartographie de la signature acoustique d'une LINE élastique en acier inoxydable 125

4.3.1 Etude en incidence axiale 125

4.3.2 Etude en incidence oblique 127

4.4 Cartographie des contributions acoustiques résonantes 130

4.4.1 Etude en incidence axiale : contributions rigides et résonantes 131

4.4.2 Etude en incidence oblique (α=30°) : contributions rigides et résonantes 140

4.5 Conclusion 145

4.1 Définition de la signature acoustique d'un objet immergé dans l'eau

Dans le milieu de la détection sous-marine, l'utilisation des grandeurs de pression ne suffit plus à caractériser le rayonnement d'un objet. En effet, il faut tenir compte du bruit ambiant, de l'éloignement, des contraintes techniques, etc. C'est pourquoi il est nécessaire d'utiliser une nouvelle grandeur définissant la signature acoustique d'un objet.

4.1.1 *Equation du SONAR*

L'équation dite du SONAR [52]–[54] est une équation de conservation de l'énergie qui détermine, que ce soit dans le cadre de la détection active ou passive, si la cible recherchée est perceptible par notre système. Dans le cadre de l'étude en cours, seule l'équation du SONAR applicable à la détection active sera considérée.

La détection d'un objet par un système n'est possible que si cet objet est visible pour les capteurs utilisés, c'est-à-dire si le signal réémis par la cible est supérieur au seuil de détection du système à notre disposition. Ce seuil de détection dépend principalement des caractéristiques matérielles du système de détection (gain, traitement de signal, possibles opérations de filtrages du bruit ambiant, …). Enfin, dans le cadre de la détection active, le signal réémis par la cible doit être suffisamment important par rapport au bruit (somme du bruit ambiant et du bruit propre du système de mesure) pour être perceptible par le système de mesure. Par conséquent, une équation simplifiée de l'équation du SONAR peut être décrite suivant l'équation 4.1 [53] :

$$Signal - Bruit > Seuil\ . \tag{4.1}$$

De manière un peu plus détaillée, ce bilan énergétique peut s'écrire sous la forme de l'équation 4.2 [53] :

$$NE - 2PT + IC - NB + (GD + GT) > ID \tag{4.2}$$

avec *NE* étant le Niveau Emis, correspondant à l'intensité acoustique de l'onde émise. *IC* correspond à l'Index de Cible, qui est une grandeur qui traduit la capacité de la cible à renvoyer (par réflexion ou diffusion) l'énergie acoustique reçue. *2PT* représente les Pertes de Transmission durant la propagation de l'onde dans l'eau, pour l'aller et pour le retour. *NB* est le Niveau de Bruit ou réverbération, *GD* est le Gain de Directivité associé à l'antenne et *GT* est le Gain de Traitement associé cette fois au signal et au récepteur utilisé. *ID*, l'Indice de Détection représente ici le seuil de détection de notre système.

Il apparait donc, avec l'équation 4.2 du SONAR, que seule la grandeur dite de l'index de cible permet de convenablement caractériser la signature acoustique d'un objet.

4.1.2 *Index de cible*

L'index de cible *IC* (« target strength » en anglais) est une grandeur définie comme le logarithme du rapport de l'intensité acoustique du signal renvoyée par l'objet en champ lointain, intensité I_r ramenée à 1 mètre du centre acoustique de l'objet, sur l'intensité acoustique I_0 de l'onde incidente à 1 mètre de la cible. L'équation 4.3 ([51], [55]) est ainsi obtenue :

$$IC = 10\log_{10}\left(\frac{I_r}{I_0}\right) \tag{4.3}$$

Le centre acoustique de l'objet désigne le point d'où le son renvoyé par l'objet semble provenir. Cet index est déterminé à partir de mesures effectuées à grande distance de l'objet (en pratique, il s'agit de mesures effectuées en champ lointain). Notons également que la distance de 1 mètre est choisie arbitrairement. L'index de cible pour des objets de l'ordre de la dizaine de centimètres sera négatif, alors que l'index de cible de n'importe quel sous-marin sera positif. Cela ne signifie pourtant pas qu'un sous-marin (par exemple) rayonne plus d'énergie qu'il n'en reçoit. En effet, cette valeur positive doit être perçue comme une conséquence de la valeur arbitraire de 1 mètre choisie pour la définition de l'index de cible. Ainsi, une valeur d'index de cible de 0 dB correspond à l'intensité rétrodiffusée par une sphère de 2 mètres de rayon, valeur obtenue à l'aide de l'approximation hautes fréquences que nous pouvons trouver dans l'ouvrage d'Urick [51].

En effet, Urick [51] propose plusieurs formules de calcul d'index de cible avec des simplifications hautes fréquences pour des d'objets canoniques : la sphère, la plaque, le cylindre, etc. Cependant, la plupart de ces simplifications ne sont possibles qu'en considérant une configuration monostatique et des cibles rigides.

Enfin, notons que la définition même de l'index de cible permet à une fréquence réduite donnée, de transposer les résultats obtenus pour un objet donné à un autre objet géométriquement identique (après une transformation par homothétie du premier objet). Cette propriété intéressante est détaillée en annexe §6.

4.2 Validation du calcul de l'index de cible avec les calculs effectués sur COMSOL

Dans un premier temps, il est nécessaire de valider le calcul de l'index de cible à partir des résultats obtenus en pression sous COMSOL. Ainsi, bien que ce chapitre traite de la LINE, une sphère rigide sera considérée pour ce paragraphe.

Dans ses travaux, Urick [51] procède au calcul de l'index de cible asymptotique (soit pour les hautes, soit pour les basses fréquences) de la sphère rigide en configuration monostatique. Les équations qu'il obtient pour des objets canoniques dépendent uniquement de la forme de l'objet et de la direction d'excitation. Celles-ci sont valables pour certains domaines de fréquence, suivant que la longueur d'onde de l'onde incidente soit très grande ou très petite devant la dimension caractéristique de l'objet étudié.

Dans notre cas, la fréquence adimensionnée considérée est toujours plus grande que 1. Par conséquent, d'après les travaux d'Urick [51], l'index de cible d'une sphère rigide de rayon a égal à 6 cm en configuration monostatique pour $ka >> 1$ est fixe et égal à -30,46 dB. Ce calcul est obtenu à partir de l'équation 4.4 :

$$IC_{sphère} = 10\log_{10}\left(\frac{a^2}{4}\right). \tag{4.4}$$

La démonstration de l'équation 4.4 se trouve en annexe §6. Le problème qui se pose ensuite est d'utiliser la définition de l'index de cible (équation 4.3) afin de calculer ce dernier à partir

de la pression diffusée obtenue avec COMSOL. En considérant une onde sphérique, la relation entre l'intensité acoustique *I* de l'onde et sa pression *p* est exprimée avec l'équation 4.5 [56] :

$$I = \frac{|p|^2}{\rho c}, \tag{4.5}$$

ρ étant la masse volumique du fluide dans lequel le son se propage (l'eau dans notre cas) et *c* la vitesse du son dans l'eau.

Afin de ramener la pression diffusée p_{scat} en champ lointain à 1 mètre du centre acoustique de l'objet, il faut compenser l'atténuation de la pression au cours de la propagation de l'onde dans l'eau, atténuation qui est de l'ordre de *1/r* [56] (*r* étant la distance parcourue dans l'eau). Ainsi, en considérant la distance d'observation (en champ lointain) *r*, et la pression diffusée par l'objet p_{scat} (calculée par COMSOL en champ lointain), nous écrivons l'expression suivante :

$$I_r = \frac{\left(r|p_{scat}|\right)^2}{\rho c}. \tag{4.6}$$

Enfin, la relation 4.5 peut également être appliquée pour l'intensité I_0 de l'onde incidente à 1 mètre du centre acoustique de la cible dont la valeur de la pression est connue et égale à 1 Pa. L'équation 4.7 est alors obtenue par application des équations 4.3, 4.5 et 4.6, permettant un calcul rapide de l'index de cible avec les données en pression issues de COMSOL :

$$IC_{COMSOL} = 20\log_{10}\left(\frac{r|p_{scat}|}{|p_0|}\right) \tag{4.7}$$

Afin de valider cette démarche, la comparaison pour une sphère rigide en configuration monostatique entre le résultat théorique de l'équation 4.4 et les résultats numériques obtenus à l'aide du logiciel COMSOL est réalisée à partir de la Figure 49. Nous observons une convergence de la courbe obtenue à partir de notre calcul par éléments finis, vers la valeur asymptotique définie par Urick [51]. Il apparait également que cette méthode de calcul de l'index de cible permet d'obtenir des résultats précis à ±0,5 dB à partir d'un *ka* égal à 11,5 par rapport à la référence asymptotique théorique fournie par Urick [51].

De plus, en considérant les équations 1.15, 1.16 et 1.17 (§1.4.2.2) pour une sphère rigide de 12 cm de diamètre, ainsi que la définition de l'index de cible selon les pressions (équation 5.7), il est possible de calculer un index de cible directement issu de la théorie de l'élasticité sous la forme de l'équation 4.8 (en considérant ici une pression incidente d'intensité 1 Pa).

$$IC_{analytique} = 20\log_{10}\left(\frac{|f_\infty|a}{2}\right) \tag{4.8}$$

Prendre ainsi en compte les résultats analytiques (qui définissent une référence pour le modèle par éléments finis) permet d'avoir une meilleure perception des bonnes performances de COMSOL et du traitement de données effectué pour le calcul de l'index de cible avec la Figure 49.

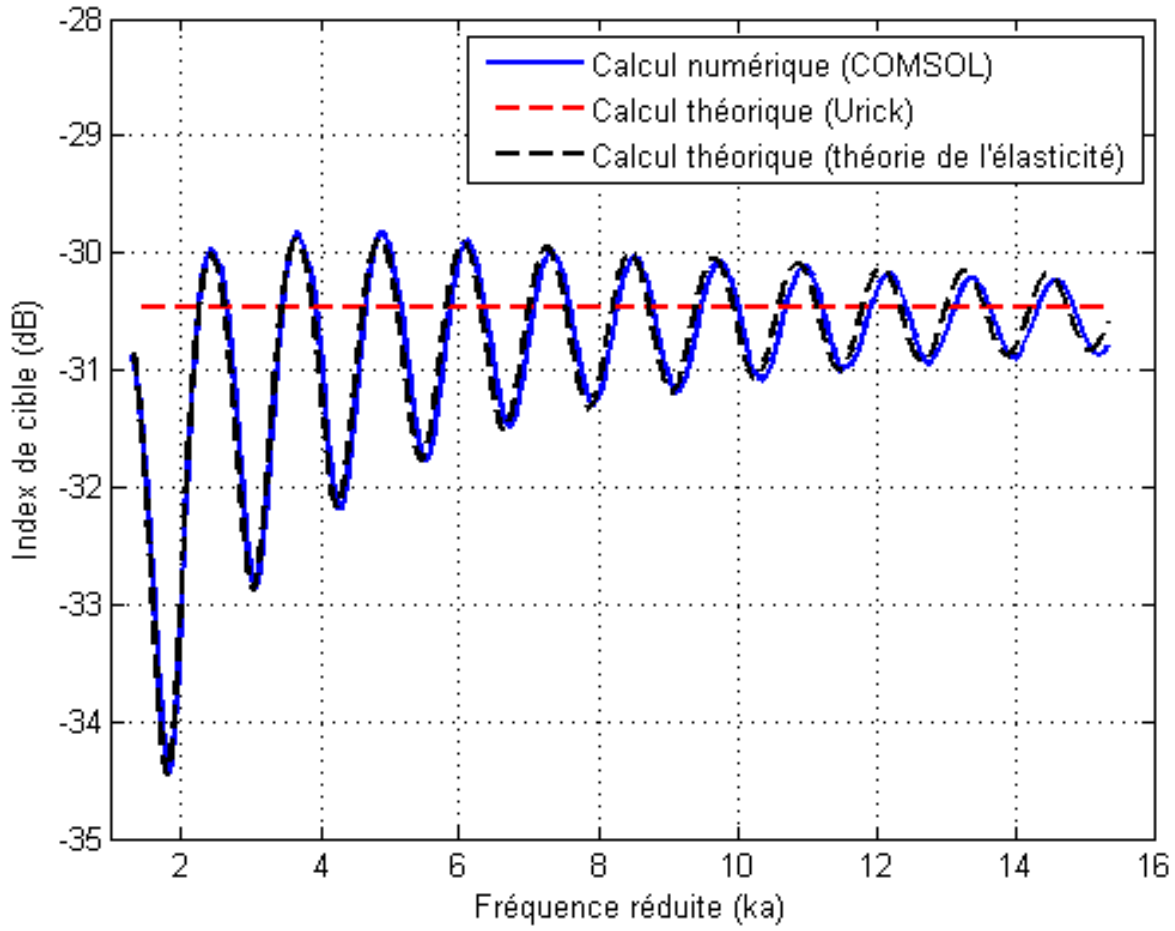


Figure 49 : Comparaison pour une sphère rigide de 12cm de diamètre en configuration monostatique entre la limite asymptotique aux hautes fréquences calculée par Urick, l'index de cible calculé à partir des pressions obtenues avec COMSOL et l'index de cible calculé à partir des pressions obtenues avec la théorie analytique.

Cette convergence entre les résultats théoriques (théorie de l'élasticité et limite asymptotique) et les calculs effectués avec COMSOL dans la gamme de fréquence considérée permet de valider notre méthode de calcul de l'index de cible à partir de la pression diffusée issue du calcul par éléments finis.

Enfin, l'index de cible est également calculé dans notre étude en configuration bistatique. Pour une fréquence réduite égale à 16, nous obtenons pour une sphère élastique le diagramme angulaire suivant, calculé avec le logiciel COMSOL et dont les résultats sont présentés sur la Figure 50. Le choix de cette fréquence réduite sera défini dans le paragraphe suivant. Notons que pour un angle de bistatisme égal à 0°, la valeur de l'index de cible est égale à -9 dB. Ce résultat sera notamment utilisé pour des comparaisons avec une LINE excitée axialement dans le prochain paragraphe.

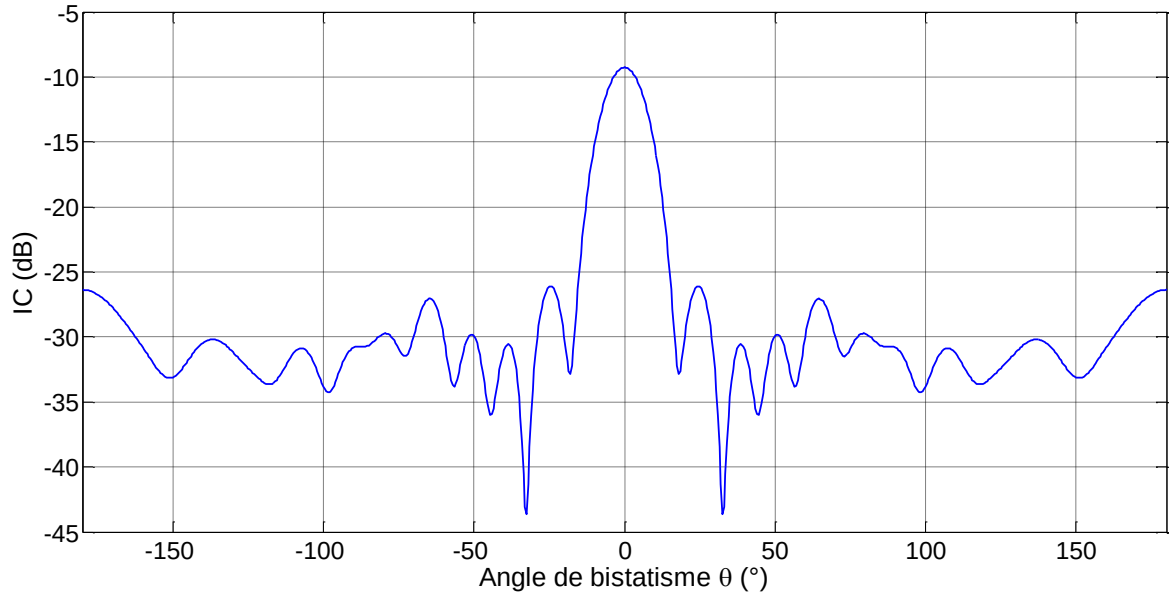


Figure 50 : Diagramme angulaire bistatique de l'index de cible calculé à partir des données issues des calculs sur COMSOL pour une fréquence réduite *ka* égale à 16 pour une sphère pleine en acier inoxydable de diamètre 12 cm.

4.3 Cartographie de la signature acoustique d'une LINE élastique en acier inoxydable

4.3.1 *Etude en incidence axiale*

La LINE étudiée est un cylindre plein d'un rayon *a* égal à 6 cm et d'une longueur de 12 cm, terminé à chaque extrémité par une demi-sphère (de 6 cm de rayon également). La longueur totale *L* de cette LINE est donc égale à 24 cm, soit un rapport : L/(2a) = 2. L'objet est en acier inoxydable. Ce paragraphe fait donc suite aux résultats et interprétations effectués au §3.2, pour cette LINE excitée axialement. En effet une cartographie des index de cible obtenus à l'aide de l'équation 5.7 et des pressions calculées avec COMSOL à 1m du centre acoustique de l'objet est présentée sur la Figure 51. Cette dernière est une représentation en niveaux de couleurs de l'index de cible dans la gamme d'angles de bistatisme $-180° \leq \theta \leq 180°$ et dans celle de la fréquence réduite $2{,}56 \leq ka \leq 17{,}95$ (soit une fréquence comprise entre 10 kHz et 70 kHz).

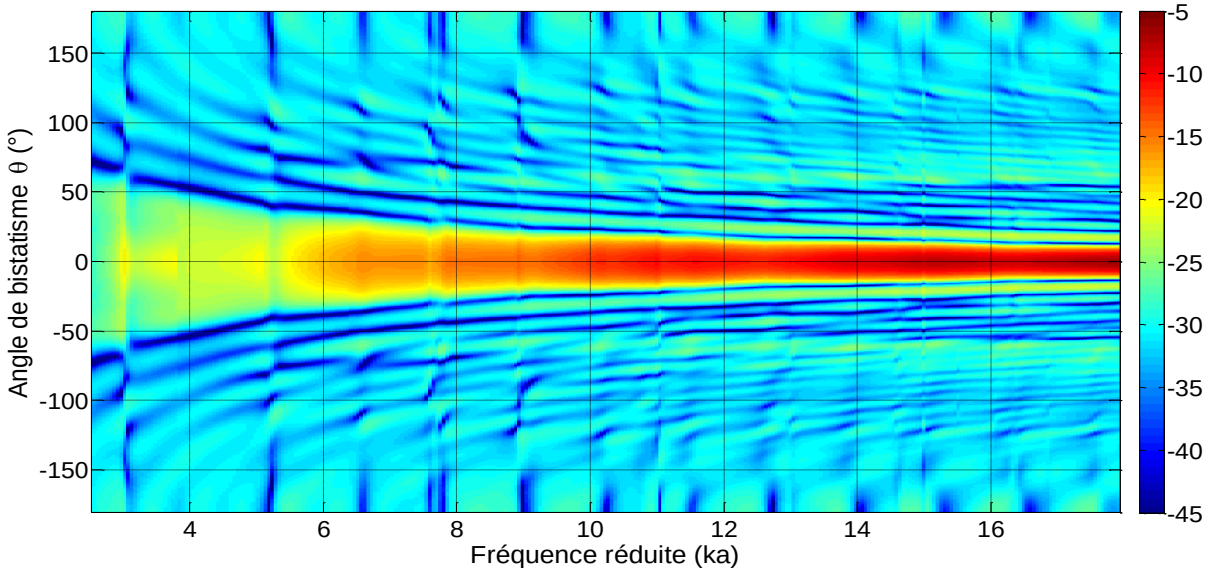


Figure 51: Représentation des niveaux de couleurs de l'index de cible en fonction de l'angle de bistatisme *θ* et de la fréquence réduite *ka* pour une LINE pleine élastique excitée axialement (*α=0°*).

Nous observons sur cette Figure 51 que le rayonnement acoustique dans la zone d'ombre est plus intense que pour les autres angles de bistatisme. De plus le lobe de forte amplitude dans la zone d'ombre est d'autant plus intense et localisé angulairement autour de l'angle de bistatisme 0° que la fréquence augmente. Ce constat est en accord avec les observations réalisées précédemment aux chapitres II et III. Enfin, pour une fréquence réduite *ka* inférieure à 5, le phénomène de forte amplitude en zone d'ombre n'est plus prédominant par rapport aux autres angles de bistatisme. Il est également à noter que les valeurs minimale et maximale de cette figure sont respectivement -73,7 dB et -6,54 dB. L'échelle de graduation des couleurs choisie permet de visualiser, au mieux, les contrastes au sein de la figure et sera également appliquée aux autres figures faisant intervenir l'index de cible.

Enfin, la Figure 52 montre pour une fréquence réduite donnée *ka* égale à 16 (soit environ 62400 Hz) le diagramme angulaire calculé via COMSOL d'une LINE pleine excitée axialement. La Figure 50, pour rappel, présente le diagramme angulaire d'une sphère pleine de même rayon et même matériau que la LINE pleine étudiée. Nous avons utilisé une fréquence réduite *ka* identique, égale à 16 car il s'agit d'une part d'une fréquence réduite appartenant au domaine de fréquences utilisé dans nos calculs numériques, et d'autre part car c'est une fréquence réduite supérieure à 7 qui est définie au §2.4.2.1 comme fréquence limite en dessous de laquelle les phénomènes de forte amplitude en zone d'ombre deviennent peu ou pas observables. Ces deux conditions étant respectées, ce choix est arbitraire et plutôt dirigé pour des hautes fréquences afin de mieux distinguer ces phénomènes de forte amplitude qui deviennent de plus en plus intenses et localisés à mesure que la fréquence augmente.

L'observation des Figure 50 et Figure 52 montre une allure générale proche entre les diagrammes angulaires obtenus respectivement pour une sphère pleine et pour une LINE pleine excitée axialement. Le fort lobe situé dans la zone d'ombre (pour un angle de bistatisme θ égal à 0°) a un index de cible légèrement supérieur à celui de la LINE (1 dB de différence). Notons toutefois que le diagramme angulaire se caractérise, en dehors de la zone d'ombre, par des variations plus importantes pour la LINE pleine élastique (Figure 52) que pour la sphère pleine élastique (Figure 50). Enfin, l'index de cible en configuration monostatique (θ=180° ou -180°) est similaire pour les deux objets (sphère et LINE axiale), et est égal à -26,5 dB, à 0,2 dB près.

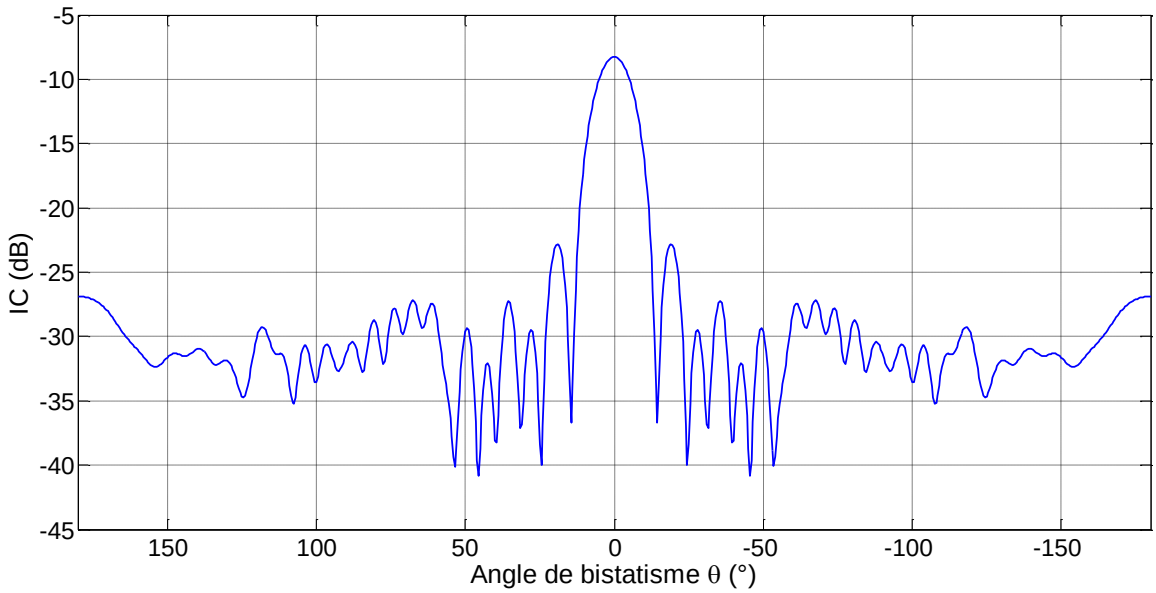


Figure 52 : Diagramme angulaire bistatique de l'index de cible calculé à partir des données issues sur COMSOL pour une fréquence réduite ka égale à 16 pour une LINE pleine en acier inoxydable excitée axialement.

4.3.2 *Etude en incidence oblique*

Dans le cadre de l'étude de la LINE en incidence oblique, nous présentons les résultats obtenus pour un angle d'incidence α égal à 30°. Les données calculées par COMSOL sont converties en grandeur d'index de cible comme indiqué au §4.1.2. Les résultats obtenus sont représentés sur la Figure 53.

Il y a deux angles de bistatisme particuliers pour lesquels une forte signature acoustique est relevée pour presque toutes les fréquences considérées (Figure 53). En effet, nous retrouvons tout d'abord pour un angle de bistatisme de 0° correspondant à la zone d'ombre, un index de cible intense et localisé à mesure que la fréquence augmente. Cela est à mettre en relation avec ce qui est analysé pour une LINE excitée axialement au paragraphe précédent (§4.3.1). Toutefois, il est également possible d'observer pour un angle de bistatisme moyen de -60° un rayonnement fort et localisé à partir d'une fréquence réduite de 5 environ. Ce phénomène, de par la géométrie du problème et de la position d'observation égale à θ=-2α, pourrait s'expliquer par la réflexion de l'onde incidente sur la partie cylindrique « droite » de l'objet. Néanmoins,

si nous recherchons le maximum local de l'index de cible autour de θ=-60° pour une fréquence réduite *ka* au-delà de 8 ou 9 (par exemple pour *ka*=16), nous observons que le maximum local se situe plutôt vers -58° que vers -60° pour l'angle de bistatisme.

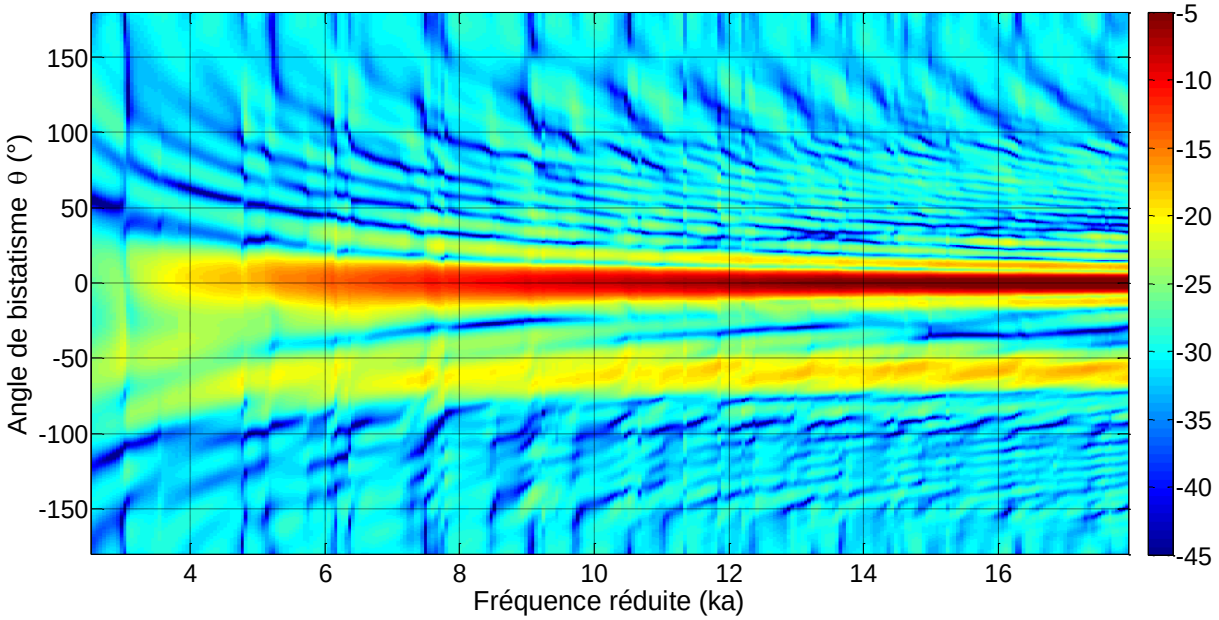


Figure 53: Représentation des niveaux de couleurs de l'index de cible en fonction de l'angle de bistatisme et de la fréquence réduite *ka* pour une LINE pleine élastique en acier inoxydable excitée à *α=30°*.

Il est à noter que la réflexion de l'onde incidente n'est sans doute pas la seule cause de ce fort rayonnement. En effet, avec la Figure 46 au §3.4.1, ce fort rayonnement au voisinage d'un angle de bistatisme de -60° a également été mis en évidence sur le diagramme temporel (à 2,41 ms). Il a été ensuite montré que ce point de rayonnement visible pour un angle de bistatisme de -60° est causé par la réflexion de l'onde incidente sur l'objet ainsi que par l'onde diffracté à la discontinuité cylindre/hémisphère de la LINE, et l'onde de Galerie à échos *l*=2, dans le cadre de transducteurs fonctionnant à une fréquence centrale de 200 kHz. Néanmoins, pour une fréquence centrale de 40 kHz ainsi considérée pour nos calculs avec COMSOL, l'onde issue de la discontinuité cylindre/hémisphère n'est pas observable (cf Figure 45 du §3.3.3). De plus, nous ne pouvons considérer l'onde Galerie à écho *l=2* puisque ses vitesses de propagation pour les fréquences centrales considérées, 40 kHz et de 200 kHz, sont trop différentes. Une autre onde élastique peut toutefois intervenir, comme l'onde de Rayleigh *l=1*. Ce détail sera explicité ultérieurement dans §4.4.1.2. Pour l'instant, nous considérons que ce point de fort rayonnement est généré par l'interférence constructive de l'onde de réflexion sur la partie cylndrique et d'une

ou plusieurs autres ondes élastiques, ce qui pourrait notamment expliquer que le maximum est situé plutôt vers θ=-58° qu'à θ=-60° exactement.

Enfin, il est également à noter que les valeurs minimale et maximale de cette figure sont en respectivement -77,7 dB et -2,53 dB. Si les minima locaux sont plus faibles que ceux de la Figure 51, l'intensité du signal dans la zone d'ombre semble légèrement plus importante dans le cas d'une LINE en incidence oblique plutôt que pour une LINE en incidence axiale.

Pour s'en assurer, il est intéressant de comparer, pour une fréquence réduite donnée de 16, les diagrammes angulaires de l'index de cible pour une LINE pleine excitée axialement puis obliquement (avec un angle d'incidence α égal à 30°), respectivement sur les Figure 54a et Figure 54b. Comme cela a été constaté dans le précédent paragraphe, une LINE excitée obliquement présente une forte signature acoustique pour deux positions d'observation remarquables, dans la zone d'ombre et pour un angle de bistatisme θ situé aux environs de -60°. En outre, la signature acoustique calculée dans la zone d'ombre est effectivement plus importante de 4,5 dB (-3,5 dB pour la fréquence réduite ka = 16) dans le cas d'une LINE excitée obliquement que pour une LINE excité axialement.

Pour rappel, l'importante amplitude observée dans la zone d'ombre est due à des ondes se propageant le long de la surface l'objet, générant ainsi un effet de focalisation dans la zone d'ombre. Or, du point de vue de l'émission pour une LINE pleine excitée avec un angle α égal à 0° (excitation axiale), seul un disque de 12 cm de diamètre est visible. La génération (et par la suite, l'émission vers le récepteur) d'une onde de surface ou d'interface donnée a lieu pour un angle critique donné (§1.4.4), ce qui se produira donc sur un cercle dont le rayon est inférieur ou égal à 12 cm. Cependant, pour un angle d'excitation $\alpha > 0°$, le transducteur émetteur excite une forme qui correspond à une LINE dont la surface correspondante est d'autant plus importante que l'angle d'excitation α est important (entre 0° et 90°). Par conséquent, la génération d'une onde donnée peut s'effectuer sur un périmètre (parties cylindriques et sphériques) d'autant plus important que l'angle d'excitation est important. Cela explique donc que l'amplitude observée dans la zone d'ombre pour une LINE pleine soit plus importante pour une incidence d'excitation égale à 30° plutôt que pour une incidence axiale (§4.3.1).

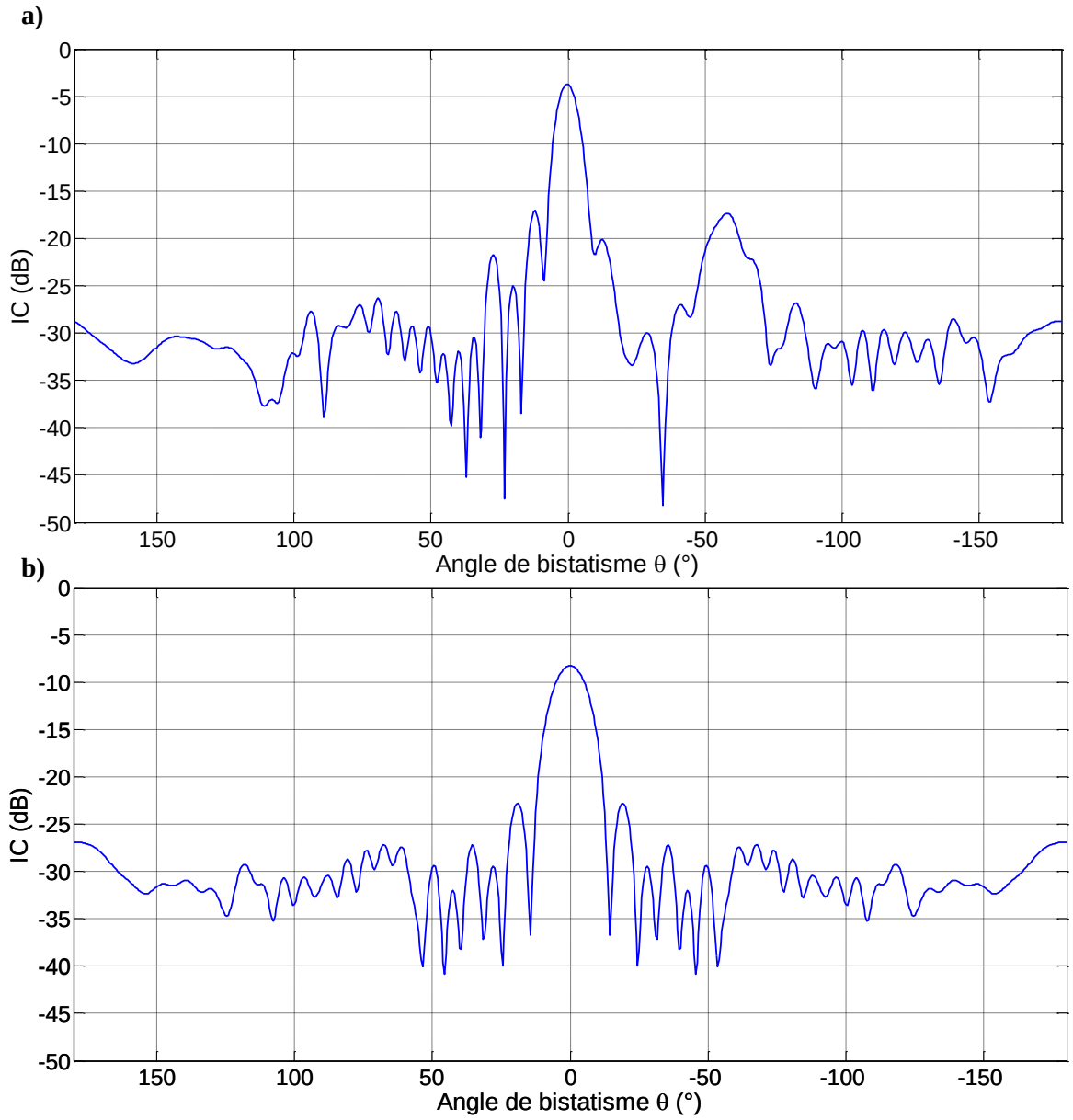


Figure 54 : Diagramme angulaire de l'index de cible tracé à partir des données issues des calculs sur COMSOL pour une fréquence réduite ka égale à 16 pour a) une LINE pleine excitée obliquement (α = 30°) et b) une LINE pleine excitée axialement (α = 0°).

4.4 Cartographie des contributions acoustiques résonantes

Dans cette dernière partie, les observations et interprétations effectuées au §4.3 avec les cartographies des signatures acoustiques pour une LINE en acier inoxydable sont utilisées pour analyser les contributions résonantes de l'objet. Les résultats obtenus pour la LINE excitée avec un angle d'incidence de 30° (§4.3.2), soulève la question de l'importance de la réponse résonante (ou, par opposition, de la contribution rigide) de l'objet. Des analyses sont donc

effectuées afin de voir si l'un des deux types de contributions prédomine sur l'autre, et s'il se dégage un comportement général tenant plus du rigide ou du résonant suivant l'angle de bistatisme ou les fréquences utilisées.

4.4.1 *Etude en incidence axiale : contributions rigides et résonantes*

La LINE considérée est caractérisée par un rapport *L/(2a) = 2* et par un rayon *a* des parties cylindrique et sphériques égal à 6 cm. Celle-ci est excitée axialement, i.e. $\alpha = 0°$. Ce cas de figure, dont l'interprétation a été développée au cours de cette étude présente un seul axe de forte réponse acoustique à un angle de bistatisme $\theta = 0°$. Cette excitation le long de l'axe majeur de la LINE s'adapte bien à une première étude sur les contributions résonantes.

4.4.1.1 Comparaison qualitative

Le modèle développé sous le logiciel de modélisation COMSOL, qui a été validé au §4.2, permet le calcul de la pression diffusée en champ lointain par une LINE pleine élastique, ou par une LINE rigide. Il est donc possible, en comparant les signatures acoustiques des LINE pleines élastiques et rigides, d'en déduire la part de la contribution rigide de la pression diffusée par l'objet considéré. En effet, la signature acoustique de l'objet élastique solide prend en compte les contributions résonante et rigide (c'est la somme de la pression diffusée résonante et de la pression diffusée par un objet rigide de forme équivalente) [2]. Par conséquent, lorsque les contributions dues au comportement rigide de l'objet sont importantes, les contributions résonantes sont faibles.

Dans un premier temps, une analyse quantitative est menée via les pressions diffusées, calculées sous COMSOL, et converties en index de cible (équation 4.5). Les index de cible pour une LINE pleine élastique en acier inoxydable et pour une LINE rigide *L/(2a) = 2*, toutes deux excitées axialement ($\alpha = 0°$), sont présentés respectivement sur les Figure 55a et Figure 55b.

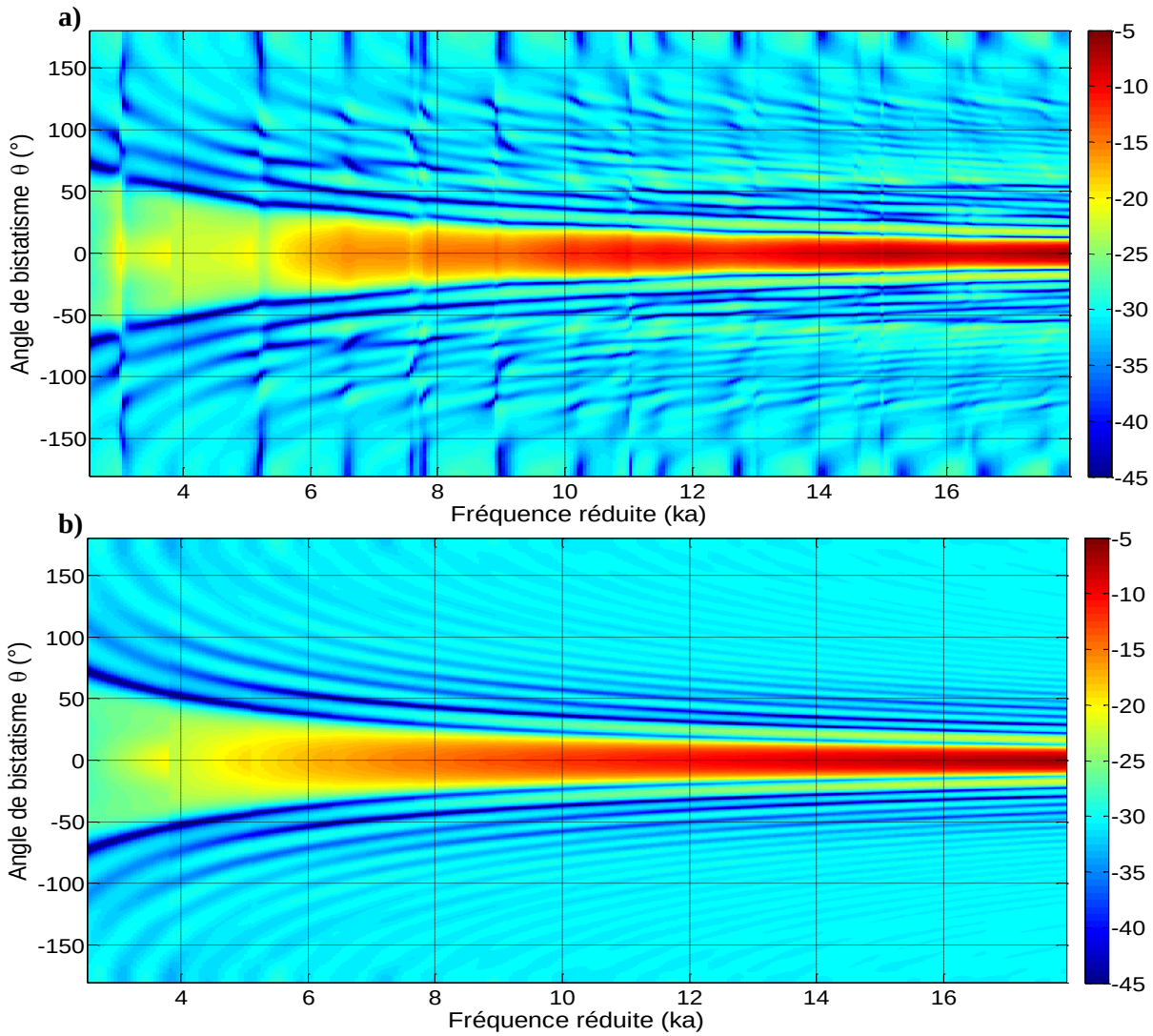


Figure 55: Représentation en niveaux de couleurs de l'index de cible en fonction de l'angle de bistatisme et de la fréquence réduites *ka* pour une LINE *L/(2a) = 2* a) pleine élastique en acier inoxydable et b) rigide, toutes deux excitées axialement (α=0°).

La comparaison entre les Figure 55a et Figure 55b permet d'établir plusieurs constats sur l'importance des contributions rigides pour la LINE pleine élastique. Tout d'abord, la forte contribution visible dans la zone d'ombre semble être clairement due au comportement rigide de l'objet puisque les niveaux d'index de cible relevés y sont similaires (entre -15 et -5 dB pour une fréquence réduite *ka* supérieure à 8). La Figure 55b (LINE rigide) fait apparaître des index de cible de niveau -30 dB avec des positions angulaires formant des trajectoires continues évoluant en angle avec l'augmentation de la fréquence. Ces trajectoires sont liées à l'interférence entre l'écho de réflexion de l'onde incidente sur l'hémisphère éclairée et l'écho

de l'onde de Franz. Aussi il est à noter que la représentation de l'index de cible de la Figure 55b, en considérant les contrastes entre zone d'importante intensité acoustique et zone d'intensité acoustique moindre, est très proche de celle de la Figure 55a.

Ce résultat est étayé par les Figure 56a et Figure 56b, qui comparent les diagrammes angulaires de LINE excitées axialement, respectivement élastique pleine et rigide, pour une fréquence réduite égale à 16. Les différences d'amplitude constatées au niveau de la zone d'ombre (θ=0°) entre la Figure 56a, pour une LINE élastique et la Figure 56b pour une LINE rigide sont très faibles, de l'ordre d'un décibel.

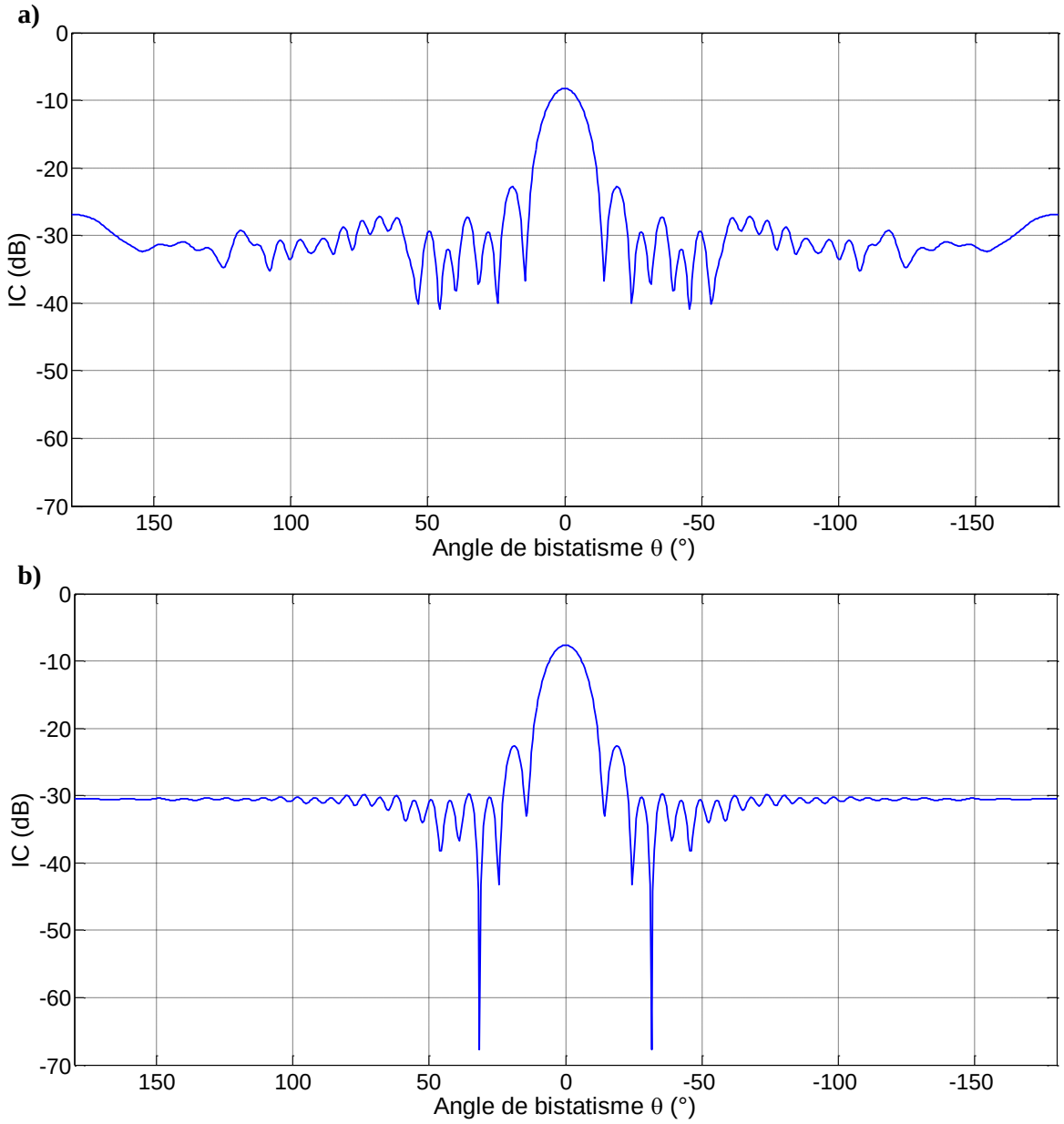


Figure 56 : Diagramme angulaire de l'index de cible tracé à partir des données issues des calculs sur COMSOL pour une fréquence réduite *ka* égale à 16 pour des LINE a) élastique pleine et b) rigide, excitées axialement (α = 0°).

Egalement, il y a d'autres différences notables entre les index de cible de l'objet rigide et de l'objet élastique. Tout d'abord, des « raies » verticales apparaissent à certaines fréquences particulières sur la Figure 55a quel que soit l'angle de bistatisme d'observation. Ce phénomène n'apparait pas sur la Figure 55b. Il en découle que ces « raies » verticales sont directement causées par le comportement résonant de l'objet. Ensuite, il est à noter que plus la fréquence considérée est élevée et plus les effets des contributions rigides les plus intenses sont localisés. Par exemple pour une fréquence réduite *ka* supérieure ou égale à 12 et au-delà d'un angle de bistatisme θ de 50° (ou en deçà d'un angle de bistatisme θ de -50°), des différences marquées entre les Figure 55a et Figure 55b sont constatées.

Néanmoins, il est difficile de quantifier cet écart avec les seules Figure 55a et Figure 55b. Une approche quantitative différente pour évaluer les contributions résonantes (ou rigides) est ainsi introduite dans la section suivante.

4.4.1.2 Evaluation des contributions résonantes

Le comportement rigide de l'objet contribue à la réponse acoustique de la LINE pleine élastique (qui tient compte du comportement résonant et rigide). L'importance de la contribution résonante sera par conséquent d'autant plus grande que la contribution non-résonante est faible. Le critère mis en place avec l'équation 4.9 permet d'évaluer le comportement non-rigide de l'objet, que nous appellerons par la suite la contribution résonante :

$$Rsn(ka,\theta) = \frac{\left|p^*_{élastique}(ka,\theta) - p^*_{rigide}(ka,\theta)\right|}{\left|p^*_{élastique}(ka,\theta)\right| + \left|p^*_{rigide}(ka,\theta)\right|}. \qquad (4.9)$$

Il est également important de préciser que ce critère prend en compte des pressions complexes. En effet, $p^*_{élastique}$ est la pression complexe relevée en champ lointain (à 2000 mètres du centre de l'objet dans le modèle développé sous COMSOL) pour une LINE pleine élastique. La grandeur p^*_{rigide} est la pression complexe relevée en champ lointain (à 2000 mètres du centre de l'objet dans le modèle développé sous COMSOL) pour une LINE rigide. Ces deux grandeurs dépendent naturellement de l'angle de bistatisme choisi θ et de la fréquence réduite ka.

Le choix d'un critère portant sur des pressions complexes plutôt que sur des index de cible s'explique par le fait que l'index de cible est une grandeur dépendant directement du module de la pression. Cet index ne prend donc pas en considération la phase de la pression diffusée par l'objet. Or, l'information liée à la phase est importante, puisqu'elle est révélatrice d'un retard temporel d'une onde donnée au cours de sa propagation, et donc d'une variation angulaire de θ (pour la même onde donnée). Expérimentalement, la variation de la position angulaire des différents échos peut être visible sur la réponse temporelle expérimentale des signaux relevés en fonction de l'angle de bistatisme (ces réponses sont présentées dans le précédent chapitre). Par conséquent, utiliser un critère basé sur des pressions complexes (amplitude et phase) permet de prendre en compte l'information liée à la phase ce qui autorise une meilleure estimation des différences entre comportement rigide et comportement élastique de la LINE.

Un tel critère a une amplitude compris entre 0 et 1. Des valeurs proches de 1 traduisent une faible contribution du comportement rigide de l'objet et donc, une forte contribution du comportement résonant (l'inverse est vrai aussi lorsque ce critère approche 0). Ce critère représente donc les contributions résonantes, et est donc nommé *Rsn*.

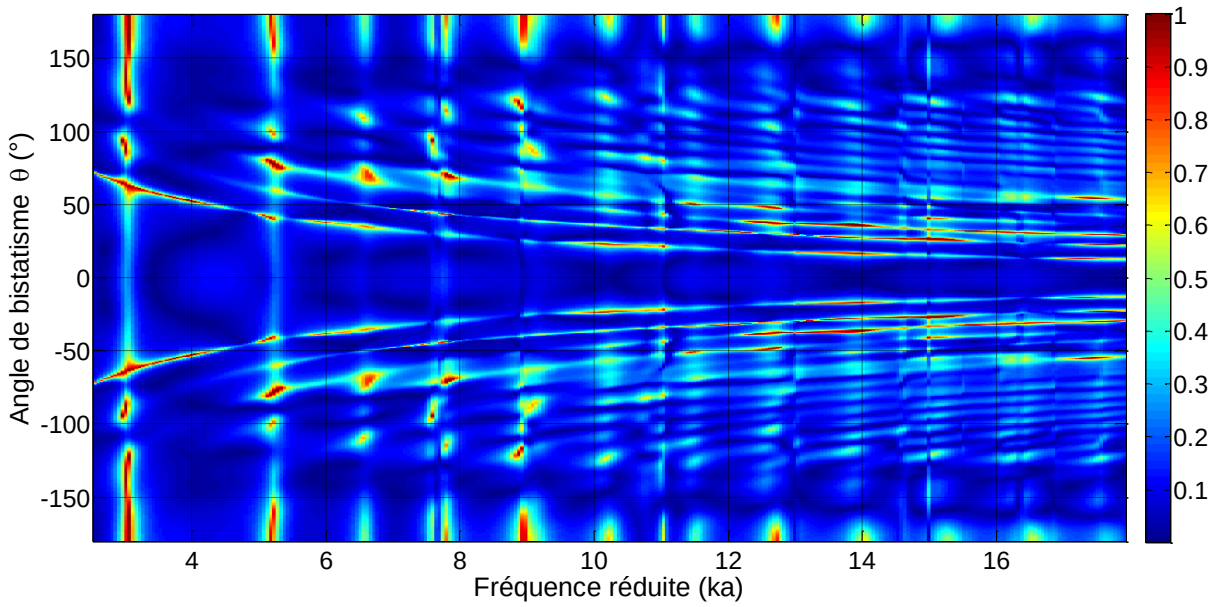


Figure 57: Représentation en niveaux de couleur du critère *Rsn* en fonction de l'angles de bistatisme et de la fréquence réduite *ka* pour une LINE excitée axialement (*α=0°*).

La représentation en niveaux de couleur du critère *Rsn* est effectuée sur la Figure 57. Le comportement rigide est largement prédominant dans la zone d'ombre, aux alentours d'un angle θ égal à 0° (§4.4.1.1). Cela explique les valeurs faibles de *Rsn* au voisinage de la zone d'ombre (Figure 57). Il est toutefois nécessaire de préciser que cela dépend de la fréquence. Plus la fréquence est élevée et plus les effets de la contribution rigide sont localisés (Figure 57). Ce comportement rigide est certes prépondérant au voisinage d'un angle θ égal à 0°, mais il semble apparaître deux autres zones, symétriques par rapport à l'axe d'angle θ=0°. Ces zones sont comprises, dans la gamme de fréquence étudiée, entre θ=125° et θ=150° pour la première et θ=-125° et θ=-150° pour la seconde. Aucune contribution résonante ne semble y apparaître. En dehors de ces trois zones, le comportement résonant contribue à la réponse acoustique de la LINE (en moyenne entre 30% et 50% selon le critère *Rsn*).

La Figure 57 met en évidence des raies verticales introduites dans le paragraphe §4.4.1.1. Toutes les raies visibles dépendent d'un phénomène résonant se produisant à certaines fréquences. Nous pouvons observer à ces fréquences une importante contribution en rétrodiffusion (θ=180° et θ=-180°). En outre, plus la fréquence augmente, plus ces raies sont difficilement visibles et semblent apparaître dans une gamme réduite d'angle de bistatisme. Toutefois, pour une fréquence réduite *ka* légèrement supérieure à 3, une raie de forte amplitude est visible à presque toutes les positions d'observation. Utiliser spécifiquement une telle

fréquence pour un montage expérimental pourrait permettre l'identification de ce phénomène comme cela a été réalisé sur une LINE de petite taille dans la référence [13].

Tout d'abord, pour identifier l'onde responsable de ces résonances, nous extrayons, à θ = 180°, un spectre de résonances de la Figure 57. Un tel spectre est représenté sur la Figure 58. Les fréquences de résonance d'une ou plusieurs ondes peuvent alors être relevées et sont annotées sur la figure.

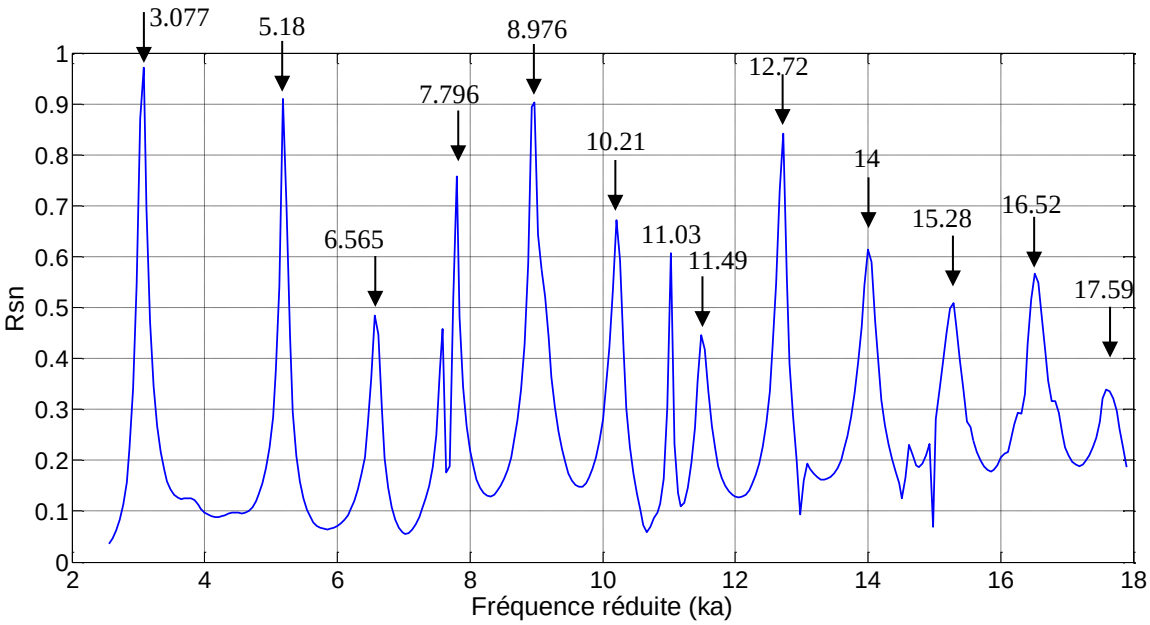


Figure 58 : Observation des contributions résonantes en fonction de la fréquence réduite en configuration monostatique (θ = 180°).

Afin d'exploiter ces fréquences de résonance, un calcul analytique est requis, ce qui n'est pas possible pour l'instant avec une LINE. Par conséquent, nous utiliserons le concept de sphère équivalente de la manière suivante. A partir des fréquences réduites *ka* prélevées sur la Figure 58, il est possible d'obtenir des fréquences kr_{eq} qui s'appliquent pour une sphère de rayon r_{eq} à la circonférence équivalente de la LINE :

$$r_{eq} = \frac{2\pi a + 2(L-2a)}{2\pi} = 0,0982m\,. \tag{4.10}$$

Les valeurs kr_{eq} sont reportées dans la première colonne du Tableau 3.

Puisque ces fréquences réduites équivalentes sont obtenues pour une sphère de rayon équivalente à la circonférence équivalente de la LINE, il est possible d'établir des comparaisons avec les fréquences réduites de résonance calculées analytiquement pour une sphère pleine, et cela pour différentes familles d'ondes. Le Tableau 3 permet d'illustrer cette comparaison (nous avons présenté les ondes de famille *l* allant de 1 à 4).

Tableau 3 : Comparaison entre les fréquences réduites de résonance obtenues via les données calculées avec COMSOL, et celles obtenues via un calcul analytique (§1.4.4).

Données issues du calcul sur COMSOL	**Données issues des calculs analytiques**			
Fréquences réduites équivalentes	**Fréquence réduite de résonance pour l'onde *l*=1**	**Fréquence réduite de résonance pour l'onde *l*=2**	**Fréquence réduite de résonance pour l'onde *l*=3**	**Fréquence réduite de résonance pour l'onde *l*=4**
5,04	5,3			
8,48	8,1	7,3		
10,74	10,4	10,3		
12,76	12,6	13,7		
14,69	14,7	17,1	14,9	
16,71	16,8	20,4	17,4	16,8
18,81	18,8	23,6	20,6	21,6
20,82	20,9	26,6	23,5	25,9
22,91	22,9	29,5	26,3	29,6
25,01	24,9	32,2	32,1	32,8
27,04	26,9	34,9	35,1	35,8
28,79	28,9	37,5	38	38,6

Il apparait ainsi que les fréquences de résonances équivalentes sont très proches des fréquences de résonance de l'onde *l*=1. Cette opération nous permet donc d'obtenir les modes *n* correspondant aux fréquences réduites équivalentes obtenues par identification avec les fréquences de résonances de l'onde *l*=1. Finalement, les vitesses de phase de l'onde liée à ces modes sont calculées (équation 1.17) et comparées à celles calculées analytiquement pour une sphère pleine sur la Figure 59. Cette comparaison des fréquences de résonance et des vitesses de phase identifie l'onde *l=1* comme étant à l'origine des résonances responsables des raies verticales.

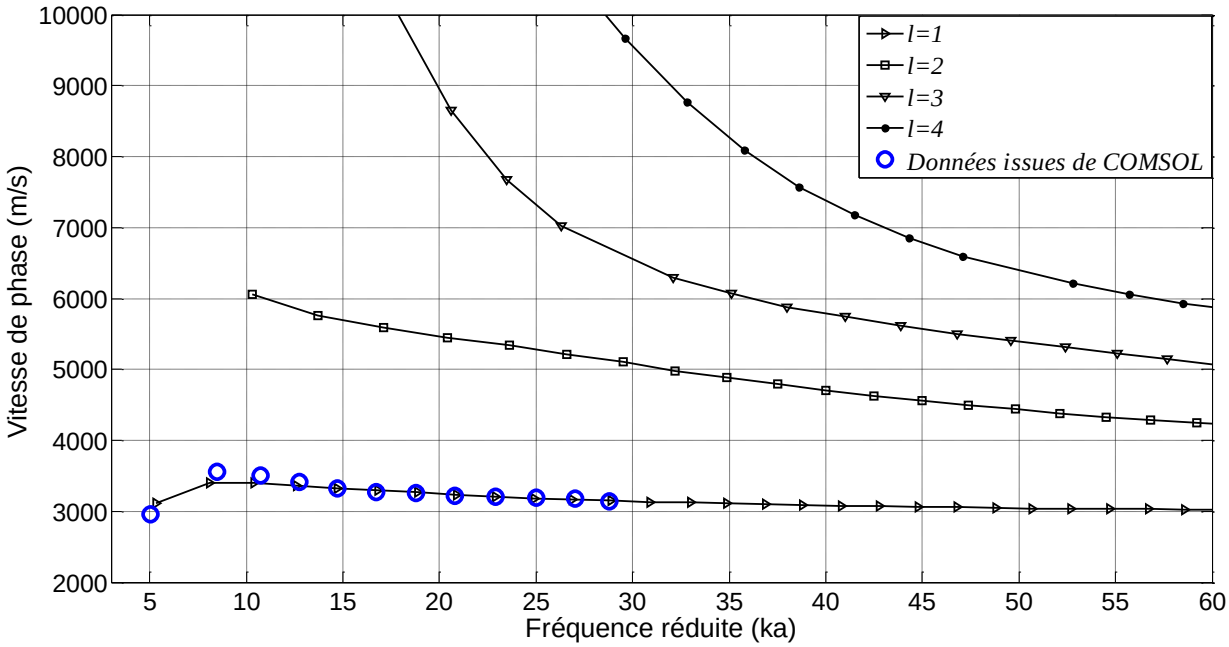


Figure 59 : Représentation des vitesses de phase calculées analytiquement et des vitesses de phases calculées à partir des données extraites sous COMSOL.

Ainsi, l'onde de Rayleigh l = 1 est l'onde dont le rayonnement est visible dans la plage de fréquence considérée pour nos calculs sur COMSOL. Notons également que la vitesse de groupe de l'onde de Rayleigh à 40 kHz (calculée avec l'équation 1.18, §1.4.4) est proche de la vitesse de groupe de l'onde de galerie à échos $l=2$ à 200 kHz, ce qui explique la ressemblance entre la trajectoire des échos de la courbe bleue visible sur la Figure 44a et la forte trajectoire correspondante sur la Figure 44b pour les résultats sur COMSOL. En effet, à la lumière de l'identification effectuée avec la Figure 59, cette trajectoire sur la Figure 44b représente certainement une onde de Rayleigh l=1.

Le critère *Rsn* permet donc d'évaluer la part des contributions résonantes et non-résonantes pour cette LINE excitée axialement. Une démarche d'investigation identique est menée, dans le paragraphe suivant, pour cet objet excité obliquement.

4.4.2 *Etude en incidence oblique (α=30°) : contributions rigides et résonantes*

La LINE, caractérisée par un rapport *L/(2a) = 2* et par un rayon *a* égal à 6 cm, est à nouveau considérée. Celle-ci excitée à un angle d'incidence α = 30°. Une étude pour cet angle d'incidence a été mené au §4.3.2 et a permis de montrer deux axes de forte réponse acoustique à $\theta = 0°$ et au voisinage de $\theta = -2\alpha = -60°$.

4.4.2.1 Comparaison quantitative

Une analyse des index de cible pour une LINE pleine élastique en acier inoxydable et pour une LINE rigide *L/(2a) = 2* est effectuée à partir des Figure 60a et Figure 60b. L'échelle de couleur est identique pour ces deux figures.

En comparant les intensités des index de cible pour ces deux objets, nous observons d'une part que le comportement rigide semble prépondérant. Outre une forte intensité de l'index de cible au voisinage de θ=0°, nous observons également une forte intensité aux alentours de θ=-60°. Néanmoins, en s'éloignant de ces deux axes, la contribution due au comportement rigide de l'objet s'affaiblit, et si nous comparons les Figure 60a et Figure 60b, nous observons des variations de couleur pouvant être relatives aux contributions résonantes.

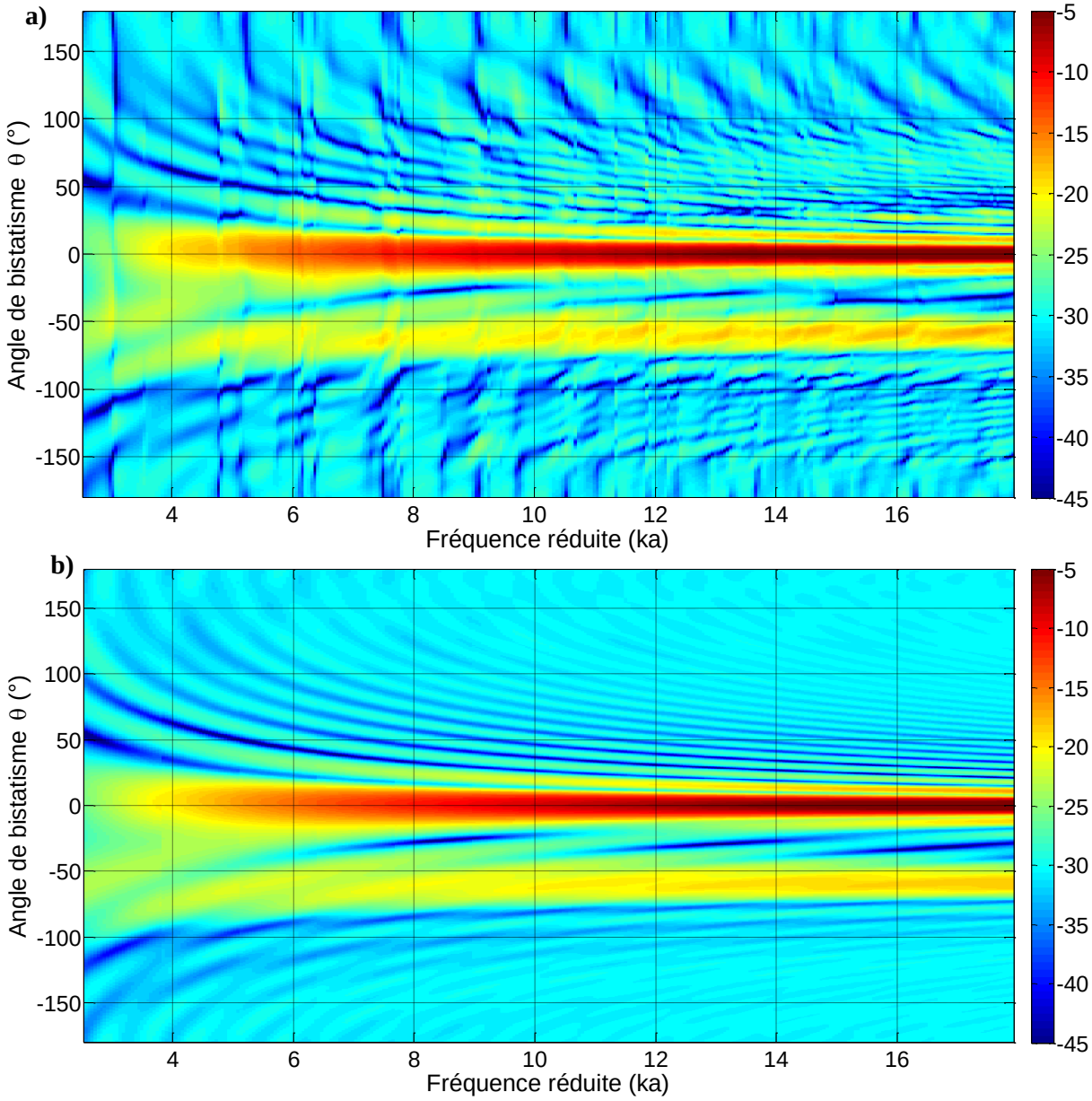


Figure 60: Représentation en niveaux de couleurs de l'index de cible (en dB) en fonction de l'angle de bistatisme *θ* et de la fréquence réduite *ka* pour a) une LINE pleine élastique en acier inoxydable et b) une LINE rigide, toutes deux excitées obliquement (*α=30°*).

La Figure 61a présente le diagramme angulaire pour une LINE pleine élastique excitée avec un angle d'incidence α égal à 30°. La comparaison avec la Figure 61b, qui représente le même cas d'excitation avec une incidence de 30° pour une LINE rigide, permet de confirmer que le comportement rigide de l'objet suffit pour décrire la signature acoustique de l'objet. Ce constat est notamment observable pour les angles de bistatisme de 0° et -60° sur les axes de fort rayonnement acoustique, où la différence entre les Figure 61a et Figure 61b est de l'ordre du décibel.

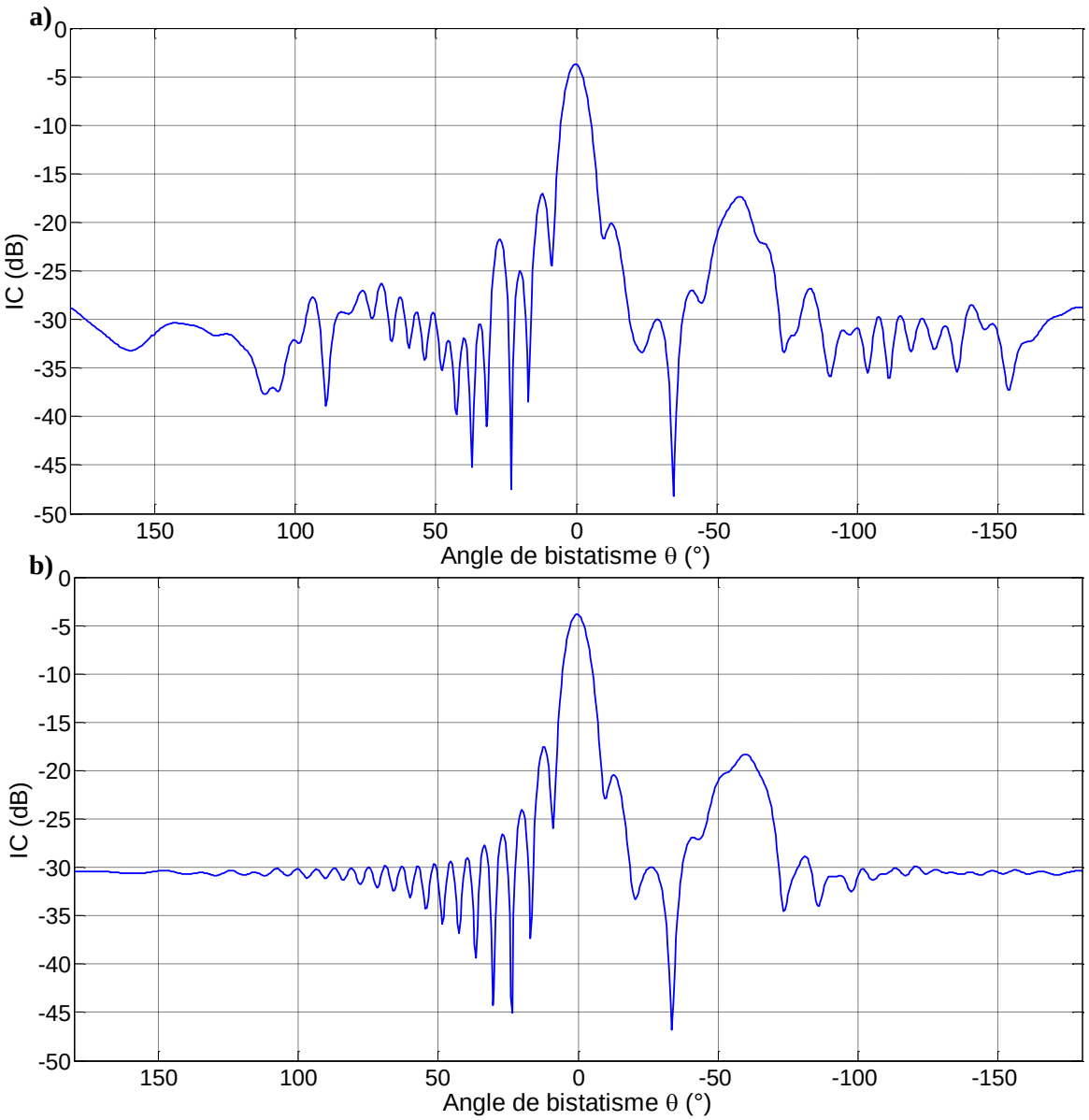


Figure 61 : Diagramme angulaire de l'index de cible tracé à partir des données issues des calculs sur COMSOL pour une fréquence réduite *ka* égale à 16 pour des LINE a) élastique pleine et b) rigide, excitées à un angle d'incidence α = 30°.

4.4.2.2 Evaluation des contributions résonantes

La contribution résonante de cette LINE est mise en évidence à partir de la représentation en niveaux de couleurs du critère *Rsn* (§4.4.1.2, équation 4.9) sur la Figure 62. Ce critère a une

amplitude compris entre 0 et 1. Des valeurs proches de 1 traduisent une forte contribution du comportement résonant de l'objet.

Nous observons des raies verticales sur la Figure 62. Celles-ci semblent généralement bien plus marquées en basse fréquence. Néanmoins, les raies de la Figure 57 sont visibles plus distinctement que celles de la Figure 62. Par exemple, aux alentours d'une fréquence réduite égale à 3, le critère *Rsn* excède une valeur de 0,85 seulement à quelques positions d'observation données (θ=-150°, θ=-110°, et 110° < θ < 180°) sur la Figure 62, alors que ce critère est supérieur à 0,85 sur la Figure 57 pour une plage de position d'observation beaucoup plus étendue (θ= -/+70°, θ= -/+90°, 120° < θ < 180° et -120° < θ < -180°). La valeur de 0,85 est ici choisie afin de mettre en avant un rayonnement de l'objet fortement influencé par les contributions rayonnantes.

A l'inverse, l'importance des contributions rigides dans la zone d'ombre pour θ au voisinage de 0° semble plus élevée avec la Figure 62 (critère *Rsn* toujours inférieur à 0,1 pour un *ka* supérieur à 8) qu'avec la Figure 57 (le critère *Rsn* fluctue sans cesse autour de 0,1, allant quelquefois jusqu'à atteindre des valeurs supérieures à 0,2, sur toute la gamme de fréquences réduites observables).

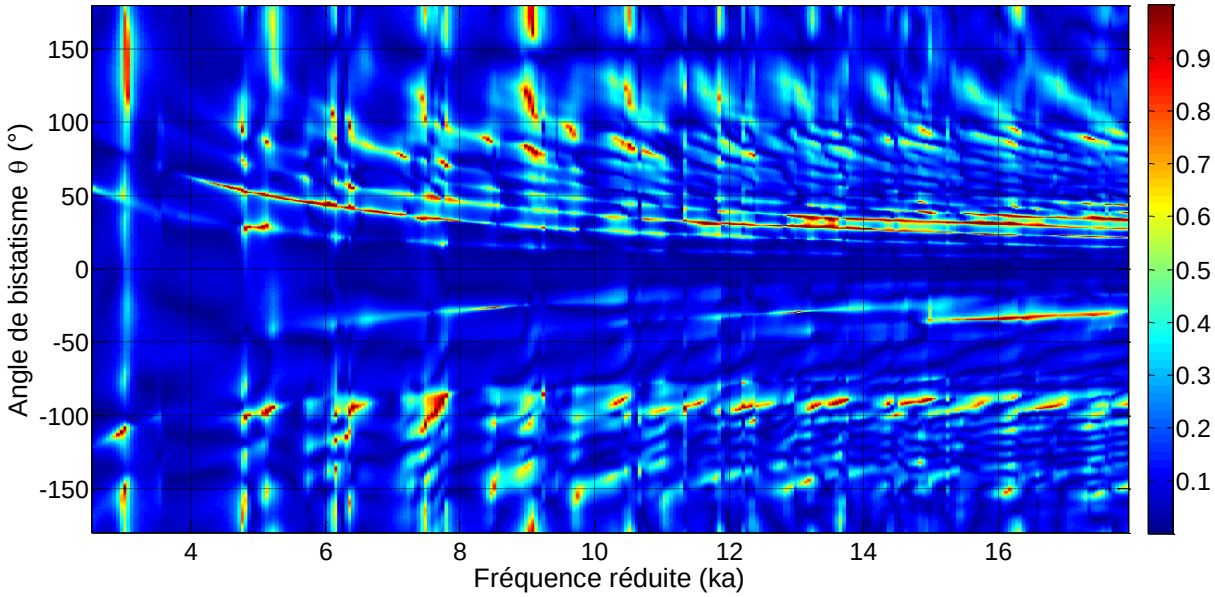


Figure 62: Représentation en niveaux de couleurs du critère *Rsn* en fonction de l'angle de bistatisme et de la fréquence réduite *ka* pour une LINE excitée sous un angle d'incidence α = 30°.

Le comportement rigide de l'objet est également très marqué autour d'un angle de bistatisme de -2α=-60° avec un critère *Rsn* inférieur à 0,25. Notons toutefois que les contributions rigides pour θ=-60° (*Rsn* ≤ 0,25) sont moins intenses que pour $\theta=0°$ (*Rsn* < 0,1).

4.5 Conclusion

L'index caractérisant la signature acoustique d'un objet est utilisé dans ce chapitre à partir des calculs effectués sur COMSOL. Une validation à partir du traitement des pressions calculées sur COMSOL en index de cible est réalisée en comparant les résultats à ceux donnés par les formules asymptotiques d'Urick pour une sphère [51]. Des représentations en niveaux de couleur de l'index de cible suivant les angles de bistatisme et les fréquences réduites sont présentées pour une LINE dans le cas d'une excitation axiale et d'une excitation oblique.

Dans le cas de l'excitation axiale, un index élevé est calculé autour de l'angle bistatique θ=0° correspondant à la diffusion vers l'avant (zone d'ombre). La valeur de l'index (-8,25 dB pour la fréquence ka = 16, voir Tableau 4) est proche de celle calculée pour une sphère pour le même angle (-9,25 dB, Tableau 4). La même étude angulaire effectuée pour une LINE rigide et pour une LINE élastique montre des valeurs similaires. Ce fort index est principalement lié à la propagation de l'onde de Franz. Pour les autres positions angulaires de bistatisme, l'index varie suivant l'angle et la fréquence. L'analyse du comportement résonant de la LINE dans cette direction d'excitation axiale est réalisée en utilisant un critère de mesure de la contribution résonante à partir des pressions complexes de l'objet rigide et de l'objet élastique. Cette analyse met en évidence des fréquences particulières où le comportement résonant est important pour certains angles de bistatisme. Ces fréquences correspondent à des modes de résonance liés à l'onde l=1 qui s'établissent sur une sphère dont le rayon équivalent correspond au périmètre de la LINE.

Pour l'excitation oblique, l'angle d'excitation α = 30° est étudié. Les résultats des calculs COMSOL mettent en évidence deux angles de bistatisme avec un index élevé. L'angle θ=0° (diffusion vers l'avant) fait apparaître un index plus élevé (environ -3,8 dB pour la fréquence ka = 16 dans le cas de LINE rigide et élastique, cf. Tableau 4) que pour l'excitation axiale. L'observation d'une valeur d'index similaire pour l'étude d'un objet rigide montre l'influence de la propagation de l'onde de Franz. Le deuxième angle de bistatisme caractéristique θ=-60° montre une valeur d'index élevée (-17,86 dB pour la fréquence ka = 16, Tableau 4). Cet angle de bistatisme correspond notamment à l'angle de réflexion de l'onde incidente sur la partie cylindrique de l'objet. Certaines observations importantes sont ainsi mises en évidence dans cette analyse, mais leur compréhension nécessite encore plusieurs mois de travaux et pourrait constituer une poursuite intéressante des travaux présentés.

Tableau 4 : Valeur de l'index de cible calculé à partir des données issues des calculs sur COMSOL pour une fréquence réduite *ka* égale à 16.

	Sphère (pleine élastique)	**Line L/(2a) Angle d'excitation α=0°**		**Line L/(2a) Angle d'excitation α=30°**	
		rigide	*élastique*	*rigide*	*élastique*
θ = 0°	-9,25 dB	-7,60 dB	-8,25 dB	-3,86 dB	-3,74 dB
θ = -60°	-30,02 dB	-31,89 dB	-28,09 dB	-18,31 dB	-17,86 dB
θ = 180°	-26,36 dB	-30,5 dB	-26,89 dB	-30,39 dB	-28,77 dB

Conclusion

Ces travaux ont pour objectif une meilleure compréhension et caractérisation du rayonnement acoustique observable en configuration bistatique, et plus particulièrement en diffusion vers l'avant.

Ainsi, l'étude de la diffusion en configuration bistatique d'un objet canonique comme la sphère pour laquelle une solution analytique existe permet une première approche de cette problématique. Le calcul de la pression diffusée par une sphère solide, via le modèle de Hickling issu de la théorie de l'élasticité, met en évidence un lobe de forte amplitude en diffusion vers l'avant. Notre intérêt se porte alors vers l'analyse expérimentale de ce phénomène de forte intensité en zone d'ombre pour l'angle de bistatisme particulier de 0°. Après s'être assuré qu'il ne s'agissait pas d'un phénomène dû à une ou plusieurs résonances particulières, il s'avère que ce comportement tend à s'amplifier continuellement en fonction de la fréquence. Il apparaît ensuite que, dans l'analyse (théorique et expérimentale) du signal temporel dans la zone d'ombre (θ=0°), deux échos temporels se démarquent par leurs amplitudes, révélant la présence d'au moins deux ondes particulièrement rayonnantes. Au moyen d'une représentation en niveau de gris des signaux temporels expérimentaux et de considérations géométriques reliant linéairement le temps avec la position angulaire du transducteur en réception, la vitesse de groupe de ces deux ondes a été calculée, permettant ensuite leurs identifications respectives. Ainsi, à partir de la comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux pour une sphère solide, il apparait que ce phénomène de forte amplitude dans la zone d'ombre semble être principalement généré par l'onde de Franz F_0, qui ne tient pas compte de l'élasticité du matériau de la sphère. Il est à noter également l'influence non-négligeable de l'onde de galerie à échos l=2, qui dépend fortement des caractéristiques du matériau support pour sa propagation.

L'étude de la diffusion vers l'avant d'une LINE pleine est abordée tout d'abord en considérant une excitation axiale de l'objet. En effet, de cette manière, l'émetteur excite uniquement la partie sphérique de la LINE, ce qui en fait un cas similaire à la sphère pleine. Cela permet notamment, pour notre analyse, de s'appuyer sur les ondes isolées, et identifiées pour une sphère et de considérer que celles-ci sont également générées dans le cas d'une LINE pleine excitée axialement. Afin d'identifier les ondes observées dans les résultats expérimentaux, un modèle de géométrie dynamique prenant en compte les dimensions de l'expérience (dimensions de l'objet et distance entre transducteurs et objet) et les

caractéristiques de propagation des ondes sur la LINE a été réalisé à l'aide du logiciel GeoGebra. Ce logiciel a notamment permis le calcul des temps d'arrivée des échos sur le transducteur récepteur en prenant en compte les distances parcourues dans l'eau et sur le solide, les vitesses de groupe des ondes et la vitesse du son dans l'eau. L'identification des échos observés est effectuée en comparant les signaux temporels enregistrés en configuration bistatique avec les trajectoires des temps d'arrivée des échos du modèle réalisé sur GeoGebra pour des angles de bistatisme variant entre -180° et 180°. Parmi les principaux échos considérés pour la LINE (et identifiés au chapitre précédent pour la sphère pleine élastique), on retrouve l'émission directe, la réflexion sur l'objet, l'onde de Franz F_0 et l'onde de Galerie à échos l=2. Le raisonnement mené ici pour une LINE (soit l'utilisation des caractéristiques des ondes pour calculer les trajectoires des temps d'arrivée des échos, suivi de leurs identifications sur les résultats expérimentaux) est l'inverse de celui mené pour une sphère pleine. En effet, pour cette dernière, nous utilisons les résultats expérimentaux (et la théorie analytique) pour isoler certains échos et identifier ensuite les ondes qui en sont responsables.

Néanmoins, certaines trajectoires d'échos, liées à des ondes particulières et jusqu'alors non expliquées pour la LINE ont été révélées dans les résultats expérimentaux. Ces ondes ont été identifiées à l'aide d'hypothèses qui ont été ensuite validées. Les échos qu'elles génèrent sont liés à la diffraction de l'onde incidente sur les discontinuités de l'objet (jonctions hémisphères et cylindre) et à la présence du système de suspension de l'objet. Alors qu'une expérience est suffisante pour valider l'influence des points de fixations de la LINE, une modélisation numérique sous COMSOL s'avère nécessaire pour mettre en évidence l'importance de la diffraction sur les discontinuités hémisphère/cylindre. Cette discontinuité est notamment responsable de la génération d'ondes se propageant dans l'eau (par diffraction), mais également sur l'objet avant de réémettre dans l'eau.

Les avancées effectuées pour une LINE en incidence axiale ont également été appliquées pour divers angles d'excitation avec l'identification des échos observés sur les résultats expérimentaux. Les études réalisées sous les angles d'incidence de 30°, 60° et 90° ont ainsi permis d'identifier les échos présents sur l'étude expérimentale par confrontation avec le calcul des temps d'arrivée des échos (issus du modèle géométrique). Ces identifications confirment la présence des mêmes ondes que dans le cas de l'incidence axiale. Elles mettent en évidence un angle de bistatisme particulier de -2α, avec un fort rayonnement acoustique lié à la réflexion sur la partie cylindrique de l'objet, à l'onde de Galerie à échos l = 2 et aux échos causés par la discontinuité hémisphère/cylindre.

Enfin, dans un contexte de détection sous-marine, il est important de ne pas se reposer uniquement sur des grandeurs mesurées ou calculées en Pascal. Par conséquent, une grandeur caractérisant la signature acoustique d'un objet, l'index de cible, est utilisée. Des calculs effectués sur COMSOL permettant de valider le traitement des pressions calculées en index de cible par rapport au formules asymptotiques d'Urick [51] sont effectuées. Les travaux sur l'index de cible ne sont traités qu'à partir des résultats numériques. Des analyses fréquentielles basées sur des représentations en niveaux de couleur de l'index de cible suivant les angles de bistatisme sont effectuées pour une LINE pleine élastique et rigide, et pour des angles d'incidence de 0° (excitation axiale) et de 30°. Ces tracés permettent de conforter les observations précédemment effectuées et de mieux percevoir l'importance du rayonnement dans la zone d'ombre, et à un angle de bistatisme de -2α, suivant la fréquence considérée. De plus, ces analyses fréquentielles permettent améliorer la compréhension du rayonnement d'une LINE, excitée axialement ou obliquement, en révélant non seulement des phénomènes croissants avec la fréquence mais également de plus en plus localisés angulairement.

A ce stade, nous caractérisons le rayonnement d'un objet LINE, et pour approfondir cette étude, la part des contributions résonantes et non-résonante est évaluée. Tout d'abord, cette évaluation se fait de manière qualitative en comparant les index de cible d'un objet élastique et ceux d'un objet rigide, puis devient quantitative avec l'introduction d'un critère permettant de mesurer l'importance de la réponse résonante par rapport à la réponse élastique globale de l'objet. Une carte des contributions résonantes est ainsi mise en place et révèle plusieurs phénomènes intéressants nous permettant notamment de procéder à l'identification d'une onde élastique particulière. L'approfondissement de l'étude de cette carte des contributions résonantes pourrait constituer une poursuite intéressante des travaux de thèse, tout comme l'application des méthodes employées dans cet ouvrage à des objets creux.

References

[1] L. Rayleigh, « On waves propagated along the plane surface of an elastic solid », *Proc. London Math. Soc.*, vol. 17, p. 4-11, 1885.

[2] N. D. Veksler, *Resonance Acoustic Spectroscopy*. 1993.

[3] Franz, « Über die Greenschen Funktionen des Zylinders und der Kugel », *Zeitschrift für Naturforsch.*, p. 705-716, 1954.

[4] G. C. Gaunaurd et M. F. Werby, « Lamb and creeping waves around submerged spherical shells resonantly excited by sound scattering », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 82, p. 2021-2033, 1987.

[5] G. V. Frisk, J. W. Dickey, et H. Überall, « Surface wave modes on elastic cylinders », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 58, p. 996-1008, 1975.

[6] A. Gérard et J. L. Rousselot, « Onde de Stoneley et ondes de Franz sur une sphère élastique immergée dans l'eau », *Acustica*, vol. 72, p. 221-232, 1990.

[7] G. Maze, A. Faure, et J. Ripoche, « Etude de la propagation d'une onde du type Franz sur des cylindres », *Phys. Lett.*, vol. 75A, p. 214-216, 1980.

[8] H. Überall, L. R. Dragonette, et L. Flax, « Relation between creeping waves and normal modes of vibration of a curved body », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 61, p. 711-715, 1977.

[9] G. Maze, F. Léon, J. Ripoche, A. Klauson, J. Metsaveer, et H. Überall, « Nature de l'onde d'interface de Scholte sur une coque cylindrique », *Acustica*, vol. 81, p. p201-213, 1995.

[10] K. A. Fowler, F. H. C. Hotchkiss, T. V. Yamartino et T. Nelligan, « Important characteristics of sound fields of ultrasonic transducers », *http://www.olympus-ims.com/en/resources/white-papers/important-characteristics-of-sound-fields-of-ultrasonic-transducers-pdf/*, 2012. .

[11] S.G. Kargl et P. L. Marston, « Obersvation and modeling of the backscattering of short tone burst from a spherical shell : Lamb wave echoes, glory, and axial reverberations », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 85, p. 1014-1028, 1989.

[12] G. Maze, « Diffusion d'une onde acoustique plane par des cylindres et des tubes immergés dans l'eau. Isolement et identification des résonances », Université de Rouen, 1984.

[13] G. Maze, D. Décultot, F. Lecroq, J. Ripoche, X.-L. Bao, et H. Überall, « Resonance identifications of a solid axisymmetric finite length target », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 96, p. 944-950, 1994.

[14] G. Maze et J. Ripoche, « Méthode d'isolement et d'identification des résonances (M.I.I.R.) de cylindres soumis à une onde acoustique plane dans l'eau », *Rev. Phys. Appl.*, vol. 18, p. 319-326, 1983.

[15] G. Maze, « Acoustic scattering from submerged cylinders. MIIR Im/Re: Experimental and theoretical study », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 89, n° 6, p. 2559-2566, 1991.

[16] P. Pareige, P. Rembert, J. L. Izbicki, G. Maze, et J. Ripoche, « Méthode impulsionnelle numérisée (MIN) pour l'isolement et l'identification des résonances de tubes immergées », *Phys. Lett. A*, vol. 135, p. 143-146, 1988.

[17] L. Flax, L. R. Dragonette, et H.Überall, « Theory of elastic resonance excitation by sound scattering », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 63, n° 3, p. 723-731, 1978.

[18] C. . Gaunaurd et H. Überall, « RST analysis of monostatic and bistatic acoustic echoes from an elastic sphere », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 73, n° 1, p. 1-12, 1983.

[19] *Le livre blanc de l'acoustique en France 2010*. 2010.

[20] J. J. Faran, « Sound scattering by solid cylinders and spheres », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 23, p. 405-418, 1951.

[21] R. Hickling, « Analysis of Echoes from a Solid Elastic Sphere in Water », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 34, p. 1582-1592, 1962.

[22] W. Shuozhong, « Finite-Difference Time-Domain Approach to Underwater Acoustic Scattering Problems », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 99(4), p. 1924-1931, 1996.

[23] F. D. Hastings, J. B. Schneider, et S. L. Broschat, « A finite-difference time-domain solution to scattering from a rough pressure-release surface », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 102, n° 6, p. 3394-3400, 1997.

[24] P. YuCheng, S. Jie, Z. WeiSong, et Z. YaQin, « Modeling of Underwater Distributed Target Based on FDTD and Its Scale Characteristic Extraction », *Adv. Inf. Sci. Serv. Sci.*, vol. 5, n° 1, p. 237-245, 2013.

[25] G. C. Dietzen, « Acoustic Scattering from Sand Dollars (Dendraster excentricus): Modeling as High Aspect Ratio Oblate Objects and Comparison to Experiment », 2006.

[26] N. Pignier, C. O. Reilly, et S. Boij, « Une Méthode Numérique pour Calculer la Diffusion Acoustique d'une Source Mobile par Plusieurs Objets », *Cfa 2014*, p. 1053-1059, 2014.

[27] E. Sarradj, « Brief Comparison of Kirchhoff-Helmholtz-BEM and Acoustical Energy BEM for Exterior Domains », *NAG/DAGA*, p. 657-660, 2009.

[28] C. W. Nell et L. E. Gilroy, « An Improved BASIS Model for the BeTSSi Submarine », 2003.

[29] G. Berginc, « Théorie Géométrique de la Diffraction en Acoustique Sous-Marine », *J. Phys. Colloq.*, vol. 51, p. C2-367,C2-377, 1990.

[30] A. Agarwal, A. P. Dowling, H.-C. Shin, W. Graham, et S. Sefi, « A Ray Tracing Approach to Calculate Acoustic Shielding by the Silent Aircraft Airframe », *Am. Inst. Aeronaut. Astronaut.*, 2006.

[31] T. Suzuki, « High-Frequency Acoustic Fields Solved Based on Geometrical Acoustics : Direct Waves, Reflected Waves, Creeping Waves, Diffracted Waves and Caustics », *Am. Inst. Aeronaut. Astronaut.*, 2010.

[32] J. P. Sessarego, J. Sageloli, et C. Gazanhes, « Diffusion acoustique par des sphères élastique », *Acustica*, vol. 64, p. 206-210, 1987.

[33] N. Touraine, « Diffusion acoustique par des coques cylindrico-hémisphériques immergées en incidence variable », Université du Havre, 2000.

[34] D. Décultot, « Diffusion acoustique par des objets axi-symétriques immergés. Cas des cylindres limités par des hémisphères », 1993.

[35] F. Léon, « Diffusion acoustique par des tues immergés en incidence oblique. Ondes guidées. Réemission aux extrémités », 1994.

[36] W. G. Neubauer, « Pulsed circumferential waves on aluminium cylinders in water », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 45, p. 1134-1144, 1969.

[37] G. Maze, J. L. Izbicki, et J. Ripoche, « Resonance of plates and cylinders : guided waves », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 77, p. 1352-1357, 1985.

[38] J.-M. Conoir, P. Rembert, O. Lenoir, et J.-L. Izbicki, « Relation between surface helical waves and elastic cylinder resonances », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 93, p. 1300-1307, 1993.

[39] N. D. Veksler et J.-L. Izbicki, « Modal resonance of peripheral waves », *Acust. acta*

Acust., vol. 82, p. 401-410, 1996.

[40] L. D. Hampton et M. McKinney, « Experimental Study of the Scattering of Acoustic Energy from Solid Metal Spheres in Water », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 33, n° 5, p. 664-673, 1961.

[41] A. J. Rudgers, « Separation and analysis of the acoustic field scattered by a rigid sphere », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 52, p. 234-246, 1972.

[42] A. J. Rudgers, « Acoustic Pulses scattered by a rigid sphere immersed in a fluid », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 45, p. 900-910, 1968.

[43] S. G. Kargl et P. L. Marston, « Ray synthesis of Lamb wave contributions to the total scattering cross section for an elastic spherical shell », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 88, p. 1103-1113, 1990.

[44] J. A. Stoyanov, H. Überall, F. Luppé, et G. Quentin, « Observation of surface waves on a solid cylinder in a fluid », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 85, p. 137-140, 1989.

[45] P. Pareige, P. Rembert, J.-L. Izbicki, G. Maze, et J. Ripoche, « Méthode impulsionnelle numérisée (MIN) pour l'isolement et l'identification des résonances de tubes immergés », *Phys. Lett.*, vol. 135, p. 143-146, 1988.

[46] N. Touraine, A. Klauson, J. Metsaveer, D. Décultot, et G. Maze, « Experimental and numerical study of sound scattering from an extra thin finite cylindrical shell », *Acoust. Lett.*, vol. 22, p. 39-44, 1998.

[47] R. H. Hackman et G. S. Sammelmann, « The acoustic scattering by a submerged, spherical shell. III : Pole trajectories in the complex-ka plane », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 90, p. 2705-2717, 1991.

[48] R. H. Hackman, « Acoustic scattering from elatic solid », in *Underwater scatering radiation*, A. D. Pierce et R. N. Thurston, Éd. Academic Press, New York, p. 3-45, 1993.

[49] « Geogebra ». [En ligne]. Disponible sur: https://www.geogebra.org/?lang=fr.

[50] G. Berginc, « Théorie géométrique de la diffraction en acoustique sous-marine », in *Journal de Physique Colloques*, p. C2-367-C2-377, 1990.

[51] R. J. Urick, « Reflection and scattering by sonar targets : target strength », in *Principles of underwater sound*, 3ème éd., M.-H. B. Company, p. 291-309, Éd. 1983.

[52] J. J. Levenez, E. Josse, et A. L. Dhaussy, « L'acoustique au service de la recherche

halieutique et l'écologie aquatique », 2006.

[53] X. Lurton, *Acoustique sous-marine, Présentation et applications*, IFREMER. Plouzané, 1998.

[54] G. D. Tyler (JR), « The emergence of low-frequency active acoustics as a critical antisubmarine warfare technology », *Johns Hopkins APL Tech. Dig.*, vol. 13, p. 145-159, 1992.

[55] J. Burczynski, *Introduction à l'utilisation des systèmes SONAR dans l'estimation de la biomasse en poisson*, FAQ, Docum. Rome, 1982.

[56] Y. Marchesse, « Onde plane », in *Introduction à l'acoustique*, A. universitaire 2010-2011, Éd. Ecole Catholique des Arts et Métiers, p. 24-28, 2010.

5 Annexe : Descriptif de la chaîne de mesure expérimentale

Un générateur d'impulsion (Figure 63) est relié au transducteur émetteur et produit un signal impulsionnel localisé dans le temps (~ 7.5 µs, §1.3.2.3). Le signal émis est caractérisé par la fréquence centrale du transducteur. Le récepteur, spatialement séparé du transducteur émetteur capte un signal acoustique qui est amplifié en tension. Enfin, le signal électrique obtenu est envoyé vers un oscilloscope lequel moyenne la trace par balayage successif puis numérise le moyennage ainsi effectué sur un nombre de points donnés i.e. 10000 points pour l'ensemble des signaux relevés. Le moyennage est effectué sur 500 trames temporelles. Les signaux temporels traités ont une durée variant entre environ 0,2 ms et 0,5 ms. La fréquence d'échantillonnage varie suivant la longueur du signal entre 5.10^6 et 20.10^6 points par secondes. Le relevé des signaux temporels est réalisé à pas constant, (0,25° ou 0,5°) entre 0° et 180° ou entre 0° et 360°.

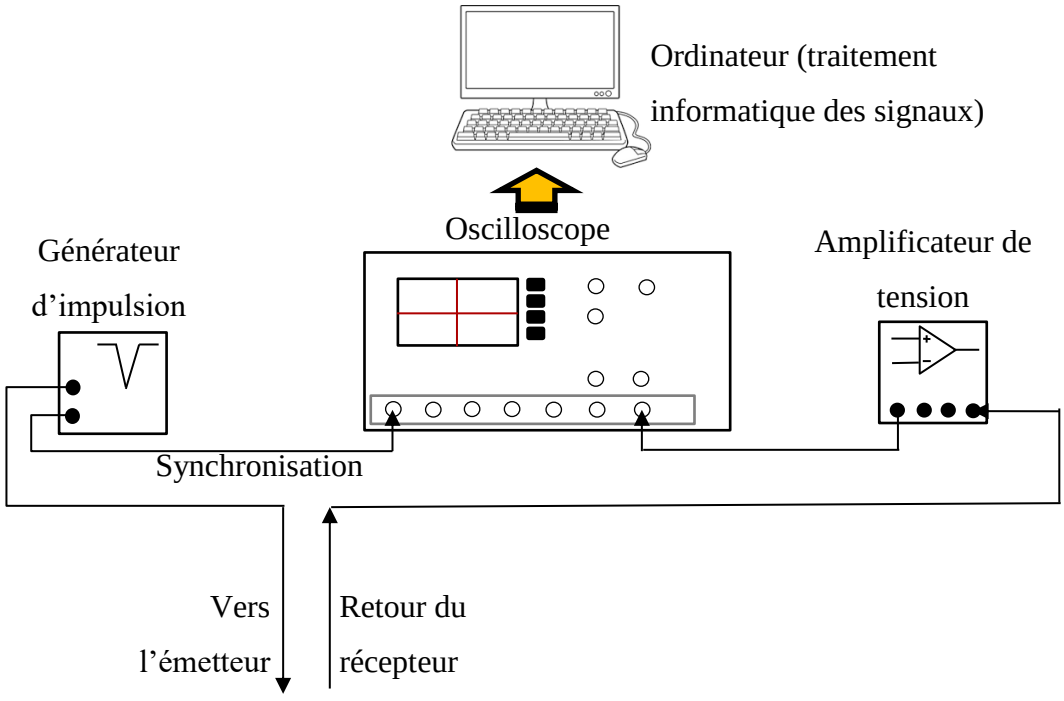


Figure 63 : Chaîne de mesure utilisée lors des manipulations expérimentales.

6 Annexe : index de cible et rapport d'échelle

Dans un premier temps, comme expliqué au paragraphe §4.1.2, l'Index de cible *IC* est une grandeur qui traduit la capacité de ladite cible à renvoyer (par réflexion ou diffusion) l'énergie acoustique reçue. Cette grandeur est définie avec l'équation 5.3, rappelée ci-dessous :

$$IC = 10\log_{10}\left(\frac{I_r}{I_0}\right), \qquad 5.3$$

avec comme variables utilisées l'intensité du signal renvoyée par l'objet en champ lointain I_r ramenée à 1 mètre du centre acoustique de l'objet et l'intensité I_0 de l'onde incidente à 1 mètre de la cible.

Afin d'utiliser efficacement le principe de similitude pour une valeur donnée de *ka*, et pour deux objets géométriquement identiques mais de tailles différentes (transformation par homothétie), il convient d'écrire l'index de cible d'un objet quelconque différemment de l'équation 5.3. En utilisant le principe de conservation de l'énergie, nous pouvons écrire que la puissance réfléchie P_r par l'objet étudié est égale à la puissance reçue P_i par ce même objet :

$$P_r = P_i \qquad (6.1)$$

$$\text{d'où} \quad I_r S_r = I_i S_i\,, \qquad (6.2)$$

S_i étant la section de l'objet éclairée et S_r étant la surface de rayonnement de l'objet ramenée à 1 mètre du centre acoustique de l'objet étudié. Nous obtenons par conséquent l'équation 6.3 :

$$IC = 10\log_{10}\left(\frac{S_i}{S_r}\right). \qquad (6.3)$$

Par conséquent, pour deux objets A et B géométriquement identiques à une homothétie près, et en notant D_A la dimension caractéristique de l'objet A d'index de cible IC_A et D_B la dimension caractéristique de l'objet B d'index de cible IC_B, alors il est possible d'écrire le rapport *K* de l'homothétie ainsi :

$$\frac{D_A}{D_B} = K \,. \tag{6.4}$$

Nous avons également :

$$S_{i_A} = K^2 S_{i_B} \,, \tag{6.5}$$

$$S_{r_A} = S_{r_B} \,, \tag{6.6}$$

Avec S_{i_A} et S_{i_B} étant respectivement les sections éclairées des objets A et B, et S_{r_A} et S_{r_B} étant respectivement les surfaces de rayonnement des A et B ramenées à 1 mètre du centre acoustique. L'équation 6.5 découle directement de l'équation 6.4, mais l'équation 6.6 se trouve justifiée par la définition du centre acoustique de l'objet. Les deux objets A et B étant géométriquement identiques à une homothétie près, ils ont le même centre acoustique et donc, la même surface de rayonnement ramenée à 1 mètre dudit centre acoustique.

Finalement, les équations 6.7 et 6.8 permettent de passer de l'index de cible obtenu pour un objet petit à l'index de cible pour un même objet beaucoup plus imposant.

$$\frac{S_{i_A}}{S_{r_A}} = K^2 \frac{S_{i_B}}{S_{r_B}} \tag{6.7}$$

soit $$IC_A = 10\log(K^2) + IC_B \tag{6.8}$$

Par exemple pour notre étude, il est possible de passer d'une LINE de 6 cm de rayon et de 24 cm de longueur totale à une LINE de 6 m de rayon et de 24 m de longueur totale en ajoutant aux résultats en index de cible obtenus au cours du dernier chapitre un facteur de 40 (égal à $20log_{10}(100)$, 100 étant le facteur multiplicatif nécessaire pour passer de 6 cm à 6 m).

Une dernière application de ces interprétations et travaux sur l'index de cible est la démonstration de l'équation 5.4 de l'index de cible IC_{sphere} pour une sphère de rayon a. A partir de l'équation 6.2 nous pouvons écrire :

$$I_r * 4\pi r^2 = I_i * \pi a^2 \tag{6.15}$$

r étant la position d'observation de l'intensité réfléchie. Cette dernière est ramenée à 1 mètre, ce qui permet de simplifier la variable r.

L'index de cible pour une sphère de rayon a s'écrit donc :

$$\frac{I_i}{I_r} = \frac{a^2}{4} \Rightarrow IC_{sphere} = 10\log\left(\frac{a^2}{4}\right) \tag{6.16}$$

Résumé

L'étude de la diffusion acoustique pour des objets sphériques et de forme LINE (cylindre terminé à chacune de ses extrémités par une calotte hémisphérique) pleins et immergés dans l'eau en configuration bistatique est l'objet de ce mémoire. Une attention particulière est portée à la diffusion vers l'avant par ces objets. L'analyse en configuration bistatique est effectuée dans un premier temps pour un objet sphérique pour lequel une théorie analytique a déjà été développée. Les tracés des diagrammes angulaires expérimentaux et théoriques (à plusieurs fréquences données) montrent l'existence d'un lobe de forte amplitude localisé en zone d'ombre. Une analyse temporelle est menée, pour la sphère pleine, précisément dans la zone d'ombre où deux échos majeurs, révélateurs d'au moins deux types d'ondes, sont isolés. Les ondes principalement responsables de ces échos sont ensuite identifiées, en comparant les résultats expérimentaux obtenus et les calculs théoriques, comme étant d'une part une onde de Franz F_0, et d'autre part une onde de Galerie à échos l=2. Leurs vitesses de propagation sur le solide sont calculées par le biais des seules données expérimentales. En considérant une LINE pleine excitée axialement, sur sa partie sphérique, il est intéressant de noter que les mécanismes physiques à l'origine de la génération des ondes sont les mêmes que pour une sphère pleine. Il est donc possible de retrouver dans le cas de la LINE pleine excitée axialement les mêmes types d'ondes se propageant que pour la sphère pleine. D'autres ondes sont ensuite identifiées (principalement dues à des réflexions parasites et à la discontinuité cylindre/hémisphère de la LINE). Enfin, la caractérisation de la LINE à l'aide d'un modèle numérique en tant que cible acoustique est effectuée, d'une part avec le critère d'index de cible, et d'autre part avec un critère *Rsn*. Ce dernier critère nous permet notamment de mesurer les contributions résonantes de l'objet et d'établir une cartographie des contributions résonantes.