



Analyse du comportement vibro-acoustique de structures immergées excitées par des sources transitoires

Roch Scherrer

► To cite this version:

Roch Scherrer. Analyse du comportement vibro-acoustique de structures immergées excitées par des sources transitoires. Acoustique [physics.class-ph]. INSA de Lyon, 2015. Français. NNT : 2015ISAL0037 . tel-01247460

HAL Id: tel-01247460

<https://theses.hal.science/tel-01247460>

Submitted on 4 Jan 2016

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

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

THESE

**ANALYSE DU COMPORTEMENT VIBRO-ACOUSTIQUE DE
STRUCTURES IMMERGEES EXCITEES PAR DES SOURCES
TRANSITOIRES**

Présentée le

05 Mai 2015

devant

l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon

pour obtenir le

GRADE DE DOCTEUR

Ecole doctorale :

Mécanique, Energétique, Génie Civil, Acoustique

Spécialité :

Acoustique

par

Roch SCHERRER

(Ingénieur diplômé de l'ECAM Lyon)

Composition du jury :

Laurent MAXIT	Maitre de conférences, HDR INSA de Lyon	Directeur de thèse
Jean-Louis GUYADER	Professeur des universités INSA de Lyon	Directeur de thèse
Christian AUDOLY	Ingénieur, HDR DCNS Research	Examineur
Nicolas DAUCHEZ	Professeur des universités Université de Technologie de Compiègne	Rapporteur
Manuel MELON	Professeur des universités Université du Maine	Rapporteur

Thèse préparée au Laboratoire Vibrations Acoustique de l'INSA de Lyon et à DCNS Research

ECOLE DOCTORALES

L'INSA est l'établissement principal pour les Ecoles Doctorales (vert)

ECOLE DOCTORALES n° code national	RESPONSABLE PRINCIPAL	CORRESPONDANT INSA	LABORATOIRES RATTACHES	DIRECTEUR LABORATOIRE
ED CHIMIE DE LYON (Chimie, Procédés, Environnement) http://sakura.cpe.fr/ED206 EDA206	M. Jean-Marc LANCELIN CPE LYON 04.72.43.13.95 directeur@edchimie-lyon.fr secretariat@edchimie-lyon.fr Directrice Adjointe : Mme Bernadette CHARLEUX Bernadette.charleux@lcpp.cpe.fr	M. Rémy BAYARD 04.72.43.87.53 remy.bayard@insa-lyon.fr	Matériaux : Ingénierie et Science – MATEIS Bât Blaise Pascal Laboratoire de Génie Civil et d'Ingénierie Environnementale - LGCIE Bât J.C.A. Coulomb Institut de Chimie et de Biochimie Moléculaires et Supramoléculaires – ICBMS Bât Jules Verne	M. Jérôme CHEVALIER jerome.chevalier@insa-lyon.fr M. Ali LIMAM ali.limam@insa-lyon.fr M. Loïc BLUM INSA : M. Yves QUENEAU yves.queneau@insa-lyon.fr
HISTOIRE, GEOGRAPHIE, AMENAGEMENT, URBANISME, ARCHEOLOGIE, SCIENCE POLITIQUE, SOCIOLOGIE, ANTHROPOLOGIE (ScSo) EDA483	Mme Isabelle VON BUELTZINGSLOEWEN isavonb@dbmail.com LYON 2	Mme Chantal BERDIER 04.72.43.83.07 Chantal.berdier@insa-lyon.fr	Environnement, Ville, Société - EVS Bât Eugène Freyssinet	M. Jean-Yves TOUSSAINT Jean-yves.Toussaint@insa-lyon.fr
ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE (E.E.A.) EDA160 http://edeea.ec-lyon.fr	M. Gérard SCORLETTI ECL 04.72.18.60.97 gerard.scorletti@ec-lyon.fr ecole-doctorale.eea@ec-lyon.fr		Génie Electrique, Electromagnétisme, Automatique, Microbiologie Environnementale et Applications - AMPERE Bât Léonard de Vinci Centre de Recherche en Acquisition et Traitement d'Images pour la santé - CREATIS Bât Blaise Pascal Laboratoire de Génie Electrique et Ferroélectricité – LGEF Bât Gustave Ferrié Institut des Nanotechnologies de Lyon - INL Bât Blaise Pascal Unité mixte internationale en Nanotechnologies et Nanosystèmes – UMI/LN2 Bât Blaise Pascal	M. Guy CLERC INSA : M. Bruno ALLARD Bruno.Allard@insa-lyon.fr Mme Isabelle MAGNIN isabelle.magnin@insa-lyon.fr M. Laurent LEBRUN laurent.lebrun@insa-lyon.fr Mme Catherine BRU-CHEVALLIER Catherine.bru-chevallier@insa-lyon.fr M. Abdelkader SOUIFI Abdelkader.souifi@insa-lyon.fr
EVOLUTION, ECOSYSTEMES, MICROBIOLOGIE, MODELISATION http://biomserv.univ-lyon1.fr/E2M2 (E2M2) EDA 341	Mme Gudrun BORNETTE UCBL 1 04.72.43.12.94 e2m2@univ-lyon1.fr	M. CHARLES Hubert 04.72.43.80.85 Hubert.charles@insa-lyon.fr	Biologie Fonctionnelle, Insectes et Interactions – BF2I Bât Louis Pasteur Microbiologie, Adaptation et Pathogénie – MAP Bât L. Wolff (université claudes bernard lyon 1)	M. Abdelaziz HEDDI Abdelaziz.heddi@insa-lyon.fr Mme Nicole COTTE-PATTAT Nicole.Cotte-Pattat@insa-lyon.fr
INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTE http://www.ibcp.fr/ediss (EDISS) EDA205	Mme Emmanuelle CANET SOULAS UCBL 1 04.72.11.90.13 emmanuelle.canet@univ-lyon1.fr Directrice Adjointe : Mme Sylvie RICARD-	M. Michel LAGARDE 04.72.43.82.40 Michel.Lagarde@insa-lyon.fr	Centre de Recherche en Acquisition et Traitement d'Images pour la santé - CREATIS Bât Blaise Pascal Cardiovasculaire, Métabolisme, Diabétologie et Nutrition - CARMEN Bât Louis Pasteur	Mme Isabelle MAGNIN isabelle.magnin@insa-lyon.fr M. Hubert VIDAL INSA : Mme Isabelle VANDENBROUCKE isabelle.vandenbroucke@insa-lyon.fr

	BLUM UCBL 1 04.37.65.29.26 s.ricard-blum@ibcp.fr		Institut de Chimie et de Biochimie Moléculaires et Supramoléculaires - ICBMS Bât Jules Verne	M. Loïc BLUM INSA : M. Yves QUENEAU yves.queneau@insa-lyon.fr
ED MATERIAUX DE LYON http://ed34.universite-lyon.fr EDA 034	M. Jean-Yves BUFFIERE 04.72.43.71.70 Jean-Yves.buffiere@insa-lyon.fr		Ingénierie des Matériaux Polymères - IMP Bât Jules Verne Matériaux : Ingénierie et Science - MATEIS Bât Blaise Pascal Institut des Nanotechnologies de Lyon - INL Bât Blaise Pascal Unité mixte internationale en Nanotechnologie et Nanosystèmes - UMI/LN2 Bât Blaise Pascal	M. Philippe CASSAGNAU INSA : M. Etienne FLEURY Etienne.fleury@insa-lyon.fr M. Jérôme CHEVALIER jerome.chevalier@insa-lyon.fr M. Catherine BRU-CHEVALLIER Catherine.bru-chevallier@insa-lyon.fr M. Abdelkader SOUIFI Abdelkader.souifi@insa-lyon.fr
INFORMATIQUE ET MATHEMATIQUES DE LYON http://edinfomaths.universite-lyon.fr (InfoMath) EDA 512	M. Johannes KELLENDONK UCBL 1 04.72.43.19.05 Secrétariat : 04.72.44.82.94 kellendonk@math.univ-lyon1.fr		Institut Camille Jordan - ICJ Bât Léonard de Vinci Centre d'Innovation en Télécommunications et Intégration de services - CITI Bât Claude Chappe Décision et Information pour les Systèmes de Production - DISP Bât Léonard de Vinci Laboratoire d'Informatique en Images et Systèmes d'information - LIRIS Bât Blaise Pascal	Mme Elisabeth ROUY-MIRONESCU INSA : M. Jérôme POUSIN jerome.pousin@insa-lyon.fr M. Stéphane FRENOT Stephane.frenot@insa-lyon.fr Mme Valérie BOTTA-GENOULAZ Valerie.botta-genoulaz@insa-lyon.fr M. Attila BASKURT Attila.baskurt@insa-lyon.fr
MEGA DE LYON (MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE) http://www.lmfa.ec-lyon.fr/autres/MEGA/index.html (MEGA) EDA162	M. Philippe BOISSE 04.72.43.63.96 ou 04.72.43.71.70 philippe.boisse@insa-lyon.fr mega@insa-lyon.fr		Centre de Thermique de Lyon - CETHIL Bât Sadi Carnot Centre de Recherche en Acquisition et Traitement d'Images pour la santé - CREATIS Bât Blaise Pascal Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Structures - LaMCoS Bât Jean d'Alembert Laboratoire de Génie Electrique et Ferroélectricité - LGEF Bât Gustave Ferrié Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique - LMFA Bât Joseph Jacquard Laboratoire Vibrations et Acoustique - LVA Bât Antoine de Saint Exupéry Laboratoire de Génie Civil et d'Ingénierie Environnementale - LGCIE Bât J. C.A. Coulomb Matériaux : Ingénierie et Science - MATEIS Bât Blaise Pascal	M. Jocelyn BONJOUR jocelyn.bonjour@insa-lyon.fr Mme Isabelle MAGNIN isabelle.magnin@insa-lyon.fr M. David DUREISSEIX david.dureisseix@insa-lyon.fr INSA : M. David NELIAS M. Laurent LEBRUN Laurent.lebrun@insa-lyon.fr M. Michel LANCE INSA : M. Jean Yves CHAMPAGNE Jean-Yves.Champagne@insa-lyon.fr Mme Etienne PARIZET Etienne.parizet@insa-lyon.fr M. Ali LIMAM ali.limam@insa-lyon.fr M. Jérôme CHEVALIER Jerome.chevalier@insa-lyon.fr

Remerciements

Tout d'abord, je tiens à remercier Laurent Maxit, pour m'avoir encadré avec une grande disponibilité au cours de ces trois années. Ses nombreux conseils et encouragements m'ont été bénéfiques tout au long de ma thèse, et m'ont permis de mener mes travaux avec plus de sérénité. Je remercie également Jean-Louis Guyader, dont les conseils et les idées ont été déterminant pour débloquer les situations compliquées.

La thèse a fait l'objet d'un contrat CIFRE avec la société DCNS. Je tiens donc à exprimer toute ma gratitude à Christian Audoly, sans qui cette thèse n'aurait pas été possible. Je souhaite également remercier mes autres collègues du département acoustique, Thomas, Céline, Ygaal et Rania pour m'avoir intégré dans le groupe et grâce à qui j'ai pu passer un très bon séjour en entreprise. Je remercie aussi Eric et Patrick de DCNS Cherbourg pour avoir mis en place une expérimentation et pour m'avoir aidé dans le déroulement des manipulations.

La thèse a été cofinancée par la DGA, et je souhaite remercier mes référents, M. Ginoux et M. Bertinier, dont les observations et les conseils ont été utiles à l'avancement et à l'orientation des travaux.

Je remercie également les membres du département acoustique de l'ISEN de Lille, pour m'avoir accueilli lors de mon passage. Je tiens à remercier particulièrement Christian Granger, pour son aide pendant les expériences et pour avoir contribué à leur bon déroulement et à l'obtention des résultats.

Je remercie aussi Nicolas Dauchez et Manuel Melon, qui ont accepté d'évaluer mes travaux de thèse en tant que rapporteurs. Leurs remarques enrichissantes ont permis de perfectionner ce mémoire.

Bien entendu, je tiens à remercier chaleureusement tous les membres du Laboratoire Vibration Acoustique. Permanents, doctorants et post-doctorants, dont le nombre n'a cessé de croître durant ces trois années, ont contribué à la très bonne ambiance, propice à un bon épanouissement personnel.

Enfin, je tiens à remercier ma famille et toutes les personnes extérieures au milieu professionnel, qui m'ont soutenu pendant ces trois années.

Roch SCHERRER

Février 2015

Résumé

Dans le cadre de la lutte en mer, la détection acoustique des structures immergées adverses s'effectue principalement sur des signaux stationnaires. Une nouvelle génération de systèmes de détection permet néanmoins de détecter sur des signaux transitoires. Ceci implique de compléter le processus de conception des projets industriels qui ne tient compte actuellement que d'exigences en matière de bruits rayonnés en régime stationnaire. Afin d'intégrer la maîtrise des bruits transitoires dans le processus, il est nécessaire de comprendre les mécanismes de transfert des sources de bruit transitoires sur les structures immergées. Cette thèse s'inscrit dans ce cadre et consiste à étudier les mécanismes de transfert vibratoire et de rayonnement acoustique qui peuvent intervenir sur ces structures lorsque l'excitation est transitoire. L'analyse porte sur différents éléments de la chaîne de transfert : le rayonnement dans l'eau du bordé, la diffraction des ondes par les raidisseurs circonférentiels, et le comportement résonnant des structures internes (i.e. carlingages) supportant les matériels.

Le premier chapitre présente une analyse bibliographique autour de trois thèmes : l'étude des phénomènes vibro-acoustiques transitoires des structures immergées, l'influence d'un fluide lourd sur le comportement vibro-acoustique des plaques, et les méthodes de calcul des transferts vibro-acoustiques en régime transitoire.

Dans le second chapitre nous étudions la réponse transitoire d'une plaque infinie immergée soumise à une force impulsionnelle ponctuelle. La méthode de calcul s'appuie sur les calculs spectraux fréquences-nombre d'onde. Les réponses spatio-temporelles sont obtenues par transformées de Fourier inverses avec une attention particulière portée sur la discrétisation de l'espace des fréquences et des nombres d'onde, ainsi que sur le modèle d'amortissement. A partir de l'analyse des spectres et des réponses temporelles de l'accélération vibratoire de la plaque et de la pression rayonnée, nous mettons en évidence l'influence de la présence du fluide. Par ailleurs, la prise en compte de l'inertie rotationnelle et du cisaillement en hautes fréquences à travers le modèle de plaque de Mindlin-Timoshenko est également étudiée. Ces résultats numériques sont confrontés à une expérimentation présentée dans le troisième chapitre. La structure étudiée est une plaque rectangulaire posée horizontalement à la surface d'une cuve acoustique remplie d'eau. Deux types de sources transitoires sont utilisés : marteau de choc, lâché d'une bille. L'étude des corrélations entre les résultats numériques et expérimentaux montre que l'on retrouve certains phénomènes évoqués précédemment.

L'effet des raidisseurs sur le rayonnement acoustique fait l'objet du quatrième chapitre. Un modèle de plaque raidie périodiquement dans une direction est considéré. L'influence des ondes de Bloch-Floquet du système périodique sur la réponse temporelle est étudiée. Les résultats sont comparés à des mesures effectuées sur une barge d'essais industrielle immergée.

Dans le cinquième chapitre, l'effet des structures internes est appréhendé à partir d'un modèle de plaque couplé à un système résonnant constitué d'un assemblage poutre-plaque. La méthode des inertances est utilisée pour obtenir les forces de couplage entre les différents éléments. Les signaux temporels sont étudiés en fonction de l'importance de la rupture d'inertance mécaniques entre la plaque et l'assemblage.

Mots clés : Régime transitoire, vibro-acoustique, interaction fluide-structure, mesures acoustiques

Abstract

In the sea, the acoustic detection of other battle engines is done by detecting mostly stationary signals. However, new types of detection systems are being developed, and are able to detect and to analyze transient signals. Therefore, the industrial conception process needs to be improved, so that the underwater vehicles transient noises can be taken in account. In order to do so, the mechanism of vibroacoustic transfer of transient sources of submerged structures has to be understood. The object of this thesis is then the study of the mechanism of vibration transfer and acoustic radiation of those structures when they are excited by transient sources. The shell radiation in the water, the wave diffraction by circumferential stiffeners and the resonant behavior of internal substructures are analyzed.

The first chapter presents the bibliographical study of three themes: the study of transient phenomenon of submerged structures, the influence of heavy fluid coupling on vibroacoustic behavior of plates, and the different calculation methods in transient vibroacoustics.

In the second chapter, we study the transient response of a submerged infinite plate excited by an impulsively point force. First, the calculations are done in the wavenumber-frequency domain. Then the spatio-temporal responses are obtained using inverse Fourier transforms. The discretization of wavenumber and frequency domains and the damping model are studied. The analysis of frequency and time responses of the plate vibration and the radiated pressure enable us to observe the influence of heavy fluid coupling. Besides the Mindlin-Timoshenko plate model is also used and the effect of rotation inertia and shear stress are studied.

In the third chapter, these numerical results are confronted to experimental data, obtained experimentally. The studied structure is a rectangular plate lying on the surface of a water tank. Two different excitations are used: an impact hammer and the free fall of a steel ball. The study of the correlation between numerical and experimental results showed that some phenomena are observed in both cases.

The influence of stiffeners on the acoustic radiation is the theme of the fourth chapter. An infinite plate which is periodically stiffened through one direction is considered. The effect of Bloch-Floquet waves on time response is studied. Numerical results are compared to measurements data obtained on an industrial submerged structure.

In the fifth chapter, the effect of internal structures is analyzed by modelling an infinite plate coupled to a resonant system made of a beam and a rectangular finite plate. The inertance coupling method is used to obtain the coupling forces between the different substructures. Influence of inertance difference between the substructures is illustrated by the time signals.

Keywords: Transient response, vibroacoustic, fluid-structure interaction, acoustic measurements

2.2.2.1.	Equations du problème : prise en compte de l'amortissement et de l'axisymétrie	44
2.2.2.2.	Calcul de la réponse de la plaque à une excitation transitoire	45
2.3.	Etude et validation des méthodes de calcul numérique dans le cas de la plaque non immergée	47
2.3.1.	Méthodes de calcul du spectre en fréquence.....	48
2.3.1.1.	Evaluation numérique de l'intégrale de Hankel	48
2.3.1.2.	Formulation explicite du déplacement à partir de la méthode des résidus	48
2.3.2.	Calcul du temporel par transformée de Fourier discrète inverse.....	49
2.3.2.1.	création du spectre fréquentiel discret	49
2.3.2.2.	Choix de la grandeur vibratoire étudiée.....	50
2.3.2.3.	Causalité du signal temporel	53
2.3.2.4.	Validation de la méthode	54
2.4.	Influence du fluide sur la réponse vibratoire de la plaque immergée	56
2.4.1.	Analyse de l'accélération dans le domaine des nombres d'onde.....	56
2.4.1.1.	Cas où $f < f_c$: masse ajoutée du fluide	56
2.4.1.2.	Cas où $f > f_c$: onde de Scholte et amortissement par rayonnement..	57
2.4.2.	Analyse du spectre fréquentiel de l'accélération	61
2.4.2.1.	Limite numérique de la plage de fréquence.....	61
2.4.2.2.	Informations contenues dans le module du spectre.....	62
2.4.2.3.	Informations contenues dans la phase de la FRF	63
2.4.3.	Analyse de la réponse temporelle de l'accélération.....	65
2.5.	Analyse du rayonnement acoustique de la plaque	66
2.5.1.	Analyse de la pression rayonnée en champ proche	67
2.5.1.1.	Réponses fréquentielles de pression rayonnée en champ proche	67
2.5.1.2.	Réponses temporelles de pression rayonnée en champ proche	69
2.5.2.	Analyse de la pression rayonnée en champ lointain	71
2.5.2.1.	Méthode de la phase stationnaire	71
2.5.2.2.	Directivité du rayonnement en champ lointain	71
2.5.2.3.	Influence des ondes fuyantes sur la pression rayonnée en champ lointain	73
2.6.	Influence de l'inertie rotationnelle et du cisaillement : Modèle de Mindlin-Timoshenko	78
2.6.1.	Formulation du modèle de Mindlin-Timoshenko	78
2.6.1.1.	Nouvelle équation du mouvement.....	78
2.6.1.2.	Expression de l'accélération vibratoire et de la pression rayonnée	79
2.6.2.	Influence du modèle sur la réponse vibratoire de la plaque	80
2.6.2.1.	Dans le domaine des nombres d'ondes	80
2.6.2.2.	Dans le domaine fréquentiel	82
2.6.2.3.	Dans le domaine temporel	84
2.6.3.	Influence du modèle sur le rayonnement acoustique en champ lointain...	85
2.6.3.1.	Dans le domaine fréquentiel	85
2.6.3.2.	Dans le domaine temporel	87

2.7. Conclusion du chapitre	88
CHAPITRE 3 Etude expérimentale de la réponse vibro-acoustique transitoire d'une plaque rectangulaire	91
3.1. Introduction	91
3.2. Présentation de l'expérimentation	92
3.2.1. Description du banc de mesure	92
3.2.1.1. Paramètres de la plaque et du bassin acoustique.....	92
3.2.1.2. Moyens d'excitations.....	92
3.2.1.3. Acquisition des données.....	93
3.2.1.4. Installation du système expérimental	93
3.2.2. Détermination des positions des points d'excitation et d'observation.....	94
3.3. Excitation au marteau de choc.....	96
3.3.1. Mesures au marteau de choc.....	96
3.3.1.1. Signal de la force excitatrice	96
3.3.1.2. Fonctions de transfert en fréquence	98
3.3.2. Comparaison des réponses temporelles théoriques et expérimentales.....	99
3.3.2.1. Calcul de la réponse temporelle théorique correspondant à l'effort injecté par le marteau de choc	99
3.3.2.2. Comparaison des réponses temporelles d'accélération sur la plaque ...	99
3.3.2.3. Comparaison des réponses temporelles de pression rayonnée dans l'eau	101
3.4. Excitation par chute d'une bille : observation des phénomènes en hautes fréquences	102
3.4.1. Caractéristiques de l'excitation.....	102
3.4.1.1. Avantages par rapport au marteau	102
3.4.1.2. Inconvénients par rapport au marteau	103
3.4.2. Observation de l'influence du fluide sur l'accélération vibratoire	104
3.4.2.1. Accélération au point d'excitation.....	104
3.4.2.2. Accélération à 1 m de l'excitation	105
3.4.3. Observation de l'influence des ondes de plaque sur le rayonnement acoustique.....	107
3.5. Conclusion du chapitre	109
CHAPITRE 4 Analyse de la réponse vibro-acoustique transitoire d'une plaque infinie raidie périodiquement	111
4.1. Introduction	111
4.2. Formulation mathématiques du problème.....	111
4.2.1. Présentation du système.....	111
4.2.2. Prise en compte des raidisseurs dans la résolution mathématique	113
4.3. Réponse de la plaque à une excitation linéique	115
4.3.1. Identification des ondes de Bloch-Floquet	115
4.3.2. Influence des ondes de Bloch-Floquet sur l'accélération spectrale	117

4.3.3.	Influence des ondes de Bloch-Floquet sur le spectre de pression rayonnée de la plaque raidie.....	119
4.3.3.1.	Analyse de la directivité du rayonnement en champ lointain à une fréquence	119
4.3.3.2.	Analyse du spectre de pression rayonnée en champ lointain.....	120
4.3.4.	Analyse de la réponse temporelle de la plaque raidie.....	122
4.4.	Réponse de la plaque à une excitation ponctuelle.....	124
4.4.1.	Influence des ondes de Bloch-Floquet sur la réponse vibro-acoustique de la plaque	124
4.4.1.1.	Analyse de l'accélération spectrale de la plaque excitée par une force ponctuelle.....	124
4.4.1.2.	Analyse de la directivité du rayonnement de la plaque excitée par une force ponctuelle	126
4.4.2.	Analyse de la pression rayonnée par la plaque raidie excitée par une force ponctuelle	127
4.4.2.1.	Analyse des réponses fréquentielles de pression	127
4.4.2.2.	Analyse des réponses temporelles de pression	129
4.5.	Observation des phénomènes de raidissement sur une barge d'essais semi-immersée.....	133
4.5.1.	Présentation de l'expérimentation	133
4.5.2.	Analyse des signaux expérimentaux	133
4.5.3.	Bilan de l'expérimentation	135
4.6.	Conclusion du chapitre	136
CHAPITRE 5	Analyse de la réponse vibro-acoustique transitoire d'une plaque infinie couplée à des structures résonnantes	138
5.1.	Introduction	138
5.2.	Paramètres du système et méthodes de calcul	139
5.2.1.	Description du système résonnant étudié	139
5.2.2.	Méthode de couplage par inertances	140
5.2.3.	Calcul des inertances des sous-systèmes résonnants.....	142
5.2.3.1.	Inertances de la plaque finie rectangulaire	142
5.2.3.2.	Inertances de la poutre.....	143
5.3.	Réponse des structures couplées : influence de la rupture d'inertance.....	144
5.3.1.	Réponse de la plaque infinie couplée à la poutre seule	144
5.3.1.1.	Influence de la rupture d'inertance sur la force de couplage	145
5.3.1.2.	Influence de la rupture d'inertance sur la pression rayonnée	148
5.3.2.	Réponse du système complet	150
5.4.	Conclusion du chapitre	153
	Conclusion générale et perspectives.....	155
	Bibliographie	159

Table des figures

Figure 1-1 : Réponse temporelle de pression (normalisée) rayonnée par une plaque infinie excitée par une force ponctuelle transitoire, obtenue par Mackertich et Hayek [11]	26
Figure 1-2 : Photos produites par Wählin et al. [23] : Observation des ondes acoustiques rayonnées par une plaque excitée par un choc à deux temps différents ; à gauche $t = 100\mu s$, à droite $t = 230\mu s$; la plaque est en position verticale	27
Figure 1-3 : Graphique produit par Dickey <i>et al.</i> [29] : Célérité des ondes propagatives en fonction du rapport entre la fréquence ω , et la fréquence critique ω_c ; (···) : cas d'une plaque in-vacuo, (—) : cas d'une plaque couplée au fluide	30
Figure 1-4 : Graphique produit par Bao <i>et al.</i> [32] présentant les célérités des ondes de Scholte (onde A), de flexion de plaque in-vacuo (onde A_0 -V/V), et de flexion de plaque couplée au fluide (onde A_0 -W/V)	30
Figure 1-5 : Diagramme de directivité de la pression ramenée à un mètre ; (—) : $f = 0.5f_c$, (—) : $f = 2f_c$, (—) : $f = 4f_c$	31
Figure 1-6 : Schéma produit par Kauffmann [36] : Chemin d'intégration dans le plan complexe, contournant le pôle de valeur réelle k_l . La coupure en $Re(k) = k_0$ est également représentée	33
Figure 1-7 : Graphique produit par Maxit et Denis [41], représentant le spectre de pression rayonnée par une plaque infinie raidie ; les pass-band sont représentées par des traits noirs sur l'axe des abscisses	34
Figure 1-8 : Schéma représentant la méthode d'obtention de la réponse temporelle transitoire	39
Figure 2-1 : Représentation de la plaque infinie et des trois systèmes de coordonnées	43
Figure 2-2 : FRF d'accélération de la plaque in-vacuo à $r = 5 m$; (a) : partie réelle, (b) : partie imaginaire ; (●) : expression analytique, (—) : calcul par transformée de Hankel inverse	49
Figure 2-3 : Signaux temporels de réponse vibratoire de la plaque in-vacuo à $r = 5 m$; (a) : Déplacement, (b) : Vitesse, (c) : Accélération	51
Figure 2-4 : Amplitude du spectre d'accélération de la plaque in-vacuo à $r = 5 m$; (—) : avec fenêtrage, (—) : sans fenêtrage ; (···) : $f = \frac{f_{max}}{2}$	53

Figure 2-5 : Réponse temporelle de l'accélération de la plaque in-vacuo à $r = 5\text{ m}$; (—) : avec fenêtrage, (—) : sans fenêtrage ; (---) : $t = t_{G_fl}$, (...) : $t = t'_{G_fl}$...	53
Figure 2-6 : Réponse temporelle de l'accélération de la plaque in-vacuo à $r = 5\text{ m}$; (—) : expression analytique, (—) : calcul par transformée de Fourier inverse ; (---) : $t = t_{G_fl}$, (...) : $t = t'_{G_fl}$	54
Figure 2-7 : Amplitude de l'accélération dans l'espace des nombres d'ondes ; (a) : $f = 0.5 \cdot f_c$, (b) : $f = 0.99 \cdot f_c$; (—) : plaque in-vacuo, (—) : plaque immergée ; (---) : $k_{(20)f_eau}$, (...) : $k_{(1)f_eau}$	56
Figure 2-8 : Amplitude de l'accélération dans l'espace des nombres d'ondes ; (a) : $f = 1.6 \cdot f_c$, (b) : $f = 1.2 \cdot f_c$, (c) : $f = 3f_c$; (—) : plaque in-vacuo, (—) : plaque immergée, (---) : $\gamma_{(20)_{sch}}$, (...) : $\gamma_{(2)_{sch}}$	58
Figure 2-9 : Amplitude de l'accélération dans l'espace des nombres d'ondes à $f = 2f_c$; (—) : plaque in-vacuo, (—) : plaque immergée	59
Figure 2-10 : Comparaison des maximums d'accélération de la plaque immergée dans l'espace des nombres d'onde ; (—) : $f = 1.6f_c$, (—) : $f = 2f_c$	60
Figure 2-11 : Accélération dans l'espace des nombres d'ondes à $f = 30 \cdot f_c$; (●) : plaque in-vacuo, (—) : plaque immergée	60
Figure 2-12 : Amplitude d'accélération vibratoire de la plaque en eau à $r = 5\text{ m}$	61
Figure 2-13 : Spectre d'accélération vibratoire à $r = 5\text{ m}$; (—) : plaque in-vacuo, (—) : plaque immergée ; (...) : $f = f_c$	62
Figure 2-14 : Phase de la FRF d'accélération vibratoire à $r = 5\text{ m}$; (—) : plaque in-vacuo, (—) : plaque immergée ; (...) : $f = f_c$	63
Figure 2-15 : Célérité de groupe d'onde vibratoire à $r = 5\text{ m}$; (—) : plaque in-vacuo, (—) : plaque immergée ; (---) : $c_{G_fl} = c_0$, (...) : $f = f_c$	63
Figure 2-16 : Réponses temporelles d'accélération vibratoire à $r = 5\text{ m}$; (—) : plaque in- vacuo, (—) : plaque immergée ; (---) : $t = t_{G_fl}$, (---) : $t = t_{G_fl_eau}$, (...) : $t = t_{a_vib}$	64
Figure 2-17 : Cartographie temporelle de pression à $t = 0.178\text{ ms}$	65
Figure 2-18 : Cartographie temporelle de pression à $t = 0.378\text{ ms}$	66
Figure 2-19 : Cartographie temporelle de pression à $t = 1.033\text{ ms}$	66
Figure 2-20 : Amplitudes des FRF de pression rayonnée en champ proche ; (—) : $z = 0\text{ m}$, (---) : $z = 0.25\text{ m}$, (---) : $z = 0.5\text{ m}$; (...) : $f = f_c$	67

Figure 2-21 : Phase de la FRF de pression rayonnée en champ proche ; (—) : $z = 0 \text{ m}$, (-.-) : $z = 0.25 \text{ m}$, (···) : $z = 0.5 \text{ m}$; (···) : $f = f_c$	67
Figure 2-22 : Vitesse de groupe apparente d'onde de pression rayonnée en champ proche ; (—) : $z = 0 \text{ m}$, (-.-) : $z = 0.25 \text{ m}$, (···) : $z = 0.5 \text{ m}$; (···) : $f = f_c$, (---) : $c_{app} = c_0$	68
Figure 2-23 : Signaux temporels de pression rayonnée à $r = 5 \text{ m}$; (—) : $z = 0$, (-.-) : $z = 0.25 \text{ m}$, (···) : $z = 0.5 \text{ m}$; (···) : $t = t_{a_ray}$, (---) : $t = t_{G_fl_eau}$	69
Figure 2-24 : Evolution de la distance minimale à respecter pour pouvoir utiliser la méthode de la phase stationnaire.....	70
Figure 2-25 : Amplitude de pression ramenée à un mètre ; (—) : $\phi = 45^\circ$, (—) : $\theta = 30^\circ$, (···) : $f = f_c$	71
Figure 2-26 : Amplitude de pression ramenée à un mètre, à $\phi = 45^\circ$; (—) : $\xi = 0.01$, (-.-) : $\xi = 0.1$	72
Figure 2-27 : Signaux temporels de pression rayonnée en champ lointain à $R = 30 \text{ m}$; (—) : $\theta = 45^\circ$, (—) : $\theta = 30^\circ$; (···) : $t = t_{a_ray}$, (-.-) : $t = t_{G_ray}$	73
Figure 2-28 : Schéma de la formation des fronts d'ondes planes ; (a) : $t = t_1$, (b) : $t = t_2$, (c) : directions de rayonnement pour les fréquences $f = 2f_c$ en bleu, et $f = 4f_c$ en rouge.....	73
Figure 2-29 : Célérité de groupe apparente d'onde rayonnée en champ lointain à $R =$ 30 m ; (—) : $\theta = 45^\circ$, (—) : $\theta = 30^\circ$; (···) : $f = f_c$, (---) : $c_{app} = c_0$	74
Figure 2-30 : Célérité de groupe apparente d'onde rayonnée en champ lointain à $\theta =$ 45° ; (—) : $R = 30 \text{ m}$, (-.-) : $R = 60 \text{ m}$, (···) : $R = 600 \text{ m}$; (···) : $f = f_c$, (---) : $c_{G_ray} = c_0$	74
Figure 2-31 : Signaux temporels de pression rayonnée (ramenée à 1m) en champ lointain à $\theta = 45^\circ$; (—) : $R = 30 \text{ m}$, (-.-) : $R = 60 \text{ m}$, (···) : $R = 600 \text{ m}$; (···) : $t = t_{a_ray}$, (-.-) : $t = t_{G_ray}$	75
Figure 2-32 : Vitesse de groupe apparente d'onde rayonnée en champ lointain à $R = 30 \text{ m}$, $\theta = 45^\circ$; (—) : $\xi = 0.1$, (-.-) : $\xi = 0.01$; (···) : $f = f_c$, (---) : $c_{app} = c_0$	76
Figure 2-33 : Signaux temporels de pression rayonnée en champ lointain à $R = 30 \text{ m}$, $\theta = 45^\circ$; (—) : $\xi = 0.1$, (-.-) : $\xi = 0.01$; (···) : $t = t_{a_ray}$	76
Figure 2-34 : Amplitude de l'accélération spectrale de la plaque in-vacuo à $f = 0.5f_c$; (—) : modèle de Love-Kirchhoff, (—) : modèle de Mindlin-Timoshenko ; (-.-) : $\gamma = k_f$, (---) : $\gamma = k_{f_mt}$	79

Figure 2-35 : Amplitude de l'accélération spectrale de la plaque in-vacuo à $f = 2f_c$; (—) : modèle de Love-Kirchhoff, (—) : modèle de Mindlin-Timoshenko ; (---) : $\gamma = k_f$, (---) : $\gamma = k_{f_mt}$	80
Figure 2-36 : Amplitude de l'accélération spectrale de la plaque immergée à $f = 0.5f_c$; (—) : modèle de Love-Kirchhoff, (—) : modèle de Mindlin-Timoshenko ; (---) : $\gamma = k_f$, (---) : $\gamma = k_{f_mt}$	80
Figure 2-37 : Amplitude de l'accélération spectrale de la plaque immergée à $f = 2 \cdot f_c$; (—) : modèle de Love-Kirchhoff, (—) : modèle de Mindlin-Timoshenko ; (---) : $\gamma = k_f$, (---) : $\gamma = k_{f_mt}$	81
Figure 2-38 : Amplitude des spectres d'accélération de plaque in-vacuo à $r = 5 m$; (—) : modèle de Love-Kirchhoff, (—) : modèle de Mindlin-Timoshenko ; (...) : $f = f_c$	81
Figure 2-39 : Amplitude des spectres d'accélération de plaque immergée à $r = 5 m$; (—) : modèle de Love-Kirchhoff, (—) : modèle de Mindlin-Timoshenko ; (...) : $f = f_c$	82
Figure 2-40 : Célérité de groupe d'onde de plaque in-vacuo à $r = 5 m$; (—) : modèle de Love-Kirchhoff, (—) : modèle de Mindlin-Timoshenko ; (...) : $f = f_c$	82
Figure 2-41 : Célérité de groupe d'onde de plaque immergée à $r = 5 m$; (—) : modèle de Love-Kirchhoff, (—) : modèle de Mindlin-Timoshenko ; (...) : $f = f_c$, (---) : $f = f_{c_mt}$	83
Figure 2-42 : Signaux temporels d'accélération de plaque in-vacuo à $r = 5 m$; (—) : modèle de Love-Kirchhoff, (—) : modèle de Mindlin-Timoshenko ; (---) : $t = t_{G_fl}$, (---) : $t = t_{G_fl_mt}$	84
Figure 2-43 : Signaux temporels d'accélération de plaque in-vacuo à $r = 5 m$; (—) : modèle de Love-Kirchhoff, (—) : modèle de Mindlin-Timoshenko ; (---) : $t = t_{G_fl_eau}$, (---) : $t = t_{G_fl_eau_mt}$, (...) : $t = t_{a_ray}$	84
Figure 2-44 : Amplitude des spectres de pression rayonnée à $\theta = 45^\circ$; (—) : modèle de Love-Kirchhoff, (—) : modèle de Mindlin-Timoshenko ; (...) : $f = f_c$	85
Figure 2-45 : Célérité de groupe apparente à $R = 30 m$, $\theta = 45^\circ$; (—) : modèle de Love-Kirchhoff, (—) : modèle de Mindlin-Timoshenko ; (...) : $f = f_c$	85
Figure 2-46 : Signaux temporels de pression rayonnée en champ lointain à $\theta = 45^\circ$; (—) : modèle de Love-Kirchhoff, (—) : modèle de Mindlin-Timoshenko ; (...) : $t = t_{a_ray}$	86
Figure 3-1 : Plaque testée suspendue par des sangles et un palan	91
Figure 3-2 : Marteau de choc (à gauche) et bille en acier inoxydable (à droite) utilisés pour générer les excitations transitoires	92

Figure 3-3 : Accéléromètres (à gauche) et hydrophone (à droite) utilisés pour les mesures	92
Figure 3-4 : Schéma du banc de mesure.....	93
Figure 3-5 : Schéma représentant la plaque testée avec ses dimensions, le point d'excitation $S_{réelle}$, le point d'observation A_{obs} , et les sources images	94
Figure 3-6 : Réponses temporelles d'accélération de plaque in-vacuo ; comparaison des signaux réel (—), et résultant de 4 sources images (---) : $t = t_{si}$	94
Figure 3-7 : Signaux expérimentaux de force (a), et d'accélération (b), de la plaque en air ; (··· vertical) : $t = t_{G_{fl}}$	95
Figure 3-8 : Amplitude des spectres de force (a) et d'accélération (b) obtenus par transformée de Fourier des signaux temporels expérimentaux ; représentation par bande de tiers d'octave.....	96
Figure 3-9 : Amplitudes des spectres de la FRF (Accélération/Force) au point d'excitation de la plaque non immergée ; (—) : modèle asymptotique de plaque infinie, (---) : mesures expérimentales	97
Figure 3-10 : Signaux temporels d'accélération au point d'excitation de la plaque non immergée ; (—) : modèle asymptotique de plaque infinie, (---) : mesures expérimentales.....	99
Figure 3-11 : Signaux temporels d'accélération à 1 m de l'excitation de la plaque non immergée ; (—) : modèle de plaque infinie de Love-Kirchhoff, (—) : modèle de plaque infinie de Mindlin-Timoshenko, (---) : mesures expérimentales ; (···) : $t = t_{si}$	99
Figure 3-12 : Signaux temporels d'accélération à 1 m de l'excitation de la plaque eau ; (—) : modèle de plaque infinie de Mindlin-Timoshenko, (---) : mesures expérimentales.....	100
Figure 3-13 : Signaux temporels de pression rayonnée à $r = 1\text{ m}$ et $z = 0.7\text{ m}$; (—) : modèle de plaque infinie de Mindlin-Timoshenko, (---) : mesures expérimentales, (---) : $t = t_{a_{ray}}$	101
Figure 3-14 : Comparaison des niveaux d'amplitude des spectres expérimentaux (par bande de tiers d'octave) d'accélération de la plaque en air à 1 m de l'excitation ; (▼) : impact du marteau, (●) : impact de la bille	102
Figure 3-15 : Schéma du positionnement des accéléromètres permettant d'obtenir des signaux synchrones lors de l'utilisation de la bille	103
Figure 3-16 : Observation des rebonds de la bille ; signal temporel d'accélération à 1 m de l'excitation de la plaque en eau	104
Figure 3-17 : Signaux temporels expérimentaux d'accélération au point d'excitation ; impact de la bille ; (---) : plaque en air, (---) : plaque en eau	104

Figure 3-18 : Comparaison des niveaux d'amplitude des spectres expérimentaux (par bande de tiers d'octave) d'accélération de la plaque à 1 m du point d'excitation ; impact de la bille ; (●) : plaque en air, (●) : plaque en eau, (---) : $f = f_{c_{mt}}$	105
Figure 3-19 : Signaux temporels expérimentaux d'accélération à 1 m du point d'excitation ; impact de la bille ; (---) : plaque en air, (---) : plaque en eau	105
Figure 3-20 : Signaux temporels expérimentaux ; impact de la bille ; (a) : accélération à $r = 1\text{ m}$, (b) : pression rayonnée à $r = 1\text{ m}$ et $z = 0.03\text{ m}$; (---) : $t = t_{a_{ray}}$	106
Figure 3-21 : Signal temporel expérimental de pression rayonnée à $r = 1\text{ m}$ et $z = 0.7\text{ m}$; impact de la bille ; (---) : $t = t_{a_{ray}}$	107
Figure 3-22 : Réponse impulsionnelle de pression rayonnée par la plaque infinie (modèle de Mindlin-Timoshenko) à $r = 1\text{ m}$ et $z = 0.7\text{ m}$; (---) : $t = t_{a_{ray}}$	107
Figure 4-1 : Schéma représentant le modèle de plaque infinie raidie périodiquement	111
Figure 4-2 : Nombres d'onde de Bloch-Floquet ; (a) : basses fréquences (0 – 8 kHz), (b) : moyennes fréquences (8 – 16 kHz), (c) : hautes fréquences (16 – 24 kHz) ; une couleur par demi-période de k_x ; (---) : $k_x = \frac{2n\pi}{d}$, (---) : $f = f_{c_{mt}}$	115
Figure 4-3 : Comparaison entre les nombres d'ondes de Bloch-Floquet et l'accélération spectrale de la plaque à $f = 4.6\text{ kHz}$; (●) et (---) : nombres d'ondes de Bloch-Floquet ; (—) : plaque raidie, (—) : plaque non raidie ; (---) : $k_x = k_0$	116
Figure 4-4 : Accélération spectrale de la plaque à $f = 20.6\text{ kHz}$; (—) : plaque raidie, (—) : plaque non raidie	117
Figure 4-5 : Accélération spectrale de la plaque raidie à $f = 20.6\text{ kHz}$; (—) : système non conservatif ; (---) : système conservatif ;	117
Figure 4-6 : Accélération spectrale de la plaque raidie à $f = 19\text{ kHz}$; (—) : plaque in-vacuo, (—) : plaque immergée	118
Figure 4-7 : Comparaison de la pression rayonnée en fonction de l'angle d'observation, à $f = 4.6\text{ kHz}$; (—) : plaque raidie, (—) : plaque non raidie	119
Figure 4-8 : Comparaison de la pression rayonnée en fonction de l'angle d'observation, à $f = 20.6\text{ kHz}$; (—) : plaque raidie, (—) : plaque non raidie	119
Figure 4-9 : Comparaison entre les ondes de Bloch-Floquet rayonnées à $\theta = 48^\circ$, et le spectre de pression ramenée à 1 m, pour $f \in [0 - 20\text{ kHz}]$; (---) : $f = f_{c_{mt}}$; (●) et (---) : nombres d'ondes de Bloch-Floquet ; (—) : plaque raidie, (—) : plaque non raidie	120

Figure 4-10 : Comparaison des spectres de pression de plaque avec et sans raidisseur ramenée à 1 m, rayonnée à $\theta = 48^\circ$; $f \in [0 - 35 \text{ kHz}]$; (—) : plaque raidie, (—) : plaque non raidie	120
Figure 4-11 : Réponses temporelles de pression ramenée à 1 m, $\theta = 45^\circ$; fréquence maximum prise en compte : $f_{max} = 1.2 \text{ kHz}$; (—) : plaque raidie, (—) : plaque non raidie ; (···) : $t = t_{a_ray}$	121
Figure 4-12 : Réponses temporelles de pression ramenée à 1 m, $\theta = 48^\circ$; fréquence maximum prise en compte : $f_{max} = 40 \text{ kHz}$; (—) : plaque raidie, (—) : plaque non raidie ; (···) : $t = t_{a_ray}$	122
Figure 4-13 : Schéma illustrant la translation des points d'excitation et d'observation.....	122
Figure 4-14 : Réponses temporelles de pression ramenée à 1 m, $\theta = 48^\circ$; plaque raidie ; (—) : $x_0 = \frac{d}{2}$; (—) : $x_0' = \frac{2d}{3}$; (···) : $t = t_{a_ray}$	123
Figure 4-15 : Nombres d'onde de Bloch-Floquet (o), et l'accélération spectrale d'une plaque raidie excitée par une force ponctuelle à la fréquence $f = 4.6 \text{ kHz}$; (--- noir) : $k_x^2 + k_y^2 = k_{f_eau_mt}^2$, (--- blanc) : $k_x^2 + k_y^2 = k_0^2$	124
Figure 4-16 : Accélération spectrale d'une plaque raidie excitée par une force ponctuelle à la fréquence $f = 20.6 \text{ kHz}$; (--- noir) : $k_x^2 + k_y^2 = k_{f_eau_mt}^2$, (--- blanc) : $k_x^2 + k_y^2 = k_0^2$	124
Figure 4-17 : Directivité du rayonnement d'une plaque raidie excitée par une force ponctuelle, à $f = 4.6 \text{ kHz}$; pression ramenée à 1m ; Les angles de rayonnement maximum associés aux ondes de Bloch-Floquet sont représentés par des cercles noirs (o).....	125
Figure 4-18 : Directivité du rayonnement d'une plaque raidie excitée par une force ponctuelle, à $f = 20.6 \text{ kHz}$; pression ramenée à 1m.....	126
Figure 4-19 : Spectres de pression ramenée à 1 m, $\theta = 48^\circ$, (a) : $\varphi = 0^\circ$, (b) : $\varphi = 40^\circ$, (c) : $\varphi = 90^\circ$; (—) : plaque raidie, (—) : plaque non raidie ; (···) : $f = f_{c_mt}$...	127
Figure 4-20 : Réponses temporelles de pression ramenée à 1 m, $\theta = 48^\circ$, (a) : $\varphi = 0^\circ$, (b) : $\varphi = 40^\circ$, (c) : $\varphi = 90^\circ$; fréquence maximum prise en compte : $f_{max} = 5 \text{ kHz}$;	129
Figure 4-21 : Réponses temporelles de pression ramenée à 1 m, $\theta = 48^\circ$, (a) : $\varphi = 0^\circ$, (b) : $\varphi = 40^\circ$, (c) : $\varphi = 90^\circ$; fréquence maximum prise en compte : $f_{max} = 40 \text{ kHz}$; (—) : plaque raidie, (—) : plaque non raidie ; (···) : $t = t_{a_ray}$	130
Figure 4-22 : Représentation des directions de propagation des ondes vibratoires et acoustiques en présence de raidisseurs ; (a) : $\varphi = 0^\circ$, (b) : $\varphi = 40^\circ$, (c) : $\varphi = 90^\circ$; (—) : propagation dans la plaque, (---) : propagation dans l'eau.....	131

Figure 4-23 : Schéma de la barge d'essais testée	132
Figure 4-24 : Réponses temporelles de pression rayonnée au point P_1 ($\varphi = 0^\circ$) ; (a) : comparaison entre modèle de plaque infinie raidie (—) et mesures sur la barge (---), (b) : réponse impulsionnelle de plaque infinie raidie	133
Figure 4-25 : Réponses temporelles de pression rayonnée ; (a) : au point P_2 ($\varphi = 26^\circ$) (b) : au point P_3 ($\varphi = 90^\circ$) ; modèle de plaque infinie raidie (—), mesures sur la barge (---)	134
Figure 5-1: Schéma représentant la plaque infinie couplée à un système résonnant. Les forces appliquées à chaque sous-système sont également représentées.....	138
Figure 5-2 : Spectre des inertances d'entrée en fonction du coefficient de raideur de poutre ; (—) : $\alpha_{po} = 1$, (---) : $\alpha_{po} = 1/6$, (···) : $\alpha_{po} = 6$; (—) : inertance de plaque infinie.....	143
Figure 5-3 : Spectre de la force de couplage appliquée sur la plaque infinie ; (—) : $\alpha_{po} = 1$, (---) : $\alpha_{po} = 1/6$, (···) : $\alpha_{po} = 6$; (—) : cas où la force est appliquée directement sur la plaque	145
Figure 5-4 : Réponses temporelles de la force de couplage ; (···) : $\alpha_{po} = 6$, (---) : $\alpha_{po} = 1/6$, (—) : $\alpha_{po} = 1$	146
Figure 5-5 : Spectres de pression rayonnée par le système poutre-plaque infinie en champ lointain (ramenée à 1m), à $\phi = 45^\circ$; (···) : $\alpha_{po} = 6$, (---) : $\alpha_{po} = 1/6$, (—) : $\alpha_{po} = 1$; (—) : cas où la plaque infinie n'est pas couplée ; (··· vertical) : $f = f_{cmt}$	147
Figure 5-6 : Réponses temporelles de pression rayonnée par le système poutre-plaque infinie en champ lointain (ramenée à 1m), à $R = 60\text{ m}$ et $\phi = 45^\circ$; (···) : $\alpha_{po} = 6$ (pression à l'échelle 3 : 1), (---) : $\alpha_{po} = 1/6$, (—) : $\alpha_{po} = 1$; (—) : plaque infinie non couplée	148
Figure 5-7 : Spectre de force de pression rayonnée par le système complet en champ lointain (ramenée à 1m), à $\phi = 45^\circ$, pour $\alpha_{plf} = 36$; (—) : fréquences de résonances de la poutre encastree-libre.....	149
Figure 5-8 : Réponses temporelles de pression rayonnée par le système complet en champ lointain (ramenée à 1m), à $R = 60\text{ m}$ et $\phi = 45^\circ$, pour $\alpha_{plf} = 1$; (---) : système complet (échelle 30 : 1) ; (—) : plaque infinie seule ; (---) : répétition du signal due à la poutre	150
Figure 5-9 : Spectre de force de pression rayonnée par le système complet en champ lointain (ramenée à 1m), à $\phi = 45^\circ$, pour $\alpha_{plf} = 1$; (—) : fréquences de résonances de la poutre libre-libre	150

- Figure 5-10 : Réponses temporelles de pression rayonnée par le système complet en champ lointain (ramenée à 1m), à $R = 60\text{ m}$ et $\phi = 45^\circ$, pour $\alpha_{plf} = 1$;
 (⋯) : système complet (échelle 30 : 1) ; (—) : plaque infinie seule..... 151
- Figure 5-11 : Spectre de force de pression rayonnée par le système complet en champ lointain (ramenée à 1m), à $\phi = 45^\circ$, pour $\alpha_{plf} = 6$ 151
- Figure 5-12 : Réponses temporelles de pression rayonnée par le système complet en champ lointain (ramenée à 1m), à $R = 60\text{ m}$ et $\phi = 45^\circ$, pour $\alpha_{plf} = 6$;
 (—) : système complet (échelle 30 : 1) ; (—) : plaque infinie seule 152

Introduction Générale

Cette thèse s'inscrit dans le cadre de la détection des structures immergées dans l'eau. Contrairement aux ondes électromagnétiques, les ondes acoustiques se propagent très facilement dans ce milieu. Les SONARs (Sound Navigation And Ranging) utilisent donc ces ondes pour la détection des structures immergées. Cette technique a été développée depuis plusieurs décennies, et la technologie des SONARs est en constante évolution. Alors que la détection de bruit était effectuée dans le cas de signaux stationnaires, certains systèmes sonars sont aujourd'hui capables de détecter les signaux de bruits transitoires. Ceux-ci peuvent être dus à des excitations directes de la coque, mais aussi à des matériels montés rigides sur celle-ci. La conception des structures immergées industrielles tient compte, depuis longtemps, des exigences importantes en matière de réduction des bruits en régime stationnaire. Le régime transitoire reste, au contraire, encore peu étudié, et la maîtrise des bruits transitoires n'est pas encore suffisamment définie pour faire face aux nouvelles menaces de détection. Afin de pouvoir spécifier des exigences de réduction des bruits transitoires rayonnés en mer, l'industrie a besoin de connaître les mécanismes de vibration et de rayonnement acoustique des structures concernées, lorsque celles-ci sont soumises à des excitations de courte durée.

La thèse s'inscrit donc dans cette problématique, et propose une analyse des phénomènes vibro-acoustiques transitoires, à travers une observation de signaux temporels générés par ces structures industrielles immergées. Contrairement au régime stationnaire, la causalité du système est un facteur essentiel à prendre en compte, dans la construction de réponses transitoires. Il est donc nécessaire de prendre en compte le temps de propagation des ondes vibratoires et acoustiques dans les différents milieux étudiés. Un autre phénomène influe sur la forme des signaux transitoires est l'amortissement des différentes structures. Etant donné qu'il agit sur la durée du signal, il sera nécessaire de tenir compte de sa valeur dans le choix de la longueur de la fenêtre temporelle. Certains modèles d'amortissement, particulièrement utilisés en régime stationnaire, donnent des systèmes non causaux, et sont alors inutilisables en régime transitoire.

Le transfert vibro-acoustique entre une source de bruit transitoire et un appareil de détection dans l'eau peut se décomposer de la manière suivante :

- Lorsque l'excitation est générée directement sur la coque, celle-ci va rayonner dans l'eau. Une structure de forme cylindrique est géométriquement assez semblable à une coque réelle. Cependant, au-dessus de la fréquence d'anneau de la coque, son comportement vibratoire radial s'apparente à celui d'une plaque plane [3]. Etant donné les dimensions de la structure immergée, la fréquence d'anneau est relativement faible par rapport à la plage fréquentielle concernée par les bruits transitoires rayonnés. En outre, les dimensions de la structure modélisée sont suffisamment grandes pour que les phénomènes vibro-acoustiques de courte durée soient assimilables à ceux qui apparaissent sur les structures de dimensions infinies. C'est pour ces raisons que les phénomènes de rayonnement de la coque sont, étudiés à partir d'un modèle de plaque

infinie. En présence de raidisseurs circonférentiels, des phénomènes liés à la diffraction des ondes vibratoires apparaissent. Pour les étudier, la plaque infinie est alors couplée à des raidisseurs périodiques et parallèles.

- Lorsque l'excitation est générée par un matériel intérieur, le transfert vibratoire jusqu'à la coque s'effectue par l'intermédiaire d'un carlingage. Le mouvement vibratoire de ces structures internes est généralement caractérisé par des résonances. Afin de pouvoir analyser leurs effets sur les réponses temporelles, le carlingage est modélisé par une poutre, et le matériel intérieur par une plaque rectangulaire.

Les réponses temporelles des systèmes étudiés sont obtenues à partir d'une méthode classique :

- Dans un premier temps, le problème est traité dans le domaine fréquentiel de Fourier, afin d'obtenir les réponses en fréquence de la structure. Les calculs sont effectués sur la base d'expressions classiques disponibles dans la littérature.
- Dans un deuxième temps, une transformée de Fourier temporelle inverse est appliquée à la réponse fréquentielle. Le résultat donne alors la réponse temporelle souhaitée.

La thèse est organisée en cinq chapitres. Le premier présente une analyse de l'état de l'art portant sur trois thèmes principaux :

- Les phénomènes de rayonnement acoustique, générées par des coques et plaques immergées, excitées par des sources transitoires.
- Les méthodes de calcul de réponse temporelle vibro-acoustique des structures en régime transitoire.
- Les phénomènes vibro-acoustiques des plaques immergées, observés dans le domaine fréquentiel, et particulièrement l'influence de la prise en compte d'un fluide lourd tel que l'eau, sur le comportement vibro-acoustique de la plaque.

La suite de la thèse porte sur l'analyse des signaux temporels des mouvements vibratoires et du rayonnement acoustique des différents systèmes utilisés pour modéliser la structure industrielle. Le second chapitre est ainsi consacré à l'analyse de la réponse vibro-acoustique transitoire d'une plaque infinie, en contact sur une des faces avec un milieu fluide infini. La plaque est excitée par une force impulsionnelle ponctuelle. La méthode de calcul numérique est décrite et validée par des comparaisons avec le cas d'une plaque infinie in-vacuo. Puis, l'effet du fluide sur le mouvement vibratoire est observé sur la réponse temporelle d'accélération. L'analyse des signaux de pression rayonnée en champ proche permet d'illustrer l'influence des ondes vibratoires sur le rayonnement. L'analyse de la pression rayonnée en champ lointain fait ressortir l'effet de la directivité du rayonnement et de l'amortissement structural. L'effet de l'inertie rotationnelle et du cisaillement, présents dans la plaque, est également étudié en utilisant le modèle de plaque de Mindlin-Timoshenko.

Le troisième chapitre présente les résultats d'une expérimentation effectuée à l'ISEN de Lille. Une plaque rectangulaire est suspendue à la surface d'un bassin acoustique rempli d'eau. Elle est excitée par deux sources différentes :

- Une excitation au marteau de choc, qui permet de comparer les mesures au modèle numérique, via une méthode de traitement du signal par convolution.
- Une excitation générée par la chute d'une bille, qui permet d'exciter des fréquences supérieures à la fréquence critique de la plaque.

Le quatrième chapitre est consacré à l'étude de la pression rayonnée en champ lointain par une plaque raidie périodiquement. La force impulsionnelle appliquée sur la plaque est d'abord linéique et parallèle aux raidisseurs, ce qui permet d'étudier le système en 2 dimensions, et d'illustrer clairement les phénomènes acoustiques. Ensuite, une force ponctuelle est considérée, afin d'analyser la réponse de la plaque dans toutes les directions. L'ajout de raidisseurs fait apparaître des ondes dites de Bloch-Floquet, qui se propagent dans la plaque à certaines fréquences uniquement, et peuvent rayonner en champ lointain même si leur fréquence est inférieure à la fréquence critique de la plaque. L'effet de ces ondes est mis en évidence sur les signaux temporels de pression. Les résultats numériques sont enfin comparés à des mesures effectuées sur une barge d'essais immergée. La comparaison entre théorie et expérience valide certains résultats, et illustre les limites de mesures effectuées à quai.

Le cinquième chapitre est consacré à l'étude de la réponse acoustique de la plaque infinie non raidie, couplée au système résonnant constitué d'une poutre et d'une plaque rectangulaire. Les signaux temporels sont obtenus dans le but d'étudier l'effet d'une rupture d'inertance entre les différentes structures. Dans un premier temps, seule la poutre est couplée à la plaque, ce qui permet d'illustrer clairement cet effet. Puis dans un second temps, la poutre est à son tour couplée à la plaque rectangulaire, ce qui permet d'étudier le comportement d'un système dont les fréquences de résonnances ne sont pas régulièrement espacées.

CHAPITRE 1

Etude Bibliographique

1.1. Introduction

Ce chapitre présente l'état de l'art correspondant aux thèmes principaux de notre étude. Dans un premier temps, l'étude bibliographique porte sur les comportements vibro-acoustiques des structures immergées. Nous présentons d'abord les différents phénomènes liés au rayonnement acoustique transitoire, mis en évidence dans la littérature dans le cas de différents types de structures. Ensuite, nous décrivons les principaux mécanismes vibro-acoustiques des plaques infinies en contact avec un fluide lourd. Ceux-ci ont été principalement étudiés en régime stationnaire. Dans un deuxième temps, nous nous intéressons aux différentes approches utilisées pour calculer les réponses temporelles de systèmes soumis à des excitations transitoires. A partir de cette synthèse bibliographique, nous présentons, à la fin du chapitre, la méthodologie utilisée dans cette thèse pour étudier les phénomènes transitoires.

1.2. Rayonnement acoustique transitoire des structures immergées

1.2.1. Rayonnement acoustique transitoire des coques

Les coques ont des géométries proches de celles des structures immergées industrielles. C'est pour cette raison qu'elles sont généralement considérées pour modéliser le comportement vibro-acoustique des cas réels. La littérature présente assez peu d'études sur des coques immergées en régime transitoire. Cependant, certains phénomènes importants ont été mis en évidence.

Chen et Stepanishen [4] ont étudié la réponse vibro-acoustique transitoire d'une coque sphérique immergée, soumise à une excitation transitoire axisymétrique. L'étude des réponses temporelles des premiers modes de vibration de la coque montrent qu'au fil du temps l'amplitude du signal temporel s'atténue. En l'absence d'amortissement structural de la coque, ils attribuent cette diminution au rayonnement, dans l'eau, des ondes vibratoires. Leur énergie est transmise au fluide, et ne reste pas dans la coque.

Plusieurs travaux ont été effectués sur la problématique des coques excitées par les ondes de choc [5] - [7]. Iakovlev [5] a observé, via des cartographies temporelles du rayonnement des ondes vibratoires de la coque, en utilisant le modèle de coques fines de Love Kirchhoff. Les résultats mettaient bien en évidence des ondes de pseudo-Rayleigh qui se propagent le long de l'interface coque-eau. Leblond et al. ont repris cette étude en considérant le modèle élastique de coques épaisses, c'est-à-dire en tenant compte du cisaillement dans le mouvement de la coque. Ils ont alors montré que le modèle précédent présentait une surestimation de la vitesse de phase de l'onde de pseudo-Rayleigh. La prise en compte du cisaillement leur a

permis d'identifier le rayonnement transitoire de cette onde, ainsi que celui l'onde de flexion de coque.

Choi *et al.* [8] ont modélisé le rayonnement transitoires à la surface de coques, en comparant plusieurs cas : des coques de longueur finie et infinie, et des coques avec et sans cloisons internes. Une excitation ponctuelle transitoire était appliquée directement sur la coque. L'obtention de signaux de pression acoustique pariétale à différents temps a mis en évidence la différence due à la présence d'ondes réfléchies aux extrémités dans le cas de la coque de longueur finie. A partir de cartographies temporelles de pression rayonnée en champ proche, les auteurs ont observé que lorsque la coque avait des cloisons, le rayonnement acoustique s'effectuait à partir du point d'excitation, ainsi qu'à partir de l'intersection entre les cloisons et la coque.

1.2.2. Rayonnement acoustique transitoire des plaques

Au-dessus de la fréquence d'anneau, le comportement vibratoire des coques est assimilable à celui des plaques. Celles-ci ayant une géométrie plus simple, il n'est pas rare qu'elles soient utilisées pour modéliser des structures immergées dont la forme est proche de celle d'une coque [9] - [13]. Le comportement vibro-acoustique des plaques immergées a été essentiellement étudié en régime stationnaire, notamment à travers les travaux de Fahy [14], de Feit [15] - [17], de Hayek [18], [19] et de Stuart [9], [10], [20], [21]. En régime transitoire, les études sont nettement plus rares. Celles portant sur le rayonnement acoustique se limitent aux phénomènes se produisant en champ proche.

En régime transitoire, Mackertich et Hayek ont observé, via des simulations numériques, le signal de pression rayonnée par une plaque infinie, non amortie, soumise à une force ponctuelle transitoire, dont la forme temporelle correspondait à une fonction de Heaviside [11]. Ils ont défini un temps de référence, correspondant à la durée de parcours d'une onde acoustique, à la vitesse du son dans l'eau, entre le point d'excitation et le point d'observation. Le signal de pression débute avant ce temps de référence. Il présente également les caractéristiques d'une onde dispersive (i.e. la célérité augmente avec la fréquence) : le signal comporte des oscillations dont la pseudo-période augmente au cours du temps, comme le montre la Figure 1-1. Les auteurs interprètent ce phénomène par le fait que des ondes de flexion parcourraient la plaque à une vitesse supersonique puis rayonneraient verticalement dans le fluide, à vitesse sonique. Ces mêmes auteurs ont par la suite considéré des excitations de formes temporelles différentes, et ont observé des phénomènes similaires [22].

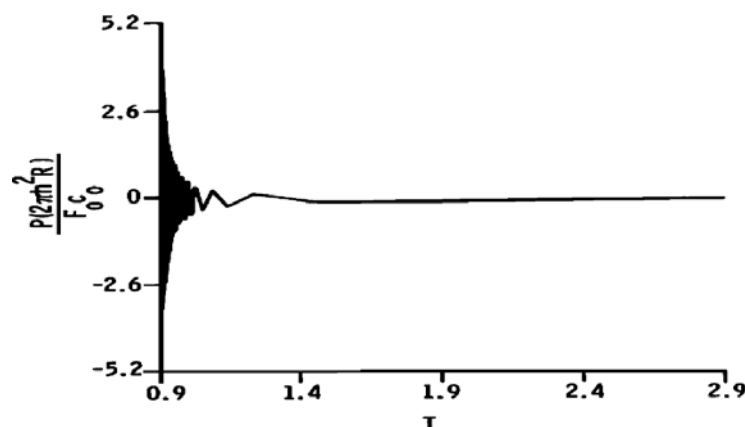


Figure 1-1 : Réponse temporelle de pression (normalisée) rayonnée par une plaque infinie excitée par une force ponctuelle transitoire, obtenue par Mackertich et Hayek [11]

En 1994, Wählin et al. [23] ont donné une interprétation plus précise de ce phénomène. Ils ont observé expérimentalement, par interférométrie laser, le comportement de la pression rayonnée par une plaque en air excitée par un choc, et ont mis en évidence la présence de plusieurs fronts d'onde acoustique (cf. Figure 1-2). Le premier, de forme sphérique, est dû au rayonnement direct depuis le point d'impact. Les autres fronts sont obliques, d'inclinaisons différentes. Ils sont dus à la différence de célérité dans les directions parallèles et normales à la plaque : parallèlement à l'interface plaque-fluide, les ondes acoustiques hautes fréquences se propagent, par continuité, à la même vitesse (supersonique) que les ondes de flexion. Dans la direction normale à la plaque, la célérité est celle du son dans le fluide. La continuité de la pression implique alors que le front d'onde est incliné. Ce phénomène a depuis été observé à plusieurs reprises [24] - [26].

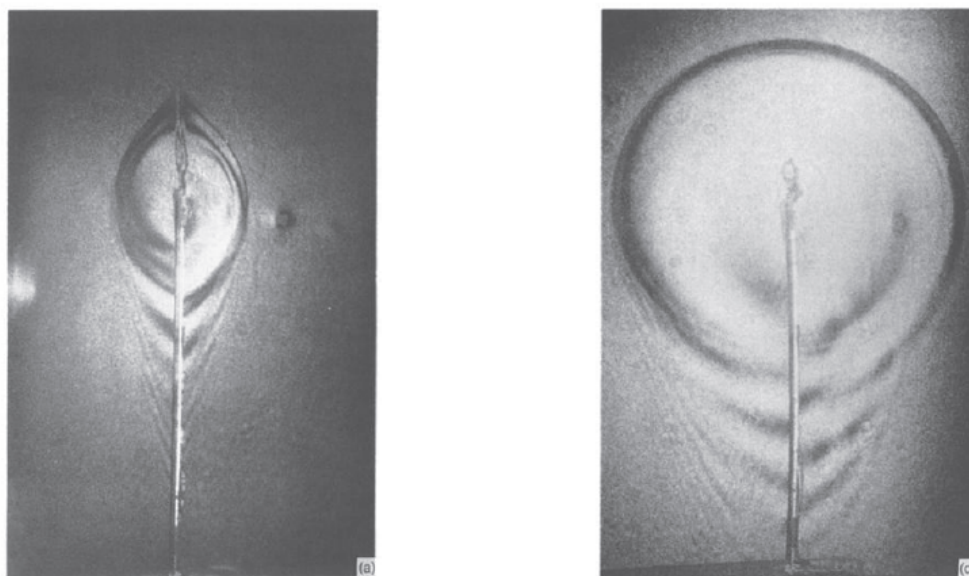


Figure 1-2 : Photos produites par Wählin et al. [23] : Observation des ondes acoustiques rayonnées par une plaque excitée par un choc à deux temps différents ; à gauche $t = 100 \mu s$, à droite $t = 230 \mu s$; la plaque est en position verticale

1.3. Comportement vibro-acoustique des plaques infinies couplées à un fluide

Dans cette partie, nous présentons les études portant sur le comportement vibro-acoustique des plaques immergées dans l'eau d'un seul côté. Il constitue un cas important traité dans la littérature qui met en évidence les phénomènes physiques et les problèmes numériques rencontrés dans les modèles qu'implique le couplage « fort » entre la plaque et l'eau. En effet, lorsqu'une structure en contact avec un fluide est sollicitée en vibration, la pression acoustique rayonnée à l'interface interagit à son tour avec la structure, induisant alors une force excitatrice, qui influe sur son comportement dynamique. Si le fluide présente une faible densité volumique, comme l'air par exemple, cette force est généralement négligeable devant les sollicitations internes de la structure. Cette approximation est cependant inadéquate dans le cas où le fluide est très dense comme l'eau. C'est pourquoi le chargement du fluide sur la

structure est pris en compte dans des études consacrées au comportement vibro-acoustique des structures sous-marines.

1.3.1. Influence du fluide sur le mouvement vibratoire de la plaque

Dans la littérature, l'influence de la présence d'un fluide lourd sur le comportement vibratoire de la plaque a été mise en évidence à partir d'études en régime stationnaire, pour différentes plages fréquentielles. En effet, selon que la fréquence d'étude soit supérieure ou inférieure à la fréquence critique de la plaque (fréquence à laquelle les célérités d'une onde de flexion de plaque et d'une onde acoustique dans le fluide sont égales), des phénomènes différents apparaissent.

1.3.1.1. Effet de masse ajoutée du fluide

En dessous de la fréquence critique, l'ajout du fluide provoque une diminution de la célérité des ondes de flexion de plaque. Ce phénomène est dû à l'effet de masse ajoutée du fluide [15]. La valeur de la célérité s'obtient en cherchant le nombre d'onde de flexion, noté k_f . Ce nombre est la solution réelle et positive de l'équation de dispersion des ondes de flexion de plaque, d'inconnue γ . Dans le cas où la convention temporelle est $e^{-i\omega t}$, cette équation s'écrit :

$$\frac{\rho_0 \omega^2}{\sqrt{k_0^2 - \gamma^2}} - \rho_s h \omega^2 + D \gamma^4 = 0 \quad [1-1]$$

où ρ_0 est la densité du fluide, h l'épaisseur de la plaque, D sa raideur et ρ_s sa densité. Lorsque la plaque n'est pas couplée avec le fluide, ou si elle est couplée avec un fluide de faible densité comme l'air, le terme $\frac{\rho_0 \omega^2}{\sqrt{k_0^2 - \gamma^2}}$ est négligeable, et le nombre d'onde de flexion est défini par :

$$k_f = \left(\frac{\rho_s h \omega^2}{D} \right)^{1/4} \quad [1-2]$$

Lorsque le fluide est plus dense, comme l'eau, et qu'aucun terme n'est négligeable, la valeur exacte de ce nombre d'onde ne peut pas s'obtenir manuellement. Plusieurs techniques ont été utilisées pour calculer une valeur approchée. Crighton et Innes [27] ont considéré qu'en basse fréquence, cette solution était suffisamment proche de k_f pour pouvoir réécrire l'équation [1-1] en remplaçant le terme γ^4 par k_f^4 . Il est alors possible de calculer directement la valeur du nombre d'onde de flexion :

$$\gamma = k_f \cdot \left(1 + \frac{\rho_0}{(\rho_s h \omega_c) \sqrt{\frac{\omega}{\omega_c} \left(1 - \frac{\omega}{\omega_c} \right)}} \right)^{1/5} \quad [1-3]$$

Cette méthode est satisfaisante pour les fréquences allant jusqu'à $f_c/1,1$. Junger et Feit [15], utilisant le même principe de proximité avec k_f , ont approché le terme $\gamma^2 - k_0^2$ par γ^2 ,

puisque en très basse fréquence, k_0 est négligeable devant k_f . Puis, en simplifiant l'équation par ω , le terme $\rho_s \cdot h \cdot \omega_c$ peut aussi être éliminé. La valeur approchée du nombre d'onde est alors :

$$\gamma = \left(\frac{\rho_0 \omega^2}{D} \right)^{1/5} \quad [1-4]$$

Des méthodes numériques [12] peuvent également être utilisées : le nombre d'onde est estimé à partir d'une formule de récurrence. Pour ce faire, l'équation de dispersion [1-1] est reprise, en approchant γ^2 par k_f^2 et la relation de récurrence suivante est obtenue, et converge vers le nombre d'onde de flexion de plaque en eau :

$$\begin{cases} k_{(0)f_eau} = k_f \\ k_{(n+1)f_eau} = \left(k_f^4 + \frac{\rho_0 \omega^2}{D \sqrt{k_{(n)f_eau}^2 - k_0^2}} \right)^{1/4}, \quad n \geq 0 \end{cases} \quad [1-5]$$

1.3.1.2. Onde d'interface plaque - fluide

En étudiant l'évolution de la célérité des ondes vibratoires de la plaque, à partir d'une étude de l'accélération vibratoire dans le domaine des nombres d'onde, Dickey et al. [28] mettent en évidence deux courbes distinctes, représentant une célérité en fonction de la fréquence, qui semblent se « repousser » autour de la fréquence critique (cf. Figure 1-3). Ils interprètent ce comportement comme un phénomène de répulsion de deux ondes différentes. En 1996, Dabirikhah et Turner [29] répondent à cette publication, en donnant une interprétation de ce phénomène à partir de la théorie de l'élasticité des structures, généralement utilisée en acoustique ultrasonore. Ils précisent qu'en présence de fluide lourd, deux ondes distinctes se propagent parallèlement à l'interface fluide-solide. Les auteurs précisent qu'elles sont fortement couplées autour de la fréquence critique. La première est l'onde de flexion, et la seconde est appelée onde de Scholte. Celui-ci avait montré que l'onde, à qui il a donné son nom, rayonne dans le fluide mais que son comportement est alors évanescent [30]. Talmant *et al.* [31] ont montré que sa célérité converge vers celle d'une onde acoustique dans le fluide. En 1996, Bao *et al.* [32] précisent qu'au-dessus de la fréquence critique, l'onde de Scholte se comporte comme une onde de fluide, alors qu'en dessous, elle se comporte comme une onde de plaque (cf. Figure 1-4). En fonction des propriétés du solide, elle est observable sur des plages de fréquences diverses. Par exemple, dans le cas d'une plaque fine, Every *et al.* [33] l'ont identifiée pour des fréquences situées autour de 4 MHz, alors que pour un couplage entre une couche de grès et de l'eau, Flores-Mendez *et al.* [34] observent l'onde à des fréquences inférieures à 8 kHz.

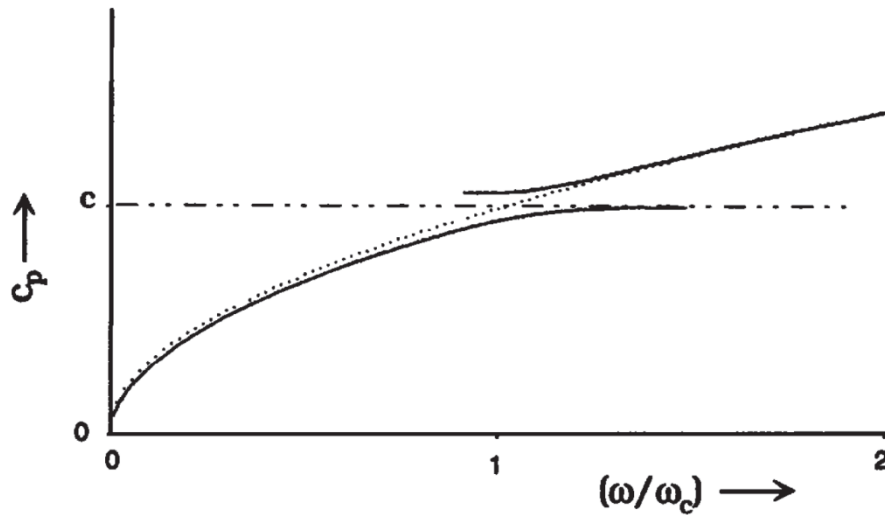


Figure 1-3 : Graphique produit par Dickey *et al.* [29] : Célérité des ondes propagatives en fonction du rapport entre la fréquence ω , et la fréquence critique ω_c ; (···) : cas d'une plaque in-vacuo, (—) : cas d'une plaque couplée au fluide

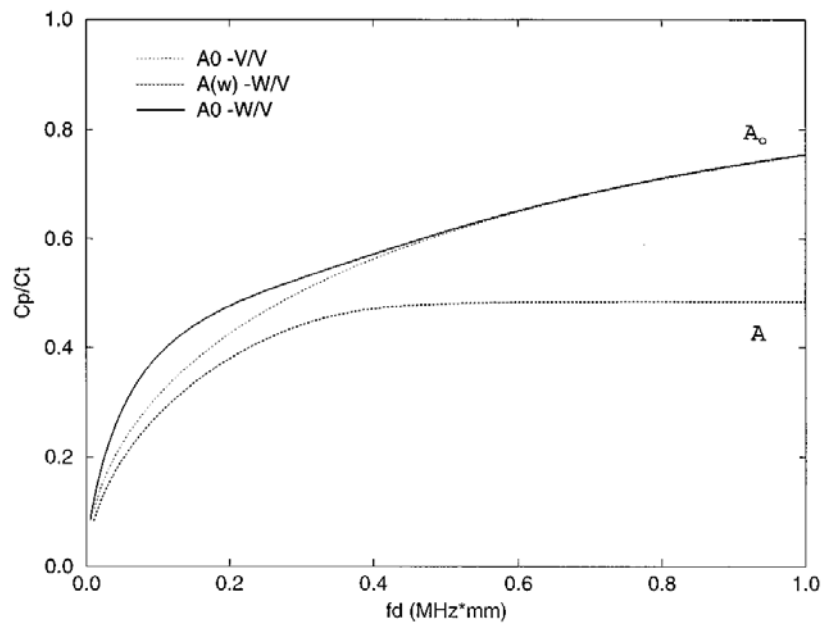


Figure 1-4 : Graphique produit par Bao *et al.* [32] présentant les célérités des ondes de Scholte (onde A), de flexion de plaque in-vacuo (onde A_0 -V/V), et de flexion de plaque couplée au fluide (onde A_0 -W/V)

1.3.1.3. Ondes vibratoires rayonnées en champ lointain

Au-dessus de la fréquence critique de la plaque, le rayonnement des ondes de flexion est très important. L'énergie vibratoire est en grande partie transférée au fluide, ce qui se traduit par une forte diminution de l'amplitude vibratoire de la plaque [28]. Celles-ci sont d'ailleurs nommées « leaky waves » en anglais [10], et « ondes fuyantes » en Français [35], car elles

passent de la plaque au fluide. Ces ondes rayonnent dans des directions qui dépendent de leur fréquence.

L'angle de rayonnement θ_0 par rapport à la normale à la plaque a été défini dans la littérature, en fonction de la fréquence étudiée f_0 , et de la fréquence critique f_c :

$$\theta_0 = \sin^{-1} \left(\frac{f_c}{f_0} \right)^{1/2} \quad [1-6]$$

Les diagrammes de directivité du rayonnement à plusieurs fréquences sont présentés sur la Figure 1-5. En dessous de la fréquence critique, l'expression [1-6] n'est pas valable, et le maximum de pression n'est pas très marqué. Le rayonnement est alors omnidirectionnel. La valeur de l'angle de coïncidence est décroissante avec la fréquence. Ses valeurs limites sont 90° lorsque $\omega_0 = \omega_c$ et 0° lorsque la fréquence tend vers l'infini. La plaque rayonne donc dans une direction de plus en plus normale à la plaque en hautes fréquences.

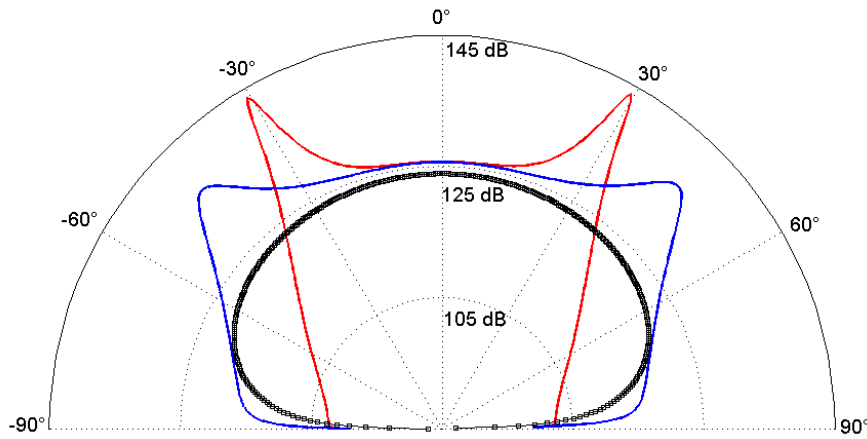


Figure 1-5 : Diagramme de directivité de la pression ramenée à un mètre ;
(—) : $f = 0.5f_c$, (—) : $f = 2f_c$, (—) : $f = 4f_c$

1.3.2. Prise en compte du fluide dans le calcul de réponses harmoniques des plaques immergées

De nombreuses études ont pour but de déterminer la réponse vibro-acoustique forcée des plaques. La prise en compte du fluide dans les calculs nécessite l'utilisation de méthodes d'approximation d'intégrales généralisées. Nous présentons ici les cas de plaques infinies et de plaques finies rectangulaires, excitées par des forces normales à la plaque considérée. L'expression du déplacement vibratoire en un point d'une plaque infinie est donnée directement ici. Une étude plus détaillée des calculs sera faite dans le chapitre suivant. Elle est calculée à partir d'une intégration de l'expression du déplacement dans l'espace des nombres d'ondes [15] :

$$w_{pli}(x, y, \omega) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \frac{F(k_x, k_y) e^{i k_x x} e^{i k_y y}}{D \left((k_x^2 + k_y^2)^2 - k_f^4 \right) + i \frac{\rho_0 \omega^2}{k_z}} dk_x dk_y \quad [1-7]$$

où F est la transformée de Fourier spatiale de la distribution de forces extérieures exercées sur la plaque, et le terme k_z est défini par $k_z^2 = k_0^2 - k_x^2 - k_y^2$. En l'absence d'amortissement de la structure, la principale difficulté réside dans le fait que le dénominateur du terme à intégrer s'annule pour un couple de valeurs réelles de k_x et k_y appelés pôles de l'intégrale. Ces pôles correspondent aux nombres d'onde naturels de la plaque.

En présence d'amortissement, le dénominateur ne s'annule plus. Il est alors possible d'estimer les déplacements en approximant les intégrales par des sommes discrètes. Cette méthode nécessite une discrétisation correcte des nombres d'onde k_x et k_y [12] afin d'éviter les pôles, et de prendre en compte correctement les phénomènes physiques. Le calcul de la réponse en un point fixe à plusieurs fréquences différentes s'effectue soit en utilisant des valeurs maximales de k_x et k_y fixes au détriment du temps de calcul, soit en interpolant les valeurs de points proches de celui recherché.

Dans le cas où la force est ponctuelle et notée $F_0 \cdot \delta(x) \cdot \delta(y)$, où δ est une distribution de Dirac, le système devient axisymétrique et peut être modélisé en une dimension. C'est la transformée de Hankel qui est alors appliquée, et le déplacement s'exprime en fonction de la fréquence, et de la distance r au point d'impact par :

$$w_{pli}(r, \omega) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{+\infty} \frac{F_0}{D (\gamma^4 - k_f^4) + i \frac{\rho_0 \omega^2}{k_z}} J_0(\gamma r) d\gamma \quad [1-8]$$

où le terme k_z est, cette fois, défini par $k_z^2 = k_0^2 - \gamma^2$. Cette intégrale simple présente toujours un pôle réel, impliquant une singularité de la fonction à intégrer. Junger et Feit [15] expliquent que lorsqu'un amortissement structural est ajouté à la plaque, par exemple en ajoutant une partie imaginaire au module d'Young, cette discontinuité disparaît, et l'intégrale peut être évaluée numériquement. Dans le cas d'une plaque non amortie l'expression explicite du déplacement est obtenue à partir du théorème des résidus, [9], [10], [36]. La méthode consiste à déterminer, dans l'espace complexe du paramètre γ , un chemin d'intégration qui contourne ce pôle. Ce chemin, qui est illustré par la Figure 1-6, est noté C^+ et remplace l'intervalle $[0, +\infty[$. La valeur du pôle est approchée par à l'aide de simplifications des équations de dispersion (voir référence [15]). L'intégrale comporte alors une partie principale dont la valeur, dans le cas présent, est purement réelle, et une partie résiduelle autour du pôle qui est purement imaginaire. Etant donné que k_z s'annule pour $\gamma = k_0$, le chemin principal est lui-même divisé en deux intervalles contigus : $[0, k_0 [$ et $]k_0, +\infty[$.

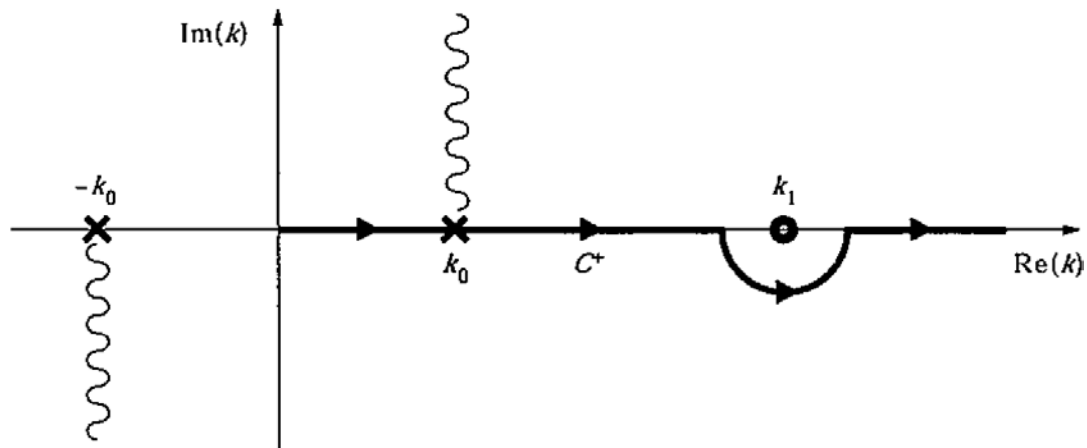


Figure 1-6 : Schéma produit par Kauffmann [36] : Chemin d'intégration dans le plan complexe, contournant le pôle de valeur réelle k_1 . La coupure en $\text{Re}(k) = k_0$ est également représentée.

1.3.3. Cas des plaques infinies raidies périodiquement

Dans cette section, nous décrivons les travaux qui ont été menés sur l'effet des raidissements périodiques des plaques. Des structures périodiques ont été étudiées d'abord par Mead [37] dans le cas d'une poutre, appuyée en une infinité de points espacés de façon régulière. La résolution de l'équation de mouvement met en évidence des ondes de flexion évanescentes et propagatives. A chaque fréquence correspond un seul type d'onde. Celles qui se propagent sont appelées ondes de Bloch-Floquet. Mead met en évidence deux types de bandes de fréquences : les « bandes passantes » sur lesquelles des ondes de flexion de propagent, et les « bandes d'arrêt » sur lesquelles les ondes de flexion sont évanescentes.

Le cas des plaques raidies périodiquement dans une direction a d'abord été étudié par Evseev [38], en utilisant une transformée de Fourier le long de l'axe des raidisseurs. Par la suite, Mace [39], [40] utilise cette méthode pour étudier l'influence des ondes de Bloch-Floquet sur la directivité du rayonnement dans l'eau. Il montre que des ondes dont la fréquence est inférieure à la fréquence critique de la plaque, peuvent rayonner en champ lointain, dès lors que le nombre d'onde correspondant est inférieur au nombre d'onde acoustique k_0 . Plus tard, Maxit et Denis [41] ont montré que le niveau général de pression rayonnée par une plaque raidie, excitée par une couche limite turbulente, était plus faible que sans raidisseur, sauf au niveau des bandes passantes (cf. Figure 1-7).

Si de nombreuses études existent en régime stationnaire [42] - [45], en régime transitoire, les plaques raidies ont été peu étudiées dans la littérature. Les travaux existants concernent essentiellement des structures non couplées à un fluide lourd. Les calculs sont effectués avec des méthodes d'éléments finis [46] - [48].

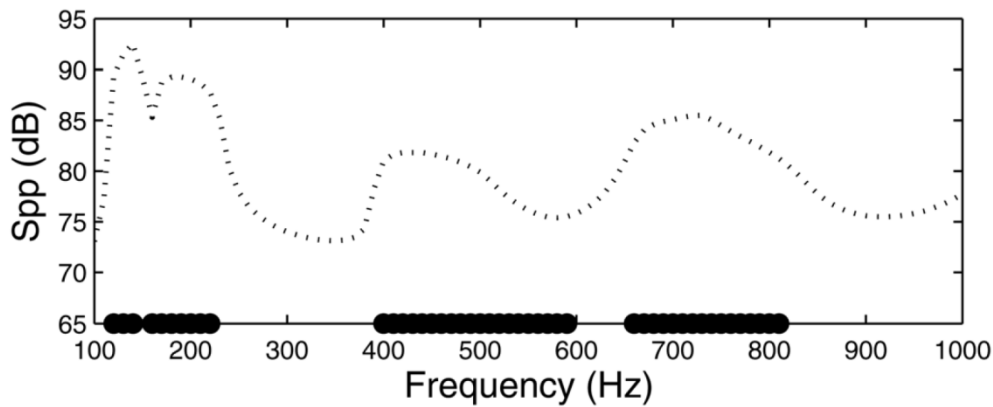


Figure 1-7 : Graphique produit par Maxit et Denis [41], représentant le spectre de pression rayonnée par une plaque infinie raidie ; les pass-bands sont représentées par des traits noirs sur l'axe des abscisses

1.4. Méthodes de calculs vibro-acoustiques en régime transitoire

Nous présentons dans cette partie les méthodes de calcul des réponses temporelles transitoires. Celui-ci peut s'effectuer dans deux domaines : soit directement le domaine temporel soit en passant par le domaine fréquentiel. Dans ce second cas, l'approche consiste à appliquer une transformée de Fourier ou de Laplace aux équations régissant le problème, puis d'effectuer leur résolution dans le domaine fréquentiel, et d'appliquer une transformée de Fourier ou Laplace inverse afin d'obtenir la solution voulue en fonction du temps.

1.4.1. Approches directes dans le domaine temporel

1.4.1.1. Obtention d'expressions analytiques

La simplicité des milieux considérés dans certains systèmes (oscillateur à 1 degré de liberté, poutre, plaque rectangulaire) permet à ceux-ci d'être traités par des méthodes classiques de résolution des équations de propagation des ondes, tout en restant dans le domaine temporel. Des expressions des grandeurs recherchées comme la vitesse vibratoire ou la pression acoustique sont alors obtenues.

Take *et al.* [49] ont modélisé le mouvement transitoire d'un pieu au contact d'un marteau, par un système composé de deux masses, deux ressorts et un amortisseur viscoélastique. Les vibrations sont considérées libres et le choc créé par le marteau est modélisé par une condition initiale en vitesse. L'article donne les expressions du déplacement du pieu pour les cas où aucun, un seul ou les deux modes sont oscillant. Ils sont tous amortis. L'article précise que dans la grande majorité des cas industriels, au moins l'un des modes est oscillant.

Guyader [50] donne une solution pour une poutre homogène et isotrope, excitée par une force impulsionnelle, ou par une force quelconque. La poutre est viscoélastique et est excitée en flexion pure. L'équation de mouvement temporel est obtenue par décomposition modale et la séparation des variables temporelles et spatiales. L'expression du déplacement transversal est donnée pour les modes oscillants en fonction du type de force considérée. Dans le cas

d'une excitation ponctuelle, l'expression est analytique, alors que si la force est quelconque, un calcul numérique d'intégrale est généralement nécessaire.

Guyomar *et al.* [51] ont étudié le comportement vibratoire d'une plaque infinie in-vacuo, soumise à une excitation impulsionnelle ponctuelle. L'équation de mouvement des plaques, écrite dans l'espace physique, n'est pas résolue directement. La transformée de Fourier spatiale permet d'obtenir, dans l'espace des nombres d'onde, une équation différentielle linéaire du second ordre. La résolution de cette équation donne une expression de la vitesse vibratoire en fonction des nombres d'ondes. L'axisymétrie du système permet d'utiliser la transformée de Hankel inverse afin d'obtenir une expression analytique de la vitesse vibratoire dans l'espace physique.

1.4.1.2. Méthode des différences finies (FDTD)

Les cas présentés ci-dessus restent relativement simples. Les études des systèmes dont l'équation de mouvement ne peut être résolue analytiquement sont effectuées par des méthodes de discrétisation de l'espace et du temps. La méthode des différences finies ou FDTD (Finite Difference Time Domain), qui consiste à discrétiser le domaine spatio-temporel, et à calculer les dérivées partielles d'une fonction [52], est utilisée notamment pour l'étude des phénomènes transitoires dans le cadre de la synthèse sonore. Lambourg *et al.* [53], [54] ont simulé le comportement vibro-acoustique d'une plaque fine viscoélastique, soumise à une force impulsionnelle ponctuelle. La comparaison avec un modèle analytique a montré que l'erreur relative diminue lorsque la discrétisation temporelle est plus fine. Chabassier *et al.* [55] ont modélisé le comportement acoustique d'un piano. Le système est composé de plusieurs sous-structures. Le maillage temporel est alors différent pour chaque sous-structure. Le modèle met en évidence l'influence de phénomènes non linéaires, et a été utilisé par Chaigne [56] afin d'étudier le changement de polarisation dans la vibration d'une corde. Les maillages temporels décalés ont également été utilisés pour modéliser les phénomènes dissipatifs dans le domaine temporel [57].

Dans le domaine de l'acoustique des structures immergées, la méthode FDTD a été employé par Norton et Novarini. Ils ont étudié la propagation, dans l'eau et en présence de bulles, des ondes acoustiques générées par une impulsion à bande de fréquence finie [58]. Les résultats mettent en évidence l'effet de dispersion dû aux bulles. Dubois *et al.* [59] ont modélisé la transmission et la réflexion des ondes acoustiques d'un panneau immergé composé d'inclusions aux emplacements aléatoires. Ils ont montré que la méthode est valable en basse fréquence même pour une grande concentration d'inclusions.

1.4.1.3. Méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis permet d'étudier des structures à géométrie complexe. Le calcul spatial est généralement effectué avec la méthode classique de Galerkin [60] - [62].

En régime transitoire, les gradients spatiaux de déplacement ou de pression sont souvent importants. Afin de réduire les erreurs lors de l'étude de la dispersion des ondes, il est possible de raffiner le maillage, mais cela implique une augmentation importante du temps de calcul. En se basant sur le fait que les ondes propagatives sont généralement très localisées en régime transitoire, Yue et Guddati [63] ont utilisé une méthode qui consiste à modifier les bornes du domaine spatial d'intégration à chaque pas de temps, ce qui permet de réduire le

domaine à la zone où se situe le front d'onde. Les temps de calculs sont alors fortement réduits.

1.4.1.4. Méthode d'Analyse Energétique Statistique en régime Transitoire (TSEA)

Les méthodes énergétiques sont souvent utilisées pour étudier le comportement des. La méthode SEA (en anglais Statistical Energy Analysis), utilisée généralement en régime stationnaire, consiste à diviser un système en plusieurs sous-systèmes, et de s'intéresser aux échanges d'énergie entre ceux-ci [64]. Cette méthode est généralement adaptée pour étudier les systèmes comportant plusieurs sous-structures couplées, pour les études en hautes fréquences. La méthode TSEA (ou Transient SEA) qui désigne l'extension de la SEA au régime transitoire. Dans un cas académique simple, Pinnington et Lednik [65], [66] ont étudié la transmission vibratoire entre deux oscillateurs couplés. La comparaison d'une méthode analytique avec la méthode SEA en régime transitoire (ou TSEA), montre que celle-ci ne permet d'obtenir que l'enveloppe temporelle du signal temporel, alors que les oscillations disparaissent. Elle ne prend pas non plus en compte le temps de propagation des ondes dans la structure [67], et n'est donc pas adaptée à l'étude des oscillations temporelles. Il s'agit par contre d'une méthode correcte pour prédire les temps de réverbération des salles [68] - [69]. Un autre inconvénient de cette méthode est que la durée du signal transitoire doit être suffisamment longue pour pouvoir contenir au moins une période d'oscillation de la fréquence minimale étudiée [67]. Afin de pallier à ces limitations, Bodin *et al.* [70] ont ajouté méthode de synthèse de phase : la SEA est utilisée pour prédire les amplitudes, et est combinée à une phase pseudo-aléatoire. Ce procédé est validé par des mesures vibratoires.

1.4.2. Approches à partir du domaine fréquentiel

Les approches fréquentielles utilisées pour l'étude des phénomènes vibro-acoustiques transitoires ont l'avantage de pouvoir être utilisées dans le cas de systèmes complexes, sans avoir forcément recours à des méthodes de calcul par différence finie ou éléments finis. Certaines propriétés vibratoires des structures, ainsi que les propriétés de couplage dépendent de la fréquence. Il est alors plus simple de calculer la fonction de transfert fréquentielle que temporelle. Les calculs sont généralement effectués soit dans le domaine fréquentiel de Laplace, soit dans celui de Fourier. Les réponses obtenues sont celles qui décrivent un régime permanent. Les réponses temporelles s'obtiennent en appliquant la transformée inverse de Laplace ou de Fourier.

1.4.2.1. Utilisation du domaine de Laplace

Le principal intérêt de l'utilisation de la transformée de Laplace dans les problèmes vibro-acoustiques en régime transitoire, réside dans la prise en compte des conditions initiales du système :

Cette méthode est ainsi utilisée lorsque l'étude porte sur un système qui n'est pas initialement au repos. C'est le cas par exemple des coques immergées excitées par des ondes de choc [71], [6]. En effet, une des grandeurs étudiées est la pression acoustique à l'extérieur de la coque. Le temps initial correspond à l'instant où l'onde de choc entre en contact avec la coque. Avant le contact, cette onde modifie la pression acoustique extérieure, qui n'est donc pas nulle au temps initial. L'étude du comportement des ondes vibratoires rencontrant un obstacle, une extrémité où un défaut, est également effectué à l'aide de cette méthode. L'onde

diffractée est calculée avec les mêmes équations de mouvement, mais en tenant compte de l'état du système à l'instant initial de la diffraction.

Il arrive que la transformée de Laplace inverse puisse se calculer analytiquement [72] - [73], mais dans la plupart des cas étudiés, des méthodes de résolution numériques sont nécessaires. Dans le domaine de l'acoustique sous-marine, cette méthode est employée pour étudier la réponse vibro-acoustique transitoires des coques excitées par des ondes de choc. Zhang et Geers [74] ont modélisé la réponse vibro-acoustique d'une coque sphérique immergée et remplie d'eau. En utilisant le modèle de Love Kirchhoff, les vibrations de la coque ainsi que la pression pariétale sont obtenues directement dans le domaine temporel, mais les équations régissant le rayonnement acoustique à l'intérieur de la coque sphérique nécessitent d'être transformées avant leur résolution. Un cas de coque cylindrique, dont le comportement est modélisé par la théorie des structures élastiques, a été étudié par Leblond *et al.* [6], [7]. L'ensemble du problème est traité dans le domaine de Laplace, et la solution finale est obtenue par transformée inverse.

La propriété de la transformation du produit de convolution est également exploitée pour calculer des grandeurs qui se décomposent en plusieurs termes. Cette méthode est notamment intéressante lorsque la transformée inverse de l'un des termes peut se calculer analytiquement [75].

1.4.2.2. Utilisation du domaine de Fourier

Le domaine de Fourier est le plus utilisé en analyse vibro-acoustique. Il permet notamment d'analyser la réponse d'un système en fonction de la fréquence pour des excitations harmoniques. Dans les travaux de Stepanishen *et al.* [76] - [79], les propriétés de convolution de la transformée de Fourier sont mises en valeur. Les réponses des structures s'écrivent sous forme d'un produit de plusieurs termes dans le domaine fréquentiel. La transformée de Fourier inverse est appliquée séparément à chacun d'entre eux, puis la convolution des termes ainsi obtenus donne la réponse impulsionnelle. Dans des cas de calculs de rayonnement acoustique simple celle-ci est d'ailleurs obtenue analytiquement via des expressions approchées de la transformée de Fourier inverse [77] - [79]. Les études de structures couplées à un fluide lourd nécessitent par contre une évaluation numérique de la transformée [76], [4]. Dans ces deux articles, la séparation des différents termes permet d'obtenir les réponses impulsionnelles de chacun, afin d'étudier leur contribution à la réponse totale. Par exemple, dans le cas de plaques rectangulaires [79], les résultats présentés illustrent le comportement temporel de la vitesse vibratoire d'un mode, mais également des termes de couplage intermodal qui interviennent dans le calcul de vitesse. Un modèle de coque sphérique immergée a également été étudié [4]. La grandeur finale obtenue est la pression acoustique, qui est calculée à partir de la vitesse vibratoire de la coque, dont la réponse impulsionnelle est aussi analysée. Ces deux derniers cas d'étude montrent également que l'utilisation du domaine de Fourier est adaptée à l'analyse du comportement transitoire des structures résonnantes.

La transformée de Fourier est également utilisée sur la grandeur finale, calculée préalablement dans l'espace fréquentiel. Le rayonnement acoustique transitoire d'une plaque infinie non amortie semi-immersée a par exemple été étudié avec cette méthode par Stuart [9], [10], puis par Mackeritch & Hayek [11]. Les deux partent de l'expression de la réponse dans le domaine fréquentiel en fonction des nombres d'onde. Dans le premier cas, la transformée de Fourier est appliquée à l'expression du spectre du déplacement, une fois que

celui-ci ait été obtenu en coordonnées physiques. Dans le second cas, le retour dans le domaine temporel est effectué avant le passage en coordonnées physiques. Cet ordre permet d'obtenir une valeur exacte après la première transformation, et d'avoir uniquement une incertitude lors de la seconde.

Le spectre peut avoir été calculé par des méthodes qui diffèrent selon la plage de fréquence étudiée. Afin d'obtenir le spectre de la réponse vibratoire d'une structure de forme complexe, Chevreuil [80] a utilisé des méthodes d'éléments finis en basses fréquences, et la théorie variationnelle des rayons complexes en moyennes et hautes fréquences. Cette combinaison de deux approches nécessite une harmonisation des réponses autour de la fréquence située à la jonction des deux plages. Pour éviter une discontinuité du spectre et les phénomènes de Gibbs résultants de la transformée de Fourier inverse, des fenêtrages de Hanning sont appliqués à chaque spectre, afin de réduire les amplitudes dans cette zone. Les extrémités des deux fenêtres sont décalées pour ne pas perdre d'information spectrale.

1.5. Choix de l'approche utilisée dans la thèse

Les méthodes numériques employées pour étudier les phénomènes vibro-acoustiques transitoires sont nombreuses, notamment dans le cas des approches de calcul direct dans le domaine temporel. Dans le cas de notre étude, la méthode doit pouvoir être appliquée à une plage de fréquence variable selon l'excitation prise en compte. Une approche temporelle peut s'avérer très lourde en termes de temps de calcul, notamment si les basses et hautes fréquences (de 10 Hz à 20 kHz) sont étudiées simultanément. Le pas de temps devrait être très faible, et la fenêtre temporelle très large, ce qui nécessiterait une longueur de calcul trop importante. Une position d'observation éloignée de la source pour étudier le rayonnement en champ lointain augmente également le temps de calcul. En effet les méthodes utilisables sur des systèmes complexes sont celles des éléments finis et des différences finies, et nécessitent également un calcul pour chaque point de l'espace séparant la source et la réponse. Une approche fréquentielle dans le domaine de Fourier permet de pallier à ces difficultés. Les réponses sont calculées séparément pour chaque fréquence, ce qui donne une grande souplesse pour moduler la plage à prendre en compte selon l'excitation souhaitée. Les travaux de Stepanishen ont montré que les approches fréquentielles dans le domaine de Fourier s'avèrent utiles pour étudier la réponse temporelle des structures ayant un comportement résonnant et pour analyser séparément les termes intervenant dans la réponse.

Par ailleurs, cette méthode est appliquée à des structures simples ayant un comportement physique bien connus dans le domaine fréquentiel. De nombreux modèles fréquentiels [81] - [86] ont été développés pour appréhender les transferts vibro-acoustiques dus à des sources stationnaires sur des structures navales, que ce soit en France ou à l'étranger. Obtenir des réponses temporelles à partir de la transformée de Fourier inverse des réponses fréquentielles permettrait de réutiliser ces modèles.

L'approche fréquentielle est donc celle que nous utilisons dans cette étude. Elle est résumée par la Figure 1-8 L'excitation considérée est une force impulsivelle, modélisée idéalement dans le domaine temporel par Dirac $\delta(t)$. Cette représentation présente l'avantage de considérer une source dont le spectre possède une énergie constante, et dont la plage de fréquence prise en compte est infinie. La réponse fréquentielle obtenue à partir de cette source

correspond théoriquement à la fonction de transfert du système. L'application de la transformée de Fourier inverse permet d'obtenir directement la réponse impulsionnelle.

Cette modélisation théorique n'est pas toujours représentative des cas réels, car les sources transitoires ont une énergie contenue dans une bande de fréquence limitée. De même, les calculs numériques de spectre ne permettent pas de considérer un nombre infini de fréquences. Cependant, la réponse du système à une excitation quelconque s'obtient, le domaine temporel, en convoluant celle-ci à la fonction de transfert.

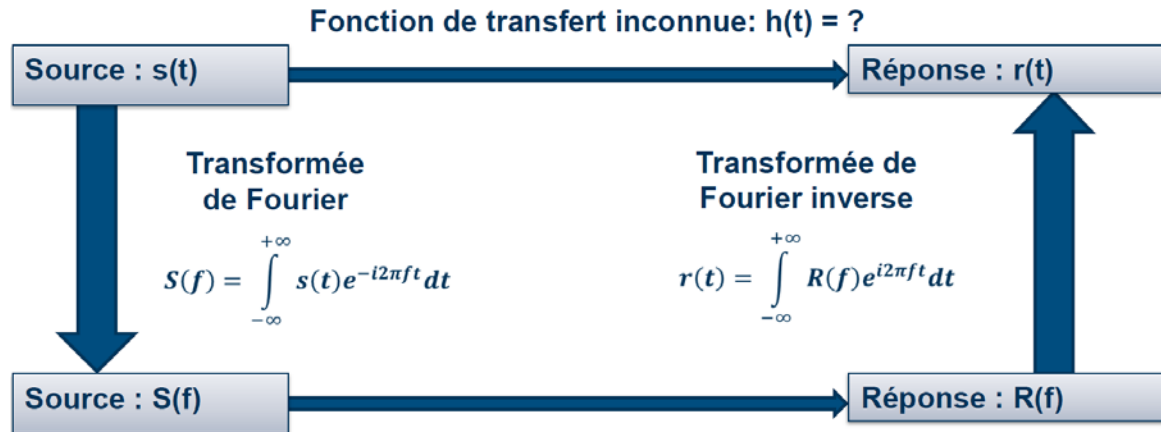


Figure 1-8 : Schéma représentant la méthode d'obtention de la réponse temporelle transitoire

1.6. Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons d'abord présenté les phénomènes de rayonnement acoustique transitoire des structures immergées. Le cas des coques a été peu traité dans la littérature. Les de structures industrielles ont plus souvent été modélisées par des plaques. Le comportement transitoire des systèmes étudiés a été analysé soit par des signaux temporels de réponse en un point d'observation donné, soit par des cartographies de pression à différents instants. Dans les deux cas, les études ont montré que la forme des ondes rayonnées en champ proche est influencée par les ondes vibratoires des structures. Puis nous avons étudié le comportement vibro-acoustique des plaques, dans le cas où la pression induite par un fluide lourd est prise en compte. Les phénomènes principaux résultants du couplage sont une modification de la célérité des ondes de flexion due à la masse ajoutée du fluide, l'apparition d'une onde propagative le long de l'interface fluide-structure, appelée onde de Scholte, et la formation d'un front d'onde acoustique oblique. L'obtention des réponses vibratoires de plaques infinies nécessitent des calculs d'intégrale, effectuées soit par approximation analytique, soit par simulation numérique, notamment dans le cas de plaques amorties. Dans le cas des plaques raidies périodiquement, nous avons décrit les études mettant en évidence les ondes de Bloch-Floquet et leur influence sur le rayonnement acoustique en champ lointain.

Nous nous sommes ensuite focalisés sur les méthodes de calcul de réponses temporelles en régime transitoire. Les approches directes dans le domaine temporel sont diverses, et adaptées à des systèmes différents. Les méthodes de différence finies et d'éléments finis sont assez complètes et peuvent être à priori utilisées pour la plus part des problèmes, mais la longueur des calculs, dus au nombre de points important à calculer pour les hautes fréquences, demeure leur principale défaut. Des méthodes plus rapides sont utilisables, mais la résolution analytique est limitée aux systèmes simples, et la méthode TSEA entraîne une perte d'information sur la propagation et repose sur de nombreuses hypothèses fortes. Les approches fréquentielles permettent de résoudre les équations de mouvement même dans le cas de systèmes complexes. Le domaine de Laplace est intéressant lorsque le système n'est pas au repos à l'instant initial. Dans le cas contraire, le domaine de Fourier paraît bien approprié car de nombreux modèles ont déjà été développés pour appréhender les transferts vibro-acoustiques dus aux sources stationnaires sur les structures immergées. A la suite de cette synthèse bibliographique, nous avons décrit la méthodologie retenue dans cette thèse pour étudier les phénomènes vibro-acoustiques transitoires des structures immergées.

CHAPITRE 2

Analyse de la réponse vibro-acoustique transitoire d'une plaque infinie immergée

2.1. Introduction

Ce chapitre a pour but de présenter les résultats de simulations numériques de réponse vibratoire et de rayonnement acoustique d'une plaque plane infinie et non raidie, soumise à une excitation ponctuelle.

Nous commençons par présenter la formulation mathématique du problème et la méthode numérique utilisée pour calculer les grandeurs souhaitées dans les domaines fréquentiels et temporels. Afin de valider les méthodes numériques développées, nous considérons le cas de la plaque in-vacuo pour lequel des expressions analytiques de réponses fréquentielle et temporelle sont disponibles dans la littérature.

Ensuite nous étudions l'effet du fluide sur la réponse vibratoire de la plaque. Des comparaisons entre les cas de plaque avec et sans fluide sont effectuées d'abord dans le domaine des nombres d'ondes. Différents phénomènes et plusieurs types d'ondes sont mis en évidence selon la fréquence. Dans le domaine fréquentiel, le couplage entre ces ondes et leur contribution à la réponse vibratoire sont étudiés. Cela permet de pouvoir clairement interpréter les signaux temporels. Une fois les phénomènes vibratoires présentés, le rayonnement acoustique transitoire est étudié en champ proche et en champ lointain par deux méthodes différentes. Nous mettons en évidence l'effet des ondes de flexion et de Scholte sur le comportement de la pression acoustique.

La dernière partie est consacrée à la comparaison des résultats entre les modèles de plaque de Love-Kirchhoff et de Mindlin-Timoshenko. Nous mettons alors en évidence l'influence de la prise en compte de l'inertie rotationnelle et du cisaillement sur la réponse vibro-acoustique transitoire de la plaque.

2.2. Formulations mathématiques du problème

Les formulations mathématiques qui décrivent le comportement vibro-acoustique d'une plaque infinie immergée soumise à une force ponctuelle sont disponibles dans la littérature, et notamment dans l'ouvrage de Junger & Feit [15].

2.2.1. Coordonnées et paramètres du système

Nous considérons l'espace décrit par les systèmes de repère suivant :

- en coordonnées cartésiennes (x, y, z)
- en coordonnées cylindriques (r, φ, z)
- en coordonnées sphériques (R, θ, φ)

La plaque est située dans le plan d'équation $z = 0$, comme illustrée sur la Figure 2-1. Les points d'observation A_{obs} de la vibration de la plaque et P_{obs} de la pression rayonnée sont situés dans le demi-espace $z \geq 0$, qui est, le cas échéant, constitué d'eau. L'autre demi-espace est supposé vide. La plaque est excitée par une force impulsionnelle ponctuelle d'amplitude F_0 à l'origine des repères. Pour les applications numériques, une plaque de 3 cm d'épaisseur en aluminium est considérée. Bien que les coques de sous-marin soient en acier, l'aluminium a été privilégié car il a permis de faciliter l'expérimentation en cuve acoustique qui sera présentée au chapitre suivant. Les valeurs numériques sont résumées dans le Tableau 2-1.

Nous utilisons en outre la convention temporelle $e^{-i\omega t}$, et ce pour toute la suite de la thèse.

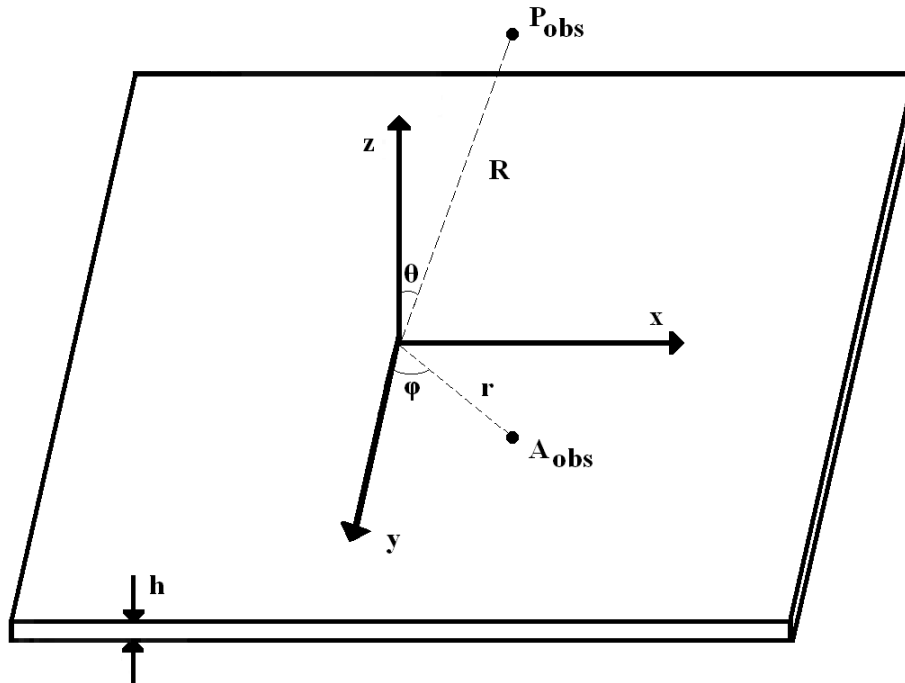


Figure 2-1 : Représentation de la plaque infinie et des trois systèmes de coordonnées

Paramètre	Notation	Valeur	Unité
Epaisseur de la plaque	h	0,03	m
Module d'Young	E	69	Gpa
Coefficient de Poisson	ν	0,3	Pas d'unité
Densité volumique de la plaque	ρ_s	2700	kg/m ³
Densité volumique de l'eau	ρ_0	1000	kg/m ³
Célérité du son dans l'eau	c_0	1500	m/s

Tableau 2-1 : Paramètres par défaut de la plaque infinie et du fluide

2.2.2. Calcul des expressions du déplacement vibratoire et de la pression rayonnée

2.2.2.1. Equations du problème : prise en compte de l'amortissement et de l'axisymétrie

Dans le cas d'une étude portée exclusivement sur le domaine fréquentiel, l'amortissement est généralement pris en compte par l'ajout d'une partie imaginaire au module d'Young de la plaque :

$$E_{cpx} = E (1 - i \eta) \quad [2-1]$$

où η est un facteur de perte interne de la plaque. L'inconvénient de ce modèle d'amortissement est qu'il décrit en général un phénomène non causal [91] - [93] (c'est-à-dire que le système répond avant qu'il soit excité, ce qui n'est pas physique). Au contraire, un amortissement de type viscoélastique, dont les forces s'opposent au mouvement de la plaque et sont proportionnelles à sa vitesse vibratoire, respecte la causalité. Nous retenons donc ce type de modèle, et plus précisément celui de Kelvin-Voigt, utilisé dans plusieurs études de vibration des plaques dans le domaine temporel [51], [94], [95]. Il consiste à introduire une composante visqueuse dans le tenseur des contraintes. La force visqueuse, normalisée par rapport à la masse s'écrit alors :

$$F_v^* = \xi \frac{\partial}{\partial t} (\nabla^2 w_{pli}) \quad [2-2]$$

où ξ est le taux d'amortissement, dont la valeur par défaut est 0,01, et w_{pli} désigne le déplacement transversal de la plaque.

Par ailleurs, le système considéré étant axisymétrique, il est judicieux de travailler dans le repère de coordonnées cylindriques. Les déplacements de la plaque et la pression rayonnée sont alors indépendante de l'angle φ . L'équation de mouvement de la plaque tenant compte de l'amortissement visqueux et des propriétés d'axisymétrie dans le repère cylindrique peut alors s'écrire :

$$\begin{aligned} \rho_s h \frac{\partial^2 w_{pli}}{\partial t^2}(r, t) + \xi \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^2 w_{pli}}{\partial r^2}(r, t) + D \nabla^4 w_{pli}(r, t) \\ = -p(r, 0, t) + \frac{F_0 \delta(r) \delta(t)}{2 \pi r} \end{aligned} \quad [2-3]$$

Deux autres équations sont nécessaires à la résolution du problème. La première est l'équation d'Euler, qui décrit la relation entre le déplacement transversal de la plaque et la pression acoustique pariétale :

$$\frac{\partial p}{\partial z}(r, 0, t) = -\rho_0 \frac{\partial^2 w_{pl}}{\partial t^2}(r, t) \quad [2-4]$$

La seconde équation décrit la propagation de l'onde acoustique dans l'eau, dans la direction normale à la plaque :

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c_0^2} \right) p(r, z, t) = 0 \quad [2-5]$$

2.2.2.2. Calcul de la réponse de la plaque à une excitation transitoire

La présence du terme de pression acoustique pariétale $p(r, 0, t)$, dans le second membre de l'équation [2-3], ne permet pas une approche directe dans le domaine temporel. Nous commençons par résoudre le problème dans le domaine fréquentiel pour revenir ensuite dans le domaine temporel. La transformée de Fourier temporelle de l'équation de mouvement s'écrit :

$$(-\omega^2 \rho_s h - i \beta \omega + D \nabla^4) W_{pli}(r, \omega) = -P(r, 0, \omega) + \frac{F_0 \delta(r)}{2 \pi r} \quad [2-6]$$

Pour contourner la difficulté induite par les dérivées partielles de l'opérateur de Laplace ∇^4 , une transformation spatiale est utilisée. Pour les systèmes axisymétriques, il est judicieux d'utiliser la transformée de Hankel H , qui est un cas particulier de la transformée de Fourier spatiale 2D et est définie pour une fonction $f(r)$ par :

$$f_{pli}(\gamma) = H\{f_{pli}(r)\} = \int_0^{+\infty} f(r) J_0(\gamma r) r dr \quad [2-7]$$

où γ est le paramètre de Hankel et J_0 la fonction de Bessel du premier ordre. Le paramètre γ , qui est homogène à l'inverse d'une distance, est équivalent à un nombre d'onde spatial. L'équation du mouvement s'écrit finalement :

$$[D(\gamma^4 - k_f^4 - i \beta \omega)] \tilde{W}_{pli}(\gamma, \omega) = -\tilde{P}(\gamma, z, \omega) + \frac{F_0}{2 \pi} \quad [2-8]$$

Par la suite, $\tilde{W}_{pli}$ et $\tilde{P}_{pli}$ sont appelés respectivement le déplacement spectral et la pression spectrale.

La transformation de Hankel s'applique également aux équations d'Euler et de Helmholtz, qui s'écrivent alors respectivement :

$$\frac{\partial p}{\partial z}(r, 0, t) = -\rho_0 \omega^2 w_{pli}(r, t) \quad [2-9]$$

et :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 - \gamma^2 \right) \tilde{P}(\gamma, z, \omega) = 0 \quad [2-10]$$

Cela permet d'obtenir la relation entre le déplacement spectral et la pression pariétale spectrale :

$$\tilde{P}(\gamma, 0, \omega) = \frac{\rho_0 \omega^2 \tilde{W}_{pli}(\gamma, \omega)}{i k_z} \quad [2-11]$$

Le terme k_z respecte la condition de Sommerfeld de rayonnement à l'infini :

$$\begin{cases} k_z = \sqrt{k_0^2 - \gamma^2}, & \text{si } |\gamma| \leq k_0 \\ k_z = i \sqrt{\gamma^2 - k_0^2}, & \text{si } |\gamma| \geq k_0 \end{cases} \quad [2-12]$$

Lorsque k_z est imaginaire pur, l'onde acoustique qu'il décrit est évanescence dans la direction normale à la plaque. S'il est réel, l'onde décrite est propagative dans cette direction.

L'expression du déplacement dans l'espace des nombres d'ondes est alors obtenue :

$$\tilde{W}_{pli}(\gamma) = \frac{F_0}{2 \pi \left[D (\gamma^4 - 2 i \xi \gamma^2 k_f^2 - k_f^4) + \frac{\rho_0 \omega^2}{i k_z} \right]} \quad [2-13]$$

Nous expliquons dans la partie suivante qu'il est plus judicieux d'étudier l'accélération vibratoire. Celle-ci s'écrit :

$$\tilde{A}_{pli}(\gamma, \omega) = \frac{\partial^2 \tilde{W}_{pli}}{\partial t^2} = -\omega^2 \tilde{W}_{pli}(\gamma, \omega) \quad [2-14]$$

Il est possible de faire apparaître les fonctions d'impédance de plaque $\tilde{Z}_p(\gamma)$ et de rayonnement $\tilde{Z}_a(\gamma)$ définies par :

$$\tilde{Z}_p(\gamma) = \frac{i}{\omega} D (\gamma^4 - 2 i \xi \gamma^2 k_f^2 - k_f^4) \quad [2-15]$$

et

$$\tilde{Z}_a(\gamma) = \frac{\rho_0 \omega}{k_z} \quad [2-16]$$

L'accélération et la pression spectrales s'écrivent alors :

$$\tilde{A}_{pli}(\gamma, \omega) = \frac{\omega F_0}{2 \pi i (\tilde{Z}_p(\gamma) + \tilde{Z}_a(\gamma))} \quad [2-17]$$

et

$$\tilde{P}(\gamma, z, \omega) = \frac{F_0 \tilde{Z}_a(\gamma) e^{i z k_z}}{-2 \pi i \omega (\tilde{Z}_p(\gamma) + \tilde{Z}_a(\gamma))} \quad [2-18]$$

A noter que l'équation de dispersion peut s'écrire en fonction de ces impédances, c'est-à-dire :

$$\tilde{Z}_a(\gamma) + \tilde{Z}_p(\gamma) = 0 \quad [2-19]$$

Pour obtenir ces deux grandeurs dans l'espace physique, en fonction de la coordonnée cylindrique r , il faut appliquer la transformée de Hankel inverse :

$$\begin{cases} A_{pli}(r, \omega) = \frac{1}{2 \pi} \int_0^{+\infty} \tilde{A}_{pli}(\gamma, \omega) J_0(\gamma r) \gamma d\gamma \\ P(r, \omega) = \frac{1}{2 \pi} \int_0^{+\infty} \tilde{P}(\gamma, \omega) J_0(\gamma r) \gamma d\gamma \end{cases} \quad [2-20]$$

La dernière étape qui mène à la réponse temporelle du système est l'application de la transformée de Fourier inverse :

$$\begin{cases} a_{pli}(r, t) = \frac{1}{2 \pi} \int_{-\infty}^{+\infty} A_{pli}(r, \omega) e^{i \omega t} d\omega \\ p(r, t) = \frac{1}{2 \pi} \int_{-\infty}^{+\infty} P(r, \omega) e^{i \omega t} d\omega \end{cases} \quad [2-21]$$

Les spectres et réponses temporelles sont généralement obtenus à l'aide d'évaluations numériques des intégrales. L'intervalle d'intégration est réel, puisque la présence de l'amortissement élimine le seul pôle réel. Dans certains cas, des expressions explicites permettent de simplifier les intégrales et de largement diminuer le temps de calcul. Nous étudions ces méthodes dans la partie suivante.

2.3. Etude et validation des méthodes de calcul numérique dans le cas de la plaque non immergée

Dans cette partie, nous étudions le cas où la plaque n'est pas couplée au fluide. Cette configuration qui rend possible une simplification de l'écriture des équations, permet de comparer la méthode décrite dans la partie précédente, à des résultats obtenus via d'autres formulations disponibles dans la littérature. En effet, les expressions [2-20] et [2-21] ne sont pas résolues formellement, mais sont évaluées numériquement. Les calculs numériques s'effectuent donc en deux étapes :

- D'abord, les des spectres en fréquence sont obtenus par évaluation numérique des intégrales de Hankel. Celle-ci est appliquée sur l'intervalle semi-infini des nombres d'ondes (i.e. $[0, +\infty[$), à l'aide d'une fonction de calcul paramétrique.
- Puis le calcul des réponses temporelles est effectué par transformation de Fourier discrète inverse des spectres en fréquence. Cette transformée n'est utilisable que sur un espace des fréquences discrétisé, et tronqué pour avoir un nombre fini d'éléments pris en compte.

2.3.1. Méthodes de calcul du spectre en fréquence

2.3.1.1. Evaluation numérique de l'intégrale de Hankel

L'expression [2-20] liée à la transformée de Hankel ne peut en général pas être calculée formellement. Les calculs numériques sont effectués à l'aide du logiciel Matlab. Les intégrales qui apparaissent dans cette équation peuvent être évaluées à l'aide de la commande « *quadgk* », qui exécute un calcul à partir d'une méthode de quadrature de Gauss-Kronrod [96]. Elle présente l'avantage de supporter les intervalles d'intégration infinis, grâce à un changement de variable :

$$\gamma \rightarrow \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon^2} \quad [2-22]$$

L'intervalle d'intégration théorique $[0, +\infty[$ correspond un intervalle numérique $[0, 1[$. Celui-ci est divisé en deux sous-intervalles, et l'intégration est approchée par deux quadratures, l'une d'ordre élevée, et une d'ordre faible. Si la différence entre les résultats obtenus par les deux quadratures est supérieure à une tolérance donnée, les intervalles sont de nouveaux divisés en deux et ainsi de suite. Etant donné qu'il est possible de contrôler la tolérance ainsi que le nombre de subdivisions maximales, cette méthode s'avère très précise, mais peut être coûteuse en temps de calcul.

2.3.1.2. Formulation explicite du déplacement à partir de la méthode des résidus

Pour valider la procédure de calcul numérique de l'intégrale de Hankel définie au paragraphe précédent, nous nous intéressons au cas où la plaque n'est pas immergée. L'impédance acoustique n'apparaît pas dans l'expression de l'accélération qui s'exprime alors par :

$$A_{pli}(r, \omega) = \frac{1}{4 \pi^2 i} \int_0^{+\infty} \frac{\omega F_0}{\gamma^4 - 2 i \xi \gamma^2 k_f^2 - k_f^4} J_0(\gamma r) \gamma d\gamma \quad [2-23]$$

Il est alors possible de déterminer les valeurs exactes des pôles de l'intégrale de Hankel, c'est-à-dire les valeurs de γ qui vérifient l'équation suivante :

$$\gamma^4 - 2 i \xi \gamma^2 k_f^2 - k_f^4 = 0 \quad [2-24]$$

Comme il s'agit d'un polynôme de degré 4, il y a 4 pôles complexes, notés $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ et γ_4 . Le théorème des résidus [97] stipule alors que l'intégrale peut s'écrire :

$$\int_0^{+\infty} \frac{J_0(\gamma r) \gamma}{\gamma^4 - 2 i \xi \gamma^2 k_f^2 - k_f^4} d\gamma = \sum_{n=1}^4 2 i \pi \mathcal{R}(\gamma_n) \quad [2-25]$$

où le terme $\mathcal{R}(\gamma_n)$ est la valeur résiduelle de l'intégrale autour du pôle γ_n , et s'exprime par :

$$\mathcal{R}(\gamma_n) = \lim_{\gamma \rightarrow \gamma_n} (\gamma - \gamma_n) \frac{J_0(\gamma r) \gamma}{\gamma^4 - 2 i \xi \gamma^2 k_f^2 - k_f^4} \quad [2-26]$$

L'expression explicite de l'accélération vibratoire est, tous calculs faits :

$$A_{pli}(r, \omega) = \frac{-i \omega^2 F_0}{D k_f^2} \cdot \left[J_0 \left(\left(\frac{k_f \xi}{2} - i k_f \right) r \right) \frac{\frac{\xi}{2} + i}{4 \xi - \frac{5 \xi^3}{4} + i (3 \xi^2 - 4)} + J_0 \left(\left(k_f + i \frac{k_f \xi}{2} \right) r \right) \frac{1 + i \frac{\xi}{2}}{4 - 3 \xi^2 + i \left(6 \xi - \frac{\xi^3}{2} \right)} \right] \quad [2-27]$$

La Figure 2-2 compare les FRF obtenues avec les deux méthodes (i.e. calcul numérique avec Matlab et calcul analytique avec [2-27]). Les signaux sont identiques, ce qui confirme la précision de la quadrature de Gauss-Kronrod.

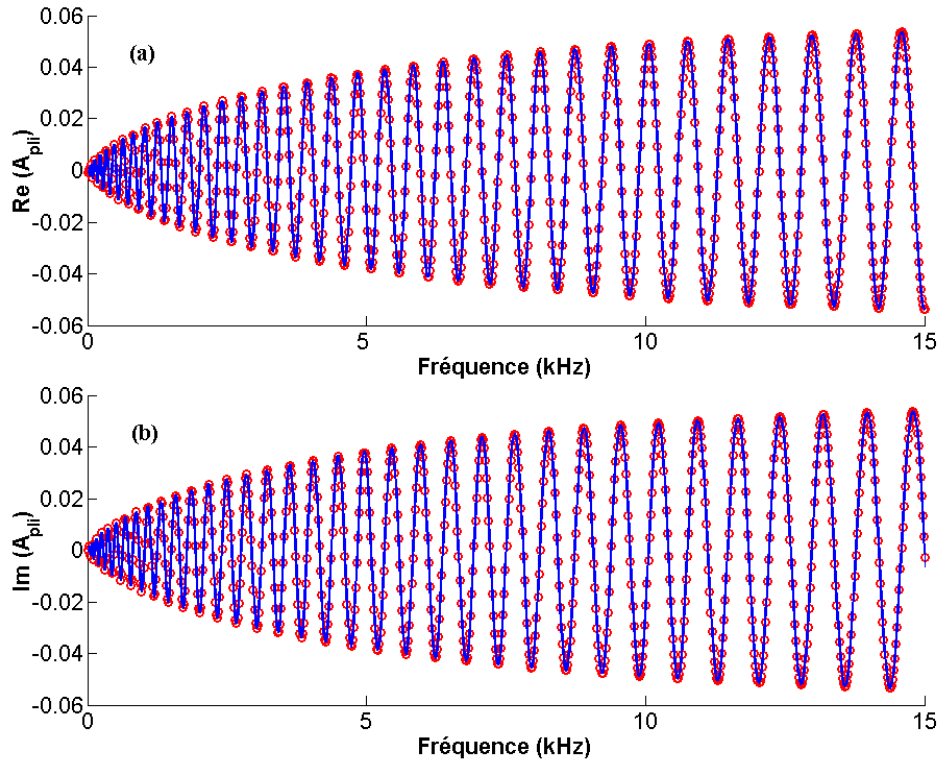


Figure 2-2 : FRF d'accélération de la plaque in-vacuo à $r = 5 \text{ m}$; (a) : partie réelle, (b) : partie imaginaire ; (●) : expression analytique, (—) : calcul par transformée de Hankel inverse

2.3.2. Calcul du temporel par transformée de Fourier discrète inverse

2.3.2.1. Création du spectre fréquentiel discret

Les réponses temporelles de la plaque sont numériquement obtenues par une transformée de Fourier discrète inverse de la FRF. Pour un signal fréquentiel discret quelconque S_{qlc} , la réponse temporelle est théoriquement obtenue par :

$$s_{qlc}(t_n) = \frac{1}{N_{ift}} \sum_{q=0}^{N_{ift}-1} S_{qlc}(f_q) e^{i \frac{2\pi}{N_{ift}} q n} \quad [2-28]$$

où f_q et t_n sont respectivement les fréquences discrètes et les temps discrets des signaux de pression. La longueur de ceux-ci est la valeur N_{ift} .

Afin d'obtenir une réponse temporelle réelle, la FRF à laquelle la transformée est appliquée doit avoir une partie réelle paire et une partie imaginaire impaire. Il est donc nécessaire de construire la partie de la FRF des fréquences négatives, tout en respectant ces propriétés. En partant du spectre initial, calculé sur l'intervalle discret $[0, f_{max}]$, nous créons l'autre partie, sur l'intervalle $[-f_{max}, 0]$, telle que pour chaque paire d'indice q et q' , vérifiant $f_q = -f_{q'}$:

$$S_{qlc}(f_q) = S_{qlc}^*(f_{q'}) \quad [2-29]$$

où * désigne le complexe conjugué.

2.3.2.2. Choix de la grandeur vibratoire étudiée

En régime stationnaire, les signaux temporels s'étudient sur une période dont la longueur dépend de la fréquence minimale prise en compte. Etant donné l'aspect répétitif du signal, son caractère causal n'est pas observable. En régime transitoire par contre, il est essentiel de pouvoir observer précisément le début et la fin du signal. Pour cela, il faut utiliser une fenêtre temporelle suffisamment grande, car dans le cas contraire, le phénomène de repliement ne permet pas d'obtenir un signal correctement reconstruit. Pour illustrer ce problème, une comparaison des signaux de déplacement, vitesse et accélération vibratoire est effectuée. La largeur Δt de la plage temporelle est liée aux pas de fréquence δf par la relation suivante :

$$\Delta t = \frac{1}{\delta f} \quad [2-30]$$

Les réponses temporelles sont obtenues par transformée de Fourier inverse des spectres, eux-mêmes calculés avec un pas en fréquence de 1 Hz. La largeur de la fenêtre temporelle est alors de 1 s, et la Figure 2-3 montre que dans le cas du déplacement, la fenêtre est trop étroite pour éviter le repliement : le signal contenu entre 0.5 s et 1 s est reporté sur la plage temporelle entre -0.5 s et 0 s par périodisation, du fait de la transformée de Fourier discrète. Son amplitude est trop importante, et le signal n'apparaît pas causal. Pour obtenir une réponse exploitable, il faut diminuer le pas en fréquence, ce qui implique d'augmenter le temps de calcul en conséquence.

Les signaux de vitesse et d'accélération présentent des effets de repliement suffisamment faibles, mais l'accélération permet d'utiliser un pas en fréquence plus grand, puisque le signal atteint une amplitude négligeable à un temps plus court. Nous choisissons donc par la suite d'étudier l'accélération vibratoire pour trois raisons :

- L'amplitude de son signal temporel devient négligeable à un temps plus faible que dans les autres cas. Il est donc possible d'utiliser un pas en fréquence plus grand, et de réduire le temps de calcul.
- Cette grandeur est proportionnelle au gradient de pression, ce qui permet de comparer plus facilement le comportement des deux grandeurs afin d'observer l'influence de l'un sur l'autre.
- Dans le cas d'une validation expérimentale, il est nécessaire de comparer les mêmes grandeurs. Avec des accéléromètres, l'accélération vibratoire peut être mesurée directement.

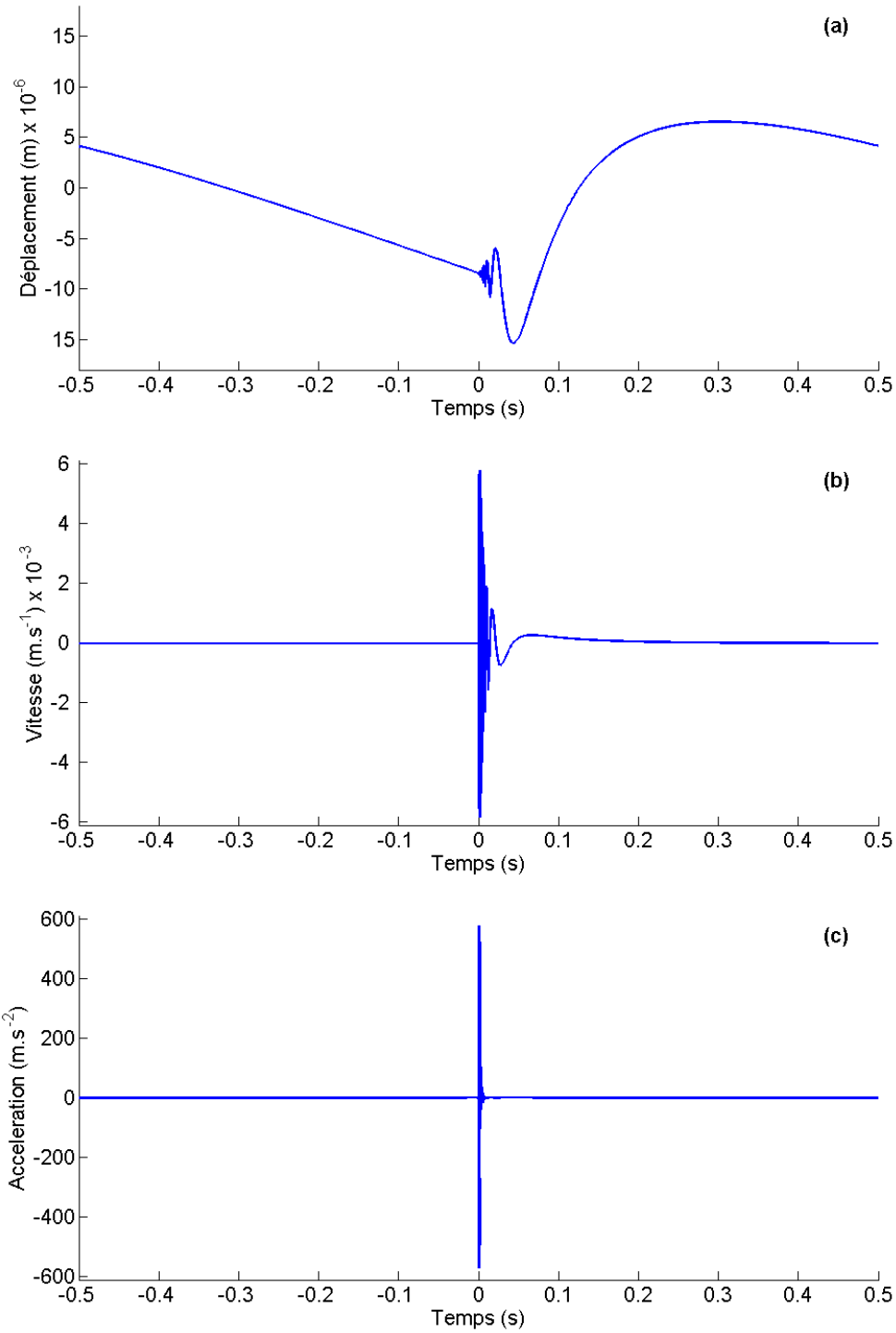


Figure 2-3 : Signaux temporels de réponse vibratoire de la plaque in-vacuo à $r = 5 \text{ m}$;
(a) : Déplacement, (b) : Vitesse, (c) : Accélération

2.3.2.3. Causalité du signal temporel

Lorsque le spectre discret est tronqué à la fréquence maximale, son amplitude n'est pas forcément nulle, comme dans le cas de l'accélération de la plaque in-vacuo. Il se produit alors le phénomène de Gibbs, qui se traduit par l'apparition d'oscillations numériques visibles sur la Figure 2-5. Celle-ci sont dues au fait que la transformée de Fourier inverse d'une fonction rectangle est un sinus cardinal. La réponse temporelle ne s'écrit alors pas :

$$a_{pli}(t_n) = \delta(t_n) \otimes h_{pli}(t_n) \quad [2-31]$$

mais :

$$a_{pli}(t_n) = \frac{\sin(t_n)}{t_n} \otimes h_{pli}(t_n) \quad [2-32]$$

Il est nécessaire d'atténuer ces oscillations car elles donnent une information incorrecte quant au début de l'apparition du signal, (i.e. au temps d'arrivée des ondes de fréquence maximale.). Pour ce faire, un fenêtrage est appliqué au spectre. Il est équivalent à une demi-fenêtre de Hanning, qui n'atténue pas les basses fréquences, afin de ne pas perdre d'information dans cette zone. Etant donné que lorsque la fréquence tend vers 0, l'amplitude du spectre tend vers la même valeur, il n'est pas nécessaire d'ajouter une atténuation en basse fréquences, ce qui permet de ne pas perdre d'information dans cette zone. Seule la plage des hautes fréquences est affectée, comme le montre la Figure 2-4.

Afin de vérifier la causalité du signal temporel ainsi obtenu, il faut d'abord déterminer son temps d'arrivée théorique à partir de la vitesse de groupe d'onde c_{G_fl} . Pour une onde s'écrivant sous la forme $w_0 e^{i k_r r}$, elle est définie par [94] :

$$c_{G_fl} = \left(\frac{\partial k_r}{\partial f} \right)^{-1} \quad [2-33]$$

Dans le cas de la plaque in-vacuo, qui est un milieu dispersif, cette vitesse est différente de la vitesse de phase c_f . Elle est obtenue à partir des expressions de k_f et c_f et s'écrit alors :

$$c_{G_fl} = 2 c_f \quad [2-34]$$

Le temps d'arrivée du signal est donc défini par

$$t_{G_fl} = \frac{r}{c_{G_fl}(f_{max})} = \frac{r}{2 c_f(f_{max})} \quad [2-35]$$

où f_{max} désigne la fréquence maximum prise en compte.

Le fenêtrage a plusieurs conséquences sur le signal temporel de l'accélération, illustrées par la Figure 2-5 :

- Les oscillations numériques disparaissent, et le début du signal à $t = t_{G_fl}$ est clairement identifié.
- L'amplitude des hautes fréquences, apparaissant en début de signal juste après t_{G_fl} est diminuée, mais les oscillations ne sont pas déphasées.

- Les ondes de fréquence inférieures à $f_{max}/2$ apparaissent à partir du temps t'_{G_fl} . Etant donné que le spectre n'est pas atténué dans cette plage fréquentielle, les amplitudes d'oscillation des deux courbes sont identiques.

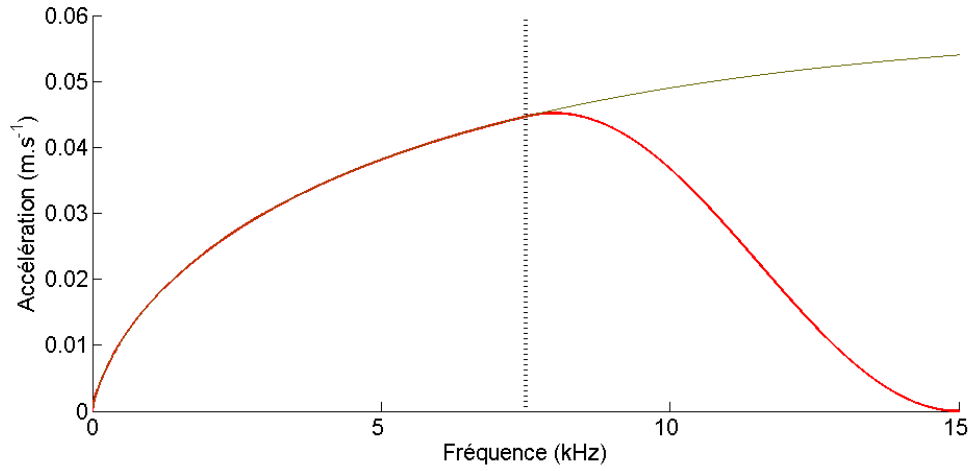


Figure 2-4 : Amplitude du spectre d'accélération de la plaque in-vacuo à $r = 5\text{ m}$;
(—) : avec fenêtrage, (—) : sans fenêtrage ; (...) : $f = \frac{f_{max}}{2}$

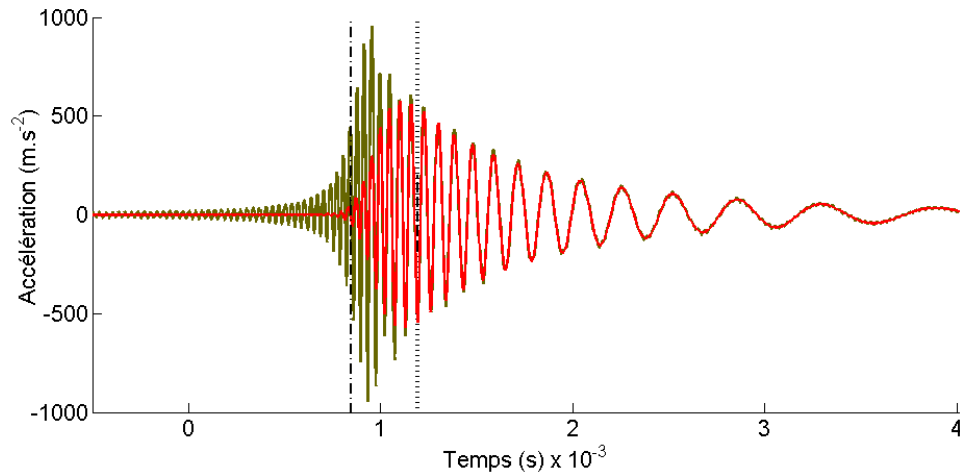


Figure 2-5 : Réponse temporelle de l'accélération de la plaque in-vacuo à $r = 5\text{ m}$;
(—) : avec fenêtrage, (—) : sans fenêtrage ; (---) : $t = t_{G_fl}$, (...) : $t = t'_{G_fl}$

2.3.2.4. Validation de la méthode

La réponse vibratoire de la plaque in-vacuo excitée par une force impulsionnelle ponctuelle peut être calculée directement dans le domaine temporel. Guyomar donne ainsi l'expression explicite de la vitesse vibratoire [51]:

$$v_{pli}(r, t) = \frac{1}{2 t m} \sqrt{\frac{2 \pi m}{D (1 - \xi^2)}} e^{-\frac{r^2 \xi}{4 t} \sqrt{m/D}} \sin\left(\frac{r^2}{4 t} \sqrt{\frac{m}{D} (1 - \xi^2)}\right) \quad [2-36]$$

Cette expression peut être dérivée afin d'obtenir l'accélération :

$$a_{pli}(r, t) = \frac{a_1}{t^3} e^{\frac{a_2}{t}} \left[(t + a_2) \sin\left(\frac{a_3}{t}\right) - \cos\left(\frac{a_3}{t}\right) \right] \quad [2-37]$$

où

$$\begin{cases} a_1 = -\frac{\sqrt{\frac{2 \pi \rho_s h}{D (1 - \xi^2)}}}{2 \rho_s h} \\ a_2 = -\frac{r^2 \xi}{4} \sqrt{\frac{\rho_s h}{D}} \\ a_3 = \frac{r^2 \sqrt{\frac{\rho_s h}{D}} (1 - \xi^2)}{4} \end{cases} \quad [2-38]$$

La particularité principale de cette expression est qu'elle prend en compte une plage de fréquence infinie. Au contraire, le spectre auquel la transformée de Fourier est appliqué est tronqué à la fréquence limite f_{max} . La contribution des fréquences plus élevées n'est donc visible que sur le signal obtenu directement. Le temps d'arrivée du signal obtenu à partir du spectre est t_{G_fl} . L'atténuation des hautes fréquences par fenêtrage maintient une différence entre les instants t_{G_fl} et t'_{G_fl} . Au-delà, les deux signaux coïncident.

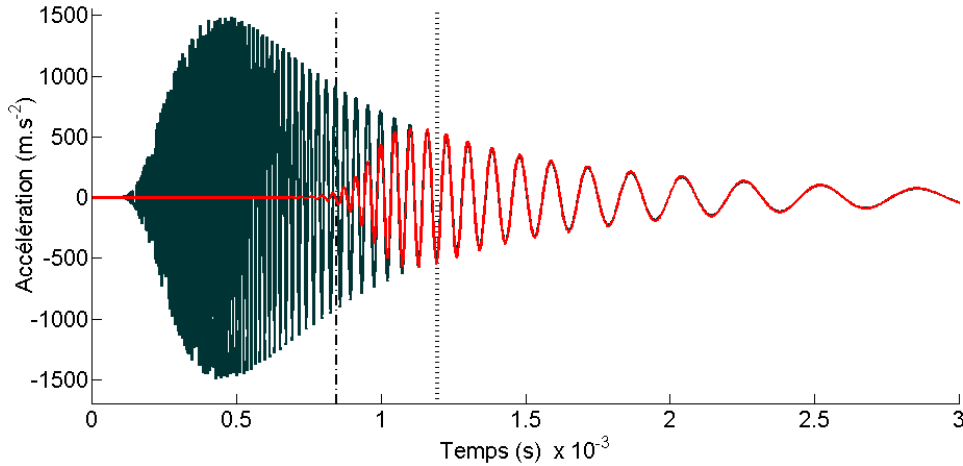


Figure 2-6 : Réponse temporelle de l'accélération de la plaque in-vacuo à $r = 5 \text{ m}$;
 (—) : expression analytique, (—) : calcul par transformée de Fourier inverse ;
 (---) : $t = t_{G_fl}$, (---) : $t = t'_{G_fl}$

2.4. Influence du fluide sur la réponse vibratoire de la plaque immergée

Dans cette seconde partie, nous étudions l'influence du couplage de la plaque avec l'eau sur l'accélération vibratoire. Celle-ci est comparée à la réponse de la plaque in-vacuo étudiée dans la partie précédente. Dans le domaine des nombres d'ondes notamment, l'observation précise des effets du fluide permet dans un premier temps d'expliquer les limites de l'intégration numérique et dans un second temps d'interpréter les phénomènes qui sont observés dans le domaine des fréquences, et également sur les réponses temporelles.

2.4.1. Analyse de l'accélération dans le domaine des nombres d'onde

La présence de fluide rend nécessaire le calcul numérique direct de l'intégrale de Hankel pour obtenir le spectre d'accélération. Une difficulté est liée au terme d'impédance acoustique Z_a , qui présente une singularité pour $\gamma = k_0$. Le calcul s'effectue donc à l'aide de deux intégrales, dont les intervalles sont $[0, k_0[$ et $]k_0, +\infty]$, pour éviter la singularité.

Le terme à intégrer n'est autre que l'expression de l'accélération spectrale. Nous étudions ici son comportement en fonction du paramètre γ , et ce à plusieurs fréquences significatives. En effet, le couplage avec le fluide implique l'apparition de phénomènes différents selon que la fréquence étudiée soit supérieure ou inférieure à la fréquence critique. Dans les calculs présentés, celle-ci est $f_c = 7.7 \text{ kHz}$.

Pour le nombre d'onde γ égaux à k_0 , l'impédance acoustique du fluide est infinie. Par conséquent la valeur de l'accélération est nulle, et ce quelle que soit la fréquence. Cela signifie que le fluide « bloque » la propagation des ondes de flexion dont la longueur est égale à la longueur d'onde acoustique. Pour des nombres d'ondes différents, la propagation peut avoir lieu mais est modifiée par le fluide.

2.4.1.1. Cas où $f < f_c$: masse ajoutée du fluide

Lorsque la fréquence considérée est inférieure à la fréquence critique, l'accélération de la plaque en eau présente un maximum décalé par rapport à la plaque in-vacuo. Le décalage résulte de l'effet de masse ajoutée du fluide sur la plaque. La Figure 2-7 montre que sa valeur est supérieure à k_f , ce qui correspond bien à une diminution de la célérité. Comme nous l'avons expliqué dans le premier chapitre, il est possible de n'obtenir qu'une valeur approchée de k_{f_eau} . Pour ce faire, nous utilisons la relation de récurrence présentée au chapitre précédent, et que nous rappelons ici:

$$\left\{ \begin{array}{l} k_{(0)f_eau} = k_f \\ k_{(n+1)f_eau} = \left(k_f^4 + \frac{\rho_0 \omega^2}{D \sqrt{k_{(n)f_eau}^2 - k_0^2}} \right)^{1/4}, \quad n \geq 0 \end{array} \right. \quad [2-39]$$

Nous pouvons observer sur la Figure 2-7 que pour une fréquence nettement inférieure à f_c , la seconde itération est assez proche de la valeur exacte, mais qu'il n'en est pas de même Pour

une fréquence très proche de f_c . Dans les deux cas, 20 itérations permettent d'obtenir une valeur satisfaisante. Lorsque l'étude s'effectue à la fréquence critique, les nombres d'onde k_0 et k_f sont égaux.

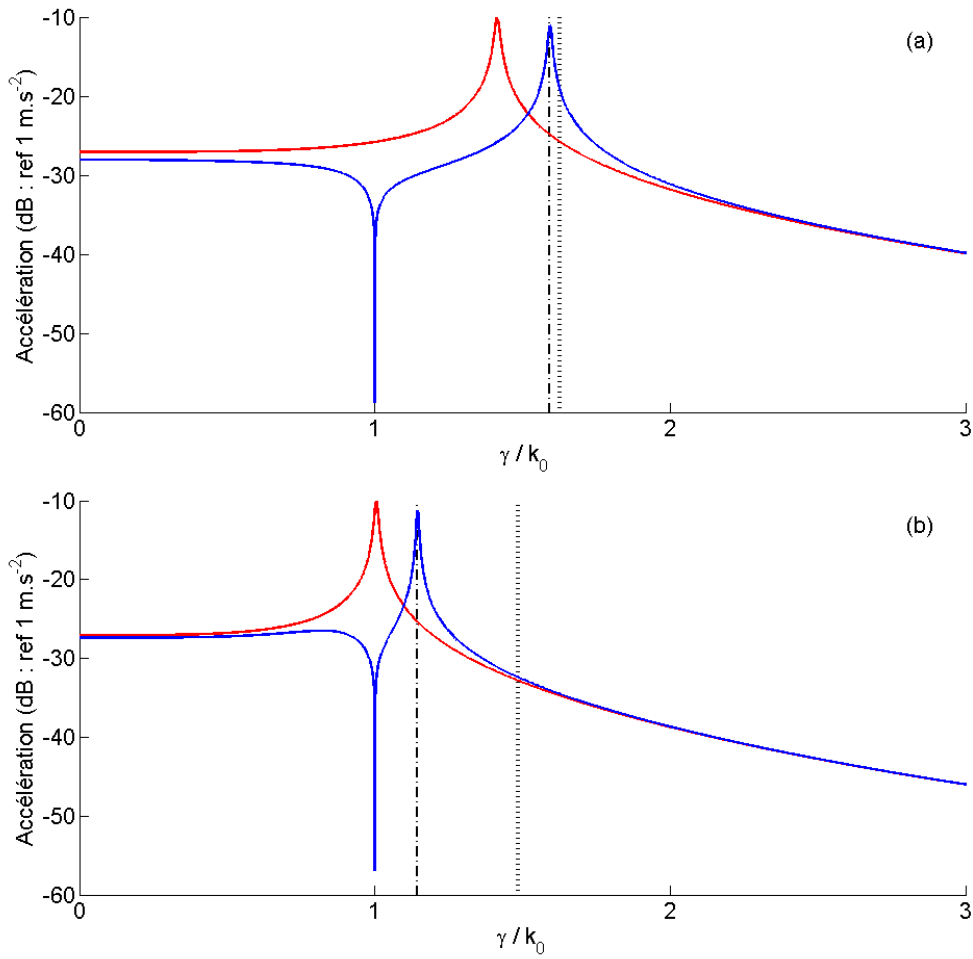


Figure 2-7 : Amplitude de l'accélération dans l'espace des nombres d'ondes ;
(a) : $f = 0.5 \cdot f_c$, (b) : $f = 0.99 \cdot f_c$; (—) : plaque in-vacuo, (—) : plaque immergée ;
(---) : $k_{(20)f_eau}$, (·-·) : $k_{(1)f_eau}$

2.4.1.2. Cas où $f > f_c$: onde de Scholte et amortissement par rayonnement

Au-dessus de la fréquence critique, l'accélération de la plaque couplée présente deux maximums locaux. L'un est situé au-dessus de k_0 et l'autre en dessous.

- Si $\gamma > k_0$, alors :

A l'instar de k_{f_eau} , sa valeur approchée peut être évaluée numériquement. Le calcul s'effectue de manière analogue à celui de k_{f_eau} , par une réécriture de l'équation de dispersion, en approchant γ par k_0 :

$$D (k_0^4 - k_f^4) - \frac{\rho_0 \omega^2}{\sqrt{\gamma_{sch}^2 - k_0^2}} = 0 \quad [2-40]$$

La valeur approchée du nombre d'onde est donc donnée par :

$$\gamma_{sch} \approx \sqrt{\frac{(\rho_0 \omega^2)^2}{[D (k_0^4 - k_f^4)]^2} + k_0^2} \quad [2-41]$$

Cette onde que l'on identifie dans l'équation de dispersion peut être associée à l'onde de Scholte décrite dans le chapitre précédent. Nous utilisons également la méthode de récurrence pour obtenir une meilleure approximation :

$$\begin{cases} \gamma_{(0)sch} = k_0 \\ \gamma_{(n+1)sch} \approx \sqrt{\frac{(\rho_0 \omega^2)^2}{[D (\gamma_{(n)sch}^4 - k_f^4)]^2} + k_0^2} , \quad n \geq 0 \end{cases} \quad [2-42]$$

Pour les fréquences très proches de f_c , la valeur exacte du nombre d'onde de Scholte n'est pas suffisamment proche de k_0 , et même la méthode de récurrence ne permet pas de converger vers la valeur exacte, comme nous pouvons le voir sur la Figure 2-8. A l'inverse, lorsque la fréquence est nettement supérieure, le nombre d'onde de Scholte est suffisamment proche de k_0 pour que l'expression [2-42] soit directement valable.

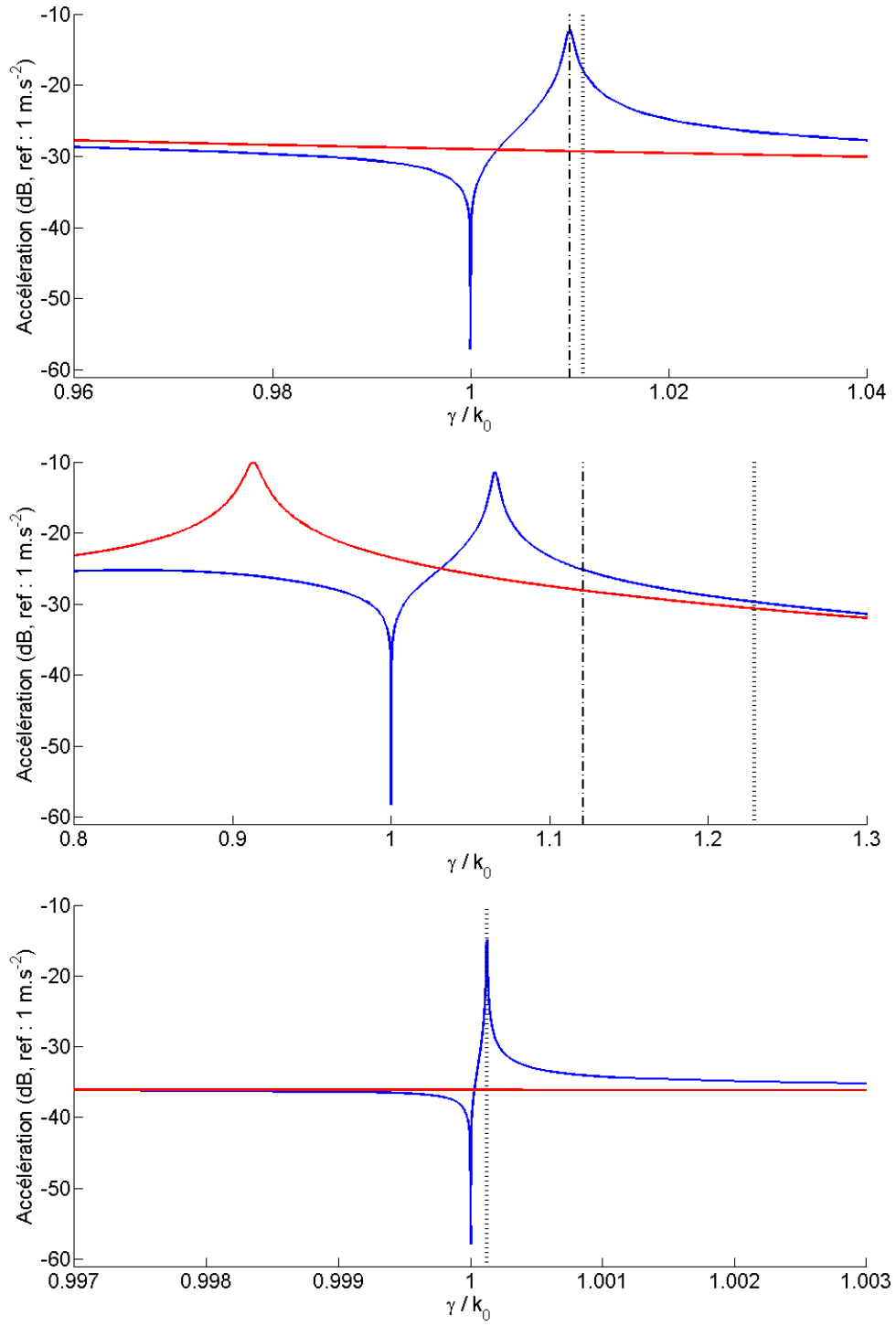


Figure 2-8 : Amplitude de l'accélération dans l'espace des nombres d'ondes ;
 (a) : $f = 1.6 \cdot f_c$, (b) : $f = 1.2 \cdot f_c$, (c) : $f = 3f_c$;
 (—) : plaque in-vacuo, (—) : plaque immergée, (---) : $\gamma_{(20)_{sch}}$, (...) : $\gamma_{(2)_{sch}}$

- Si $\gamma < k_0$, alors :

L'impédance acoustique $\tilde{Z}_a$ est imaginaire pure, et l'équation de dispersion s'annule pour $\gamma = k_f$. Le fluide agit alors comme amortisseur des vibrations de plaque. Le transfert d'énergie vibratoire se traduit donc par atténuation du pic d'accélération de la plaque.

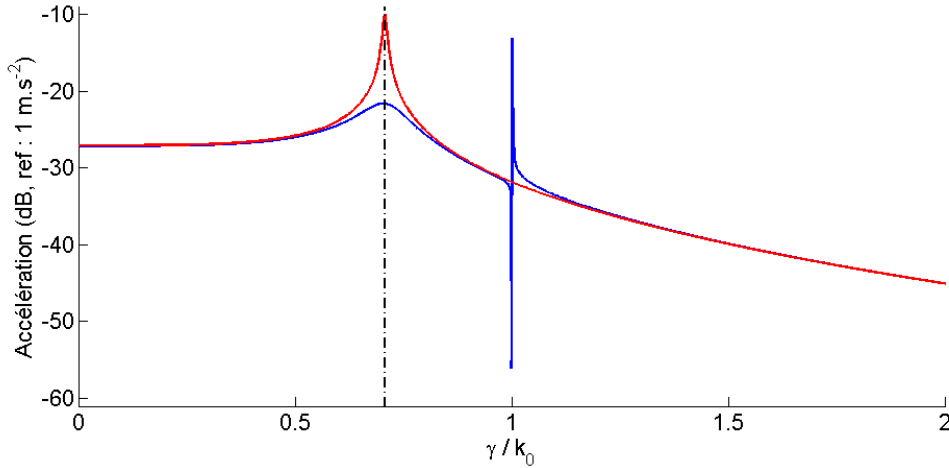


Figure 2-9 : Amplitude de l'accélération dans l'espace des nombres d'ondes à $f = 2f_c$;
(—) : plaque in-vacuo, (—) : plaque immergée

Si l'amortissement viscoélastique n'est pas nul, il est possible de déterminer, à partir de l'expression [2-13], les valeurs des maximums d'accélération correspondant aux deux ondes mises en évidence. En remplaçant γ par k_f , et en simplifiant par ω^2 , celle de l'onde fuyante s'écrit :

$$\tilde{A}_{pli}(k_f, \omega) = \frac{-F_0}{2\pi \left[(-2i\xi\rho_s h) + \frac{\rho_0}{i\sqrt{k_0^2 - k_f^2}} \right]} \quad [2-43]$$

Lorsque la fréquence augmente, le terme $\sqrt{k_0^2 - k_f^2}$ augmente également. Par conséquent, la valeur du maximum est croissante avec la fréquence, comme le montre la Figure 2-10, et tend vers celle de la plaque in-vacuo, ce qui signifie que l'effet d'amortissement par rayonnement diminue.

Dans le cas de l'onde de Scholte, le maximum se détermine à une fréquence suffisamment élevée pour pouvoir remplacer γ par k_0 (sauf dans l'expression de k_z). Nous obtenons alors :

$$\tilde{A}_{pli}(\gamma_{sch}, \omega) = \frac{-F_0}{2\pi \left[\left(-2iD\xi \frac{1}{c_0^2} k_f^2 \right) + \frac{\rho_0}{i\sqrt{\gamma_{sch}^2 - k_0^2}} \right]} \quad [2-44]$$

Il est clair que le dénominateur de l'expression de l'accélération [2-44] tend vers l'infini, lorsque la fréquence tend vers l'infini. La valeur maximum d'accélération due à l'onde de Scholte est donc décroissante avec la fréquence. Ce phénomène est visible sur la Figure 2-10, mais la variation du dénominateur est lente, car le terme $\left(-2 i D \xi \frac{1}{c_0^2} k_f^2\right)$ est proportionnel à $\sqrt{\omega}$. Pour des fréquences nettement supérieures (par exemple $f = 30 \cdot f_c$ sur la Figure 2-11), le pic n'est plus visible.

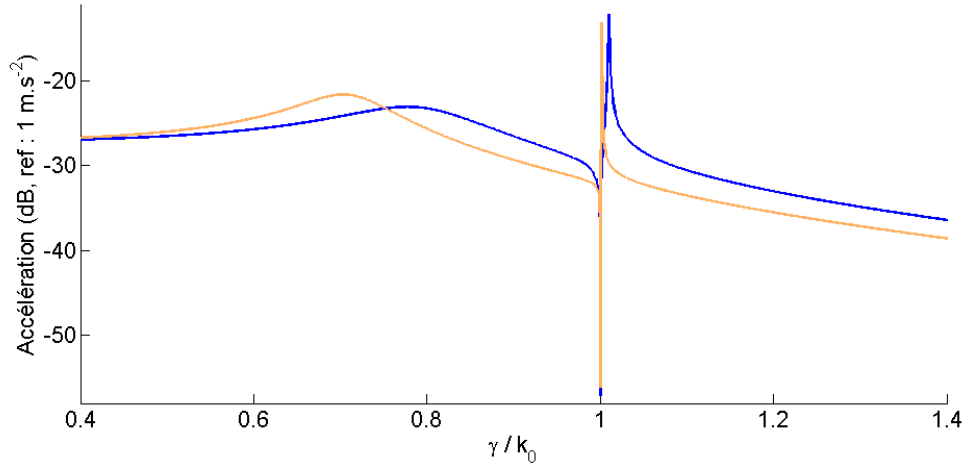


Figure 2-10 : Comparaison des maximums d'accélération de la plaque immergée dans l'espace des nombres d'onde ; (—) : $f = 1.6f_c$, (—) : $f = 2f_c$.

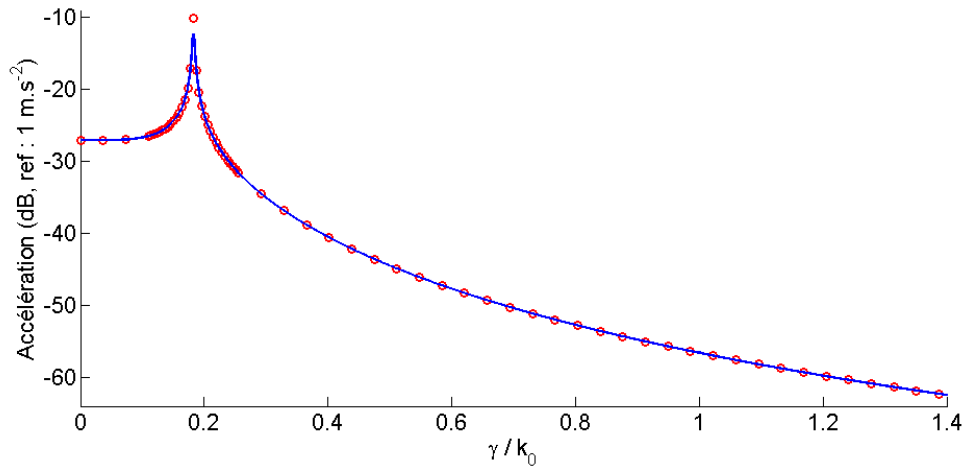


Figure 2-11 : Accélération dans l'espace des nombres d'ondes à $f = 30 \cdot f_c$; (●) : plaque in-vacuo, (—) : plaque immergée

2.4.2. Analyse du spectre fréquentiel de l'accélération

2.4.2.1. Limite numérique de la plage de fréquence

La précision de la réponse vibratoire obtenue par intégration numérique est dépendante du nombre d'itérations utilisées par la méthode de Gauss-Kronrod. Nous avons vu que l'onde de Scholte se traduit, dans le domaine des nombres d'onde, par un pic dont la largeur est

décroissante en fonction de la fréquence. Lorsque celle-ci est très élevée, il est nécessaire de discrétiser très finement le domaine d'intégration, afin de pouvoir prendre l'onde en compte.

L'augmentation du nombre d'itérations présente cependant l'inconvénient d'accroître considérablement le temps de calcul numérique. Un compromis doit être trouvé entre celui-ci et la fréquence maximale d'étude. Dans le cas de notre plaque, nous choisissons de limiter le nombre d'itération à 13000, soit 13 fois plus que pour la plaque in-vacuo. Nous observons sur la Figure 2-12 que les perturbations numériques arrivent au-delà de $2 \cdot f_c$. Nous nous limitons donc à cette fréquence pour le calcul de la réponse temporelle. Au vu de l'allure de l'amplitude du spectre, il n'est clairement pas nécessaire d'appliquer un fenêtrage.

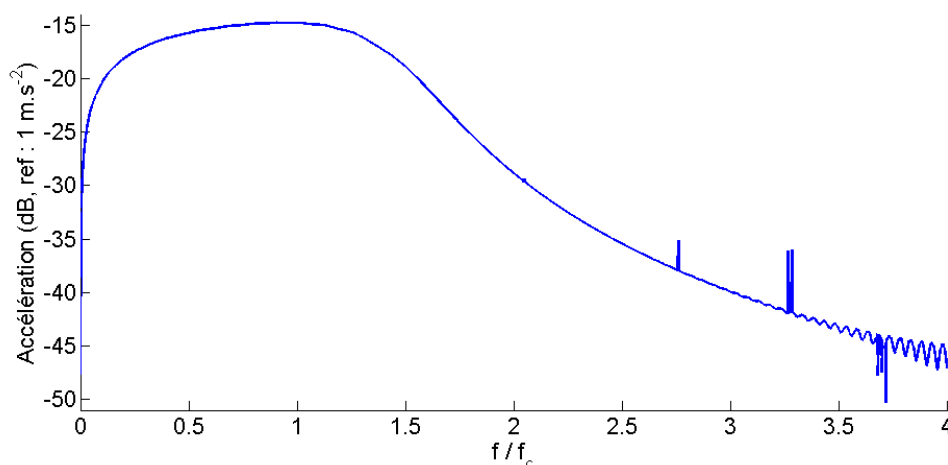


Figure 2-12 : Amplitude d'accélération vibratoire de la plaque en eau à $r = 5 m$

2.4.2.2. Informations contenues dans le module du spectre

Les amplitudes d'accélération avec et sans fluide sont comparées sur la Figure 2-13. En dessous de la fréquence critique, les courbes ont une allure similaire, même si le fluide a un léger effet d'atténuation. Au-dessus de f_c , les comportements fréquentiels sont très différents : le niveau d'accélération décroît avec la fréquence. Nous avons vu qu'à cause de l'amortissement par rayonnement, l'amplitude de l'onde fuyante était inférieure à celle de l'onde de flexion de plaque non immergée. Cependant, ce phénomène n'est pas amplifié en hautes fréquences. Par contre, l'onde de Scholte voit son amplitude décroître avec la fréquence. La décroissance du spectre est donc due à la perte d'énergie rayonnée en champ lointain, ainsi qu'à la diminution de l'amplitude de l'onde de Scholte.

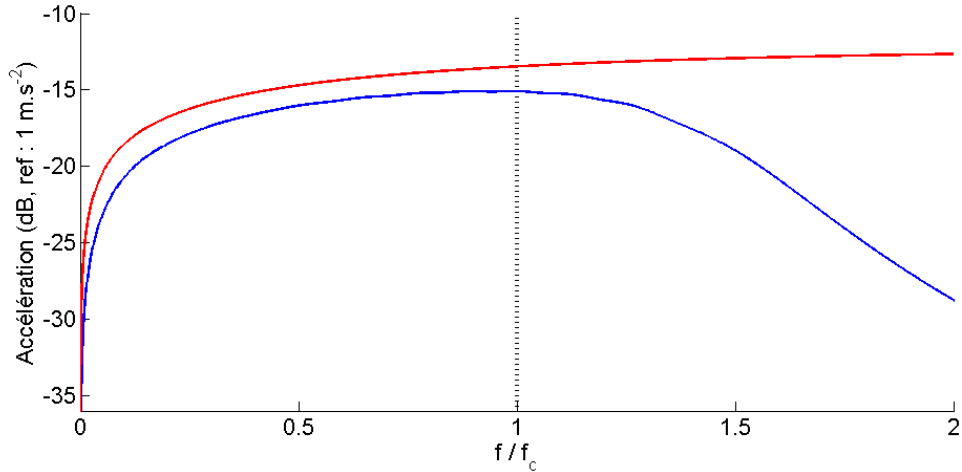


Figure 2-13 : Spectre d'accélération vibratoire à $r = 5 \text{ m}$;
 (—) : plaque in-vacuo, (—) : plaque immergée ; (···) : $f = f_c$

2.4.2.3. Informations contenues dans la phase de la FRF

L'étude du comportement de la phase de la FRF permet d'observer les effets du fluide sur la vitesse de propagation des ondes. En effet, la phase d'une onde de la forme $w_0 e^{i \cdot k_r \cdot r}$ peut s'écrire :

$$\psi = k_r r \quad [2-45]$$

En remplaçant cette expression dans [2-33], il est possible d'obtenir, dans le cas de la plaque in-vacuo, la célérité de groupe d'ondes en fonction de la phase :

$$c_{G_fl}(f) = r \left(\frac{\partial \psi}{\partial f} \right)^{-1} \quad [2-46]$$

Cette expression peut également être appliquée dans le cas de la plaque immergée, ce qui est utile lorsque la valeur du nombre d'onde propagatif n'est pas connue, comme celui de Scholte par exemple. En revanche, plusieurs types d'onde contribuent à la réponse de la plaque, et les vitesses de phase, à une fréquence donnée peuvent varier d'une onde à l'autre. Il n'est alors plus rigoureux de parler de célérité de groupe. Par la suite, nous parlerons de « célérité de groupe apparente », que nous noterons c_{app} .

La Figure 2-14 qui compare les cas des plaques in-vacuo et immergée, montre qu'en dessous de la fréquence critique, le déroulement de la phase en fonction de la fréquence est plus lent dans le cas de la plaque immergée. Cela se traduit par une célérité de groupe associée plus faible, comme le montre la Figure 2-15. A partir de la fréquence critique, la phase tend à avoir un comportement linéaire. La célérité de groupe converge alors vers une valeur constante égale à la célérité d'une onde acoustique en eau. L'onde de Scholte a une vitesse de phase qui converge également vers cette valeur. Le fait que les vitesses de groupe et de phase soient égales confirme qu'au-dessus de la fréquence critique, il s'agit d'une onde liée au fluide. Une zone de transition apparaît clairement pour les fréquences comprises entre f_c et $1.5 \cdot f_c$: le couplage de l'onde de flexion de plaque avec l'onde de Scholte crée un

mouvement vibratoire qui se propage à une célérité dont les valeurs sont comprises entre les vitesses de groupe des deux ondes.

Dans le cas de l'accélération au point d'excitation, l'effet de dispersion ne peut pas s'observer puisque la distance parcourue par les ondes est nulle. C'est pour cela que la phase est constante dans le cas de la plaque in-vacuo. Le fluide a un léger effet, en basses fréquences, mais la variation de phase reste très faible, en comparaison d'un point d'observation éloigné de l'excitation. Ici l'étude de la célérité de groupe n'a pas de sens puisque l'onde ne s'est pas propagée.

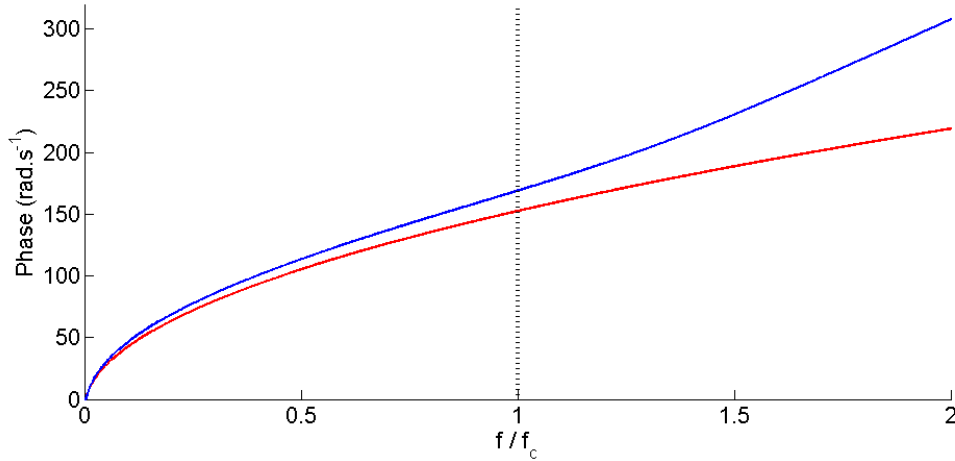


Figure 2-14 : Phase de la FRF d'accélération vibratoire à $r = 5 m$;
(—) : plaque in-vacuo, (—) : plaque immergée ; (···) : $f = f_c$

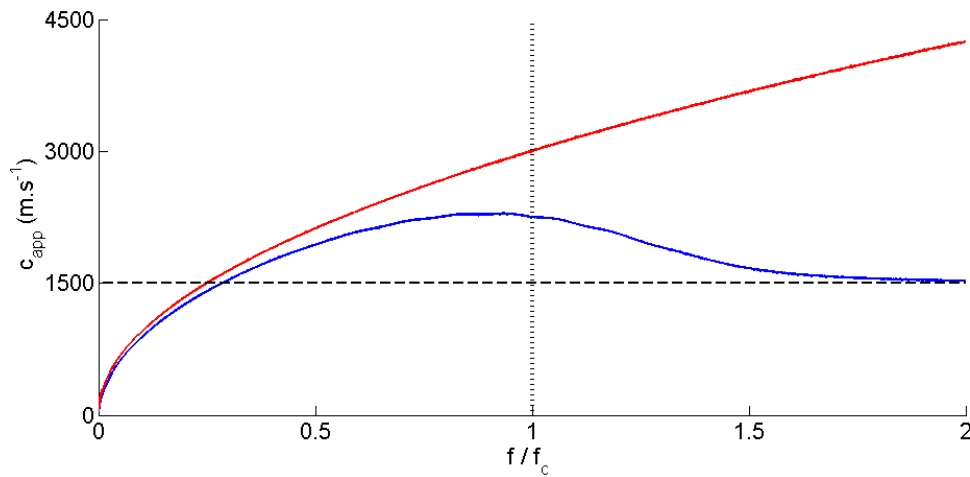


Figure 2-15 : Célérité de groupe d'onde vibratoire à $r = 5 m$;
(—) : plaque in-vacuo, (—) : plaque immergée ; (---) : $c_{G_{fl}} = c_0$, (···) : $f = f_c$

2.4.3. Analyse de la réponse temporelle de l'accélération

Les signaux temporels d'accélération des plaques in-vacuo et immergée sont comparés sur la Figure 2-16. Ici, ils sont obtenus à partir des spectres calculés sur la plage de fréquence $[0, 2 \cdot f_c]$. La dispersion des ondes de flexion permet d'observer les effets du fluide dans trois zones temporelles distinctes. La première commence au temps t_{G_fl} , qui indique l'arrivée des premières ondes de flexion de la plaque in-vacuo. Etant donné qu'il s'agit de fréquences supérieures à la fréquence critique, elles n'apparaissent pas lorsque la plaque est couplée au fluide, puisqu'elles sont essentiellement rayonnées en champ lointain. La zone se termine au temps $t_{G_fl_eau}$, à partir duquel les ondes de flexion plaque en eau, dont la fréquence est inférieure à f_c , arrivent au point d'observation.

La seconde partie du signal est marquée par le couplage entre l'onde de flexion et l'onde de Scholte. Elle commence à $t_{G_fl_eau}$ et se termine au temps t_{a_vib} qui désigne le temps d'arrivée d'une onde vibratoire se propageant à la même vitesse qu'une onde acoustique dans le fluide. Ce temps est donc défini par :

$$t_{a_vib} = \frac{r}{c_0} \quad [2-47]$$

Comme la célérité de groupe des ondes couplées décroît avec la fréquence, jusqu'à converger vers la valeur c_0 , t_{a_vib} correspond à leur temps d'arrivée maximum. Le couplage se traduit par la superposition des deux ondes, créant ainsi un effet de battement. Le calcul vibratoire peut être effectué sans prendre l'onde de Scholte en compte, comme dans la section 2.4.2.2.

La troisième et dernière zone (cf. Figure 2-16) se situe donc à partir de t_{a_vib} . Le décalage temporel entre les oscillations des deux cas de plaque est dû à la masse ajoutée du fluide, qui diminue la célérité en basse fréquence.

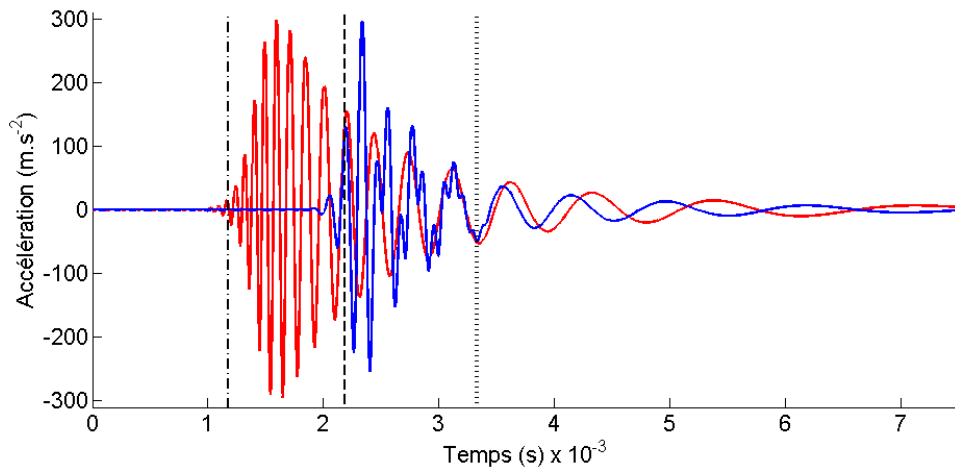


Figure 2-16 : Réponses temporelles d'accélération vibratoire à $r = 5 \text{ m}$;
 (—) : plaque in-vacuo, (—) : plaque immergée ;
 (---) : $t = t_{G_fl}$, (---) : $t = t_{G_fl_eau}$, (···) : $t = t_{a_vib}$

2.5. Analyse du rayonnement acoustique de la plaque

Cette partie est consacrée à l'étude du rayonnement acoustique transitoire de la plaque infinie. Nous observons les signaux de pression en champ proche et en champ lointain, qu'un critère permet de délimiter. Dans le second cas, la méthode de la phase stationnaire permet d'obtenir une expression explicite du spectre en champ lointain.

Afin de donner une idée générale du mécanisme de rayonnement, nous présentons ici des cartographies de pression dans le fluide à différents instants (cf. Figure 2-17 à Figure 2-19). Pour chacune d'elles, la plaque est située dans le plan horizontal ($z = 0$), et l'excitation au point $(0,0)$. Nous pouvons observer l'influence de la dispersion des ondes de flexion sur la pression rayonnée en champ proche, notamment sur les figures 2-18 et 2-19. Deux ondes sont clairement identifiées. La première est une onde sphérique, dont le centre est le point d'excitation. La seconde onde se propage dans une direction rasante à la plaque. Sa célérité est plus grande que celle de l'onde sphérique. Nous montrerons qu'elle est très influencée par les ondes vibratoires de la plaque, et que, comme la cartographie le montre, elle est évanescence et ne rayonne pas en champ lointain. Nous pouvons observer sur la Figure 2-18 que certaines ondes propagatives dans le fluide se situent juste devant l'onde sphérique. Ce phénomène a déjà été identifié en champ proche [23] - [26], et nous analyserons son influence sur le rayonnement acoustique en champ lointain.

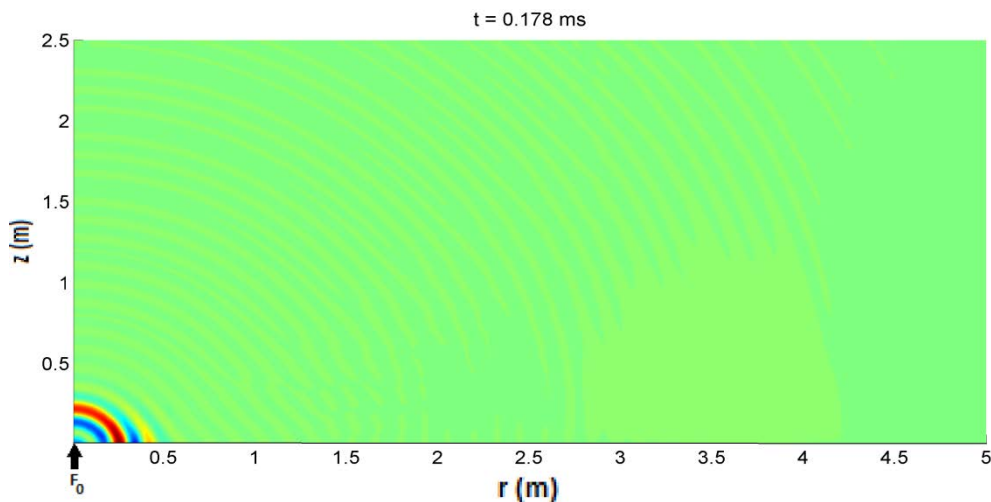


Figure 2-17 : Cartographie temporelle de pression à $t = 0.178 \text{ ms}$

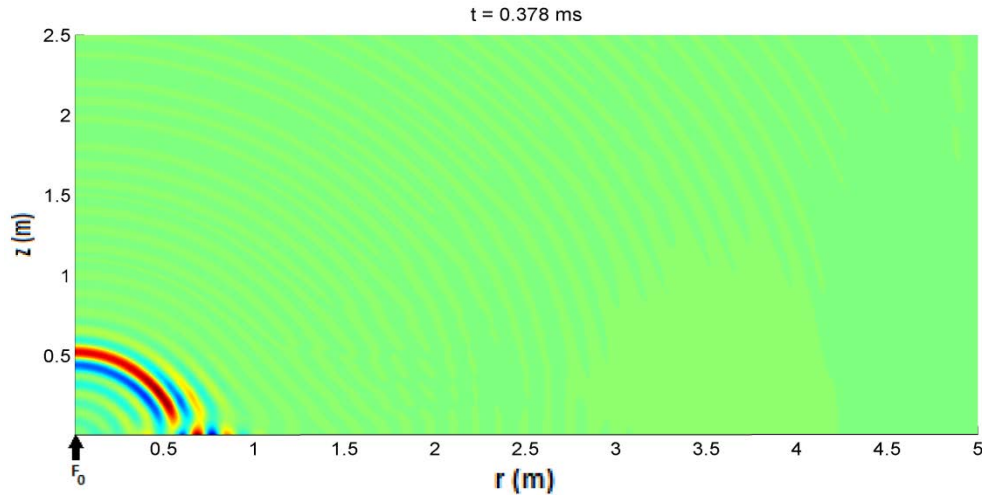


Figure 2-18 : Cartographie temporelle de pression à $t = 0.378 \text{ ms}$

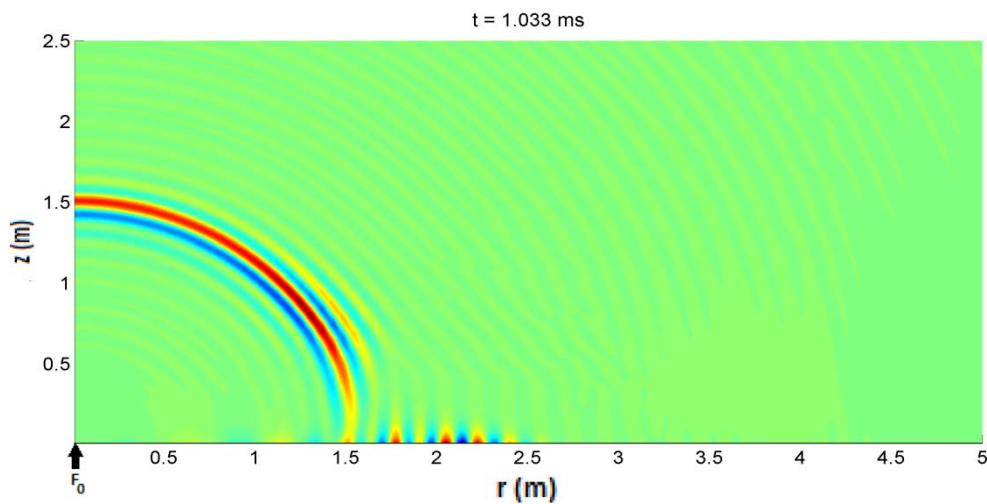


Figure 2-19 : Cartographie temporelle de pression à $t = 1.033 \text{ ms}$

2.5.1. Analyse de la pression rayonnée en champ proche

Le gradient de pression étant proportionnel à l'accélération vibratoire de la plaque, il est intéressant d'étudier les similitudes entre les signaux d'accélération et de pression afin de mettre en évidence l'influence de l'un sur l'autre. Nous allons voir cependant que les similitudes diminuent lorsque le point d'observation s'éloigne de la plaque.

2.5.1.1. Réponses fréquentielles de pression rayonnée en champ proche

La pression rayonnée en champ proche est obtenue en effectuant le calcul numérique de l'intégrale de Hankel. Nous étudions ici la pression rayonnée au point d'observation P_{obs} , situé à une distance horizontale au point d'excitation $r = 5 \text{ m}$, et à différentes altitudes z . L'évolution de l'amplitude de la pression pariétale est semblable à celle de l'accélération, à savoir une croissance jusqu'à la fréquence critique, et une décroissance au-dessus (cf. Figure 2-20). A une distance $z = 0.25 \text{ m}$, le spectre présente plusieurs « creux » autour de la

fréquence critique. Ceux-ci sont dus, d'après Feit et Liu [16], à une interférence destructrice entre l'onde acoustique sphérique rayonnée directement dans le fluide depuis le point d'excitation, et l'onde évanescente due à la flexion de la plaque. Lorsque le point d'observation se situe à $z = 0.5 \text{ m}$, un creux est situé en basses fréquences.

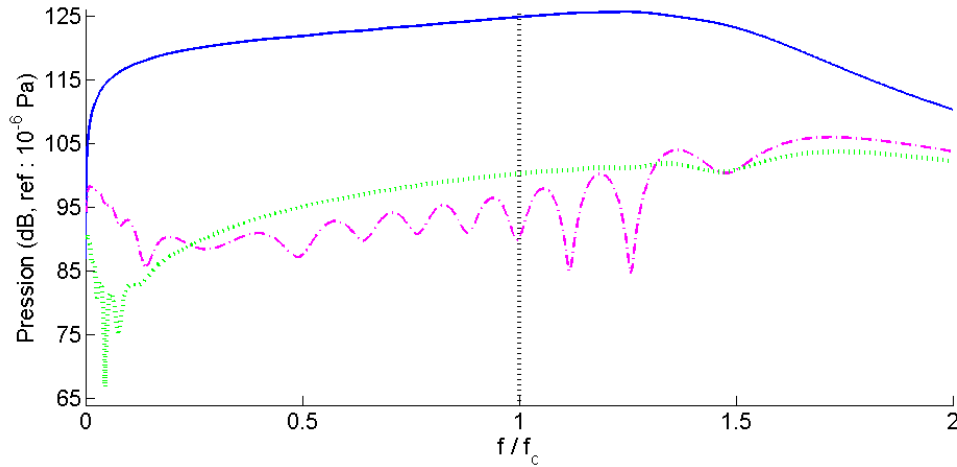


Figure 2-20 : Amplitudes des FRF de pression rayonnée en champ proche ;
(—) : $z = 0 \text{ m}$, (---) : $z = 0.25 \text{ m}$, (···) : $z = 0.5 \text{ m}$; (···) : $f = f_c$

Le comportement linéaire de la phase permet de distinguer les deux cas des points proches de la plaque du cas du point éloigné. En effet la Figure 2-21 montre que, pour ce dernier, l'évolution de la phase est linéaire, et décrit une onde acoustique de fluide, alors que dans les deux autres cas, son allure est similaire à celle de l'accélération vibratoire. La différence dans le comportement des phases est alors invisible.

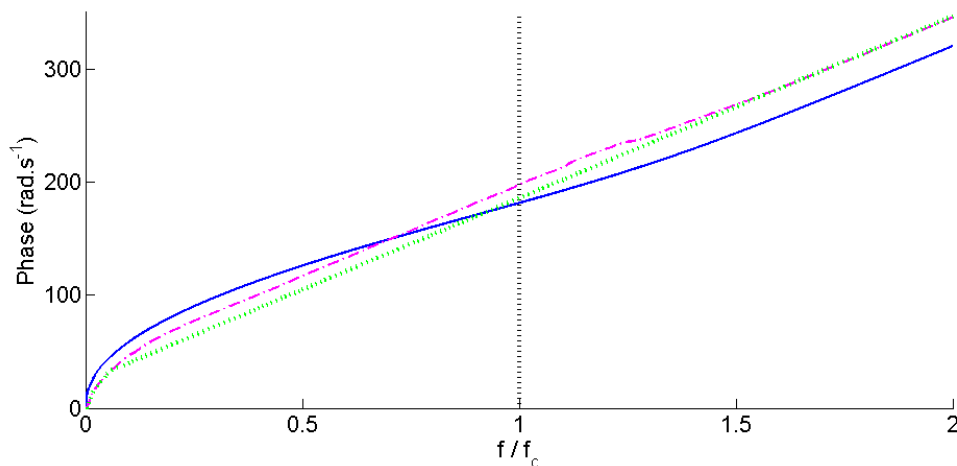


Figure 2-21 : Phase de la FRF de pression rayonnée en champ proche ;
(—) : $z = 0 \text{ m}$, (---) : $z = 0.25 \text{ m}$, (···) : $z = 0.5 \text{ m}$; (···) : $f = f_c$

Dans les trois cas, la célérité de groupe d'onde converge vers c_0 en haute fréquence (cf. Figure 2-22). Pour $z = 0 \text{ m}$, son allure est similaire celle de l'accélération. A $z = 0.25 \text{ m}$, la

courbe suit celle de la pression pariétale jusqu'à $f = 0.25 f_c$, puis présente une perturbation dans la même zone à laquelle apparaissent les creux d'amplitude du spectre, et oscille autour de la valeur c_0 . Lorsque $z = 0.5 m$, la perturbation de célérité de groupe située à la même fréquence que sur le spectre. La courbe converge immédiatement vers la célérité du son dans l'eau. A cette distance de la plaque, le signal de pression provient donc essentiellement de l'onde acoustique sphérique générée directement par l'excitation, et est très peu affecté par le rayonnement évanescent des ondes vibratoires.

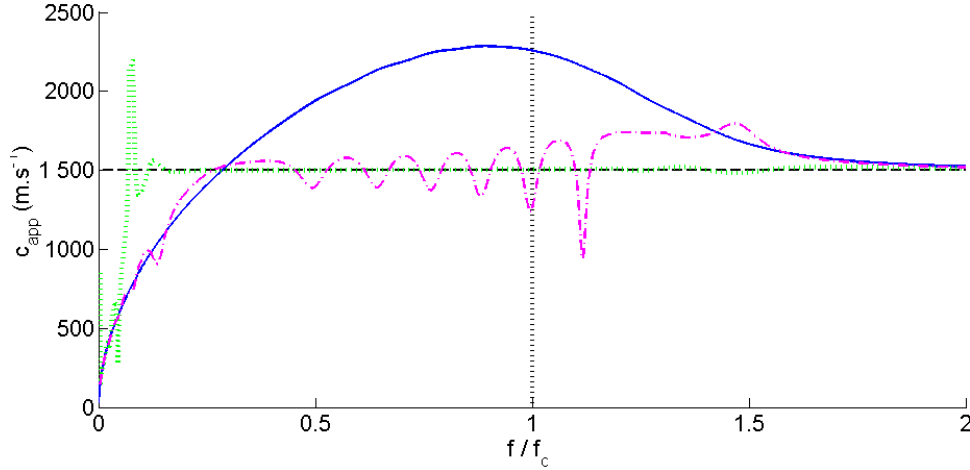


Figure 2-22 : Célérité de groupe d'onde de pression rayonnée en champ proche ;
 (—) : $z = 0 m$, (---) : $z = 0.25 m$, (···) : $z = 0.5 m$; (···) : $f = f_c$, (---) : $c_{app} = c_0$

2.5.1.2. Réponses temporelles de pression rayonnée en champ proche

Les signaux temporels de pression aux trois points étudiés sont illustrés sur la Figure 2-23. Le signal de pression pariétale arrive à $t_{G_fl_eau}$, comme celui de l'accélération. Nous définissons t_{a_ray} , le temps de parcours d'une onde de célérité égale à celle du son dans l'eau, qui est défini en fonction des coordonnées sphériques :

$$t_{a_ray} = \frac{R}{c_0} \quad [2-48]$$

Dans le cas de la pression pariétale, les temps t_{a_ray} et t_{a_vib} sont égaux. Le signal obtenu entre $t_{G_fl_eau}$ et t_{a_ray} correspond au couplage entre les ondes de Scholte et de flexion, et au-delà aux ondes de flexion subsoniques. L'évanescence se remarque lorsque que le point d'observation n'est plus sur la plaque. Alors que le maximum d'amplitude du signal de pression pariétale n'est pas clairement identifiable, il est plus net à $z = 0.25 m$ et se situe au temps t_{a_ray} : il correspond à l'onde rayonnée directement, ce qui signifie que l'onde de Scholte a moins d'influence à cette distance de la plaque. Le signal provenant des ondes subsoniques est également atténué. A $z = 0.5 m$, celles-ci ne sont plus du tout visibles et la contribution de l'onde de Scholte est minimale : le signal apparaissant est dû presque uniquement à l'onde sphérique.

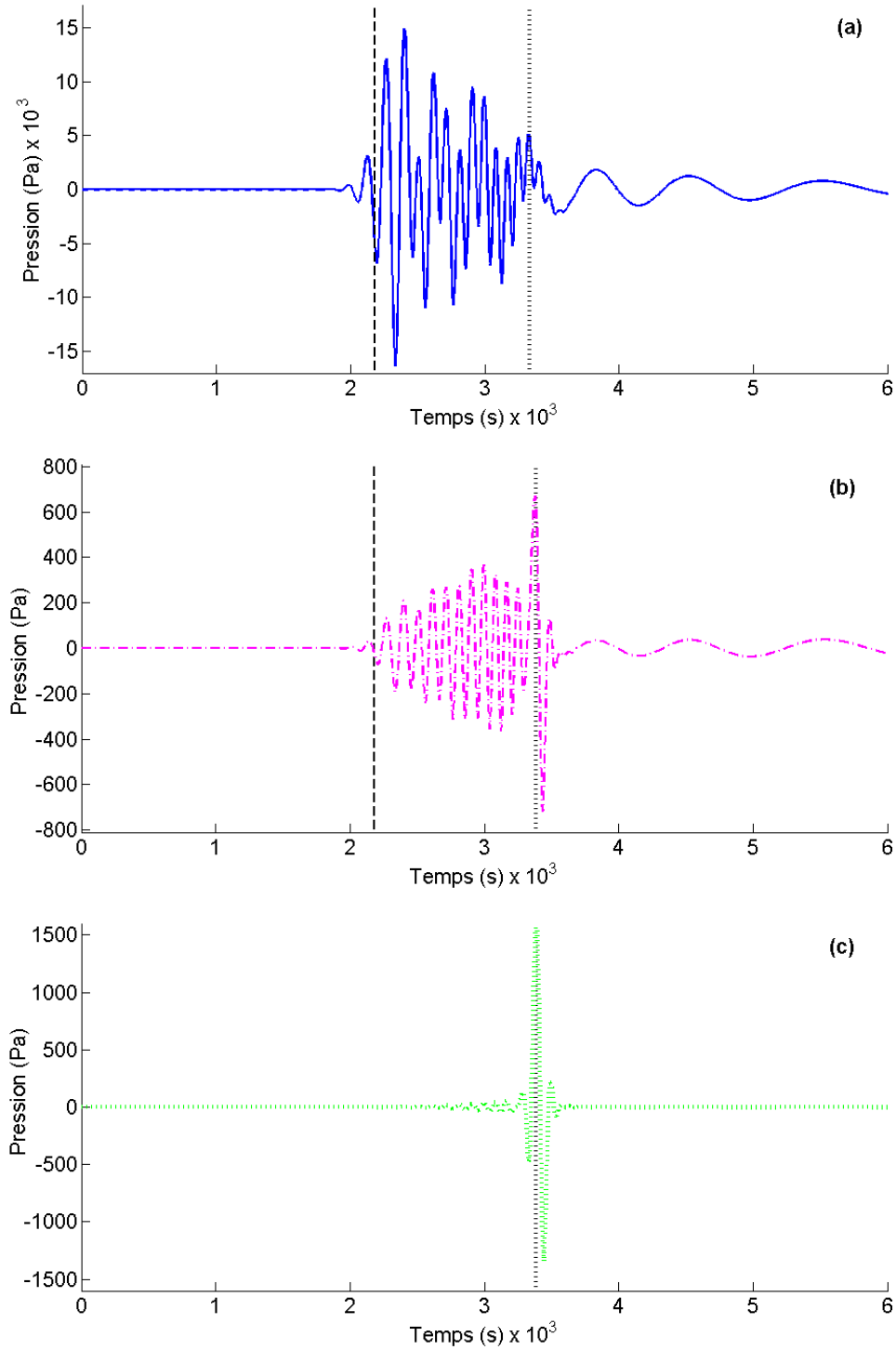


Figure 2-23 : Signaux temporels de pression rayonnée à $r = 5 \text{ m}$;
 (—) : $z = 0$, (— · —) : $z = 0.25 \text{ m}$, (····) : $z = 0.5 \text{ m}$; (····) : $t = t_{a_ray}$, (---) : $t = t_{G_fl_eau}$

2.5.2. Analyse de la pression rayonnée en champ lointain

2.5.2.1. Méthode de la phase stationnaire

L'expression de la pression rayonnée en champ lointain est obtenue à partir du théorème de la phase stationnaire [15], et le résultat final s'écrit en fonction des coordonnées sphériques :

$$P(R, \theta) = \frac{-\rho_0 \cdot \omega^2 \cdot \tilde{W}_{pli}(k_0 \cdot \sin(\theta)) \cdot e^{i \cdot k_0 \cdot R}}{R} \quad [2-49]$$

Cette méthode, ainsi que l'expression qui en découle, sont valables lorsque la distance z à la plaque est telle que la phase oscille suffisamment rapidement. D'après Junger et Feit [15], un critère permet de déterminer cette distance en fonction de la fréquence. Il faut que :

$$k_0 z > 1 \quad [2-50]$$

C'est-à-dire :

$$z > \frac{c_0}{\omega_0} \quad [2-51]$$

La Figure 2-24 montre l'évolution de la distance minimale en fonction de la fréquence. Elle est décroissante et atteint une valeur de 1.5 m à 1000 Hz. Etant donné que les fréquences inférieures sont très peu influentes à cette distance, nous pouvons considérer que la méthode de la phase stationnaire est utilisable à partir de $z = 1.5 \text{ m}$.

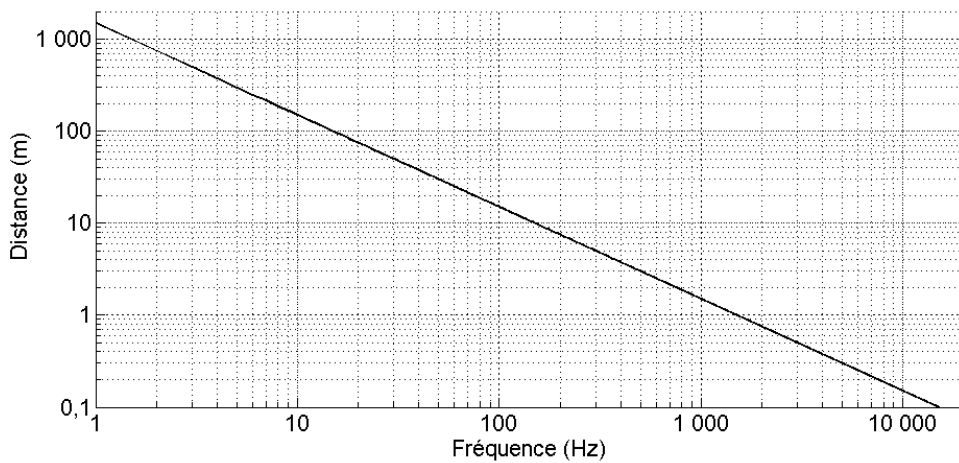


Figure 2-24 : Evolution de la distance minimale à respecter pour pouvoir utiliser la méthode de la phase stationnaire

2.5.2.2. Directivité du rayonnement en champ lointain

L'expression [2-49] peut être réécrite en explicitant le déplacement. La pression s'écrit alors :

$$P(R, \theta) = \frac{F_0 k_0 \cos(\theta) e^{i k_0 R}}{2 \pi R \cdot [D_{ray} + i D_{am}]} \quad [2-52]$$

où

$$\begin{cases} D_{ray} = \frac{\rho_s}{\rho} h k_0 \cos(\theta) \left(1 - \frac{k_0^4}{k_f^4} \sin^4(\theta) \right) \\ D_{am} = -1 - \frac{2 \xi k_0^2 \sin^2(\theta) k_f^2 \cos(\theta)}{\rho_0 c_0} \end{cases} \quad [2-53]$$

Le module de la pression est maximum lorsque le terme D_{ray} s'annule à une fréquence fixe, à laquelle correspond la pulsation ω_0 . A un angle d'observation donné, noté θ_0 , le maximum apparaît pour une fréquence f_0 supérieure à la fréquence critique, définie par :

$$f_0 = \frac{f_c}{\sin^2(\theta_0)} \quad [2-54]$$

La Figure 2-25 montre que si l'angle d'observation est plus proche de la normale à la plaque, le maximum de pression se situera à une fréquence plus élevée, et son amplitude est plus grande. En dessous de la fréquence critique, l'angle a peu d'influence sur le comportement du spectre : le rayonnement est a priori omnidirectionnel. Une modification du taux d'amortissement affecte l'amplitude du spectre de pression uniquement au niveau du pic, comme le montre la Figure 2-26. Dans cette zone ce sont les ondes fuyantes de plaque qui affectent le rayonnement en champ lointain, alors qu'aux autres fréquences, l'énergie provient de l'onde sphérique rayonnée directement depuis le point d'excitation.

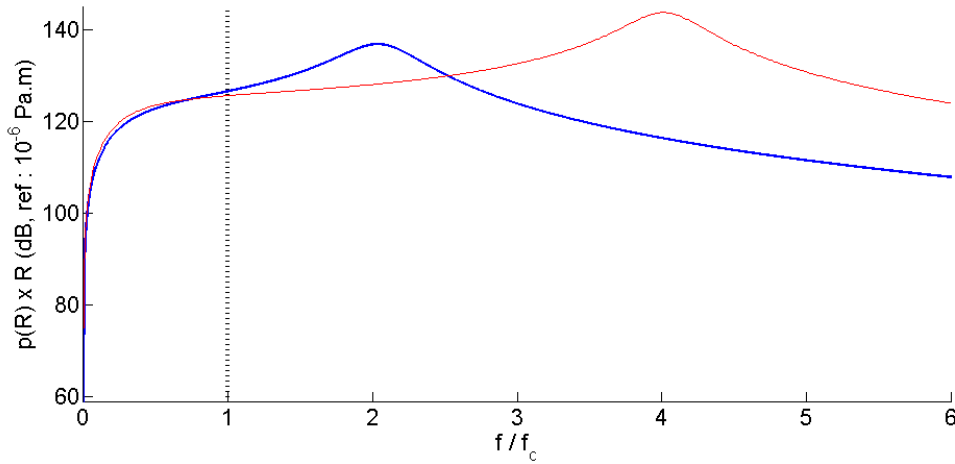


Figure 2-25 : Amplitude de pression ramenée à un mètre ;
(—) : $\phi = 45^\circ$, (—) : $\theta = 30^\circ$, (···) : $f = f_c$

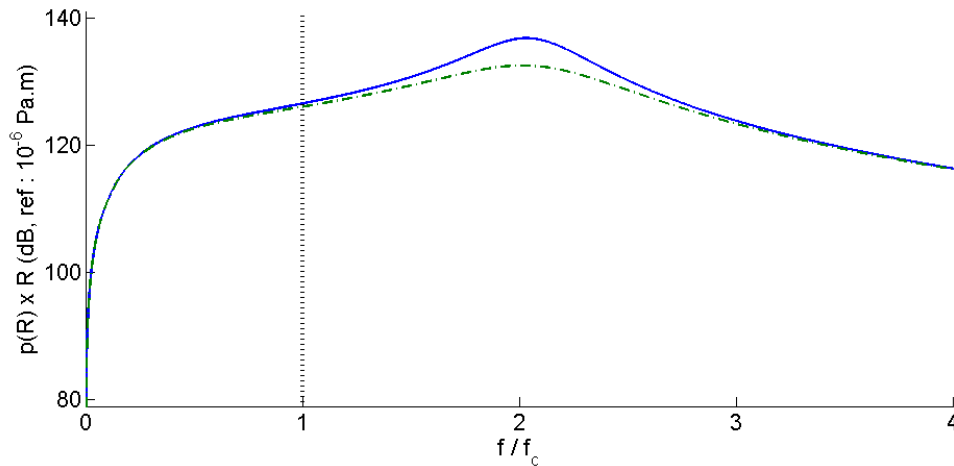


Figure 2-26 : Amplitude de pression ramenée à un mètre, à $\phi = 45^\circ$;
 (—) : $\xi = 0.01$, (---) : $\xi = 0.1$

2.5.2.3. Influence des ondes fuyantes sur la pression rayonnée en champ lointain

La Figure 2-27 représente les signaux temporels de pression rayonnée en champ lointain, dans deux directions différentes. Des oscillations d'amplitude croissante arrivent avant l'instant t_{a_ray} . Leurs pseudo-fréquences correspondent aux fréquences f_0 observées sur les spectres (Figure 2-25).

Ce phénomène peut être expliqué en schématisant la formation des ondes à l'interface plaque-fluide. La figure représente les fronts d'ondes acoustiques observables à un instant donné t_1 . Le couplage entre les ondes de flexion supersoniques et le fluide crée un front d'onde plane, tangent à l'onde sphérique rayonnée directement depuis le point d'excitation. A un temps t_2 , supérieur à t_1 , le premier front d'onde plane s'est détaché de la plaque, et un autre front d'onde se forme devant le premier. Au fur et à mesure, d'autres fronts d'onde vont se former de la même manière. Ils sont situés devant l'onde sphérique de célérité c_0 , et arrivent donc avant le temps acoustique t_{a_ray} . Les fronts d'onde qui arrivent sont les derniers formés. Ils ont parcouru la plus longue distance dans la plaque. Leur énergie est donc plus faible. Enfin, la figure montre qu'à deux fréquences différentes, la différence de célérité des ondes de flexion induit des fronts d'onde dont l'inclinaison et la direction de rayonnement dépend de la fréquence.

La Figure 2-29 illustre les vitesses de groupe apparentes des ondes rayonnées en champ lointain, dans deux directions différentes. Pour chaque direction, ces vitesses sont généralement égales à c_0 , mais elles présentent un pic autour de la fréquence f_0 . La vitesse maximale est alors supérieure à c_0 . Cette valeur n'est cependant pas identifiable comme une célérité de groupe simple. Comme le montre la Figure 2-27., le temps de propagation associé à cette célérité ne correspond pas à l'arrivée des premières ondes. Ce résultat est en accord avec le fait que la propagation des ondes de flexion influe le rayonnement en champ lointain.

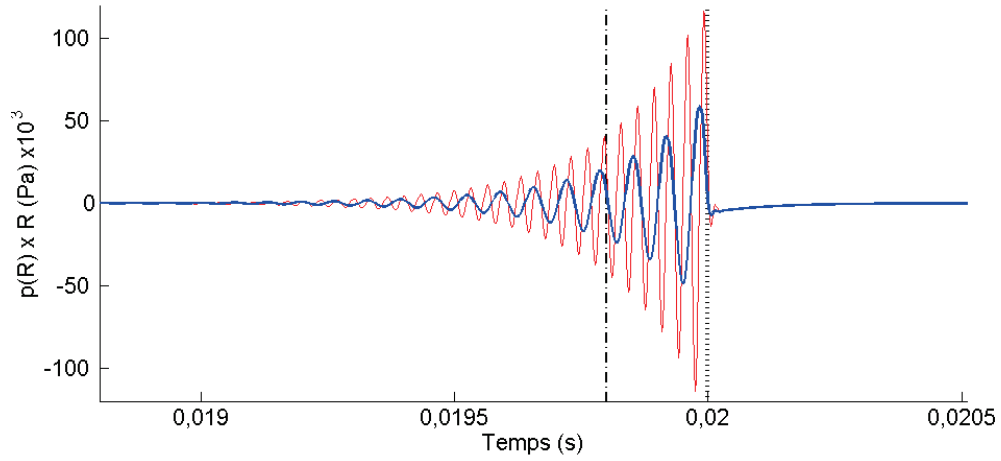


Figure 2-27 : Signaux temporels de pression rayonnée en champ lointain à $R = 30 \text{ m}$;
 (—) : $\theta = 45^\circ$, (—) : $\theta = 30^\circ$; (···) : $t = t_{a_ray}$, (- · -) : $t = t_{G_ray}$

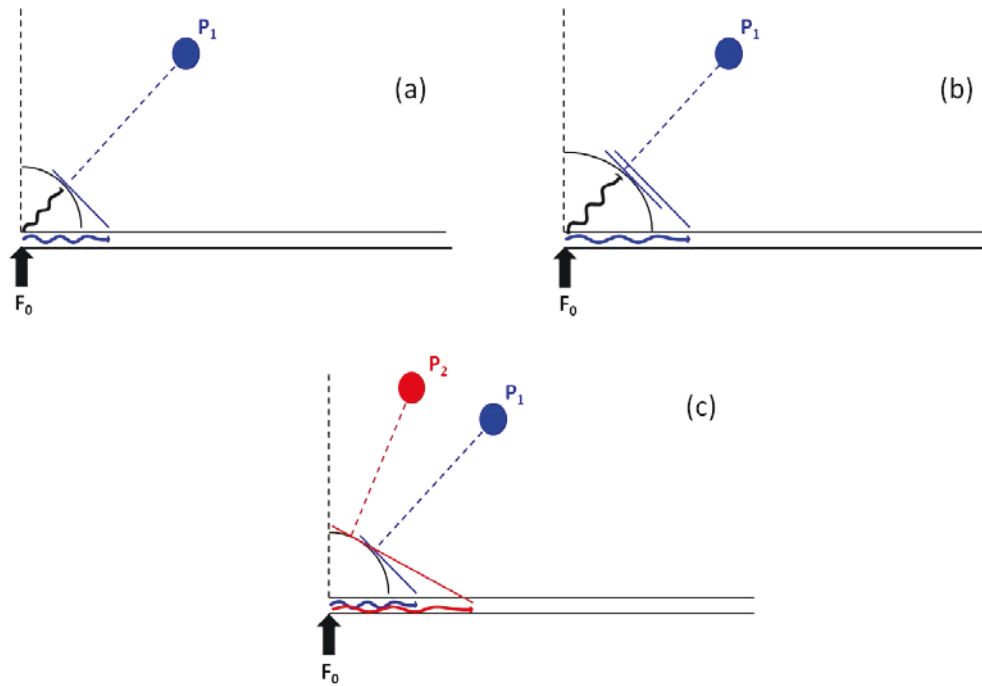


Figure 2-28 : Schéma de la formation des fronts d'ondes planes ; (a) : $t = t_1$, (b) : $t = t_2$, (c) :
 directions de rayonnement pour les fréquences $f = 2f_c$ en bleu, et $f = 4f_c$ en rouge

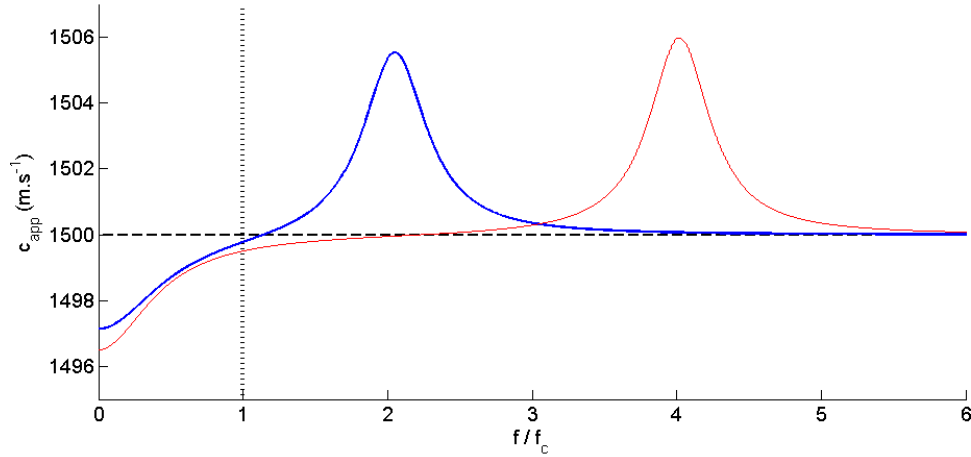


Figure 2-29 : Célérité de groupe apparente d'onde rayonnée en champ lointain à $R = 30 \text{ m}$;
 (—) : $\theta = 45^\circ$, (—) : $\theta = 30^\circ$; (···) : $f = f_c$, (---) : $c_{app} = c_0$

Afin d'étudier l'évolution de ce front d'onde, une étude paramétrique consistant à modifier la distance entre les points d'excitation et d'observation est effectuée. La Figure 2-30 montre que la célérité de groupe à la fréquence f_0 se rapproche de c_0 lorsque la distance R augmente. Le temps de parcours que l'onde de flexion effectue avant d'arriver devant l'onde sphérique est constant. Lorsque la distance R augmente, la différence de temps d'arrivée des ondes devient négligeable devant le temps acoustique. Ainsi, la différence de vitesse équivalente diminue. Les réponses temporelles, présentées sur la Figure 2-31, ont une forme dont seule l'amplitude et le temps d'arrivée du signal dépendent de la fréquence. Les pseudo-fréquences et le nombre d'oscillation sont identiques. La durée pendant laquelle le signal n'est pas nul, ainsi que l'écart entre t_{G_ray} et t_{a_ray} ne varient pas. Cela signifie que le front d'onde, formé en champ proche, n'est pas modifié par la propagation en champ lointain (mis à part la décroissance d'amplitude).

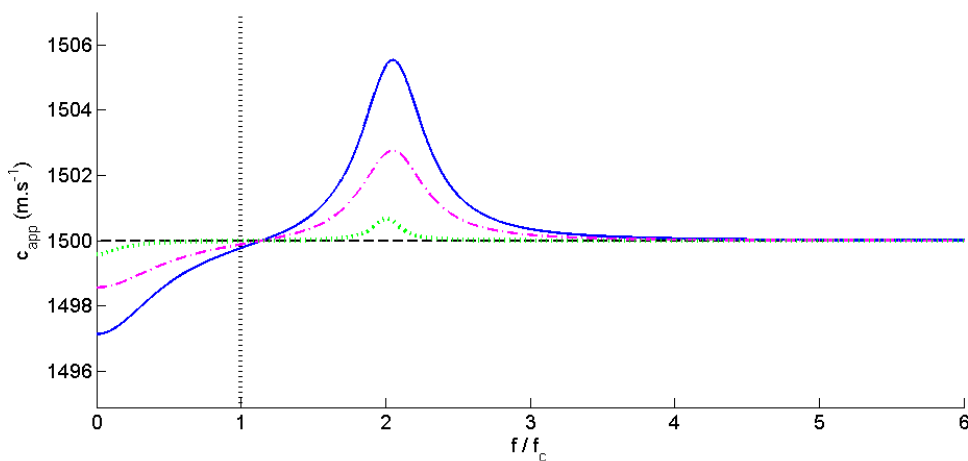


Figure 2-30 : Célérité de groupe apparente d'onde rayonnée en champ lointain à $\theta = 45^\circ$;
 (—) : $R = 30 \text{ m}$, (---) : $R = 60 \text{ m}$, (···) : $R = 600 \text{ m}$; (···) : $f = f_c$, (---) : $c_{G_ray} = c_0$

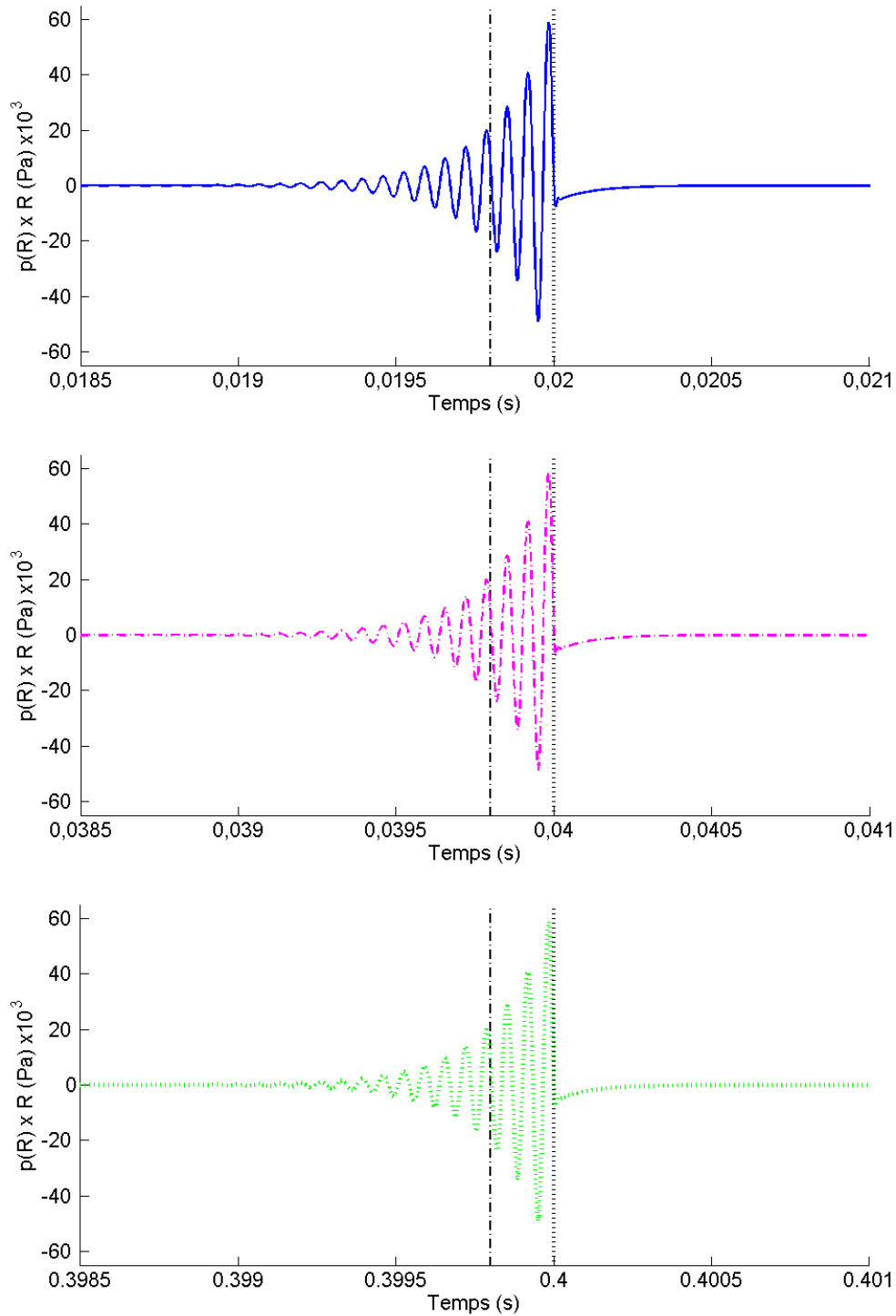


Figure 2-31 : Signaux temporels de pression rayonnée (ramenée à 1 m) en champ lointain à $\theta = 45^\circ$; (—) : $R = 30 \text{ m}$, (— · —) : $R = 60 \text{ m}$, (····) : $R = 600 \text{ m}$;
 (····) : $t = t_{a_ray}$, (— · —) : $t = t_{G_ray}$

Une variation du taux d'amortissement de plaque permet également d'observer l'effet des ondes fuyantes. Lorsqu'il augmente, la célérité de groupe apparente diminue (cf. Figure 2-32). Dans le domaine temporel, cela se traduit par une apparition plus tardive du signal, comme le

montre la Figure 2-33. L'amplitude maximale du signal temporel (i.e. à $t = t_{a_ray}$) est moins affectée par l'amortissement, puisqu'elle provient de l'onde sphérique rayonnée directement depuis l'excitation (i.e. sans s'être propagée dans la plaque au préalable).

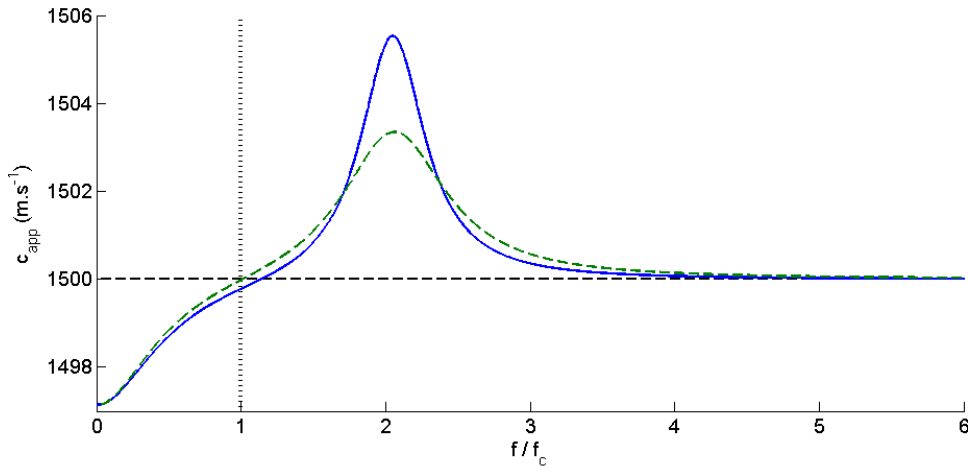


Figure 2-32 : Célérité de groupe apparente d'onde rayonnée en champ lointain à $R = 30\text{ m}$, $\theta = 45^\circ$; (—) : $\xi = 0.01$, (---) : $\xi = 0.1$; (···) : $f = f_c$, (---) : $c_{app} = c_0$

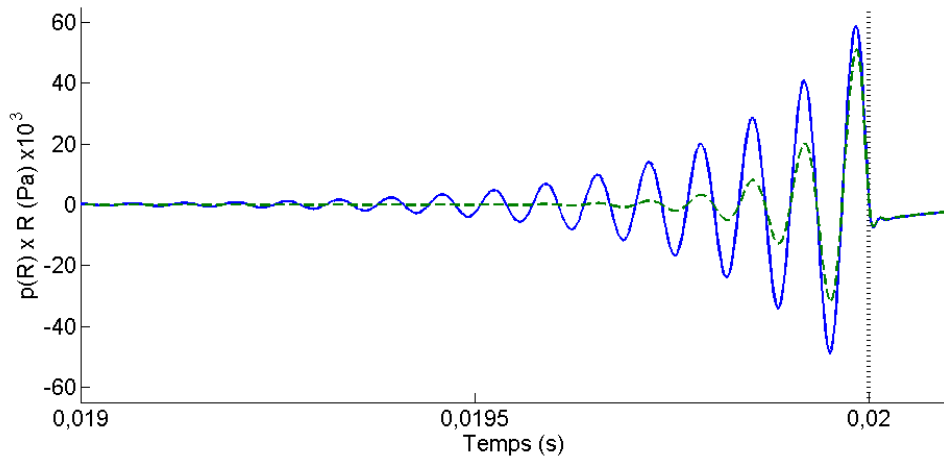


Figure 2-33 : Signaux temporels de pression rayonnée en champ lointain à $R = 30\text{ m}$, $\theta = 45^\circ$; (—) : $\xi = 0.01$, (---) : $\xi = 0.1$; (···) : $t = t_{a_ray}$

2.6. Influence de l'inertie rotationnelle et du cisaillement : Modèle de Mindlin-Timoshenko

Nous avons vu dans les parties précédentes, que la plupart des phénomènes marquant se produisaient sur une plage de fréquences située autour et au-dessus de la fréquence critique de la plaque. Si le modèle de Love-Kirchhoff est pratique à utiliser du fait de la simplicité des équations qui en découlent, il n'est valable que pour des fréquences assez basses. En effet, lorsque le ratio entre les longueurs d'onde et l'épaisseur de la plaque est suffisamment faible, le mouvement vibratoire est influencé par le cisaillement. Celui-ci étant négligé dans le modèle de Love-Kirchhoff, les résultats obtenus vont présenter un écart avec la réalité, d'autant plus marqué que la fréquence augmentera.

Dans cette partie, nous étudions le modèle de plaque de Mindlin-Timoshenko, qui prend en compte, dans les équations de mouvement, les effets d'inertie rotationnelle et de cisaillement consécutifs à la déformation des sections droites. Nous présentons d'abord les aspects mathématiques de ce modèle, puis nous comparons les résultats obtenus avec les deux modèles, tant pour l'accélération vibratoire que pour la pression rayonnée en champ lointain.

2.6.1. Formulation du modèle de Mindlin-Timoshenko

2.6.1.1. Nouvelle équation du mouvement

L'équation du mouvement des plaques de Mindlin-Timoshenko est similaire à celle de Love-Kirchhoff, avec l'introduction des termes d'inertie rotationnelle et de cisaillement. Nous conservons le même amortissement, proportionnel à la vitesse vibratoire. La nouvelle équation s'écrit [17] :

$$\begin{aligned} D \nabla^4 w_{pli}(x, y, t) + \rho_s h (-1 + (S + I) \nabla^2) \frac{\partial^2 w_{pli}}{\partial t^2}(x, y, t) \\ + I S \frac{(\rho_s h)^2}{D} \frac{\partial^4 w_{pli}}{\partial t^4}(x, y, t) + \beta \frac{\partial w_{pli}}{\partial t}(x, y, t) \\ = \left(1 - S \nabla^2 - I S \frac{\rho_s h}{D} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) (F(x, y, t) - p(x, y, 0, t)) \end{aligned} \quad [2-55]$$

Les termes d'inertie I et de cisaillement S sont respectivement définis par :

$$\begin{cases} I = \frac{h^2}{12} \\ S = \frac{12 D}{G h \pi^2} \end{cases} \quad [2-56]$$

où G désigne le module de Coulomb, lui-même défini par :

$$G = \frac{E}{2(1 + \nu)} \quad [2-57]$$

Lorsque les termes I et S sont nuls, l'équation [2-55] est identique à celle de Love-Kirchhoff ([2-3]).

2.6.1.2. Expression de l'accélération vibratoire et de la pression rayonnée

La méthode d'obtention des expressions de la réponse vibratoire et de la pression est similaire à celle utilisée pour la plaque de Love-Kirchhoff. Elle est notamment décrite dans l'article de Feit [17].

L'axisymétrie permet toujours l'application transformée de Hankel à l'équation de mouvement, ce qui donne :

$$\begin{aligned} & [D \gamma^4 + \rho_s h \omega^2 (-1 + (S + I) \gamma^2) - 2 i \xi \gamma^2 k_{f_mt}^2] \tilde{W}_{pli}(\gamma, \omega) \\ & = \left(1 - S \gamma^2 - I S \frac{\rho_s h \omega^2}{D} \right) (F(\gamma, \omega) - P(\gamma, \omega)) \end{aligned} \quad [2-58]$$

Le terme k_{f_mt} désigne le nombre d'onde de flexion de la plaque de Mindlin-Timoshenko in-vacuo, et est défini par :

$$k_{f_mt} = \frac{\omega}{c_{f_mt}} \quad [2-59]$$

où c_{f_mt} est la célérité des ondes de flexion lorsque l'inertie et le cisaillement sont pris en compte :

$$c_{f_mt} = \sqrt{\frac{\sqrt{(S - I)^2 \omega^4 + 4 \frac{D}{\rho_s h} \omega^2} - \omega^2 (S + I)}{2 (1 - \omega^2 I S)}} \quad [2-60]$$

Les équations d'Euler et de Helmholtz restent inchangées, ce qui permet donc d'obtenir l'expression de l'accélération en fonction du nombre d'onde :

$$\tilde{A}_{pli_mt}(\gamma, \omega) = \frac{\omega F_0}{i 2 \pi (\tilde{Z}_{p_mt}(\gamma, \omega) + \tilde{Z}_a(\gamma, \omega))} \quad [2-61]$$

où $\tilde{Z}_{p_mt}(\gamma, \omega)$ est l'impédance de plaque de Mindlin-Timoshenko, et s'écrit :

$$\tilde{Z}_{p_mt}(\gamma, \omega) = \frac{i}{\omega} D \frac{(\gamma^2 - \delta_1^2)(\gamma^2 - \delta_2^2) - 2 i \xi \gamma^2 k_f^2}{g(\gamma, \omega)} \quad [2-62]$$

avec :

$$g(\gamma, \omega) = 1 + S \gamma^2 - \frac{\rho_s h \omega^2}{D} I S \quad [2-63]$$

et :

$$\begin{cases} \delta_1^2 = \frac{\rho_s h \omega^2}{2 D} \left[I + S + \sqrt{(I - S)^2 + 4 \frac{D}{\rho_s h \omega^2}} \right] \\ \delta_2^2 = \frac{\rho_s h \omega^2}{2 D} \left[I + S - \sqrt{(I - S)^2 + 4 \frac{D}{\rho_s h \omega^2}} \right] \end{cases} \quad [2-64]$$

La pression en champ lointain est de nouveau obtenue par la méthode de la phase stationnaire (cf. expression [2-49]) : Les méthodes d'obtention des grandeurs dans les domaines fréquentiels et temporels restent les mêmes : les spectres sont obtenus par transformée de Hankel inverse, et les signaux transitoires par transformée de Fourier temporelle inverse.

2.6.2. Influence du modèle sur la réponse vibratoire de la plaque

2.6.2.1. Dans le domaine des nombres d'ondes

La prise en compte des effets secondaires revient à considérer une plaque plus souple. Cette diminution de rigidité se traduit par un ralentissement de la propagation des ondes de flexion, ainsi que par une augmentation de l'amplitude vibratoire. Dans le cas d'une plaque in-vacuo, la Figure 2-34 montre que les maximums d'amplitudes obtenus pour les deux modèles sont décalés, et correspondent à leur nombre d'onde respectif. Celui de Mindlin-Timoshenko est plus grand, ce qui correspond donc à une vitesse de propagation plus faible. Ce phénomène est plus marqué en hautes fréquences, comme le montre la Figure 2-35. Nous observons également que la valeur du maximum est légèrement plus élevée dans le cas du second modèle.

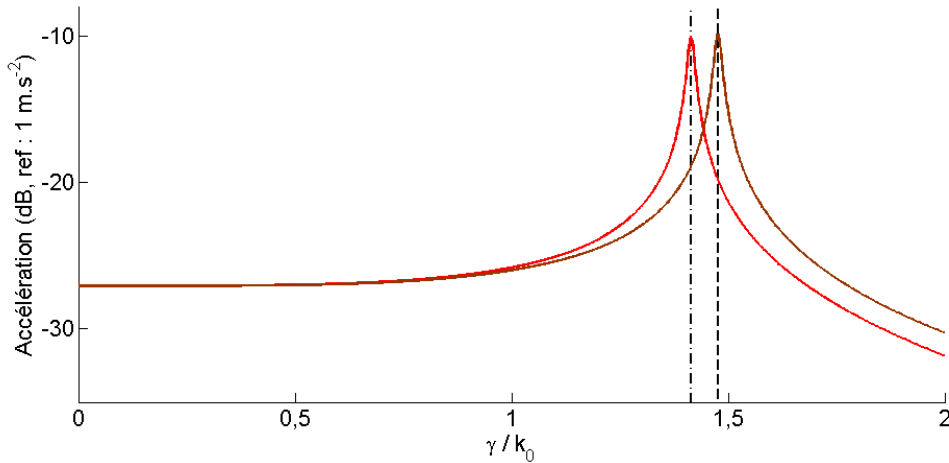


Figure 2-34 : Amplitude de l'accélération spectrale de la plaque in-vacuo à $f = 0.5f_c$;
 (—) : modèle de Love-Kirchhoff, (—) : modèle de Mindlin-Timoshenko ;
 (· · ·) : $\gamma = k_f$, (---) : $\gamma = k_{f_mt}$

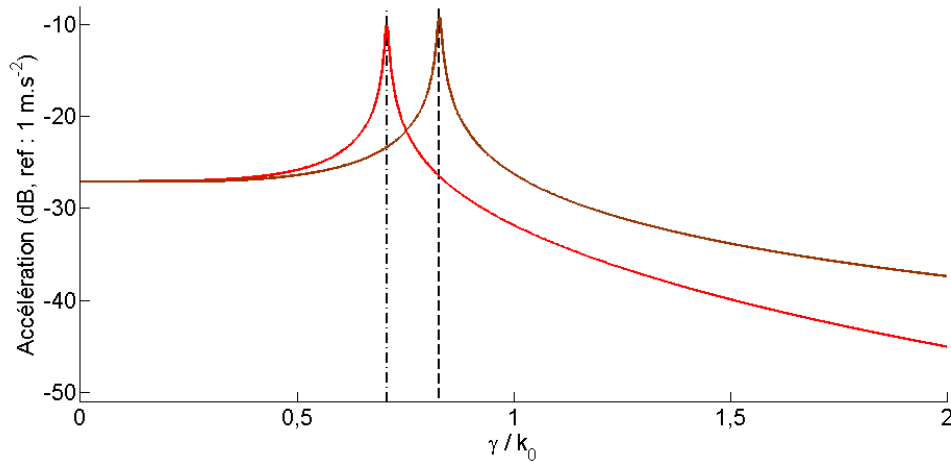


Figure 2-35 : Amplitude de l'accélération spectrale de la plaque in-vacuo à $f = 2f_c$;
 (—) : modèle de Love-Kirchhoff, (—) : modèle de Mindlin-Timoshenko ;
 (---) : $\gamma = k_f$, (---) : $\gamma = k_{f_mt}$

Lorsque la plaque est immergée, les phénomènes dus à la présence de fluide se retrouvent aussi avec le modèle de Mindlin-Timoshenko. En dessous de la fréquence critique (cf. Figure 2-36), les deux nombres d'ondes de flexions sont augmentés par la masse ajoutée. L'écart entre les deux modèles n'est pas modifié par rapport à la plaque in-vacuo. Les effets du fluide sur la vitesse de propagation des ondes sont donc indépendants de l'influence des paramètres d'inertie et de cisaillement. Par contre, l'amortissement par rayonnement du fluide est différent selon le modèle étudié (cf. Figure 2-37). En effet, le maximum local correspondant est plus proche de k_0 dans le cas de la plaque de Mindlin-Timoshenko. L'impédance de fluide Z_a est donc plus élevée. L'onde de Scholte est également affectée, mais comme il s'agit d'un couplage entre une onde de fluide et une onde de plaque, le décalage entre les nombres d'onde est assez faible.

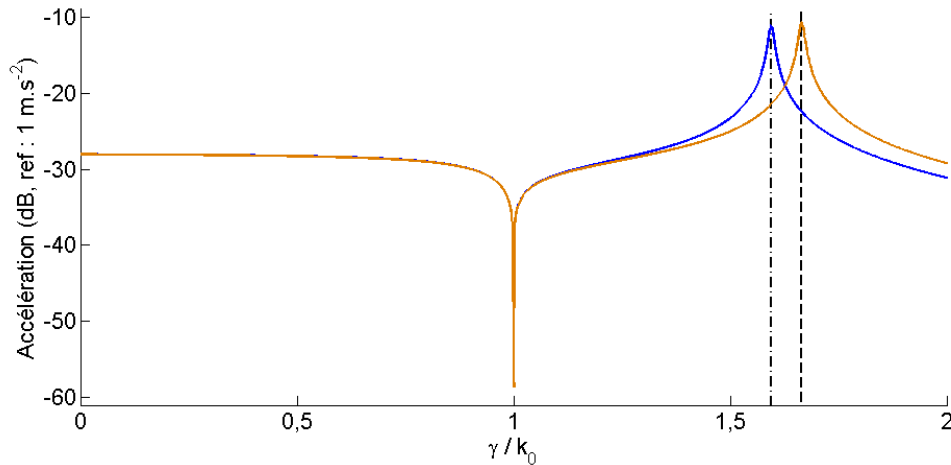


Figure 2-36 : Amplitude de l'accélération spectrale de la plaque immergée à $f = 0.5f_c$;
 (—) : modèle de Love-Kirchhoff, (—) : modèle de Mindlin-Timoshenko ;
 (---) : $\gamma = k_f$, (---) : $\gamma = k_{f_mt}$

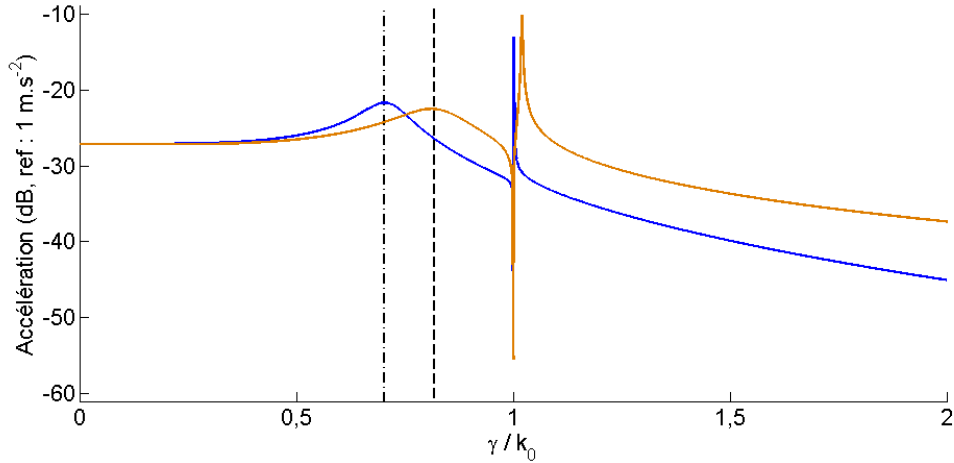


Figure 2-37 : Amplitude de l'accélération spectrale de la plaque immergée à $f = 2 \cdot f_c$;
 (—) : modèle de Love-Kirchhoff, (—) : modèle de Mindlin-Timoshenko ;
 (---) : $\gamma = k_f$, (---) : $\gamma = k_{f_mt}$

2.6.2.2. Dans le domaine fréquentiel

L'analyse de l'accélération de la plaque in-vacuo dans le domaine fréquentiel permet d'observer clairement que les différences entre les deux modèles sont plus importantes en hautes fréquences. La Figure 2-38 montre l'amplitude de l'accélération de la plaque de Mindlin-Timoshenko est supérieure, et que cet écart augmente avec la fréquence.

Dans le cas de la plaque immergée, les comportements des deux spectres sont différents en haute fréquences : comme le nombre d'onde de flexion est plus grand avec le second modèle, la fréquence critique de la plaque sera plus élevée. Cette nouvelle fréquence critique est notée f_{c_mt} . La décroissance du spectre commence donc à une fréquence plus élevée dans le cas de la plaque de Love-Kirchhoff.

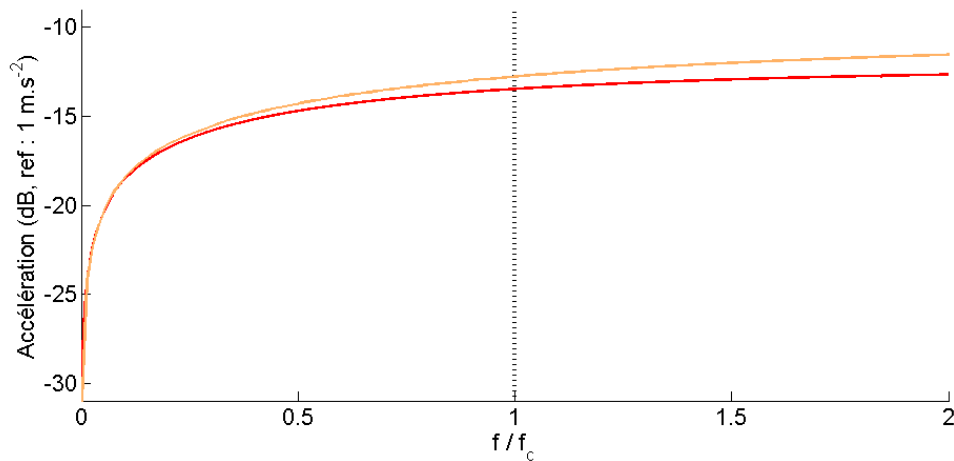


Figure 2-38 : Amplitude des spectres d'accélération de plaque in-vacuo à $r = 5 \text{ m}$;
 (—) : modèle de Love-Kirchhoff, (—) : modèle de Mindlin-Timoshenko ; (---) : $f = f_c$

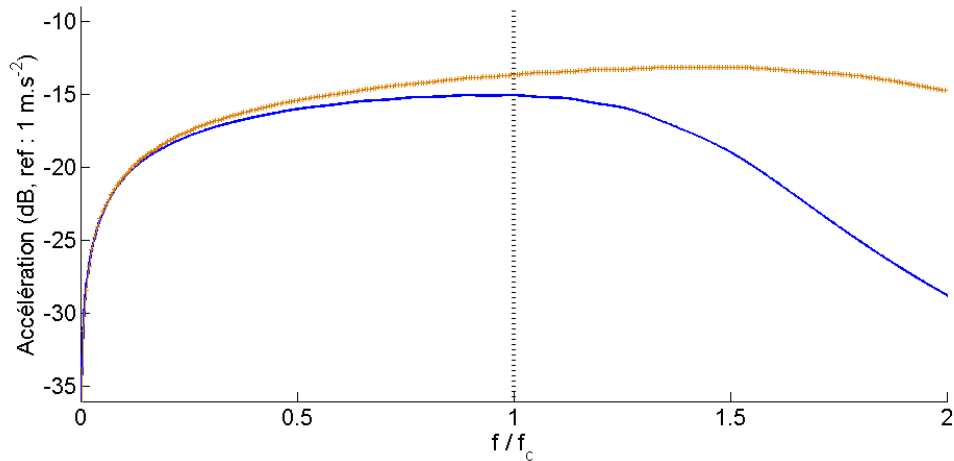


Figure 2-39 : Amplitude des spectres d'accélération de plaque immergée à $r = 5 \text{ m}$;
 (—) : modèle de Love-Kirchhoff, (—) : modèle de Mindlin-Timoshenko ; (···) : $f = f_c$

L'influence de l'inertie et du cisaillement est observable dans le domaine fréquentiel via la célérité de groupe d'onde de plaque (cf. Figure 2-40). S'il n'y a pas de fluide, la vitesse apparente est plus faible avec le modèle de Mindlin-Timoshenko. L'effet s'intensifie en hautes fréquences.

Lorsque la plaque est immergée, la célérité de groupe converge vers c_0 quel que soit le modèle, mais pour des fréquences plus élevées que celles de la plaque de Love-Kirchhoff (cf. Figure 2-41). En effet, pour chaque modèle l'onde de Scholte et son couplage avec les ondes de flexion apparaissent au-dessus des fréquences critiques respectives.

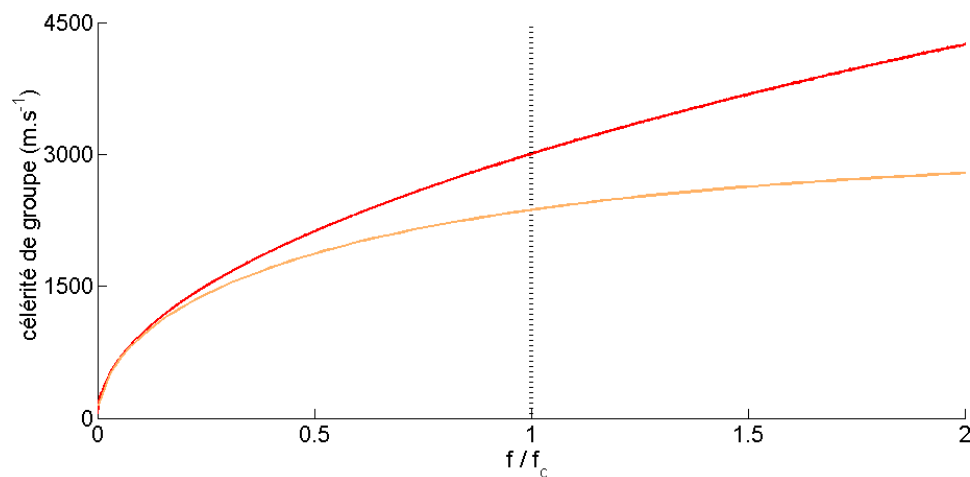


Figure 2-40 ; Célérité de groupe d'onde de plaque in-vacuo à $r = 5 \text{ m}$;
 (—) : modèle de Love-Kirchhoff, (—) : modèle de Mindlin-Timoshenko ; (···) : $f = f_c$

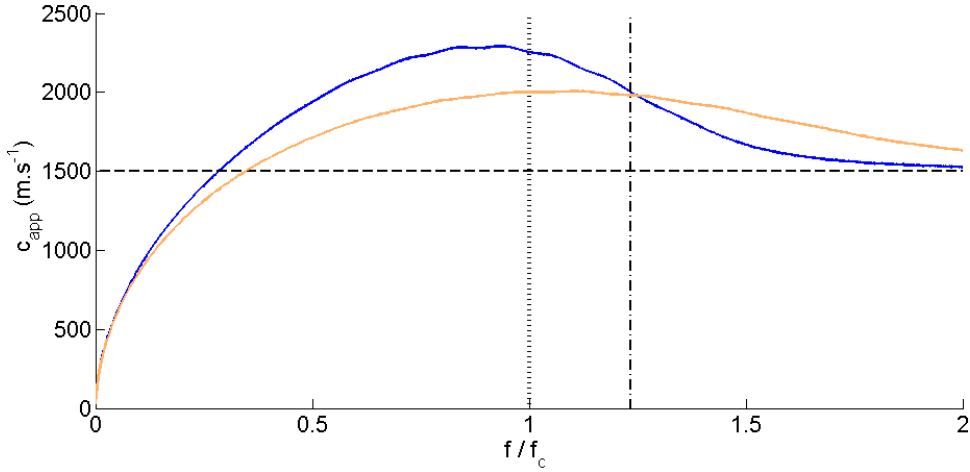


Figure 2-41 : Célérité de groupe d'onde de plaque immergée à $r = 5 \text{ m}$;
 (—) : modèle de Love-Kirchhoff, (—) : modèle de Mindlin-Timoshenko ;
 (···) : $f = f_c$, (-.-) : $f = f_{c_mt}$

2.6.2.3. Dans le domaine temporel

Les signaux temporels d'accélération ont l'avantage d'illustrer tous les phénomènes, dus à l'inertie et au cisaillement, qui ont été étudiés précédemment. Dans le cas de la plaque in-vacuo (cf. Figure 2-42), les temps d'arrivée du signal $t_{G_fl_mt}$ pour le second modèle de plaque est le plus long, puisque la vitesse de propagation est plus faible. Ce temps est défini par :

$$t_{G_fl_mt} = \frac{r}{2 c_{f_mt}(f_{max})} \quad [2-65]$$

Les deux signaux présentent des pseudo-fréquences instantanées différentes au début, puisqu'à une même célérité de groupe, correspond une fréquence plus importante avec le second modèle. Les signaux se retrouvent en phase pour les temps long, puisqu'il s'agit de basses fréquences peu affectées par le changement de modèle. La différence d'amplitude en hautes fréquences est également visible après $t = t_{G_fl_mt}$, et s'atténue en fin de signal.

Lorsque la plaque est immergée (cf. Figure 2-43), les ondes de flexion hautes fréquences, pour lesquelles l'écart de célérité entre les deux modèles est importante, sont rayonnées. Les ondes de plaque immergée, visibles sur les signaux d'accélération, ont des vitesses de groupe apparentes plus proches (cf. Figure 2-41). Le décalage de temps d'arrivée des signaux est donc plus faible. Par ailleurs, l'effet de battement entre $t = t_{G_fl_mt}$ et $t = t_{a_vib}$ montre bien que le couplage entre l'onde de Scholte et l'onde de flexion s'effectue à des fréquences supérieures dans le cas de la plaque de Mindlin-Timoshenko. Enfin, la différence importante d'amplitude dans cette zone correspond à celle observée sur les spectres (sur la Figure 2-39).

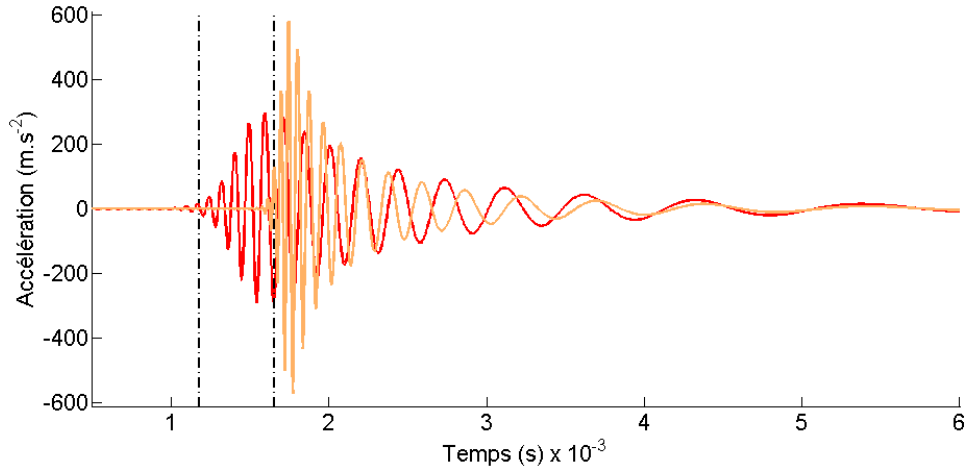


Figure 2-42 : Signaux temporels d'accélération de plaque in-vacuo à $r = 5 \text{ m}$;
 (—) : modèle de Love-Kirchhoff, (—) : modèle de Mindlin-Timoshenko ;
 (---) : $t = t_{G_fl}$, (---) : $t = t_{G_fl_mt}$

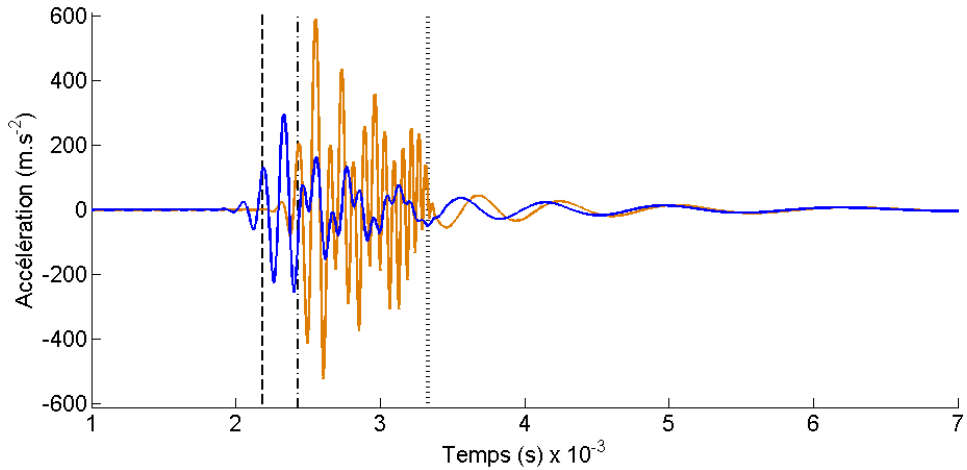


Figure 2-43 : Signaux temporels d'accélération de plaque in-vacuo à $r = 5 \text{ m}$;
 (—) : modèle de Love-Kirchhoff, (—) : modèle de Mindlin-Timoshenko ;
 (---) : $t = t_{G_fl_eau}$, (---) : $t = t_{G_fl_eau_mt}$, (---) : $t = t_{a_ray}$

2.6.3. Influence du modèle sur le rayonnement acoustique en champ lointain

2.6.3.1. Dans le domaine fréquentiel

En champ lointain, la directivité du rayonnement est liée à la célérité des ondes fuyantes. Nous avons vu précédemment que lorsque l'inertie et le cisaillement sont pris en compte cette célérité est plus faible. A une fréquence donnée, la direction de rayonnement de la plaque de Mindlin-Timoshenko sera donc plus proche de l'horizontale. Réciproquement, à un même angle d'observation, la fréquence principale rayonnée sera plus grande avec ce modèle. Cela s'observe sur la Figure 2-44, qui compare les amplitudes des spectres de pression rayonnée en champ lointain à $\phi = 45^\circ$, calculée pour les deux modèles de plaque. Etant donné que la fréquence principalement rayonnée par la plaque de Mindlin-Timoshenko est plus grande, l'amplitude maximum sera donc plus élevée. Par contre, l'impédance acoustique est plus

importante, ce qui fait que le pic d'amplitude est plus amorti. En dessous de la fréquence critique, le rayonnement ne provient pas des ondes propagées dans la plaque, et l'effet de l'inertie et du cisaillement n'affecte pas le spectre de pression.

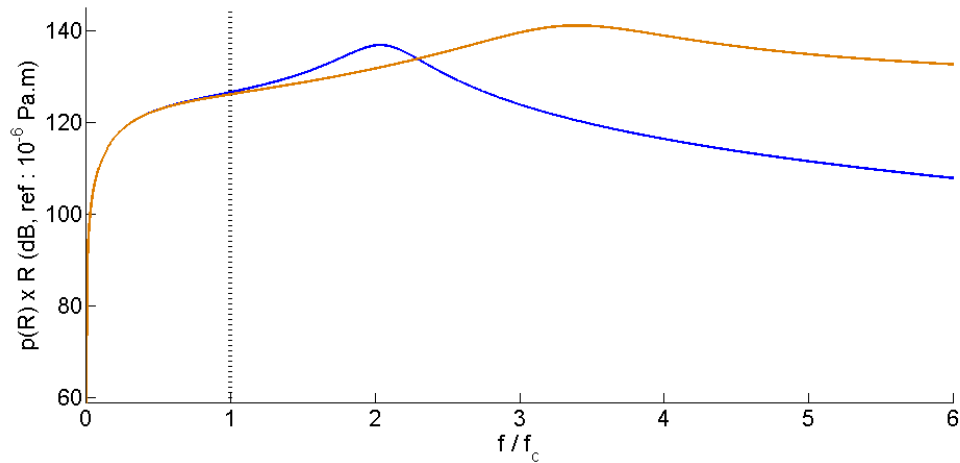


Figure 2-44 : Spectres de pression rayonnée à $\theta = 45^\circ$;
(—) : modèle de Love-Kirchhoff, (—) : modèle de Mindlin-Timoshenko ; (···) : $f = f_c$

La comparaison des vitesses de groupe apparentes (cf. Figure 2-45) met en évidence l'effet du modèle de Mindlin-Timoshenko sur les ondes fuyantes qui se retrouvent devant l'onde sphérique. Le décalage fréquentiel entre les deux maxima correspond à celui observé sur les spectres. La Figure 2-37 a montré que les ondes fuyantes étaient plus amorties avec le second modèle. Ce phénomène se retrouve sur les courbes de vitesse apparente.

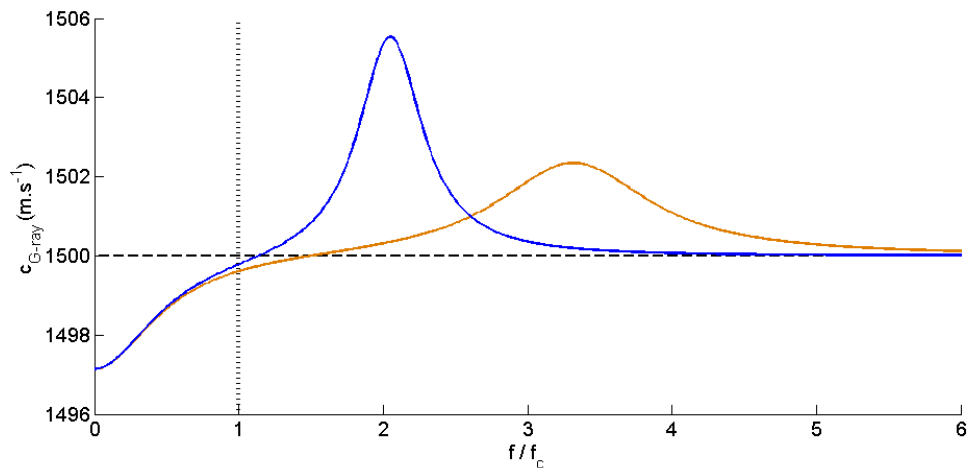


Figure 2-45 : Célérité de groupe apparente à $R = 30 \text{ m}$, $\theta = 45^\circ$
(—) : modèle de Love-Kirchhoff, (—) : modèle de Mindlin-Timoshenko ; (···) : $f = f_c$

2.6.3.2. Dans le domaine temporel

Les signaux temporels de pression rayonnée à $\phi = 45^\circ$, obtenus pour les deux modèles, sont comparés sur la Figure 2-46. L'amplitude du pic principal, dû à l'onde sphérique, est nettement plus grande dans le cas de la plaque de Mindlin-Timoshenko. Ce phénomène s'explique par la faible décroissance du spectre en hautes fréquences (cf. Figure 2-44). Celles-ci rayonnent donc plus d'énergie, et comme elles arrivent toutes en même temps (car la célérité de groupe est constante en hautes fréquences (cf. Figure 2-45)), le pic est plus grand. Les pseudo-fréquences des ondes fuyantes rayonnées correspondent aux pics sur les spectres. Celle du signal de plaque de Mindlin-Timoshenko est donc plus grande. Cependant, l'amortissement plus important fait qu'approximativement autant d'oscillations sont visibles sur les deux signaux.

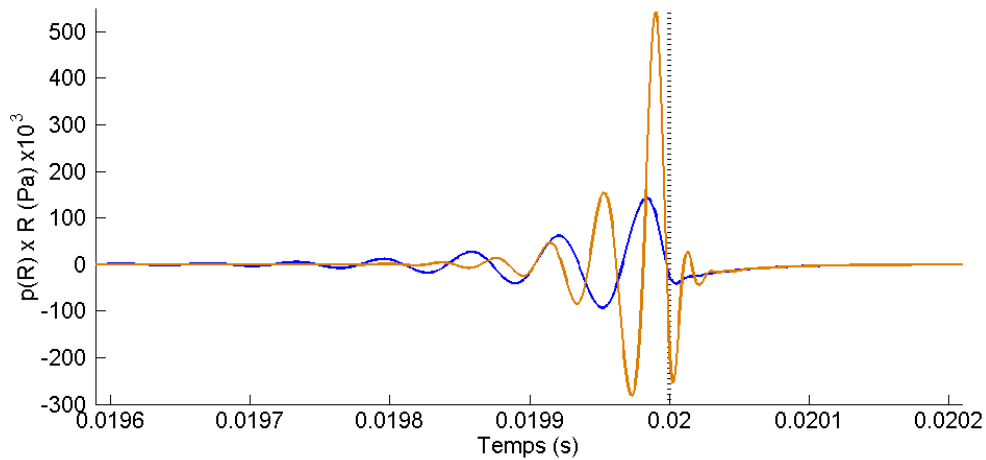


Figure 2-46 : Signaux temporels de pression rayonnée en champ lointain à $\theta = 45^\circ$
(—) : modèle de Love-Kirchhoff, (—) : modèle de Mindlin-Timoshenko ;
(...) : $t = t_{a_ray}$,

2.7. Conclusion du chapitre

Dans ce deuxième chapitre, nous avons étudié un modèle numérique de plaque infinie, excitée par une source transitoire. Nous avons d'abord utilisé les équations classiques de vibro-acoustique des plaques de Love-Kirchhoff, dans lesquelles un modèle d'amortissement viscoélastique a été utilisé afin de respecter la causalité du système. Les expressions du déplacement et de la pression ont été données dans le domaine des nombres d'ondes.

L'obtention de spectres en fréquence et des signaux temporels associés nécessitent des résolutions numériques. La transformée de Hankel permettant d'obtenir la réponse en fréquence doit être évaluée numériquement à partir d'une commande spécifique du programme MATLAB. Une comparaison avec la méthode des résidus qui donne une expression explicite du spectre a permis de valider le calcul numérique. Les réponses temporelles sont obtenues numériquement par transformée de Fourier discrète inverse. Elle est validée par comparaison avec une expression explicite disponible directement dans la littérature. La périodicité du signal obtenu après transformation cause un effet de repliement, qui doit être évité. Selon la grandeur vibratoire étudiée, un pas en fréquence plus ou moins important est alors nécessaire. Pour cette raison et parce qu'elle est plus simple à mesurer expérimentalement, l'accélération est la grandeur étudiée.

Nous nous sommes ensuite intéressés à la réponse vibratoire de la plaque immergée. Les courbes d'accélération spectrale permettent d'illustrer les différents phénomènes dus à la présence de fluide : le décalage du nombre d'onde de flexion à cause de la masse ajoutée en dessous de la fréquence critique, l'apparition d'un pic du à l'onde de Scholte et l'atténuation du pic d'accélération du au rayonnement de l'onde fuyante. Dans le domaine fréquentiel, l'évolution de la phase, rend compte de l'influence du fluide sur les vitesses de propagation des ondes vibratoires. L'analyse de l'accélération temporelle permet de retrouver tous ces phénomènes, grâce à la dispersion des ondes de flexion. Le rayonnement des ondes fuyantes en hautes fréquences se traduit par l'absence de signal d'accélération de la plaque en présence de fluide. Le couplage entre ces ondes et celles de Scholte est également observé. La masse ajoutée du fluide en basses fréquences crée un décalage temporel entre les signaux.

L'étude du rayonnement acoustique a montré que la pression rayonnée était influencée par les ondes de plaque. En champ proche, les signaux de pression et d'accélération vibratoire (à la même distance de l'axe de l'excitation) sont semblables. Lorsque le point s'éloigne légèrement, l'onde sphérique rayonnée depuis le point d'excitation interagit avec les ondes évanescences, et celles-ci contribuent nettement moins au rayonnement total. Ce phénomène est observé sur le spectre et sur la célérité de groupe apparente. Si le point d'observation s'éloigne encore, celle-ci est équivalente à celle d'une onde acoustique pure (à partir d'une certaine fréquence). Sur les signaux temporels, le pic du à l'onde sphérique n'est pas identifiable pour la pression pariétale, mais plus le point d'observation est éloigné de la plaque, plus le pic est démarqué car les ondes évanescences sont rapidement atténuées.

En champ lointain, l'expression explicite de la pression est obtenue par la méthode de la phase stationnaire. L'observation des spectres en fréquence met en évidence une forte directivité, qui se traduit par un maximum local à une fréquence dépendant de l'angle d'observation. Le taux d'amortissement de la plaque a une influence au niveau de ce maximum, mais n'affecte pas le reste du spectre. Les signaux temporels se présentent sous la forme d'oscillations, qui apparaissent avant le signal du à l'onde sphérique, et dont la pseudo-

fréquence correspond à celle du maximum d'amplitude de la FRF. Ces oscillations proviennent de fronts d'ondes planes qui se forment en champ proche, par interaction entre les ondes de flexion de plaque et le fluide.

La dernière partie a porté sur l'étude de l'influence de l'inertie rotationnelle et du cisaillement, en utilisant le modèle de plaque de Mindlin-Timoshenko. Cela revient à modéliser une plaque plus souple, qui a pour effets principaux d'augmenter l'amplitude des réponses vibratoires, et de diminuer les vitesses de propagation des ondes de plaque. La directivité du rayonnement en champ lointain, qui dépend de la célérité des ondes de flexion, est modifiée en conséquence. L'influence du modèle sur les ondes peut s'observer parfaitement sur les signaux temporels. Dans le cas de l'accélération, le signal débute plus tard avec le modèle de Mindlin-Timoshenko. Les amplitudes sont également différentes, mais les phénomènes dus au couplage avec le fluide restent observables. Dans le cas de la pression rayonnée en champ lointain, la principale différence est la modification de la pseudo-fréquence du signal arrivant avant l'onde sphérique.

Les signaux temporels illustrent les phénomènes vibro-acoustiques transitoires dus à l'interaction entre la plaque et le fluide. Afin de valider les résultats obtenus, une campagne de mesures a été effectuée. La présentation des résultats obtenus fait l'objet du chapitre suivant.

CHAPITRE 3

Etude expérimentale de la réponse vibro-acoustique transitoire d'une plaque rectangulaire

3.1. Introduction

Dans la littérature, les résultats d'expériences en rayonnement acoustique transitoire concernent essentiellement des sources acoustiques de type haut-parleur, ou des salles [98] - [103]. Les excitations structurales ont généralement mené à des mesures exclusivement vibratoires [104] - [109]. La littérature est donc assez pauvre sur les résultats de mesures de bruit rayonné consécutivement à une excitation structurale impulsionnelle. Aussi pour pouvoir comparer nos résultats théoriques avec la réalité, la campagne de mesure présentée dans ce chapitre était une nécessité. Elle offre en plus une base expérimentale de signaux vibro-acoustiques caractérisant les phénomènes de bruits transitoires rayonnés.

Les mesures ont été effectuées en cuve acoustique à l'ISEN de Lille. Elles ont consisté à exciter ponctuellement une plaque en aluminium en contact avec l'eau sur une seule face et à recueillir les réponses temporelles en différents points sur la plaque et dans l'eau.

Après avoir présenté le banc de mesure, nous décrivons des calculs préliminaires réalisés pour estimer la fenêtre temporelle pour laquelle nous pouvons supposer que les ondes réfléchies sur les bords de la plaque ne sont pas arrivées au niveau du capteur. Pour cette fenêtre temporelle, les mesures pourront être comparées aux résultats théoriques obtenus avec le modèle de la plaque infinie présenté au chapitre précédent.

Nous analysons ensuite les signaux mesurés lorsque la plaque est excitée par un marteau de choc. L'acquisition du signal de force permet de comparer les signaux expérimentaux et simulés dans les domaines temporel et fréquentiel pour un effort « normalisé ». Néanmoins, l'excitation par marteau de choc ne permet pas de générer une excitation suffisamment brève pour exciter les fréquences au-dessus de la fréquence critique de la plaque. Nous nous intéressons alors aux signaux générés par l'impact dû à la chute libre d'une bille d'acier. Nous mettons ainsi en évidence les effets du fluide dans la plage de fréquence supérieure à la fréquence critique.

3.2. Présentation de l'expérimentation

Dans cette partie, nous commençons par présenter le banc de mesure. Les paramètres de la plaque testée et du bassin acoustique sont données, puis nous évoquons le matériel d'excitation et le système d'acquisition. Nous décrivons ensuite l'installation générale des différents éléments. Puis, en utilisant la méthode des sources images, nous déterminons les positions des points d'excitation et d'observation qui permettent d'observer des signaux temporels dont la partie initiale n'est pas perturbée par les ondes réfléchies sur les bords de plaque.

3.2.1. Description du banc de mesure

3.2.1.1. Paramètres de la plaque et du bassin acoustique

La structure testée est une plaque isotrope en aluminium, de forme rectangulaire et dont les dimensions sont 153 mm de long, 150 mm de large et 30 mm d'épaisseur. Sa fréquence critique, lorsqu'elle est en contact avec de l'eau, est par conséquent égale à 7.7 kHz d'après la théorie de Love-Kirchhoff, et 9.5 kHz en considérant le modèle de Mindlin-Timoshenko.

Aux quatre coins, la plaque est attachée à des sangles via des anneaux filetés. Le tout est suspendu à un palan (cf. Figure 3-1). Ce système permet de maintenir la plaque horizontale à la surface du bassin acoustique. Celui-ci a pour dimensions 8 m de long, 6 m de large et 7 m de profondeur. Ses parois ne sont ni planes ni perpendiculaires entre elles afin d'éviter la présence de modes acoustiques de cavité trop marqués.

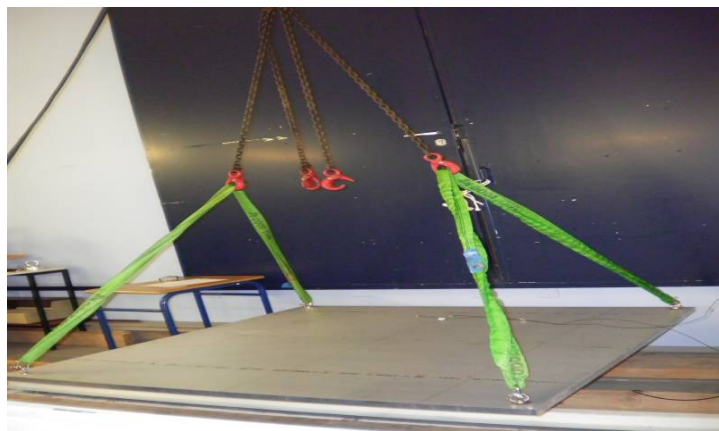


Figure 3-1 : Plaque testée suspendue par des sangles et un palan

3.2.1.2. Moyens d'excitations

Deux types d'excitations transitoires sont utilisés pour cette expérimentation. La première est l'utilisation d'un marteau de choc PCB 086C03 (cf. Figure 3-2). L'embout est en acier, afin de pouvoir générer les fréquences les plus hautes possibles. Il est équipé d'un capteur de force permettant d'acquérir les signaux des impacts, dont l'incertitude sur le voltage est, d'après les données fournis par le constructeur, $\pm 2.2 \%$. La seconde excitation consiste à lâcher une bille sur la plaque depuis une hauteur déterminée. La bille utilisée est en acier inoxydable, et son diamètre est de 20 mm (cf. Figure 3-2). Elle est attachée à un fil, ce qui

permet de la retenir après qu'elle ait rebondi sur la plaque. L'intérêt de cette excitation est que les fréquences sollicitées sont plus hautes qu'avec le marteau. L'inconvénient est que le signal de l'impact n'est pas mesuré.



Figure 3-2 : Marteau de choc (à gauche) et bille en acier inoxydable (à droite) utilisés pour générer les excitations transitoires

3.2.1.3. Acquisition des données

Outre le signal d'impact du marteau, les autres données mesurées sont l'accélération de la plaque et la pression acoustique dans le bassin. La première grandeur est acquise par deux accéléromètres de charge piézoélectriques Brüel & Kjaer 4083, et la seconde par un hydrophone omnidirectionnel ACT P44-A (cf. Figure 3-3). Les incertitudes de mesures de voltage sont de $\pm 2\%$ pour les accéléromètres et $\pm 1\text{ dB}$ (*ref* $1\text{ }\mu\text{Pa}$) pour l'hydrophone. Les données sont transmises à un système d'acquisition à 4 voies, ce qui permet d'obtenir simultanément tous les signaux.



Figure 3-3 : Accéléromètres (à gauche) et hydrophone (à droite) utilisés pour les mesures

3.2.1.4. Installation du système expérimental

La Figure 3-4 schématise l'installation de la plaque à la surface du bassin. La hauteur d'immersion correspond à la moitié de l'épaisseur. Les accéléromètres sont situés sur la surface non immergée de la plaque. L'hydrophone est fixé à un système mobile dans les trois directions, permettant d'effectuer des mesures à différentes distances de l'axe l'excitation et à plusieurs profondeurs.

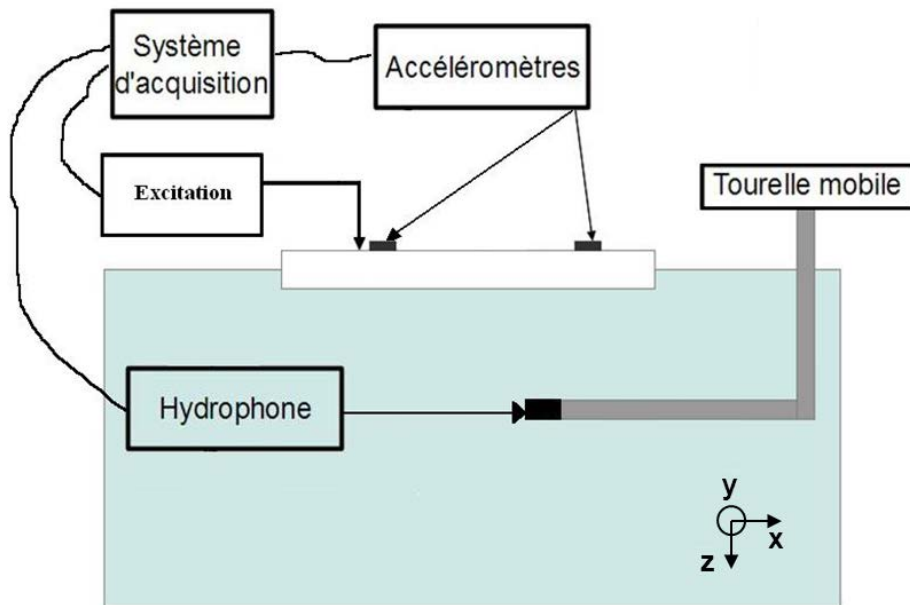


Figure 3-4 : Schéma du banc de mesure

3.2.2. Détermination des positions des points d'excitation et d'observation

La différence entre une plaque infinie et une plaque finie est que sur cette dernière, les ondes vibratoires sont réfléchies sur les bords. Par conséquent, les signaux temporels d'accélération feront apparaître ces réflexions au bout d'un certain temps. La plaque étant un milieu dispersif, des hautes fréquences réfléchies peuvent arriver avant des basses fréquences directes. Dans ce cas les ondes vont se superposer à partir d'un temps t_{lim} , au-delà duquel les signaux expérimentaux ne pourront plus être pertinemment comparés à ceux d'une plaque infinie. Ce temps, dépend non seulement des positions d'excitation et d'observation, mais également de la fréquence maximale générée. En effet, plus celle-ci sera haute, plus t_{lim} sera faible.

Afin d'en obtenir une estimation, nous utilisons la méthode des sources images [110]. Une onde réfléchie sur un bord de la plaque rectangulaire est modélisée par une onde qui se propage sur une plaque infinie, et provient d'une source fictive, dont la position est la symétrique à la source réelle, par rapport au bord de réflexion. Le signal résultant de cette onde réfléchie et de l'onde directe, sera alors équivalent à la superposition des signaux de plaque infinie, provenant de la source réelle et de la source image. La méthode est étendue aux quatre bords, ce qui signifie que 4 signaux images sont modélisés et superposés avec le signal direct. Il est possible de prendre en compte plusieurs réflexions d'affilées, mais nous utilisons cette méthode uniquement pour connaître le temps d'arrivée des premières ondes réfléchies. Par conséquent, nous prendrons en compte uniquement les sources images de la source réelle. Cette approche est théoriquement valide pour des conditions aux limites de la plaque appuyée. Les sources image et réelle sont alors en opposition de phase. Dans notre cas de plaque libre sur ses bords (i.e. suspendu), nous pouvons raisonnablement supposer que l'approche donne un ordre de grandeur correct des temps de trajet des ondes réfléchies. Les points d'excitation et d'observation doivent être suffisamment éloignés pour que l'effet de la dispersion des ondes de flexion puisse être observé. Par ailleurs, pour des raisons pratiques,

liées à l'installation, ces points se situent sur l'axe de symétrie de la plaque. La Figure 3-5 schématise la configuration utilisée, ainsi que les sources images correspondantes.

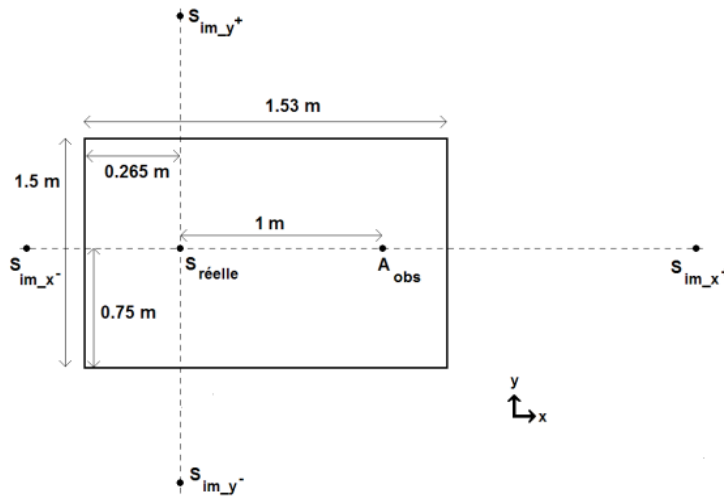


Figure 3-5 : Schéma représentant la plaque testée avec ses dimensions, le point d'excitation $S_{réelle}$, le point d'observation A_{obs} , et les sources images

Sur la Figure 3-6, le signal temporel d'une onde directe de plaque infinie in-vacuo est comparée au signal résultant de quatre sources images. Dans cette configuration, les sources images créées à partir de deux côtés parallèles sont équidistantes au point d'observation. Ainsi, les signaux de ces deux sources images sont identiques. Le temps d'arrivée du premier signal image (noté t_{si} et illustré par un trait vertical), correspond bien au temps à partir duquel les signaux réel et résultant deviennent différents. Pour le cas présenté à la figure 3.7, seules les deux premières oscillations du signal sont alors exploitables, c'est-à-dire pour lesquelles on peut supposer que les effets des limites de la plaque sont négligeables. L'approche présentée dans ce paragraphe sera utilisée par la suite pour définir la fenêtre temporelle d'observation que l'on pourra exploiter pour les comparaisons avec le modèle de plaque infinie.

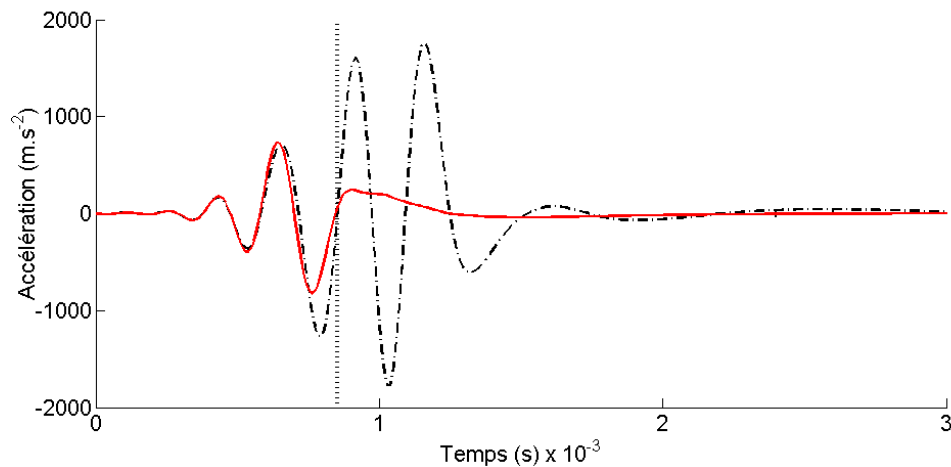


Figure 3-6 : Réponses temporelles d'accélération de plaque in-vacuo ; comparaison des signaux réel (—), et résultant de 4 sources images (---) : $t = t_{si}$

3.3. Excitation au marteau de choc

Nous présentons, dans cette partie, les résultats des mesures effectuées avec une excitation au marteau de choc. Après avoir donné les caractéristiques principales de ce type de mesure, nous décrivons la méthode de comparaison des signaux expérimentaux et issus de simulations numériques. Nous analysons ensuite, à partir des signaux d'accélération vibratoire et de pression rayonnée, les similitudes et les différences entre le modèle de la plaque infinie et la plaque testée.

3.3.1. Mesures au marteau de choc

3.3.1.1. Signal de la force excitatrice

L'utilisation du marteau de choc permet d'appliquer sur la plaque une force excitatrice transitoire dont le signal temporel est enregistré grâce à son capteur de force intégré. Une acquisition synchrone du signal du capteur de force et du signal du capteur d'observation (i.e. accéléromètre ou hydrophone) permet d'en déduire le délai de propagation des ondes, comme illustré par la Figure 3-7.

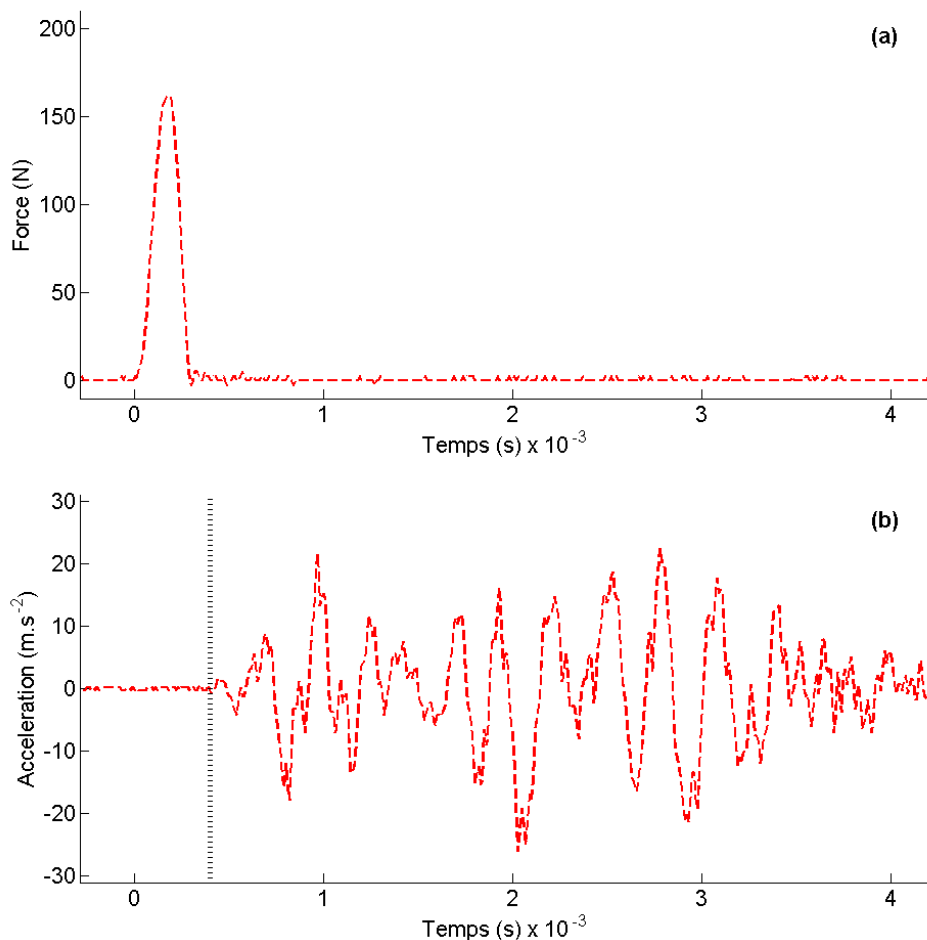


Figure 3-7 : Signaux expérimentaux de force (a), et d'accélération (b), de la plaque en air ;
(... vertical) : $t = t_{G-fl}$

Les signaux ont été acquis dans le domaine temporel. En utilisant une transformée de Fourier, ils peuvent être analysés dans le domaine fréquentiel. Les niveaux par bande tiers d'octave de la force excitatrice sont présentés à la figure 3.9 : l'énergie de l'excitation générée par le marteau se situe essentiellement en basses fréquences. Le niveau est à peu près constant jusqu'à 2 kHz, puis décroît de 15 dB entre 2 et 7 kHz. Au-delà, les niveaux correspondent au bruit de fond de mesure. Le spectre d'accélération vibratoire est affecté de la même manière par cette diminution d'excitation. La fréquence critique de la plaque étant d'environ 9.5 kHz, le marteau de choc, même utilisé avec un embout en métal ne permet pas d'exciter significativement des fréquences au-dessus de celle-ci.

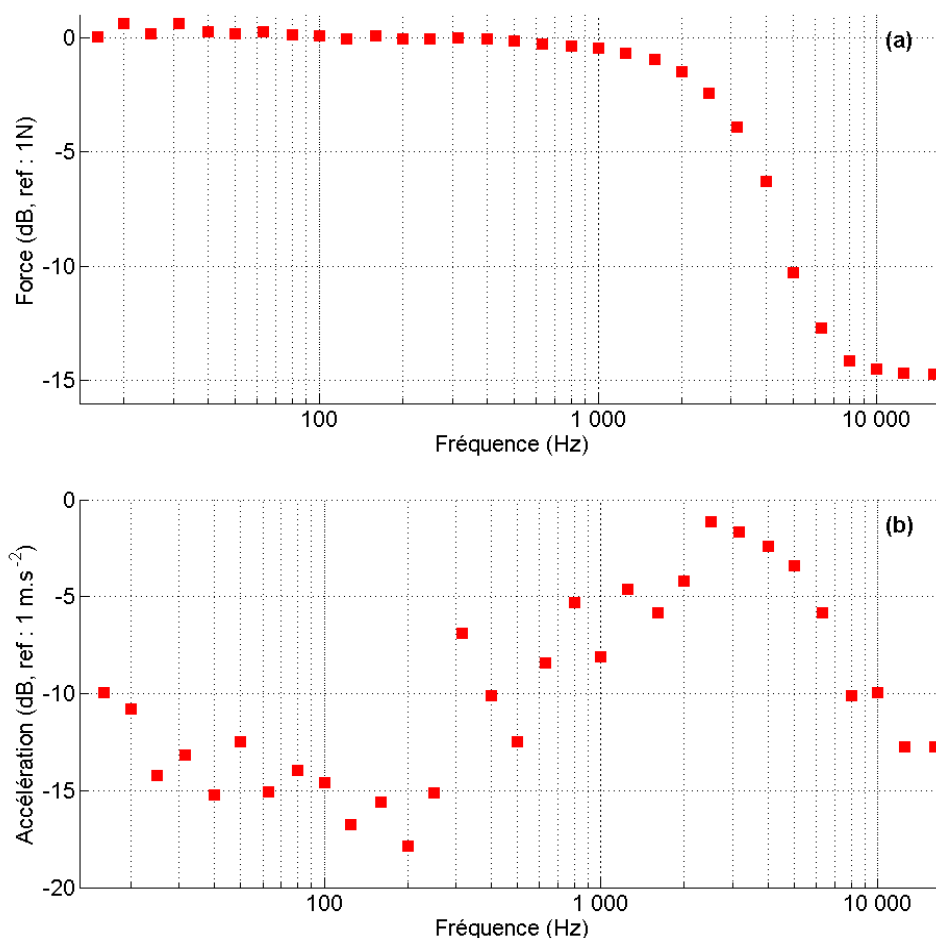


Figure 3-8 : Amplitude des spectres de force (a) et d'accélération (b) obtenus par transformée de Fourier des signaux temporels expérimentaux ; représentation par bande de tiers d'octave

3.3.1.2 Fonctions de transfert en fréquence

Les excitations au marteau de choc permettent d'acquérir simultanément les signaux de force et de réponse (accélération vibratoire ou pression acoustique) de la plaque. Par conséquent, il est possible de calculer les fonctions de transfert entre ces grandeurs.

A partir des signaux temporels expérimentaux de force et de réponse, la fonction de réponse en fréquence (FRF) expérimentale $H_{exp}(\omega)$ est définie par :

$$H_{exp} = \frac{P_{FR}(\omega)}{P_{FF}(\omega)} \quad [3-1]$$

où $P_{FR}(\omega)$ est l'interspectre entre la force et la réponse, et $P_{FF}(\omega)$ est la densité spectrale de puissance du signal d'excitation. Les FRF ont été obtenues en effectuant également une moyenne sur trois mesures.

Afin d'effectuer une validation des mesures d'accélération de la plaque in-vacuo, un accéléromètre est placé à proximité du point d'excitation. La FRF obtenue peut être comparée à la valeur asymptotique de l'admittance d'une plaque infinie. Celle-ci est définie par :

$$A_{pli}(\omega, 0) = \frac{i \cdot F_0 \cdot \omega}{2 \cdot \pi \cdot 8 \cdot \sqrt{\rho_s \cdot h \cdot D}} \quad [3-2]$$

Powell [111] a montré que la moyenne quadratique du spectre de la mobilité d'entrée d'une structure résonnante est équivalente au spectre de mobilité d'une structure infinie (sauf en très basses fréquences). Cette propriété est applicable à l'inertance d'une plaque. La Figure 3-9 montre que le modèle de plaque infinie correspond bien à la moyenne quadratique du spectre expérimental, à partir d'environ 300 Hz.

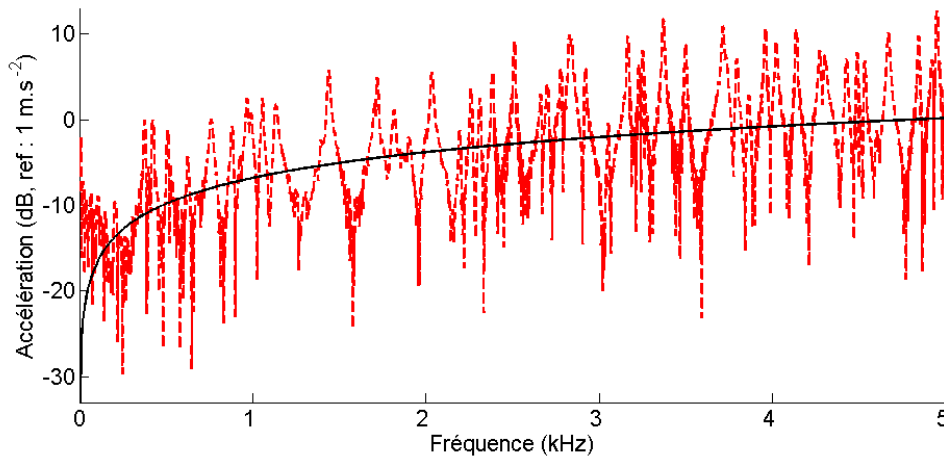


Figure 3-9 : Amplitudes des spectres de la FRF (Accélération/Force) au point d'excitation de la plaque non immergée ; (—) : modèle asymptotique de plaque infinie, (---) : mesures expérimentales

3.3.2. Comparaison des réponses temporelles théoriques et expérimentales

3.3.2.1. Calcul de la réponse temporelle théorique correspondant à l'effort injecté par le marteau de choc

Au chapitre 2, nous avons étudié la réponse impulsionnelle d'une plaque infinie obtenue à partir d'un modèle théorique. Pour comparer les données expérimentales à ce modèle, nous pouvons calculer une réponse impulsionnelle expérimentale à partir des signaux mesurés. Ce calcul présente néanmoins des limites : la force excitatrice est limitée aux basses fréquences et la troncature du spectre en fréquence induit un phénomène de Gibbs. L'utilisation d'un fenêtrage tel qu'il a été appliqué au Chapitre 2 implique une perte d'informations non négligeable.

Une alternative consiste à comparer les réponses temporelles théoriques et expérimentales correspondant à la force appliquée par le marteau de choc. Cette réponse théorique peut être déduite du produit de convolution entre le signal de force expérimental $F_{exp}(t)$, et la réponse impulsionnelle $H_{sim}(t)$ calculée à partir du modèle de plaque infinie. Le résultat obtenu correspond à une réponse temporelle semi-expérimentale noté $R_{s-e}(t)$:

$$R_{s-e}(t) = F_{exp}(t) \otimes H_{sim}(t) \quad [3-3]$$

Elle peut alors être comparée au signal de réponse mesuré directement. Les principaux avantages de cette méthode, sont que la plage de fréquence utilisable n'est pas limitée, et qu'il n'est pas nécessaire d'effectuer un quelconque fenêtrage. En effet, le spectre de l'excitation réelle s'atténue naturellement en hautes fréquences, et la réponse impulsionnelle de plaque infinie peut être calculée sans problème jusqu'à la fréquence maximale mesurable, c'est-à-dire 50 kHz.

3.3.2.2. Comparaison des réponses temporelles d'accélération sur la plaque

- Cas de la plaque en air

La Figure 3-10 compare un signal temporel d'accélération expérimental (l'un de ceux utilisés pour obtenir la FRF), à la réponse semi-expérimentale obtenue par convolution. Comme cette dernière est construite à partir d'une réponse impulsionnelle de plaque infinie, le signal obtenu ne fait pas apparaître d'ondes réfléchies aux bords de la plaque. Celles-ci ne sont visibles que sur le signal mesuré directement, et sont d'amplitude nettement plus faible. Nous observons donc une similarité des réponses uniquement au niveau du premier pic.

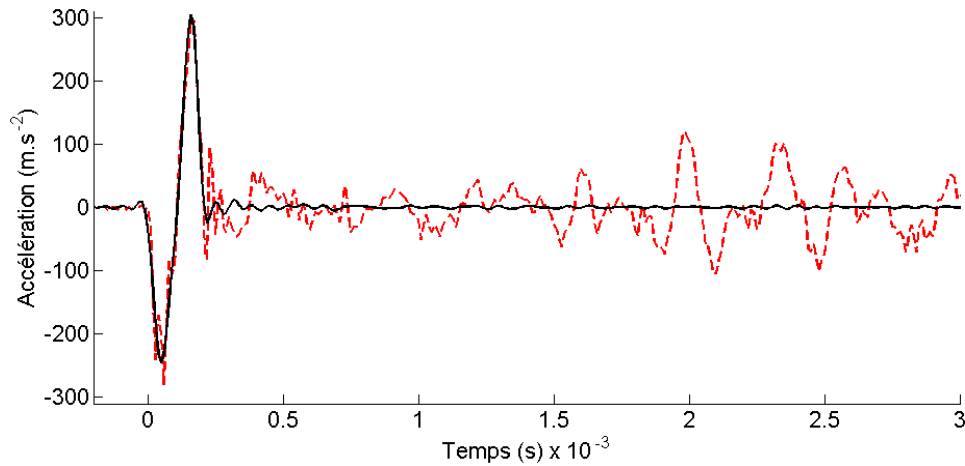


Figure 3-10 : Signaux temporels d'accélération au point d'excitation de la plaque non immergée ; (—) : modèle asymptotique de plaque infinie, (---) : mesure

La Figure 3-11, compare les signaux temporels expérimentaux et semi-expérimentaux d'accélération, à 1 m de l'impact. Les premières oscillations sont similaires lorsque le modèle numérique de Mindlin-Timoshenko est utilisé. Par contre, le modèle de Love Kirchhoff décrit des ondes trop rapides et donne un signal décalé. Nous remarquons également que la divergence entre les signaux de plaque infinie et le signal expérimental débute bien à partir du temps t_{si} , représenté par un trait vertical, obtenu par la méthode des sources images.

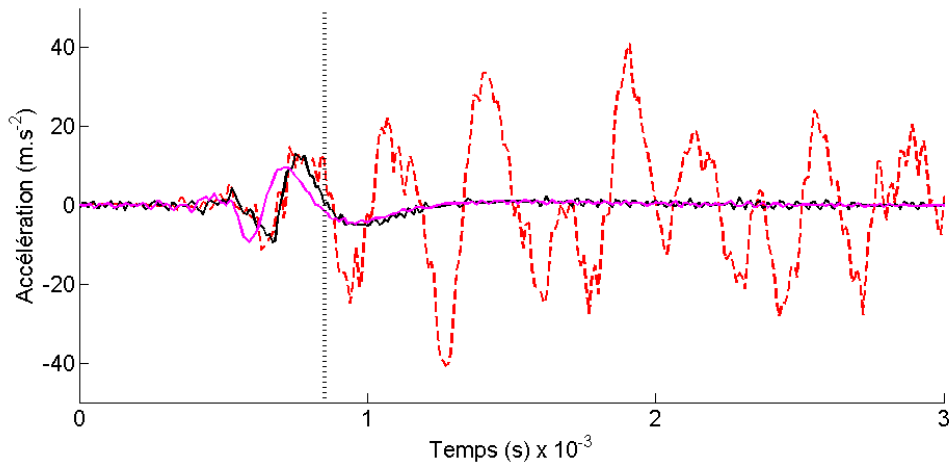


Figure 3-11 : Signaux temporels d'accélération à 1 m de l'excitation de la plaque non immergée ; (—) : modèle de plaque infinie de Love-Kirchhoff, (—) : modèle de plaque infinie de Mindlin-Timoshenko, (---) : mesure; (···) : $t = t_{si}$

- Cas de la plaque en eau

Les fréquences excitées par le marteau de choc étant inférieures à la fréquence critique, l'effet principal apporté par le fluide sur la vibration de la plaque est un effet de masse ajoutée. Dans le chapitre précédent, nous avons expliqué que la masse ajoutée entraîne un

ralentissement des ondes de flexion de plaque. Nous pouvons observer ce phénomène Sur la Figure 3-12. En effet, le temps d'arrivée du signal d'accélération de la plaque en eau (représenté par un trait vertical orange) est supérieur à celui de la plaque en air (trait vertical noir).

Une comparaison est effectuée entre le signal d'accélération expérimental et la réponse obtenue avec le modèle de plaque infinie de Mindlin-Timoshenko, que nous utiliserons dorénavant pour les autres comparaisons. Les similitudes et différences entre les deux signaux sont les mêmes que celles observées pour la plaque en air. Nous pouvons également observer que la forme des pics du signal expérimental est plus « lisse » lorsque la plaque est en contact avec l'eau. Les oscillations présentes sur le signal de plaque en air sont dues aux hautes fréquences faiblement excitées. Lorsque la plaque est en eau, les ondes à ces fréquences sont à priori fortement atténuées car rayonnées en champ lointain.

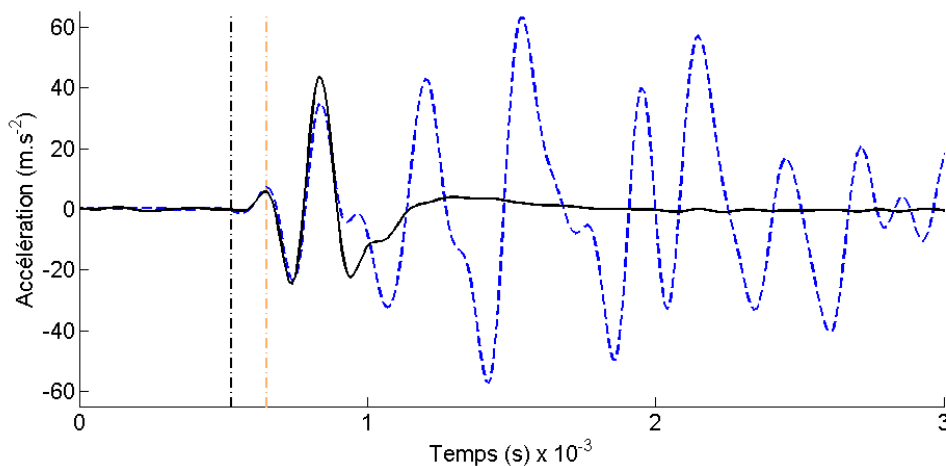


Figure 3-12 : Signaux temporels d'accélération à 1 m de l'excitation de la plaque eau ;
(—) : modèle de plaque infinie de Mindlin-Timoshenko, (---) : mesure

3.3.2.3. Comparaison des réponses temporelles de pression rayonnée dans l'eau

Nous effectuons ici des comparaisons de signaux de pression rayonnée. La profondeur de l'hydrophone étant de 0.7 m, les mesures s'effectuent en champ proche uniquement.

Les signaux temporels expérimentaux et simulés sont comparés sur la Figure 3-13. Les premières amplitudes sont égales, puis les signaux divergent à cause des réflexions sur les bords de la plaque, et du bassin. Dans le chapitre 2, nous avons fait état d'oscillations qui précédaient le pic principal de pression. Dans la configuration testée, la pseudo-fréquence de ces oscillations est 14.5 kHz, c'est à dire nettement supérieure à la fréquence maximale excitée par le marteau (7.5 kHz). Par conséquent, ces oscillations ne sont pas observées, et le signal débute par le pic de pression créé par l'onde sphérique rayonnée directement dans le fluide depuis le point d'excitation.

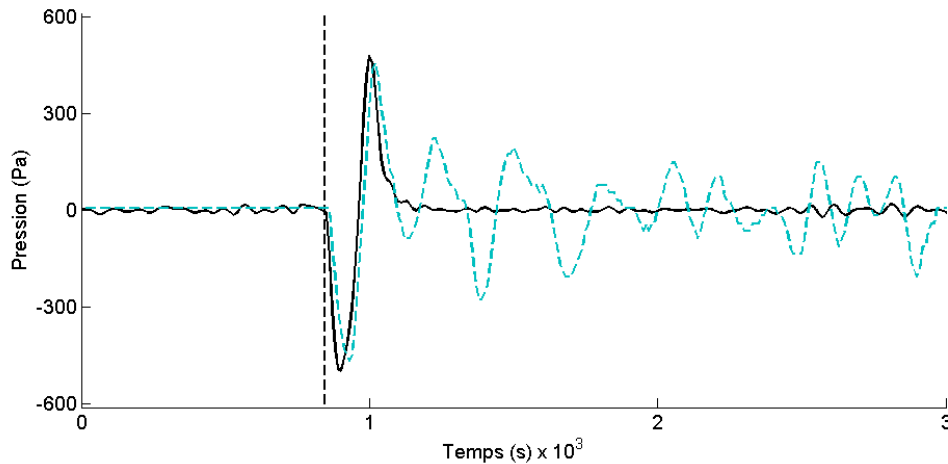


Figure 3-13 : Signaux temporels de pression rayonnée à $r = 1 \text{ m}$ et $z = 0.7 \text{ m}$;
 (—) : modèle de plaque infinie de Mindlin-Timoshenko, (---) : mesure,
 (---) : $t = t_{a_ray}$

3.4. Excitation par chute d'une bille : observation des phénomènes en hautes fréquences

L'étude des signaux mesurés après un impact de bille fait l'objet de cette partie. Nous commençons par expliquer les avantages et les inconvénients de cette excitation par rapport au marteau de choc. L'analyse des signaux mesurés consiste ici à observer les phénomènes qui se produisent à des fréquences supérieures à la fréquence critique. Les comparaisons avec les modèles de plaque infinie ne sont que relatives, car il n'est pas possible d'obtenir des fonctions de transfert expérimentales. A travers les signaux mesurés, nous mettons en évidence l'influence du fluide sur la réponse vibratoire de la plaque, ainsi que l'influence des ondes de flexion sur le rayonnement acoustique en champ proche.

3.4.1. Caractéristiques de l'excitation

3.4.1.1. Avantages par rapport au marteau

La bille est lâchée depuis une hauteur de 5 cm. Etant donné qu'il s'agit d'une chute libre sans vitesse initiale, l'excitation générée ne dépend pas, à priori, de facteurs humains. La répétitivité des mesures est par conséquent élevée, ce qui permet de comparer entre eux les signaux enregistrés.

Mais l'avantage principal de la bille par rapport au marteau est l'élargissement de la plage de fréquences excitées par le choc. La Figure 3-14 compare les amplitudes des spectres d'accélération obtenus par les deux types d'excitations. A partir de 3 kHz, le niveau généré par la bille est nettement supérieur à celui du marteau.

Le niveau vibratoire reste nettement au-dessus du bruit de fond vibratoire jusqu'à environ 15 kHz, c'est-à-dire pour des fréquences au-dessus de la fréquence critique de la plaque en

eau. Il est donc possible d'observer des phénomènes avec ce type d'excitation qui n'étaient pas visibles dans le cas d'une excitation au marteau.

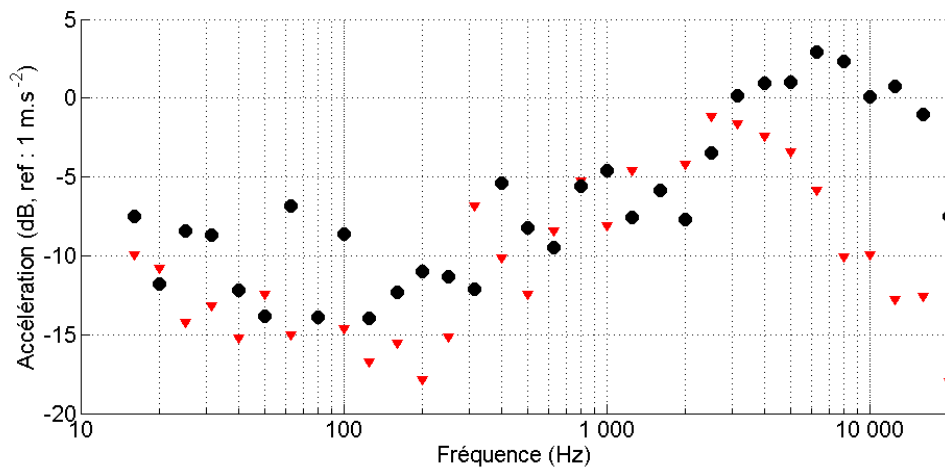


Figure 3-14 : Comparaison des niveaux d'amplitude des spectres expérimentaux (par bande de tiers d'octave) d'accélération de la plaque en air à 1 m de l'excitation ; (▼) : impact du marteau, (●) : impact de la bille

3.4.1.2. Inconvénients par rapport au marteau

Le principal inconvénient de la bille est l'absence de mesure du signal de force. L'utilisation de cette excitation ne permet pas d'obtenir les fonctions de transfert vibro-acoustique. La comparaison avec des résultats numériques n'est donc pas possible en absolue. Cependant, il est possible de retrouver des phénomènes en étudiant les formes relatives des signaux.

Lorsque le marteau est utilisé, le signal du capteur de force fait office de déclencheur de l'acquisition : le temps $t = 0$ correspond au début du front montant du pic de force généré par l'impact. La causalité des signaux d'accélération et de pression est alors respectée. Afin qu'il en soit de même avec la bille, il est nécessaire de mesurer un signal dont l'amplitude est suffisamment élevée à l'instant de l'impact. Pour ce faire, nous avons placé un accéléromètre juste à côté du point d'excitation (cf. Figure 3-15). Nous pouvons considérer que la réponse vibratoire débute alors au même instant que le choc, et ce à l'instant $t = 0$. Les autres signaux sont alors causaux.

Une autre particularité de l'excitation est que les rebonds de la bille sur la plaque ne peuvent pas être évités. Par conséquent, il est nécessaire de vérifier que l'intervalle de temps entre l'impact initial et le premier rebond soit suffisant pour que les signaux temporels puissent atteindre une amplitude négligeable. La Figure 3-16 montre que l'atténuation est suffisante à l'instant du second impact. Lors de l'utilisation la transformée de Fourier pour obtenir les spectres de réponse, le signal est tronqué avant le rebond.

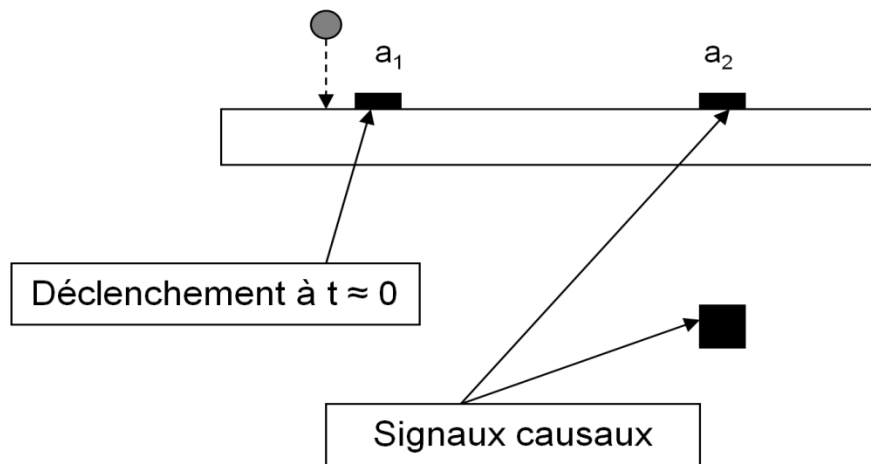


Figure 3-15 : Schéma du positionnement des accéléromètres permettant d'obtenir des signaux synchrones lors de l'utilisation de la bille

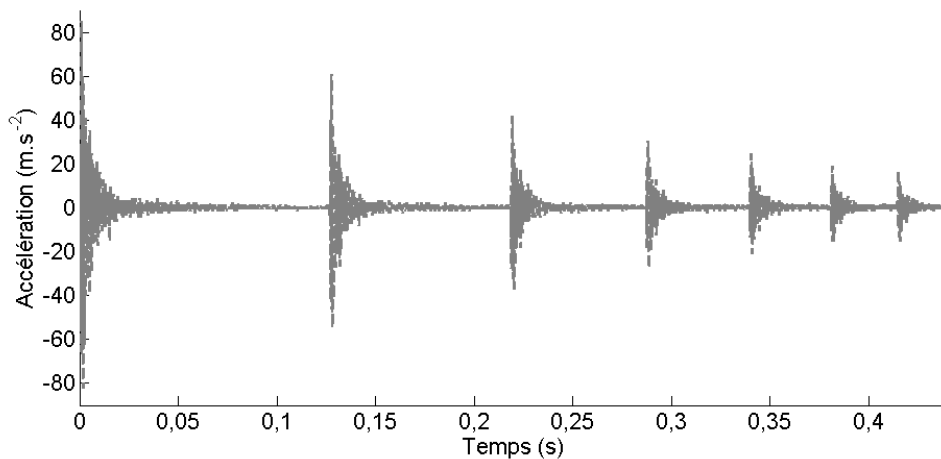


Figure 3-16 : Observation des rebonds de la bille ; signal temporel d'accélération à 1 m de l'excitation de la plaque en eau

3.4.2. Observation de l'influence du fluide sur l'accélération vibratoire

3.4.2.1. Accélération au point d'excitation

Lorsque l'accéléromètre est placé à proximité du point d'excitation, nous avons observé, sur la Figure 3-10, que les pics initiaux d'accélération de la plaque en air avaient des amplitudes nettement plus élevées que celles des ondes réfléchies, mais que celles-ci restaient néanmoins visibles. Si la plaque est en contact avec l'eau, elles sont nettement plus atténuées comme le montre la Figure 3-17. Cette différence est due au fait qu'aux fréquences excitées ici, qui sont supérieures à la fréquence critique, les ondes sont fortement rayonnées dans l'eau. Par ailleurs, nous observons que l'amplitude des pics initiaux n'est que légèrement plus faible lorsque la plaque est en contact avec l'eau. Nous pouvons donc en conclure que les excitations expérimentales pour la plaque en air et en eau sont bien similaires.

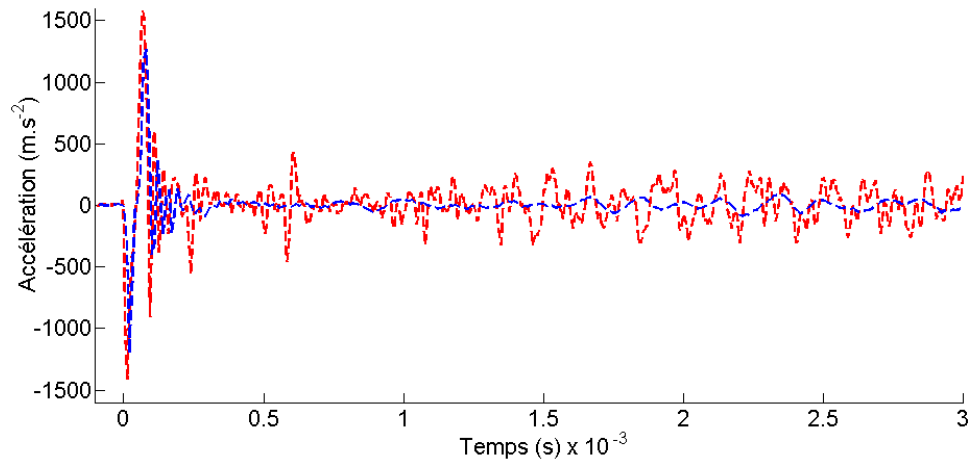


Figure 3-17 : Signaux temporels expérimentaux d'accélération au point d'excitation ; impact de la bille ; (---) : plaque en air, (---) : plaque en eau

3.4.2.2. Accélération à 1 m de l'excitation

Nous étudions dans cette section les signaux d'accélération à 1 m du point d'excitation, enregistrés lors de la même mesure que les signaux présentés au paragraphe précédent. La Figure 3-18 compare les spectres d'accélération obtenus dans les deux cas. Jusqu'à 3 kHz les niveaux sont semblables. Entre 3 et 10 kHz, une différence apparaît, et semble correspondre au léger rayonnement des ondes dû au couplage avec le fluide en dessous de la fréquence critique, discuté au chapitre 2. En effet, l'air étant un fluide nettement moins dense que l'eau, le couplage avec la plaque est plus faible. Le comportement vibratoire de la plaque en air est donc assimilable à celui d'une plaque in-vacuo. Au-delà de 10 kHz, c'est-à-dire au-dessus de la fréquence critique (modèle de Mindlin-Timoshenko), le niveau d'accélération de la plaque en eau chute rapidement, et la différence avec la plaque en air s'amplifie. C'est l'effet du rayonnement des ondes dans le fluide lourd qui est alors mis en évidence.

Les signaux temporels sont comparés sur la Figure 3-19. Le signal débute plus tôt dans le cas de la plaque en air. Il s'agit des hautes fréquences qui se propagent plus rapidement, et qui n'apparaissent pas lorsque la plaque est en eau puisqu'elles sont rayonnées dans l'eau. Nous observons également la différence entre les pics « lisses » du signal de plaque en eau et ceux de la plaque en air, tels que discutés au paragraphe 3.3.2.2. A noter que même si des fréquences excitées sont supérieures à la fréquence critique, le couplage des ondes de flexion avec l'onde de Scholte mis en évidence dans le Chapitre 2, n'est pas visible. En effet, dans le cas où le signal était obtenu à 5 m de l'excitation, la dispersion des ondes permettait au signal temporel d'être plus « étalé ». Ici, la distance n'est pas suffisante.

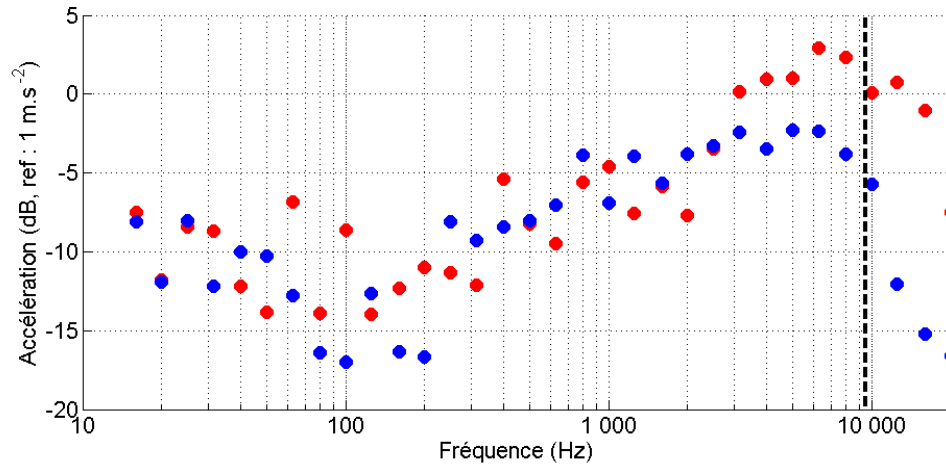


Figure 3-18 : Comparaison des niveaux d'amplitude des spectres expérimentaux (par bande de tiers d'octave) d'accélération de la plaque à 1 m du point d'excitation ; impact de la bille ;
 (●) : plaque en air, (●) : plaque en eau, (---) : $f = f_{c_mt}$

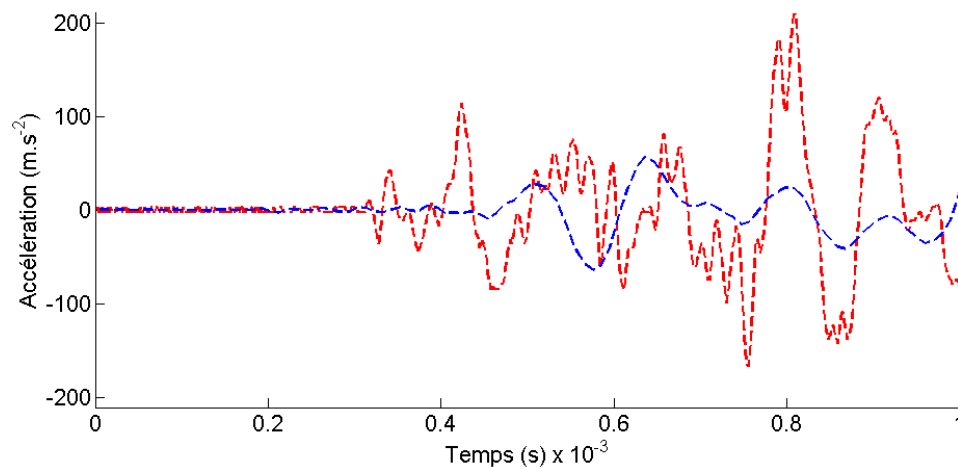


Figure 3-19 : Signaux temporels expérimentaux d'accélération à 1 m du point d'excitation ; impact de la bille ; (---) : plaque en air, (---) : plaque en eau

3.4.3. Observation de l'influence des ondes de plaque sur le rayonnement acoustique

Nous analysons ici les signaux temporels de pression mesurée à différentes profondeurs. Dans tous les cas, la distance de l'hydrophone par rapport à l'axe d'impact est de 1 m, comme avec le marteau.

Lorsque le point de mesure est situé à 3 cm de la plaque, la forme du signal temporel de pression est similaire à celle de l'accélération mesurée sur le même axe vertical. Ce phénomène, apparaissant en champ proche, a été mis en évidence dans le Chapitre 2 à travers l'étude de la pression pariétale. Nous observons également que les ondes arrivent avant le temps t_{a_ray} . Ce sont donc bien les fréquences supersoniques qui contribuent au début des signaux.

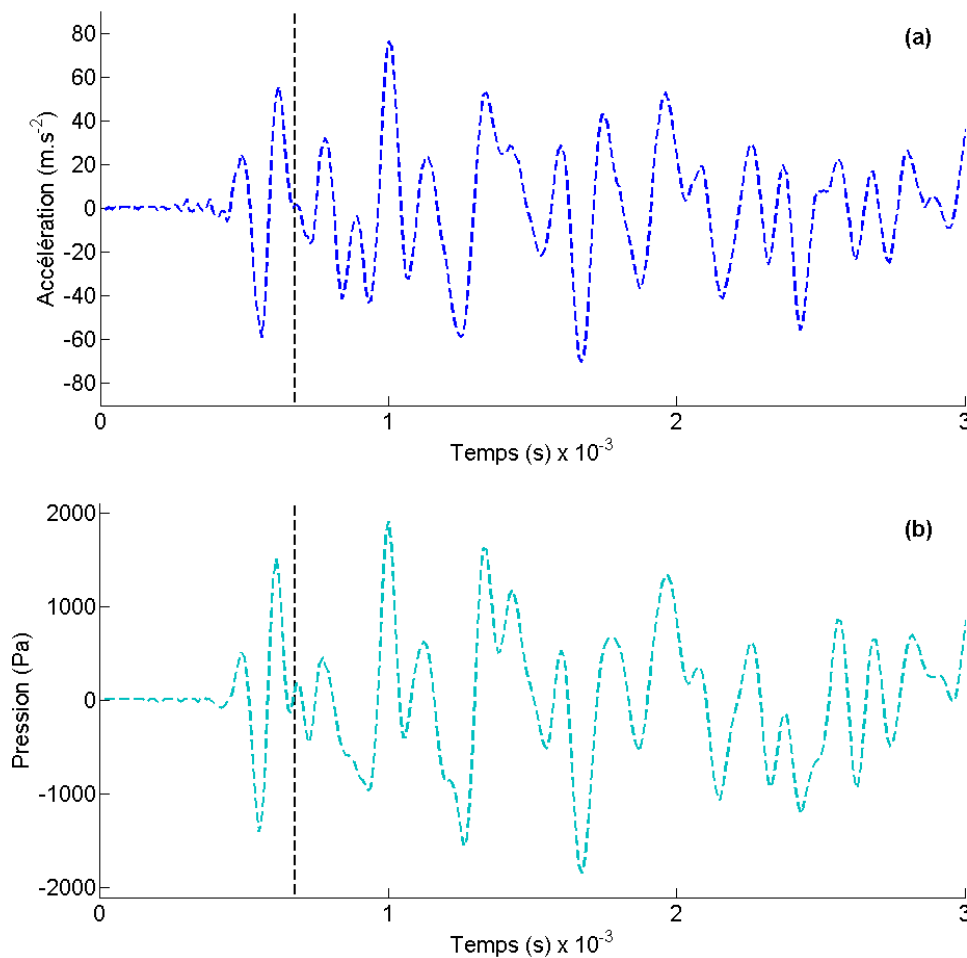


Figure 3-20 : Signaux temporels expérimentaux ; impact de la bille ; (a) : accélération à $r = 1\text{ m}$, (b) : pression rayonnée à $r = 1\text{ m}$ et $z = 0.03\text{ m}$; (---) : $t = t_{a_ray}$

Lorsque la profondeur est de 0.7 m (cf. Figure 3-21), le signal de pression comporte un pic de forte amplitude, qui est dû à l'onde sphérique rayonnée directement depuis l'excitation. Ce pic est précédé d'oscillations qui confirment la formation d'un front d'onde qui précède l'onde sphérique. Le nombre réduit d'oscillations est dû au fait que le point d'observation est situé en champ proche, et que le front d'onde, tel qu'il serait observable en champ lointain,

n'est pas totalement formé. Il est également difficile d'identifier une pseudo-fréquence d'oscillation, qui pourrait correspondre à un angle de rayonnement, telle que nous l'avons montré au Chapitre précédent (paragraphe 2.5.2.3). Néanmoins, nous pouvons observer qu'il y a deux d'oscillations significatives qui arrivent avant le temps t_{a_ray} , et que ce nombre se retrouve sur la réponse temporelle calculée à partir du modèle de plaque infinie (cf. Figure 3-22).

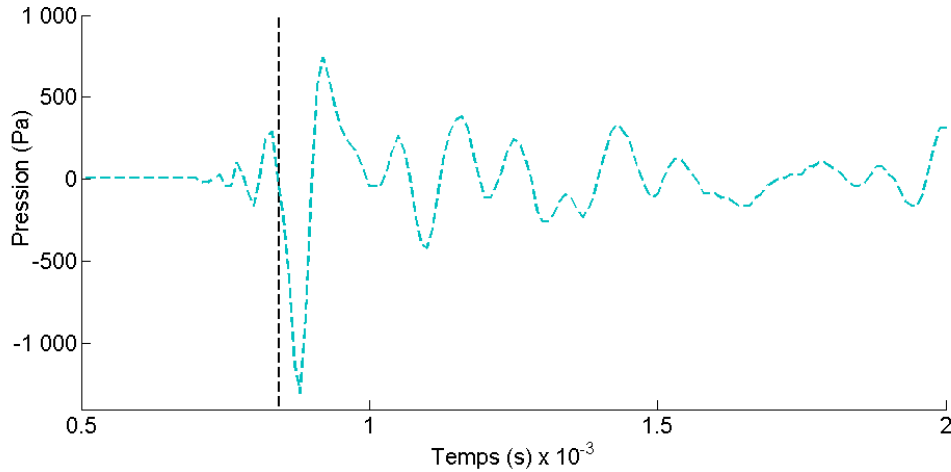


Figure 3-21 : Signal temporel expérimental de pression rayonnée à $r = 1\text{ m}$ et $z = 0.7\text{ m}$; impact de la bille ; (---) : $t = t_{a_ray}$

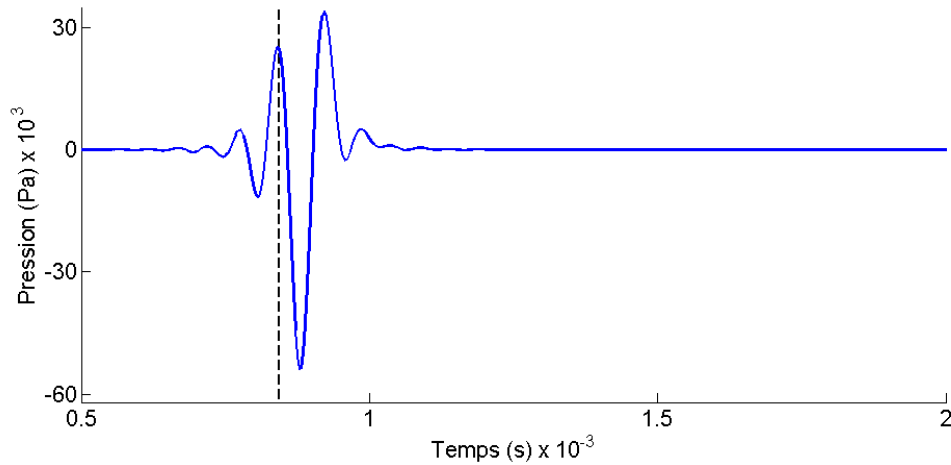


Figure 3-22 : Réponse impulsionnelle de pression rayonnée par la plaque infinie (modèle de Mindlin-Timoshenko) à $r = 1\text{ m}$ et $z = 0.7\text{ m}$; (---) : $t = t_{a_ray}$

3.5. Conclusion du chapitre

Dans ce troisième chapitre, nous avons présenté le déroulement et les résultats de mesures de réponse vibro-acoustique d'une plaque rectangulaire, excitée par des sources transitoires. Ces mesures ont été réalisées à l'ISEN de Lille. Afin d'obtenir des signaux dont les premières oscillations peuvent correspondre à celles observées sur une plaque infinie, le positionnement des points d'excitation et de réponse doivent être tels que les ondes réfléchies sur les bords de plaque apparaissent sur le signal le plus tard possible. Le choix de ces positions s'est fait à partir d'une estimation de la réponse temporelle de la plaque rectangulaire en utilisant la méthode des sources images.

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés aux signaux obtenus lorsque la plaque est excitée par un marteau de choc. La présence du capteur de force intégré au marteau permet d'acquérir le signal d'excitation ce qui nous a permis de calculer une réponse temporelle théorique à l'excitation par marteau de choc par convolution du signal de la force avec la réponse impulsionnelle du modèle plaque infinie. Les comparaisons théorie-expérience ont été effectuées sur cette quantité. Nous avons constaté que le modèle de plaque infinie de Love-Kirchhoff donne des signaux d'accélération décalés dans le temps par rapport à l'expérimentation. Le modèle de Mindlin-Timoshenko décrit plus précisément les premières oscillations (temps d'arrivée, amplitude). La taille limitée de la plaque n'a pas permis de mettre en évidence l'effet de dispersion des ondes de flexion. Seules les premières oscillations ne sont pas perturbées par les réflexions sur les bords de la plaque, ce qui n'est pas suffisant pour montrer que la période des pseudo-oscillations augmente progressivement. La comparaison des signaux d'accélération de plaque en eau et en air a permis de mettre en évidence le ralentissement des ondes de flexion dû à la masse ajoutée du fluide. Concernant les signaux de la pression rayonnée dans l'eau, nous avons observé un pic qui n'est pas précédé d'oscillations. L'absence de celles-ci s'explique par le fait que la fréquence de ces oscillations est supérieure à la fréquence maximale excitée par le marteau.

Dans un second temps, nous nous sommes intéressés à une excitation par chute d'une bille. Les fréquences maximales générées sont nettement plus hautes qu'avec le marteau car le choc est plus dur. L'absence de capteur de force empêche cependant de mesurer les fonctions de transfert. L'analyse des signaux se concentre sur les phénomènes qui peuvent apparaître du fait que des fréquences au-dessus de la fréquence critique de la plaque sont excitées. L'observation des spectres d'accélération illustre bien la diminution d'amplitude vibratoire due au rayonnement pour les fréquences au-dessus de la fréquence critique. Cet effet est également visible sur les signaux temporels : dans le cas de la plaque en air, des ondes de hautes fréquences apparaissent en début de signal, et ne sont pas visibles lorsque la plaque est en eau, puisqu'elles sont rayonnées. Pour un point très proche de la plaque, les formes des signaux de pression et d'accélération sont similaires. Ils débutent avant le temps que met une onde acoustique à arriver au point de mesure, confirmant ainsi que les ondes de flexion supersoniques sont très influentes. Lorsque le point d'observation est éloigné de la plaque, un pic principal est précédé par des oscillations, comme nous avons pu le mettre en évidence avec le modèle théorique de la plaque infinie. Ces oscillations sont là-encore dues aux ondes de flexion supersoniques.

CHAPITRE 4

Analyse de la réponse vibro-acoustique transitoire d'une plaque infinie raidie périodiquement

4.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous étudions la réponse vibro-acoustique transitoire d'une plaque infinie raidie périodiquement. L'objectif est d'étudier l'effet des raidisseurs sur les signaux temporels de la pression rayonnée.

Après avoir présenté le système étudié et les équations qui régissent le mouvement de la plaque couplée aux raidisseurs, nous proposons la résolution du problème dans l'espace fréquence-nombre d'onde. Nous décrivons ensuite la méthode numérique qui permet d'identifier les ondes de Bloch-Floquet qui apparaissent du fait de l'ajout de raidisseurs périodiques sur la plaque. L'influence de ces ondes sur la réponse vibro-acoustique est mise en évidence, d'abord dans le domaine fréquentiel, puis dans le domaine temporel.

Ces études sont effectuées d'abord en considérant une force d'excitation linéique, ce qui permet de réduire les calculs à 2 dimensions. Nous généralisons par la suite l'étude en 3 dimensions, en étudiant le cas d'une excitation ponctuelle.

La dernière partie de ce chapitre est consacrée à l'analyse de signaux expérimentaux obtenus à partir d'excitations de la coque d'une barge d'essai immergée. Nous comparons alors les résultats numériques, aux réponses expérimentales provenant d'une structure industrielle immergée.

4.2. Formulation mathématiques du problème

Nous présentons ici les caractéristiques du système étudié, ainsi que les équations du mouvement de la plaque raidie. Les expressions du déplacement vibratoire et de la pression rayonnée en champ lointain sont également données.

4.2.1. Présentation du système

Pour les applications numériques, nous considérons une plaque infinie en acier de 3 cm d'épaisseur. Le matériau correspond à celui de la barge utilisée pour les mesures présentées à la fin de ce chapitre. Ce changement du matériau par rapport aux chapitres précédents ne modifie pas sensiblement les phénomènes dus à la dispersion. En effet, le rapport E/ρ_s ainsi que le coefficient de Poisson varient peu entre les deux matériaux. Pour une même épaisseur,

les célérités des ondes de flexion ainsi que les fréquences critiques sont donc proches (9486 Hz pour l'aluminium et 9129 Hz pour l'acier, avec le modèle de Mindlin-Timoshenko). La plaque est couplée à des raidisseurs de longueur infinie, parallèles à l'axe y . Nous considérons dans ce chapitre des raidisseurs en forme de « T » composés d'une âme, perpendiculaire à la plaque, et d'une semelle, perpendiculaire à l'âme (cf. Figure 4-1). Les raidisseurs sont isotropes, et de matériau est identique à celui de la plaque. Le Tableau 4-1 récapitule les paramètres par défauts du système.

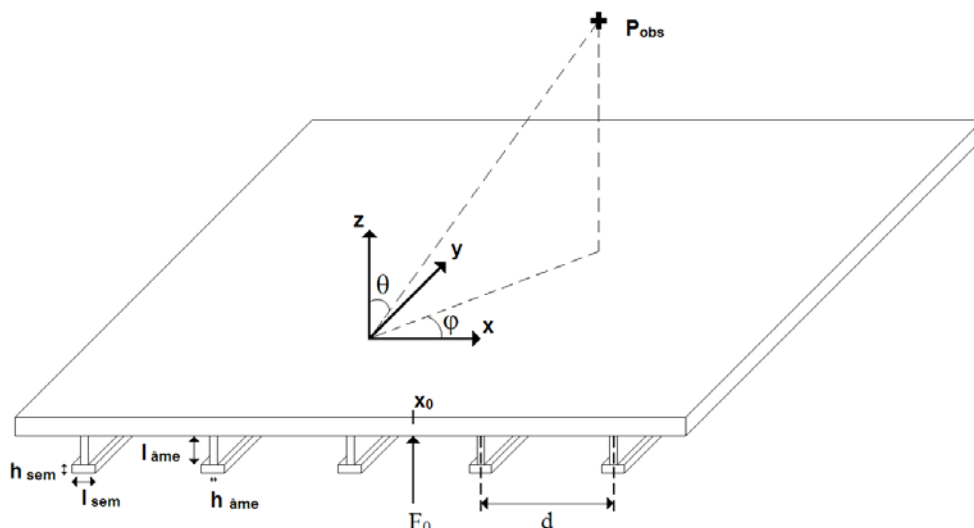


Figure 4-1 : Schéma représentant le modèle de plaque infinie raidie périodiquement

Paramètre	Notation	Valeur	Unité
Plaque infinie			
Epaisseur	h	0.03	m
Module d'Young	E	210	Gpa
Coefficient de Poisson	ν	0.3	Pas d'unité
Densité volumique	ρ_s	7800	kg/m ³
Raidisseurs			
Longueur de l'âme	$L_{\text{âme}}$	0.2	m
Epaisseur de l'âme	$h_{\text{âme}}$	0.001	m
Longueur de la semelle	L_{sem}	0.01	m
Epaisseur de la semelle	h_{sem}	0.05	m
Espacement entre les raidisseurs	d	0.6	m
Densité volumique	ρ_{rd}	7800	kg/m ³
Module d'Young	E_{rd}	210	Gpa
Coefficient de Poisson	ν	0.3	Pas d'unité
Milieu fluide (eau)			
Densité volumique	ρ_0	1000	kg/m ³
Célérité du son	c_0	1500	m/s

Tableau 4-1 : Paramètres par défaut de la plaque infinie, des raidisseurs et du fluide

4.2.2. Prise en compte des raidisseurs dans la résolution mathématique

Lorsque la plaque vibre, elle exerce une force F_{rd} et un moment M_{rd} sur les raidisseurs. Par soucis de simplicité, ceux-ci sont modélisés par des poutres vibrant en flexion et en torsion. Leur contribution à l'équation de mouvement du système s'écrit alors [39], [87] :

$$\begin{aligned}
 & D \nabla^4 w_{pli}(x, y, t) + \rho_s h (-1 + (S + I) \nabla^2) \frac{\partial^2 w_{pli}}{\partial t^2}(x, y, t) \\
 & + I S \frac{(\rho_s h)^2}{D} \frac{\partial^4 w_{pli}}{\partial t^4}(x, y, t) + \beta \frac{\partial w_{pli}}{\partial t}(x, y, t) \\
 & = \left(1 - S \nabla^2 - I S \frac{\rho_s h}{D} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \left(F(x, y, t) - p(x, y, 0, t) - \sum_{n \in \mathbb{Z}} F_n(y, t) \delta(x - x_n) \right. \\
 & \quad \left. + \sum_{n \in \mathbb{Z}} M_n(y, t) \delta'(x_n) \right) \quad [4-1]
 \end{aligned}$$

La force F_n exercée sur le raidisseur n , situé sur la ligne $x = x_n$ provoque un mouvement de flexion décrit par l'équation des poutres de Timoshenko [15], prenant en compte le cisaillement :

$$\begin{aligned}
 & E_{rd} I_{rd} \nabla^4 w_{rd}(y, t) + \rho_{rd} S_s \left(1 - \left(S_{rd} - \frac{I_{rd}}{S_0} \right) \nabla^2 \right) \frac{\partial^2 w_{rd}}{\partial t^2}(y, t) \\
 & + (\rho_{rd})^2 I_{rd} \frac{S_{rd}}{E_{rd} I_{rd}} \frac{\partial^4 w_{rd}}{\partial t^4}(y, t) \\
 & = \left(1 - S_{rd} \nabla^2 + I_{rd} S_{rd} \frac{\rho_{rd} S_s}{E_{rd} I_{rd}} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) F_n(y, t) \quad [4-2]
 \end{aligned}$$

où E_{rd} , ρ_{rd} , S_s et I_{rd} sont respectivement le module d'Young, la densité, la surface de section et l'inertie rotationnelle du raidisseur par rapport à l'axe x . Le terme de cisaillement S_{rd} est défini par :

$$S_{rd} = \frac{12 E_{rd} I_{rd}}{G_{rd} S_s \pi^2} \quad [4-3]$$

Le mouvement de torsion du raidisseur est quant à lui décrit par l'équation :

$$-G_{rd} J_{rd} \frac{\partial^2 \alpha_{rd}}{\partial y^2}(y, t) + \rho_{rd} I_0 \frac{\partial^2 \alpha_{rd}}{\partial t^2}(y, t) = M(y, t) \quad [4-4]$$

où α_{rd} décrit l'angle de torsion du raidisseur, et J_{rd} et I_0 sont respectivement la constante de torsion et l'inertie de torsion. A partir des relations de continuité aux interfaces plaque-raideur et en insérant les équations de mouvement du raidisseur [4-2] et [4-4] dans celle de la plaque [4-1], puis en appliquant les transformées de Fourier temporelle et spatiale 2D (voir les références [39] et [87]), nous obtenons une équation analytique des déplacements de la plaque dans les nombres d'onde :

$$\tilde{W}_{prd}(k_x, k_y) = \tilde{W}_{pli}(k_x, k_y) \Gamma(k_x, k_y) \quad [4-5]$$

où $\tilde{W}_{pli}$ est le déplacement de la plaque infinie non raidie, dont l'expression est analogue à celle donnée au Chapitre 2, avec $\gamma = k_x^2 + k_y^2$, et Γ est un terme qui représente l'effet des raidisseurs :

$$\Gamma(k_x, k_y) = \frac{1}{Den\Gamma} \left[A_{rd} Z_{rd} S_1 (S_1 - \hat{S}_1) - (1 + A_{rd} S_2) [1 + Z_{rd} (S_0 - \hat{S}_0)] - k_x A_{rd} [Z_{rd} (\hat{S}_0 S_1 - \hat{S}_1 S_0) - \hat{S}_1] \right] \quad [4-6]$$

où :

$$Den\Gamma(k_x, k_y) = A_{rd} Z_{rd} - (1 + A_{rd} S_2)(1 + Z_{rd} S_0) \quad [4-7]$$

Cette expression fait apparaître l'impédance de torsion de poutre A_{rd} et l'impédance de flexion de poutre Z_{rd} , définies par :

$$\begin{cases} A_{rd}(k_y) = \frac{1}{d} (G_{rd} I_{rd} k_y^2 - \omega^2 \rho_{rd} I_0) \\ Z_{rd}(k_y) = \frac{1}{d} \left(\frac{E_{rd} I_{rd} k_y^4 - \omega^2 \rho_{rd} (S_s + (I_{rd} + S_s S_{rd}) k_y^2 + \omega^2 \rho_{rd} \frac{S_{rd}}{E_{rd}})}{1 - S_{rd} k_y^2 + \rho_{rd} \frac{S_s}{E_{rd}} \omega^2} \right) \end{cases} \quad [4-8]$$

et :

$$\begin{cases} S_m = \sum_{n=-N}^{n=+N} \frac{\left(k_x + \frac{2\pi n}{d}\right)^m}{-i \left[Z_{p_mt} \left(k_x + \frac{2\pi n}{d}, k_y\right) + Z_a \left(k_x + \frac{2\pi n}{d}, k_y\right) \right]} \\ \hat{S}_m = \sum_{n=-N}^{n=+N} \frac{\left(k_x + \frac{2\pi n}{d}\right)^m e^{-i \frac{2\pi n}{d} x_0}}{-i \left[Z_{p_mt} \left(k_x + \frac{2\pi n}{d}, k_y\right) + Z_a \left(k_x + \frac{2\pi n}{d}, k_y\right) \right]} \end{cases} \quad [4-9]$$

où Z_{p_mt} est l'impédance de plaque de Mindlin-Timoshenko et Z_a est l'impédance acoustique (cf. Chapitre 2). Comme dans le cas de la plaque non raidie, l'expression de la pression rayonnée en champ lointain est obtenue par la méthode de la phase stationnaire. Etant donné que le système est non axisymétrique, la pression s'écrit en fonction des trois coordonnées sphériques (cf. Figure 4-1) :

$$P(R, \theta) = \frac{-\rho_0 \omega^2 \tilde{W}_{pli}(k_0 \sin(\theta) \cos(\varphi), k_0 \sin(\varphi) \cos(\theta)) e^{i k_0 R}}{R} \quad [4-10]$$

4.3. Réponse de la plaque à une excitation linéique

Nous étudions ici le comportement de la plaque excitée par une force impulsionnelle linéique. La force est appliquée uniformément le long de la ligne $x = x_0$. Par conséquent, les réponses de la plaque seront indépendantes de la coordonnée y , et le problème se réduit à un problème à 2 dimensions. Les déplacements de la plaque sont obtenus en reprenant les expressions précédentes, en posant $k_y = 0$.

4.3.1. Identification des ondes de Bloch-Floquet

Les ondes de Bloch-Floquet proviennent de la présence de raidisseurs. Ce sont des ondes propagatives, caractérisées par un couple de (k_x^{BF}, k_y^{BF}) . Ces valeurs sont solution de l'équation de dispersion du système conservatif [37]. Elles peuvent être déterminées en annulant le dénominateur de l'expression des déplacements dans les nombres d'onde, (i.e. $Den\Gamma = 0$). Le système est conservatif si on néglige les termes d'amortissement structural ($\xi = 0$), et la dissipation par rayonnement ($\Re(Z_a) = 0$).

L'expression des termes S_m montre que ceux-ci sont périodiques selon k_x , de période $\frac{2\pi}{d}$. Ils sont également pairs selon k_x , et par conséquent, les nombres d'onde de Bloch-Floquet peuvent être cherchés pour $k_x \in \left[0, \frac{\pi}{d}\right]$.

La méthode numérique que nous utilisons pour identifier ces ondes a été proposée par Maxit et Denis [41]. Elle consiste à fixer une fréquence et une valeur de k_y , et à calculer l'amplitude de $Den\Gamma$ en fonction de k_x . Lorsque celle-ci est inférieure à une limite ϵ fixée arbitrairement, nous considérons qu'une onde de Bloch-Floquet est présente. Nous choisissons de travailler, pour ce chapitre, avec la limite $\epsilon = 0.05$. En répétant la méthode pour chaque fréquence, nous identifions les bandes passantes (« pass-band » en anglais) et les bandes d'arrêt (« stop band ») fréquentielles, qui correspondent respectivement à la présence ou non d'une onde de flexion propagative dans la plaque. Enfin, la position du minimum d'amplitude correspond au nombre d'onde recherché.

La Figure 4-2 illustre les valeurs des nombres d'onde de Bloch-Floquet, avec plusieurs périodes de k_x représentées. Dans chaque bande passante, ils ont un comportement monotone en fonction de la fréquence. En dessous de la fréquence critique, les ondes sont clairement identifiées. Pour chaque bande de fréquence, il y a une infinité de nombres d'onde de Bloch-Floquet, dont les valeurs maximum et minimum correspondent aux bornes de la période de k_x considérée.

Autour de la fréquence critique, nous avons vu au chapitre 2 que l'accélération spectrale de la plaque non raidie présente un pic très fin dû à l'onde de Scholte. Pour prendre en compte ce pic correctement, une discrétisation très fine du domaine des nombres d'onde est nécessaire. Les temps calculs peuvent alors devenir très importants. Le critère de discrétisation des nombres d'onde que nous avons utilisé devient alors insuffisant pour ces fréquences. Le nombre d'onde de Bloch-Floquet peut alors ne pas être identifié correctement, ce qui explique que certaines bandes semblent être « coupées ». Par ailleurs en hautes fréquences (i.e. au-delà

de 15 kHz), les bandes passantes sont plus fines, et la discrétisation numérique du domaine fréquentiel n'est pas suffisamment fine pour obtenir toutes les valeurs, et notamment les extrêmes.

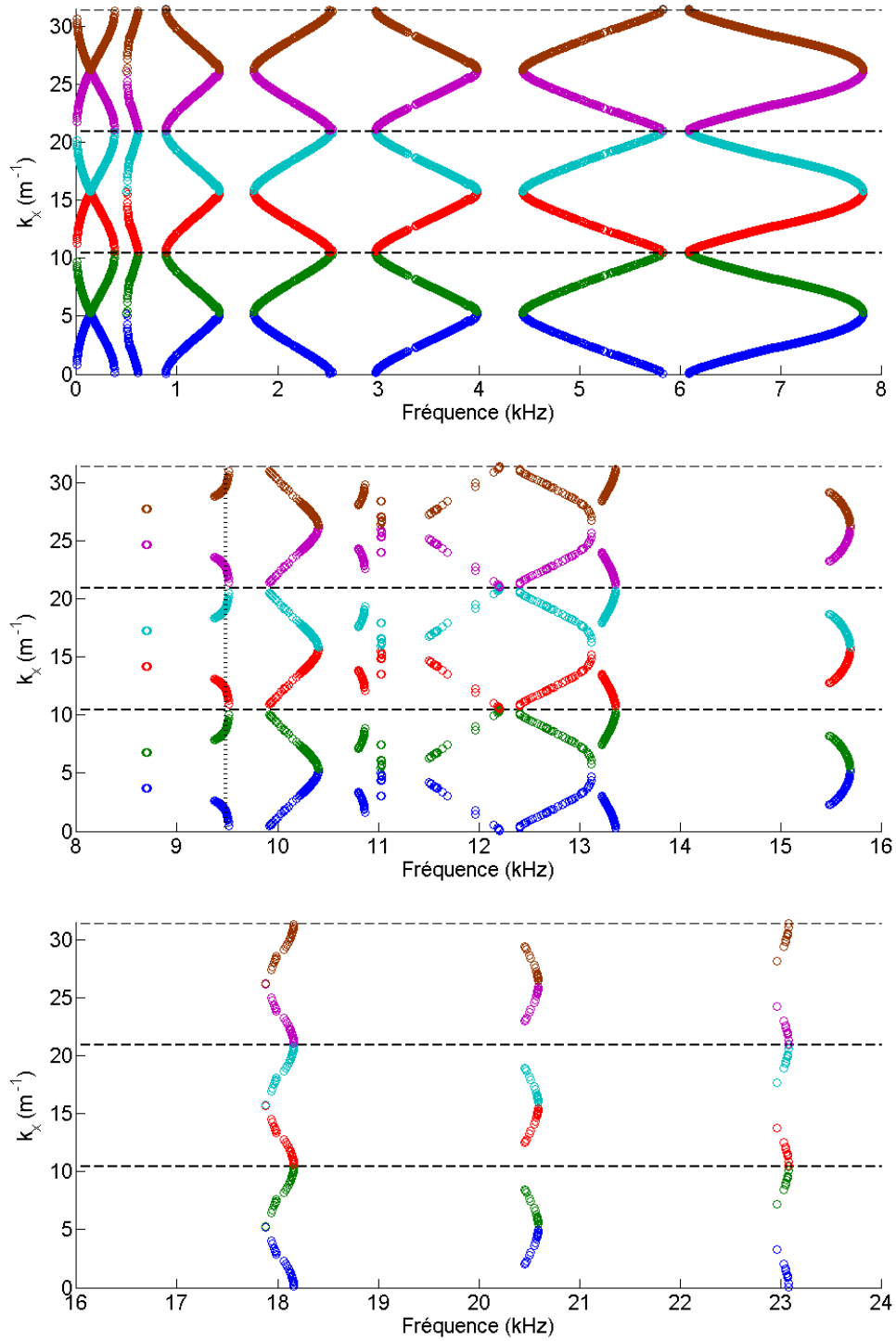


Figure 4-2 : Nombres d'onde de Bloch-Floquet ; (a) : basses fréquences (0 – 8 kHz), (b) : moyennes fréquences (8 – 16 kHz), (c) : hautes fréquences (16 – 24 kHz) ; une couleur par demi-période de k_x ; (---) : $k_x = \frac{2n\pi}{d}$, (···) : $f = f_{cmt}$

4.3.2. Influence des ondes de Bloch-Floquet sur l'accélération spectrale

Etant donné que les nombres d'onde de Bloch-Floquet correspondent à un dénominateur $Den\Gamma$ nul, la réponse vibratoire spectrale (i.e. en fonction des nombres d'onde) présente des maximums locaux pour chacun de ces nombres d'onde. A partir des figures présentées dans le paragraphe précédent, nous pouvons mettre cette correspondance en évidence. En dessous de la fréquence critique de la plaque, la Figure 4-3 compare les accélérations spectrales de plaques raidie et non raidie. Les pics d'accélération de la plaque raidie apparaissent bien pour les nombres d'onde de Bloch-Floquet.

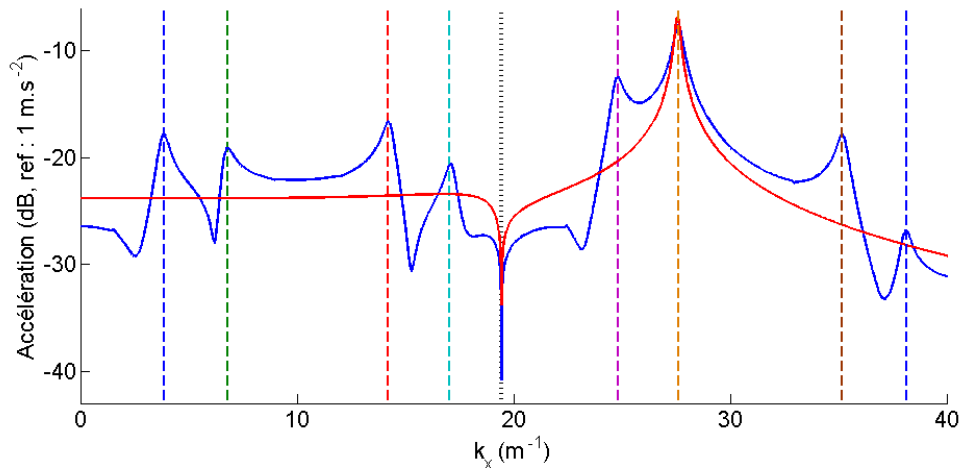


Figure 4-3 : Comparaison entre les nombres d'onde de Bloch-Floquet et l'accélération spectrale de la plaque à $f = 4.6 \text{ kHz}$; (●) et (---) : nombres d'onde de Bloch-Floquet ; (—) : plaque raidie, (—) : plaque non raidie ; (···) : $k_x = k_0$

La Figure 4-4 compare de la même manière les accélérations spectrales au-dessus de la fréquence critique à 20.6 kHz. Nous remarquons que le maximum dû à l'onde fuyante (i.e. onde de flexion qui rayonne en champ lointain) de plaque non raidie n'existe pas en présence de raidisseurs. Il y a même un minimum local dans ce cas particulier.

L'autre phénomène remarquable, est l'absence de pic net au niveau des nombres d'onde de Bloch-Floquet. L'amplitude des pics est influencée par l'amortissement structural de la plaque, décrit ici par le terme $2i\xi k_x^2 k_{f_{mt}}^2$, et l'amortissement par rayonnement, décrit par l'impédance acoustique de plaque $Z_a = \frac{\rho_0 \omega}{k_z}$. Ces deux termes sont croissants en fonction de la fréquence. Lorsque celle-ci est très élevée, ils sont alors nettement plus influents, et contribuent à une forte atténuation de l'amplitude vibratoire. En effet, nous observons sur la Figure 4-5 que l'absence de ces amortissements provoque l'apparition de pics périodiques. L'absence d'amortissement par rayonnement s'obtient en ne prenant en compte que la partie imaginaire de k_z . Celle-ci sera nulle pour $k_x < k_0$, ainsi que pour tous les termes respectant l'inégalité : $k_x + \frac{2\pi n}{d} < k_0$. La suppression de l'amortissement structural s'obtient simplement en choisissant un taux nul (i.e. $\xi = 0$). Ceci montre qu'au-dessus de la fréquence critique (ou en « hautes fréquences ») les nombres d'onde de Bloch-Floquet telles qu'ils ont

été définis (i.e. en considérant un système conservatif) ne sont pas caractéristiques des accélérations spectrales. Ceci est dû au fait que l'amortissement structural et le « fort » rayonnement acoustique rendent le système réel trop différent du système conservatif.

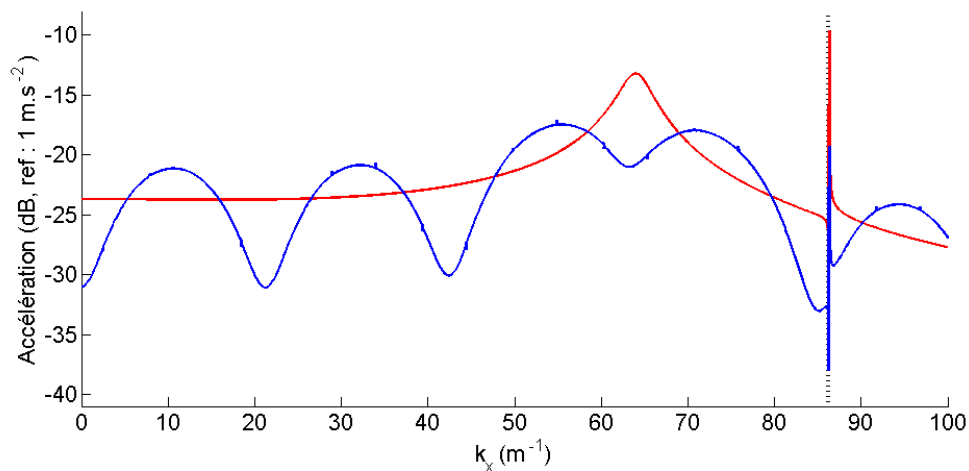


Figure 4-4 : Accélération spectrale de la plaque à $f = 20.6 \text{ kHz}$;
(—) : plaque raidie, (—) : plaque non raidie

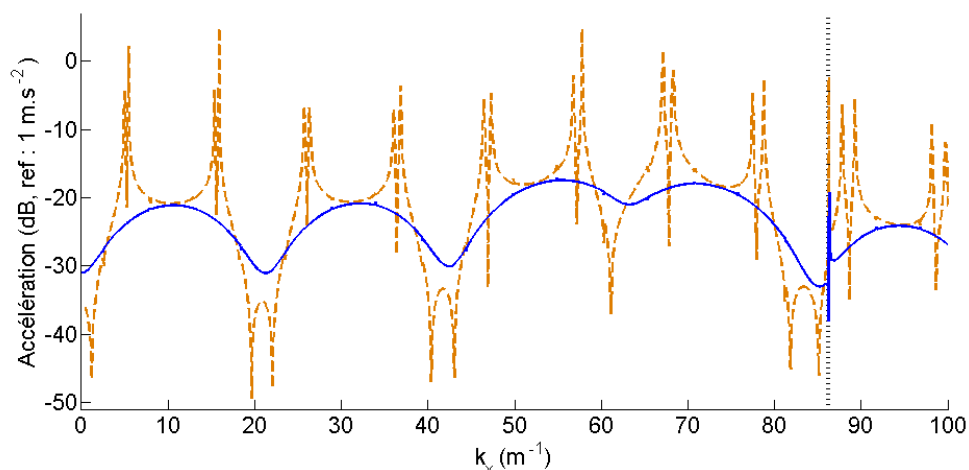


Figure 4-5 : Accélération spectrale de la plaque raidie à $f = 20.6 \text{ kHz}$;
(—) : système non conservatif ; (---) : système conservatif ;

Nous étudions à présent le cas où la fréquence étudiée est située dans une bande d'arrêt, et au-dessus de la fréquence critique. La Figure 4-6 compare les accélérations spectrales de la plaque raidie, avec et sans fluide. Cette comparaison nous permet d'abord de confirmer la forte influence de l'amortissement par rayonnement sur l'accélération, puisque l'amplitude des lobes est nettement atténuée. La présence de ces lobes montre d'ailleurs que même si la fréquence étudiée se situe dans une bande d'arrêt, les raidisseurs modifient le comportement de la plaque.

L'autre différence entre les accélérations de plaque in-vacuo et immergée est la présence de pics fins sur la courbe de cette dernière. Ces pics ont une forme semblable à celui qui correspond à la présence de l'onde de Scholte (cf. chapitre 2). Il est donc possible que cette

onde interagisse avec les raidisseurs, et que cette interaction se traduise par la présence de ces pics.

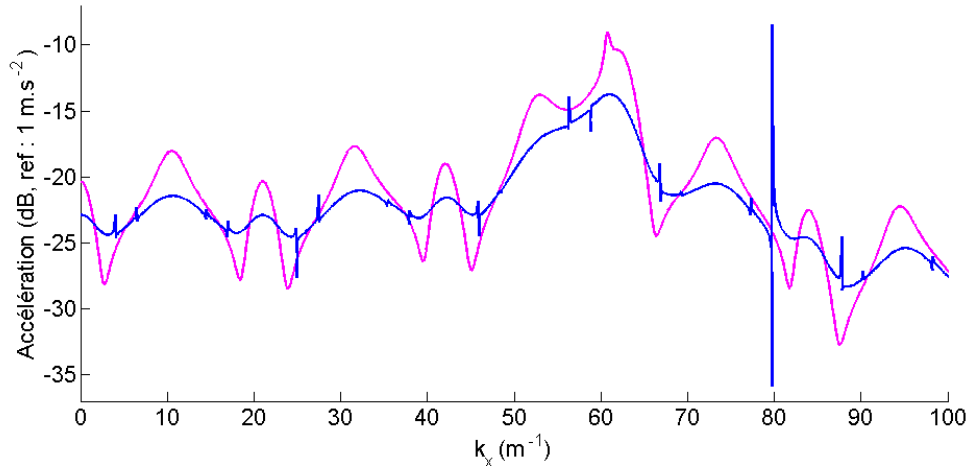


Figure 4-6 : Accélération spectrale de la plaque raidie à $f = 19 \text{ kHz}$;
(—) : plaque in-vacuo, (—) : plaque immergée

4.3.3. Influence des ondes de Bloch-Floquet sur le spectre de pression rayonnée de la plaque raidie

4.3.3.1. Analyse de la directivité du rayonnement en champ lointain à une fréquence

Lorsqu'à une fréquence donnée, les nombres d'onde de Bloch-Floquet sont inférieurs au nombre d'onde acoustique k_0 , les longueurs d'onde de flexion associées sont plus grandes que la longueur d'une onde acoustique en eau. Dans ce cas, ces ondes vont rayonner en champ lointain, et ce même en dessous de la fréquence critique de la plaque non raidie. Chaque onde décrite par un nombre d'onde k_x^{BF} , rayonnera dans une direction donnée par l'angle θ_0^{BF} , défini par :

$$\theta_0^{BF} = \sin^{-1} \left(\frac{k_0^2}{k_x^{BF2} 0} \right) \quad [4-11]$$

C'est le cas par exemple, comme le montre la Figure 4-7 illustre la pression rayonnée à 4.6 kHz, en fonction de la direction d'observation (i.e. angle par rapport à la normale à la plaque). Les angles θ_0^{BF} , représentés par des traits verticaux, correspondent bien aux maximums de pression.

La Figure 4-8 illustre la pression rayonnée à 20.6 kHz, toujours en fonction de la direction d'observation. Nous observons, comme dans le cas de l'accélération spectrale, l'effet de dissipation, qui atténue la propagation des ondes de plaque. La correspondance entre la directivité et les ondes de Bloch-Floquet est alors moins marquée qu'à 4.6 kHz. Autour de 48° , le maximum de pression n'apparaît que dans le cas de la plaque non raidie. En présence de raidisseur, le rayonnement y est faible car l'onde fuyante est atténuée à cette fréquence, comme nous l'avons observé sur la Figure 4-4.

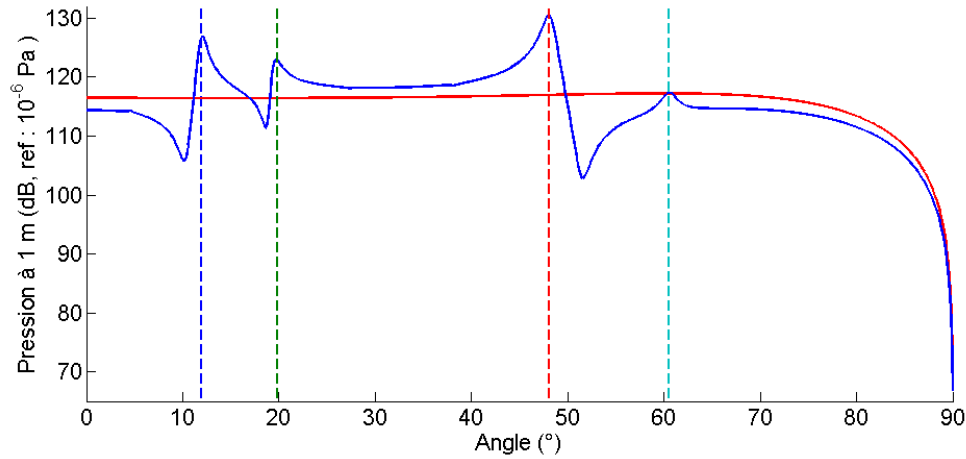


Figure 4-7 : Comparaison de la pression rayonnée en fonction de l'angle d'observation, à $f = 4.6 \text{ kHz}$; (—) : plaque raidie, (—) : plaque non raidie

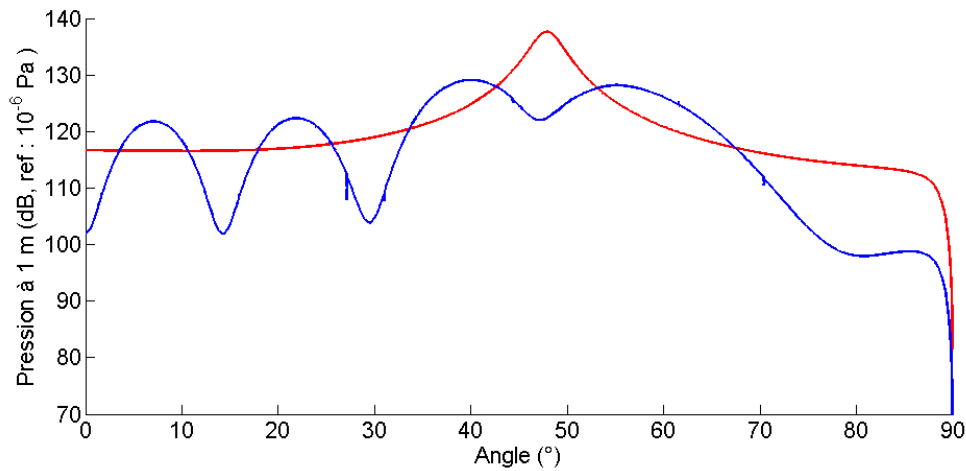


Figure 4-8 : Comparaison de la pression rayonnée en fonction de l'angle d'observation, à $f = 20.6 \text{ kHz}$; (—) : plaque raidie, (—) : plaque non raidie

4.3.3.2. Analyse du spectre de pression rayonnée en champ lointain

Nous analysons, dans ce paragraphe, le spectre de pression rayonnée en champ lointain par la plaque raidie. Afin d'illustrer l'influence des ondes de Bloch-Floquet sur l'amplitude du spectre, nous commençons par étudier la plage de fréquence $[0 - 20 \text{ kHz}]$. La Figure 4-9 présente, en plus du spectre, les fréquences auxquelles des ondes de Bloch-Floquet rayonnent autour de $\theta = 48^\circ$. Des pics d'amplitude apparaissent à ces fréquences, et notamment à celle que nous avons étudié (i.e. 4.6 kHz). A partir de 8 kHz , les pics d'amplitude ne correspondent plus aux ondes de Bloch-Floquet. Cela est dû aux limites numériques de l'estimation des nombres d'onde de Bloch-Floquet, comme nous l'avons expliqué dans le paragraphe 4.3.1. A partir de 16 kHz , des pics fins apparaissent en dehors des bandes passantes. Ceux-ci sont à mettre en correspondance avec le couplage de l'onde de Scholte et des raidisseurs. Par

exemple à 19 kHz, nous pouvons faire le rapprochement entre le pic observé sur le spectre et les pics présents dans le domaine des nombres d'onde (cf. Figure 4-7).

Lorsque le spectre est présenté sur la bande de fréquence élargie [0-35 kHz] (cf. Figure 4-10), nous pouvons observer que malgré les différences de forme causées par les raidisseurs, les spectres de plaque raidie et non raidie ont une tendance générale similaire : dans les deux cas, le niveau général croît jusqu'à 20.6 kHz, puis décroît. Par conséquent, les pics observés en basses fréquences ont un niveau nettement inférieur à ceux qui apparaissent autour de la fréquence pour laquelle l'amplitude du spectre d'une plaque non raidie est maximale. Au-dessus de la fréquence critique (9.5 kHz), nous observons les maximums de forme amortie à l'image de ceux observés sur la courbe de directivité à 20.6 kHz (cf. Figure 4-8), ainsi que des pics fins traduisant l'interaction entre l'onde de Scholte et les raidisseurs.

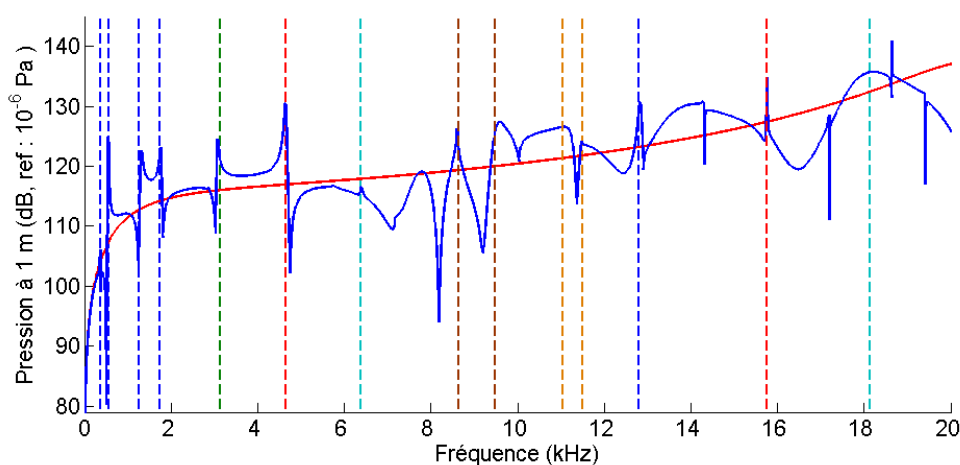


Figure 4-9 : Comparaison entre les ondes de Bloch-Floquet rayonnées à $\theta = 48^\circ$, et le spectre de pression ramenée à 1 m, pour $f \in [0 - 20 \text{ kHz}]$; (●) et (---) : nombres d'onde de Bloch-Floquet ; (—) : plaque raidie, (—) : plaque non raidie

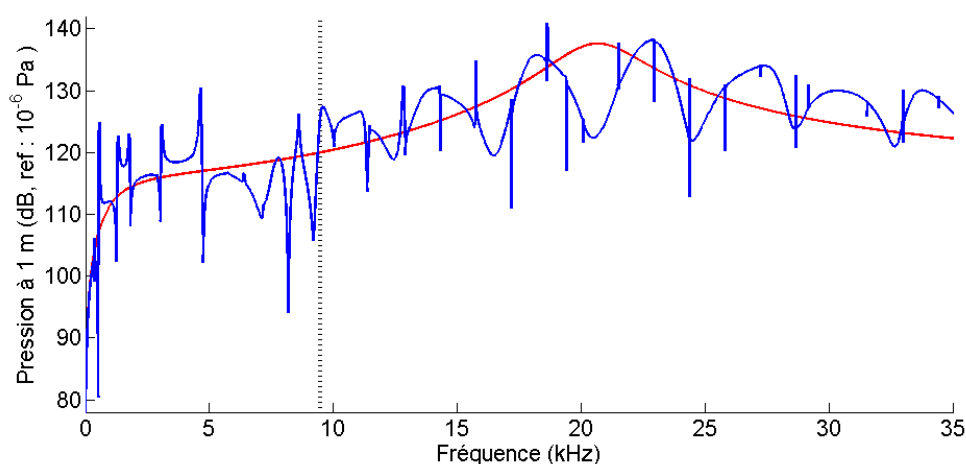


Figure 4-10 : Comparaison des spectres de pression de plaque avec et sans raidisseur ramenée à 1 m, rayonnée à $\theta = 48^\circ$; $f \in [0 - 35 \text{ kHz}]$; (—) : plaque raidie, (—) : plaque non raidie ; (···) : $f = f_{c_mt}$

4.3.4. Analyse de la réponse temporelle de la plaque raidie

Pour observer l'effet des ondes de Bloch-Floquet sur la réponse temporelle de la plaque raidie, nous appliquons la FFT inverse à un spectre tronqué de telle sorte que seules les deux premières ondes contribuent à la réponse temporelle. Pour pouvoir utiliser un fenêtrage sur la seconde moitié du spectre (cf. Chapitre 2) sans atténuer un des pics, nous choisissons de tronquer le domaine fréquentiel à $f_{max} = 1.2 \text{ kHz}$. Sur le spectre fréquentiel (Figure 4-9), le premier pic présente un niveau d'amplitude nettement plus faible que le second, et contribue très peu au signal temporel. C'est ce que nous remarquons sur la Figure 4-11 : des oscillations apparaissent après l'arrivée de l'onde sphérique rayonnée directement depuis l'excitation. Leur fréquence est égale à celle de l'onde de Bloch-Floquet à 500 Hz.

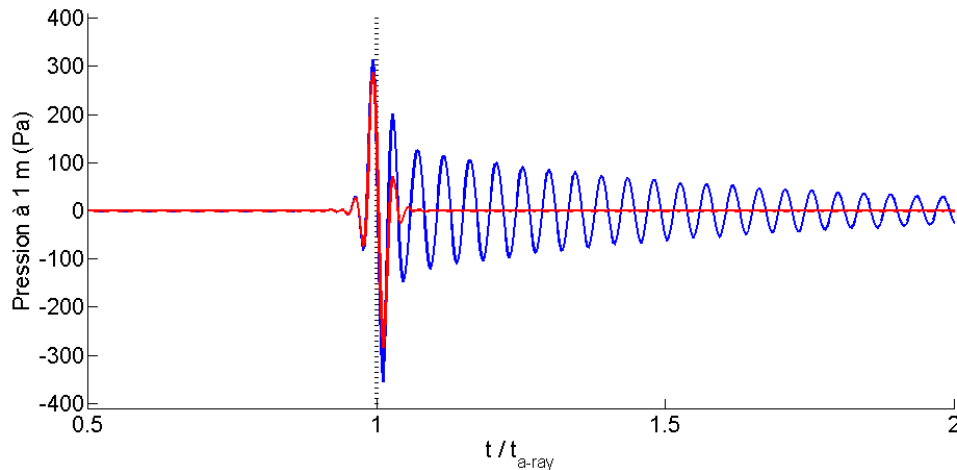
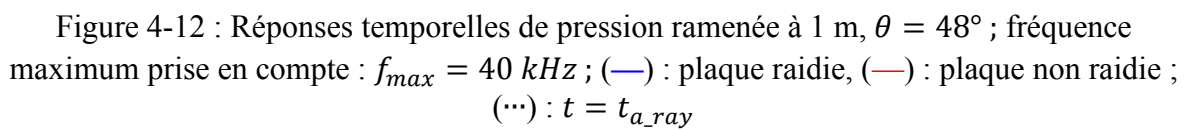


Figure 4-11 : Réponses temporelles de pression ramenée à 1 m, $\theta = 45^\circ$; fréquence maximum prise en compte : $f_{max} = 1.2 \text{ kHz}$; (—) : plaque raidie, (—) : plaque non raidie ; (···) : $t = t_{a_ray}$

Lorsque le spectre sur la bande $[0 - 35 \text{ kHz}]$ est pris en compte (voir Figure 4-10), nous obtenons le signal temporel présenté à la Figure 4-12. Dans le cas de la plaque raidie, le signal débute un peu avant le temps $t = t_{a_ray}$, comme lorsqu'il n'y a pas de raidisseurs, mais les oscillations sont nettement plus amorties. L'interprétation de ce phénomène est que le mouvement vibratoire, dû aux ondes fuyantes qui se propagent au-delà du premier raidisseur, est atténué par celui-ci, et l'énergie rayonnée devient très faible. A contrario, l'onde sphérique qui est rayonnée directement n'est pas affectée par le raidisseur. Ceci explique que les pics à $t = t_{a_ray}$, ont la même amplitude avec et sans raidisseur.

Une fois la première onde passée, son signal est répété périodiquement, avec une amplitude décroissante. L'apparition de ce phénomène est liée à la présence des raidisseurs et correspond au fait que l'onde de flexion est réfléchiée aux niveaux de ceux-ci.

[illegible]

- 123 -

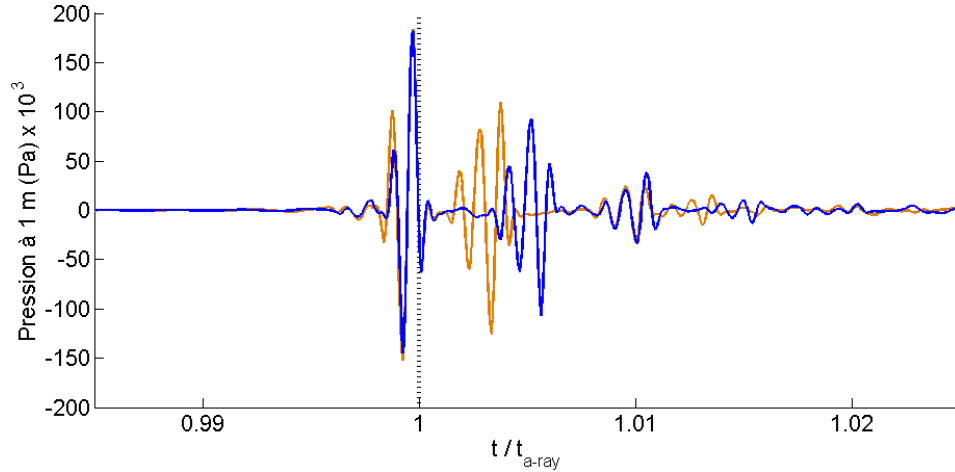


Figure 4-14 : Réponses temporelles de pression ramenée à 1 m, $\theta = 48^\circ$; plaque raidie ;
 (—) : $x_0 = \frac{d}{2}$; (—) : $x_0' = \frac{2d}{3}$; (···) : $t = t_{a_ray}$

4.4. Réponse de la plaque à une excitation ponctuelle

Nous étudions ici le comportement de la plaque raidie lorsque celle-ci est excitée par une force ponctuelle. Les réponses vibro-acoustiques sont obtenues en reprenant les équations [4-5] à [4-10], en considérant des valeurs non nulles de k_y .

4.4.1. Influence des ondes de Bloch-Floquet sur la réponse vibro-acoustique de la plaque

4.4.1.1. Analyse de l'accélération spectrale de la plaque excitée par une force ponctuelle

La principale différence avec le cas de l'excitation linéique, réside dans la prise en compte du nombre d'onde k_y . Pour chacun d'entre eux, nous identifions les nombres d'onde de Bloch-Floquet, puis nous calculons le déplacement spectral en 2 dimensions, ainsi que la directivité du rayonnement en 3 dimensions. Pour chaque k_y , nous calculons les nombres d'onde k_x qui annulent le dénominateur. Les ondes de Bloch-Floquet sont alors représentées par un vecteur d'onde (k_x^{BF}, k_y^{BF}) . A une fréquence donnée, si un nombre k_y est tel qu'il n'y a pas de nombre k_x qui annule le dénominateur $Den\Gamma(k_x, k_y)$ (cf. expression [4-7]), alors ce nombre k_y est situé dans une bande d'arrêt. Dans le cas contraire, k_y est dans une bande passante. Il s'agit donc de bandes différentes de celles décrites par une modélisation en 2D.

La Figure 4-15 illustre l'accélération spectrale en fonction de k_x et k_y , à la fréquence de 4.6 kHz. Les nombres d'onde de Bloch-Floquet correspondent bien aux maximums locaux d'amplitude. Ceux qui sont situés à l'intérieur du cercle acoustique, décrit par l'équation $k_x^2 + k_y^2 = k_0^2$, décrivent les ondes fuyantes qui rayonnent en champ lointain. Lorsque $k_y = 0$, nous retrouvons les mêmes maximums d'amplitude et les nombres d'onde associés que nous avons obtenus dans le cas de la force linéique. Nous pouvons observer l'effet des bandes d'arrêt $k_y \in [6, 15]$ et $k_y \in [17, 22]$, pour lesquelles il n'y a pas de nombre

d'onde de Bloch-Floquet et pas de maximum bien marqué. Au-dessus de la fréquence critique à 20.6 kHz, la Figure 4-16 montre que les maximums locaux se situent au niveau du cercle d'équation $k_x^2 + k_y^2 = k_{f_eau_mt}^2$. Les nombres d'onde de Bloch-Floquet correspondent moins aux maximums locaux, à cause de l'effet des amortissements. La bande d'arrêt la plus remarquable se situe à $k_y \in [0, 25]$. L'effet de cette bande est l'absence de maximum local d'accélération au niveau du cercle mentionné ci-dessus.

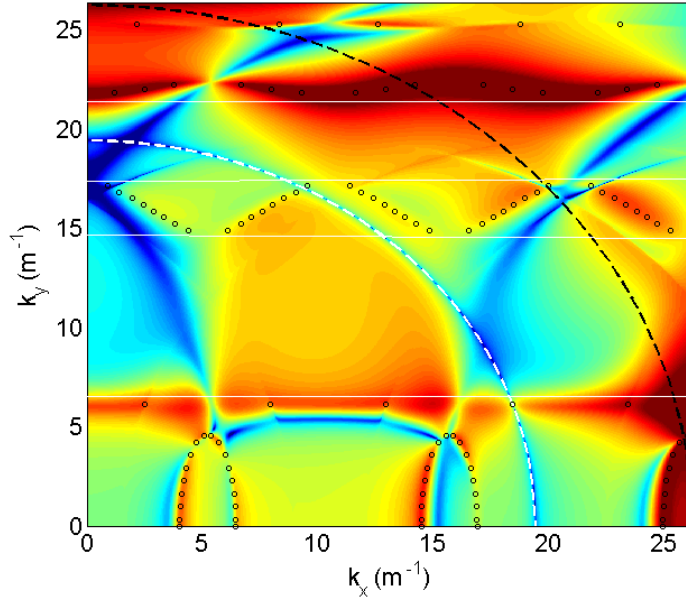


Figure 4-15 : Nombres d'onde de Bloch-Floquet (o), et l'accélération spectrale d'une plaque raidie excitée par une force ponctuelle à la fréquence $f = 4.6 \text{ kHz}$; (--- noir) : $k_x^2 + k_y^2 = k_{f_eau_mt}^2$, (--- blanc) : $k_x^2 + k_y^2 = k_0^2$; (— blanc) : limite des bandes passantes

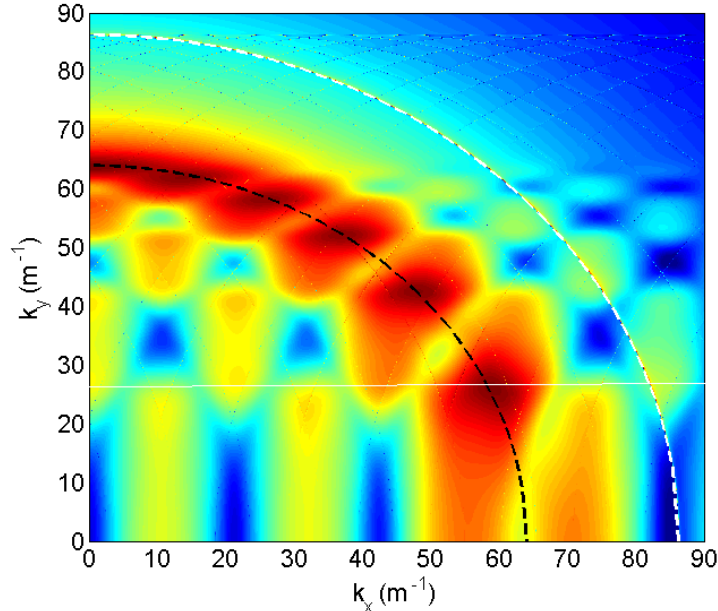
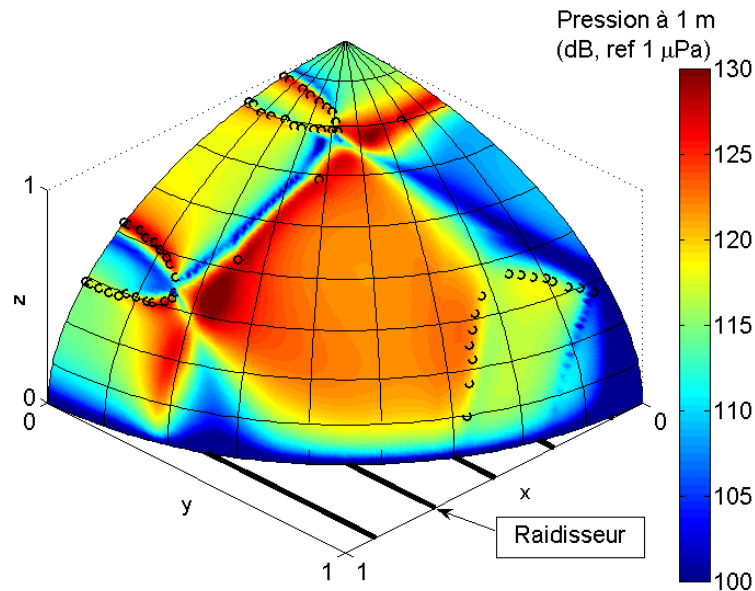


Figure 4-16 : Accélération spectrale d'une plaque raidie excitée par une force ponctuelle à la fréquence $f = 20.6 \text{ kHz}$; (--- noir) : $k_x^2 + k_y^2 = k_{f_eau_mt}^2$, (--- blanc) : $k_x^2 + k_y^2 = k_0^2$; (— blanc) : limite des bandes passantes

4.4.1.2. Analyse de la directivité du rayonnement de la plaque excitée par une force ponctuelle

Nous nous intéressons maintenant à la directivité du rayonnement en 3 dimensions. Nous la représentons par des cartographies de pression ramenée à 1 m. Les symétries du système permettent de représenter la directivité sur un quart de sphère. A 4.6 kHz, sur la Figure 4-18, nous avons également indiqué par des cercles, les angles pour lesquels il y a coïncidence entre la projection du vecteur nombre d'onde acoustique sur le plan (k_x, k_y) et le vecteur nombre d'onde de Bloch-Floquet. Le rayonnement présente des maximums locaux au niveau de ces cercles. Dans le plan $y = 0$, nous retrouvons les angles θ que nous avons obtenus avec la force linéique.

A 20.6 kHz, la Figure 4-18 montre que la plaque rayonne principalement à un angle de 48° par rapport à la verticale. Il s'agit du même angle de que celui d'une plaque non raidie. Les positions des maximums de pression sont discontinues (plusieurs taches rouges côte à côte), à cause de la présence de raidisseurs. Nous remarquons notamment que la pression ne présente pas de maximum dans le plan $y = 0$ (toujours pour $\theta = 48^\circ$). Cette absence de maximum correspond au phénomène observé dans le domaine des nombres d'onde (cf. Figure 4-4).



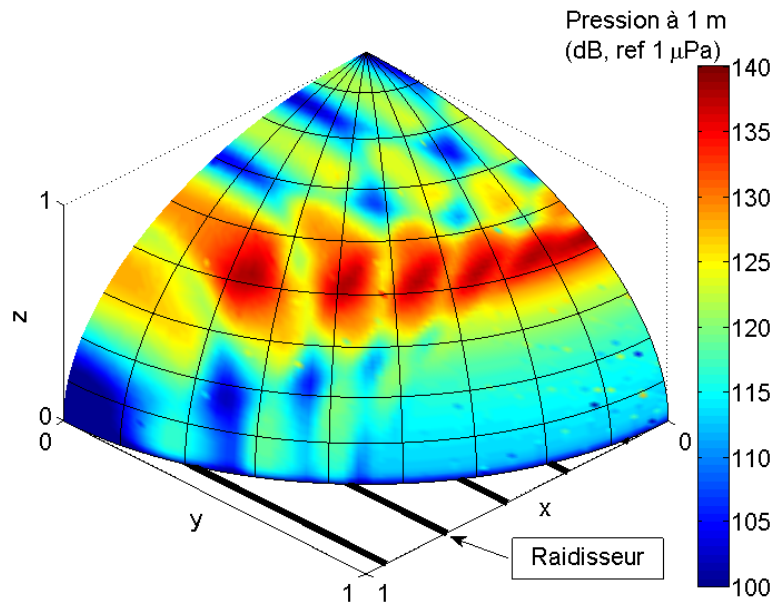


Figure 4-18 : Directivité du rayonnement d'une plaque raidie excitée par une force ponctuelle, à $f = 20.6 \text{ kHz}$; pression ramenée à 1 m

4.4.2. Analyse de la pression rayonnée par la plaque raidie excitée par une force ponctuelle

4.4.2.1. Analyse des réponses fréquentielles de pression

Nous étudions, dans ce paragraphe, les spectres de pression rayonnée, à un même angle par rapport à l'axe vertical, et à différent angle azimut (i.e. par rapport au plan $y = 0$). La Figure 4-19 illustre les spectres de pression pour les angles $\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 40^\circ$, et $\varphi = 90^\circ$. Le second angle a été déterminé à partir de la cartographie de directivité à 20.6 kHz (cf. Figure 4-18), de telle sorte que le point d'observation présente un maximum local de pression.

Lorsque $\varphi = 0^\circ$, nous observons une courbe identique au cas d'une force linéique, illustré par la Figure 4-10. Ce phénomène était attendu compte tenu de l'expression de la pression obtenue avec le théorème de la phase stationnaire (expression [4-10]) : dans les deux cas, le terme $k_0 \sin(\varphi) \cos(\theta)$ s'annule.

Dans le cas où $\varphi = 40^\circ$, le maximum d'amplitude de la plaque non raidie coïncide avec un maximum local de plaque raidie. Ce résultat était attendu au vu du choix des coordonnées du point d'observation. D'autres maximums locaux dus aux ondes de Bloch-Floquet sont visibles, mais ils ne sont pas situés aux mêmes fréquences que ceux obtenus pour $\varphi = 0^\circ$.

Dans le plan parallèle aux raidisseurs (i.e. $\varphi = 90^\circ$), l'effet de ceux-ci est moins important que dans les autres cas, surtout en hautes fréquences. Ceci s'explique par le fait que les ondes qui rayonnent dans cette direction ne rencontrent pas a priori de raidisseurs sur leur parcours dans la plaque. Les basses fréquences, dont les longueurs d'ondes sont du même ordre de grandeur que l'espacement entre deux raidisseurs, sont plus perturbées.

A noter que dans les trois cas, le spectre présente les pics fins que nous avons attribués à l'interaction entre l'onde de Scholte et les raidisseurs. Cet effet est d'autant plus remarquable lorsque $\varphi = 90^\circ$, puisque les pics apparaissent en hautes fréquences, là où les spectres de plaque raidie et non raidie sont presque identiques.

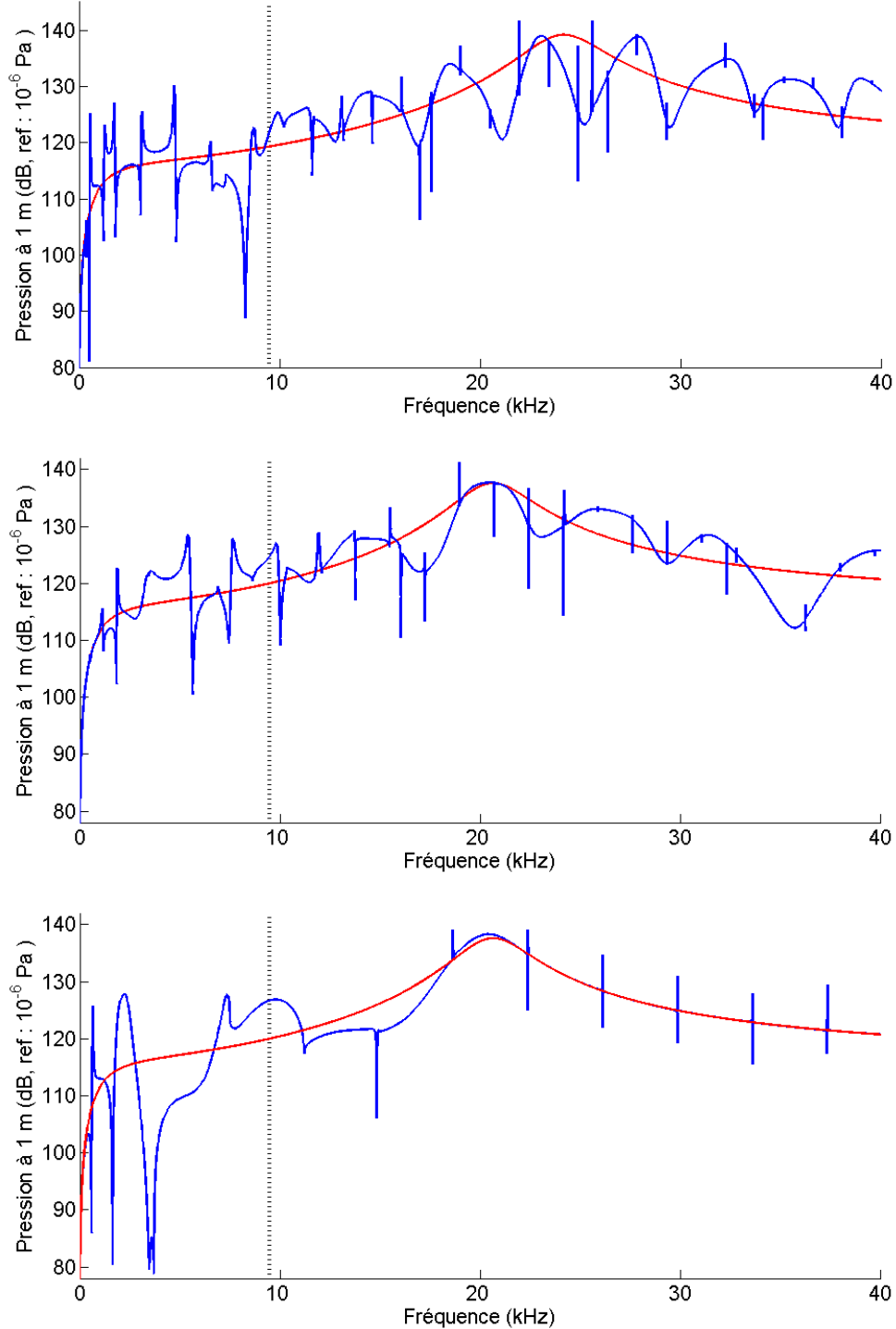


Figure 4-19 : Spectres de pression ramenée à 1 m, $\theta = 48^\circ$, (a) : $\varphi = 0^\circ$, (b) : $\varphi = 40^\circ$, (c) : $\varphi = 90^\circ$; (—) : plaque raidie, (—) : plaque non raidie ; (···) : $f = f_{c_mt}$

4.4.2.2. Analyse des réponses temporelles de pression

Dans ce paragraphe, nous étudions les réponses temporelles obtenues à partir des FRF analysées précédemment.

Nous commençons par étudier les réponses temporelles obtenues lorsque la fréquence maximale prise en compte pour effectuer la transformée de Fourier est 5 kHz. De cette façon, nous observons que les ondes de Bloch-Floquet affectent la réponse temporelle différemment selon l'angle d'observation. Lorsque $\varphi = 0^\circ$ (i.e. dans le plan perpendiculaire aux raidisseurs), les ondes de Bloch-Floquet sont plus nombreuses dans cette plage de fréquence (cf. Figure 4-19). Le signal temporel (cf. Figure 4-20) contient alors les pics de fréquences et d'amplitudes les plus élevées par rapport aux deux autres cas. Lorsque $\varphi = 40^\circ$, le signal temporel présente des pics de plus basses fréquences. Et si $\varphi = 90^\circ$ (i.e. dans le plan parallèle aux raidisseurs), le signal temporel est composé de deux pseudo-fréquences principales, l'une arrivant au début et l'autre à la fin du signal. Elles correspondent aux deux ondes de Bloch-Floquet qui apparaissent sur le spectre en dessous de 5 kHz.

Nous étudions ensuite les réponses temporelles obtenues en prenant compte du spectre entier (i.e. $f_{max} = 40kHz$). Ces réponses sont illustrées par la Figure 4-21. Comme dans le cas du spectre, la réponse temporelle obtenue pour $\varphi = 0^\circ$ est la même que celle obtenue pour une force linéique. Lorsque $\varphi = 40^\circ$, les premières oscillations sont toujours atténuées dans le cas de la plaque raidie, mais pour $\varphi = 90^\circ$ il n'y a plus d'atténuation de ces oscillations. Cela est dû au fait que les ondes, dans ce dernier cas, se propagent parallèlement aux raidisseurs. Les vibrations ne sont alors pas atténuées par ceux-ci.

Les répétitions de signal sont atténuées lorsque la direction de rayonnement devient parallèle aux raidisseurs (i.e. φ diminue). Ce phénomène pourrait s'expliquer par la direction prise par les ondes vibratoires réfléchies au niveau des raidisseurs. Cette vision est illustrée par la Figure 4-22. La propagation des ondes est représentée par des rayons. Lorsque l'angle φ diminue, les ondes vibratoires parcourent une distance plus grande dans la plaque avant d'être réfléchies par les raidisseurs. Une partie de ces ondes est rayonnée dans l'eau avant d'atteindre les raidisseurs, et l'énergie arrivant au point d'observation est plus faible.

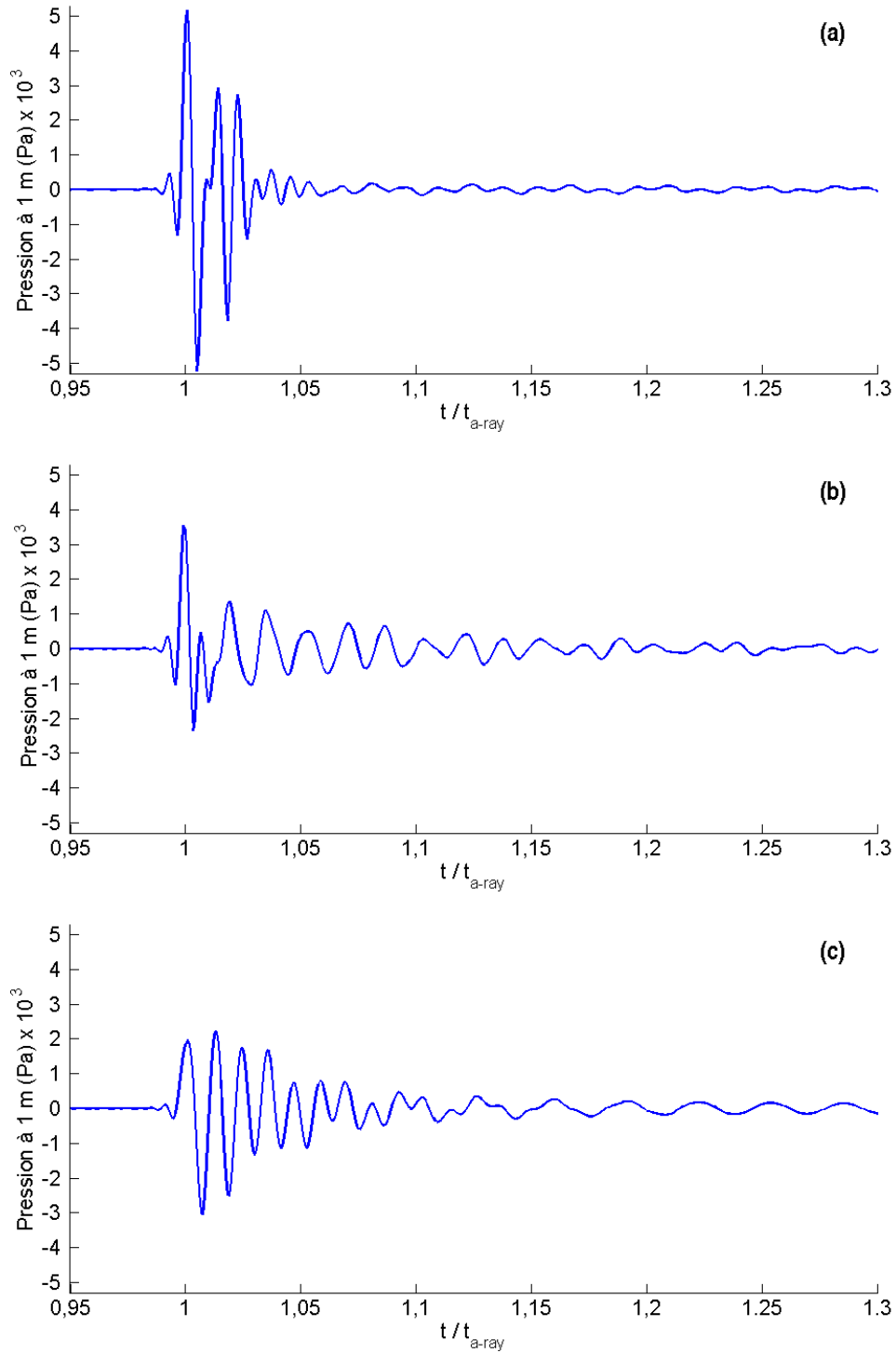


Figure 4-20 : Réponses temporelles de pression ramenée à 1 m, $\theta = 48^\circ$, (a) : $\varphi = 0^\circ$, (b) : $\varphi = 40^\circ$, (c) : $\varphi = 90^\circ$; fréquence maximum prise en compte : $f_{max} = 5 \text{ kHz}$;

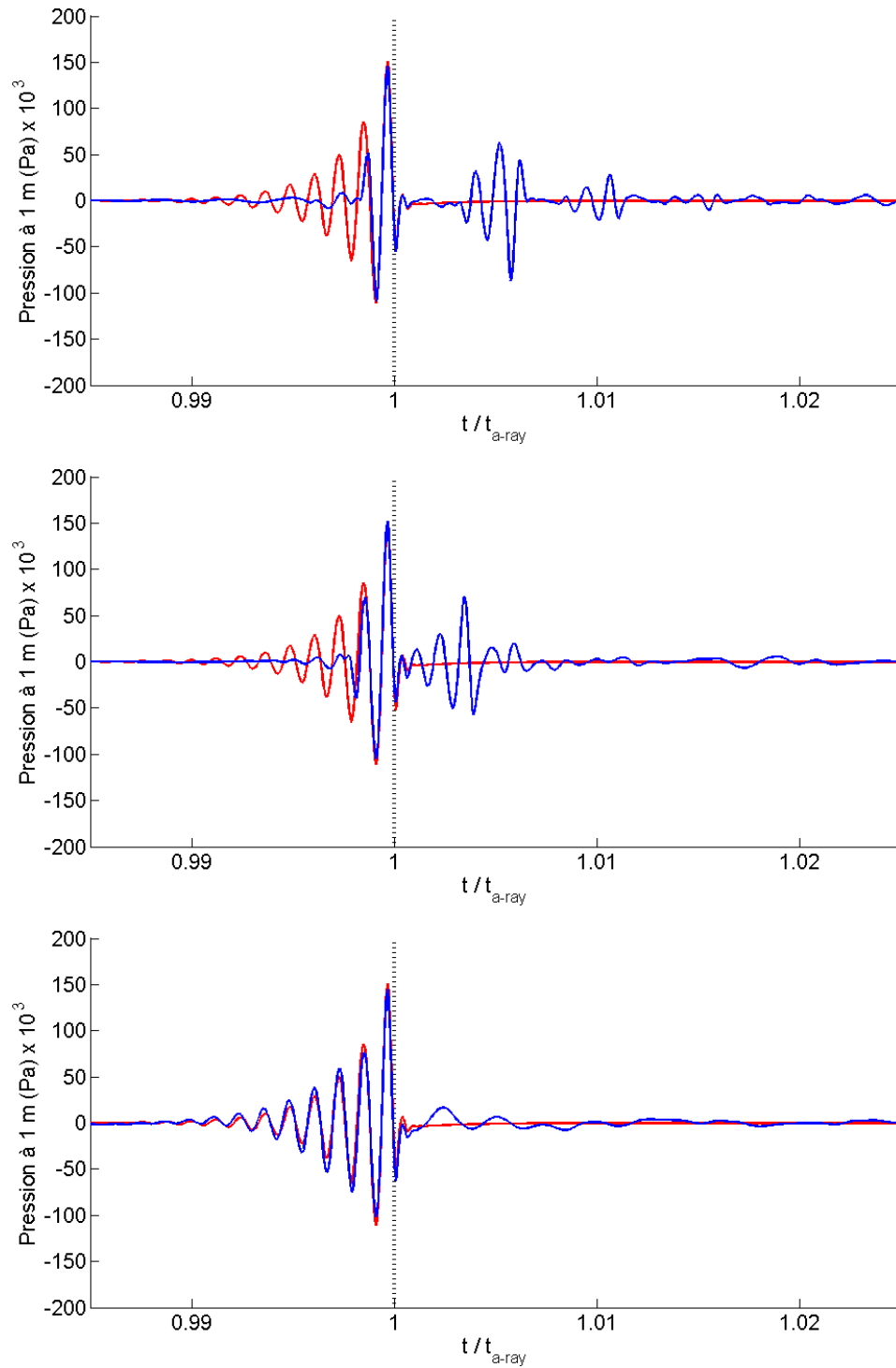


Figure 4-21 : Réponses temporelles de pression ramenée à 1 m, $\theta = 48^\circ$, (a) : $\varphi = 0^\circ$, (b) : $\varphi = 40^\circ$, (c) : $\varphi = 90^\circ$; fréquence maximum prise en compte : $f_{max} = 40 \text{ kHz}$;
 (—) : plaque raidie, (—) : plaque non raidie ; (···) : $t = t_{a_ray}$

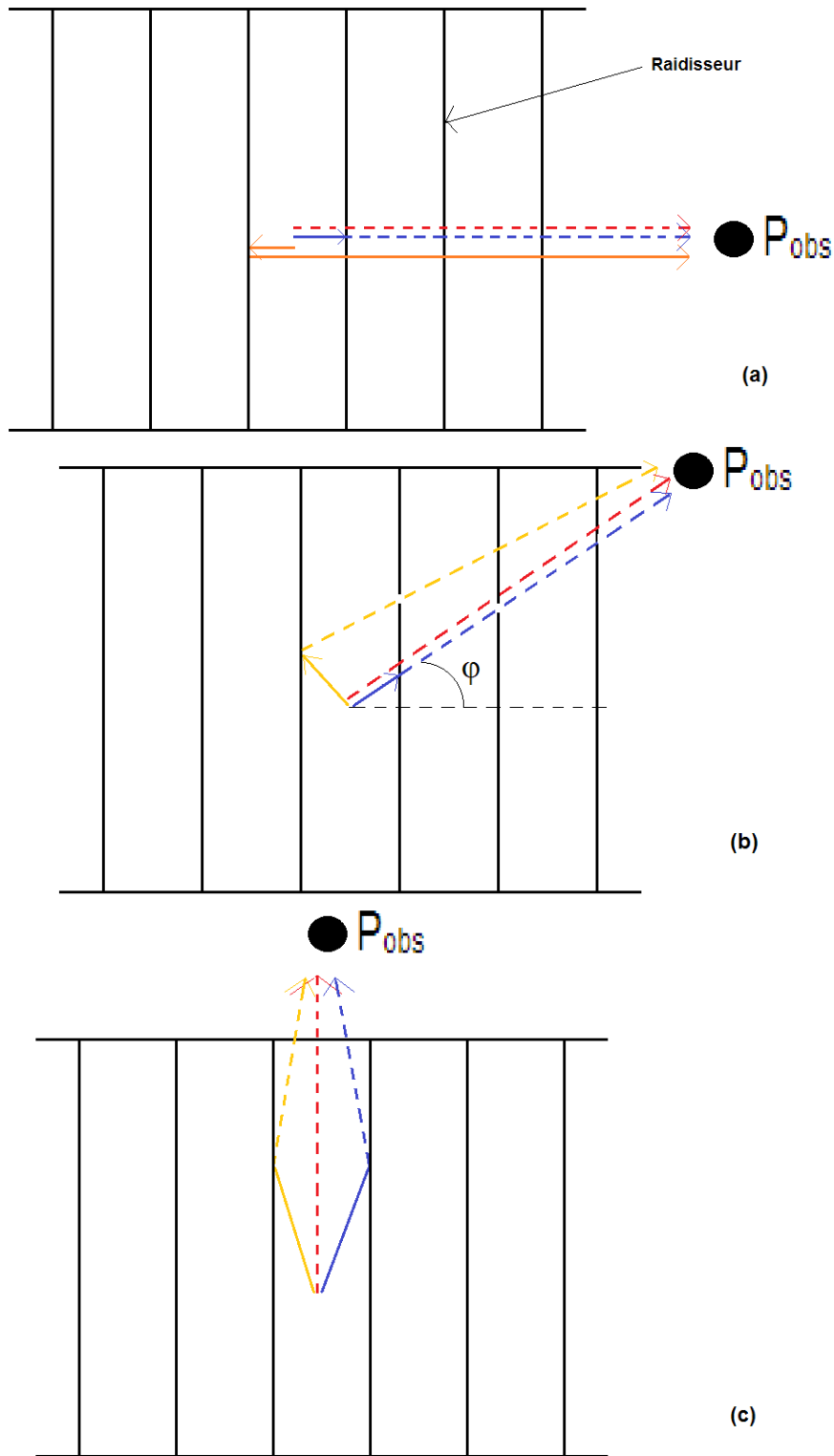


Figure 4-22 : Représentation des directions de propagation des ondes vibratoires et acoustiques en présence de raidisseurs ; (a) : $\varphi = 0^\circ$, (b) : $\varphi = 40^\circ$, (c) : $\varphi = 90^\circ$; (—) : propagation dans la plaque, (---) : propagation dans l'eau

4.5. Observation des phénomènes de raidissement sur une barge d'essais semi-immergée

Nous présentons ici les résultats de mesures de pression rayonnée en eau de mer par une barge d'essai située sur le site de la DGA de Cherbourg. La barge a été excitée de l'intérieur. Contrairement aux mesures effectuées avec la plaque rectangulaire (cf. Chapitre 3), le système expérimental utilisé ici est proche d'une structure industrielle réelle.

4.5.1. Présentation de l'expérimentation

Les mesures ont consisté à exciter la coque de la barge à l'aide d'un marteau de choc. Le point d'impact se situait entre deux raidisseurs. Des hydrophones ont été placés à l'extérieur de manière à ce que plusieurs angles soient pris en compte, comme le montre la Figure 4-23. Mis à part le cas où les points d'excitation et de mesure étaient dans le plan parallèle aux raidisseurs, nous avons placé les hydrophones de manière à ce que plusieurs raidisseurs se situent entre eux et le point d'excitation.

La procédure de traitement du signal est similaire à celle employée pour l'analyse des mesures de la plaque à l'ISEN (cf. Chapitre 3). Les FRF sont obtenues avec une moyenne calculée sur trois mesures. Les signaux temporels de pression mesurés sont comparés à des signaux obtenus en convoluant la force mesurée par la réponse impulsionnelle de plaque infinie raidie.

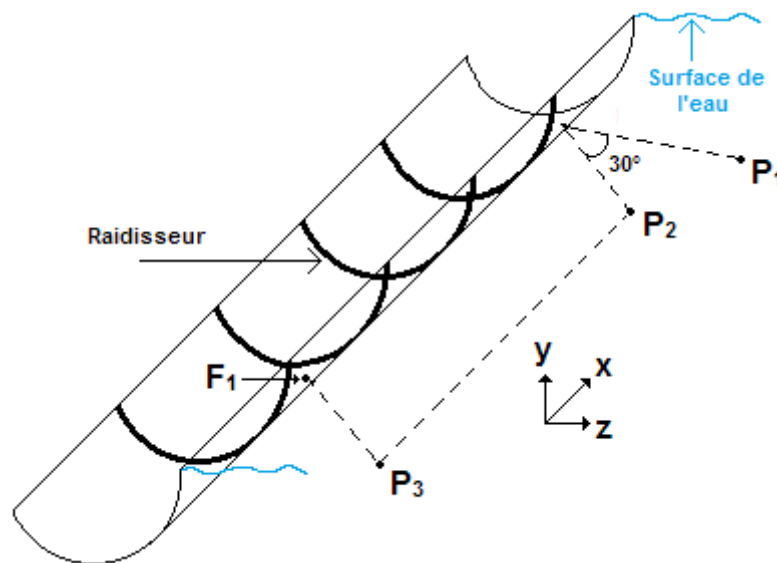


Figure 4-23 : Schéma de la barge d'essais testée

4.5.2. Analyse des signaux expérimentaux

Nous analysons d'abord la réponse temporelle mesurée par l'hydrophone situé dans le plan $y = 0$. L'angle par rapport à la verticale est $\theta = 0^\circ$, ce qui est proche des configurations étudiées numériquement. La Figure 4-24 (a) présente une comparaison des signaux expérimental et construit par convolution. Nous observons une bonne correspondance des

temps d'apparition des trois premiers pics. Etant donné la valeur de l'angle θ , la fréquence à laquelle l'onde fuyante est censée rayonnée est 25 kHz. Cette valeur étant nettement supérieure à la fréquence maximale excitée par le marteau, les signaux présentés sur la Figure 4-24 (a) ne comportent pas d'oscillations à cette fréquence, notamment avant $t = t_{a_ray}$. La réponse impulsionnelle de la plaque infinie raidie obtenue en prenant en compte une fréquence maximale de 40 kHz est présentée sur la Figure 4-24 (b). La fenêtre temporelle est légèrement décalée par rapport à la figure d'au-dessus, ce qui permet de montrer que les positions relatives des pics observés expérimentalement correspondent aux répétitions dues aux premiers raidisseurs.

La Figure 4-25 illustre les comparaisons des signaux expérimentaux et simulés, dans le cas où $\varphi = 26^\circ$ et $\varphi = 90^\circ$. Dans les deux cas, seules les premières oscillations sont similaires entre simulation et expérience. Au-delà, les signaux expérimentaux et simulés divergent, mais nous pouvons observer un comportement similaire des deux signaux expérimentaux. Etant donné la différence de position des deux hydrophones concernés, cette similitude semble due aux ondes réfléchies à la surface de l'eau, sur le quai et au sol.

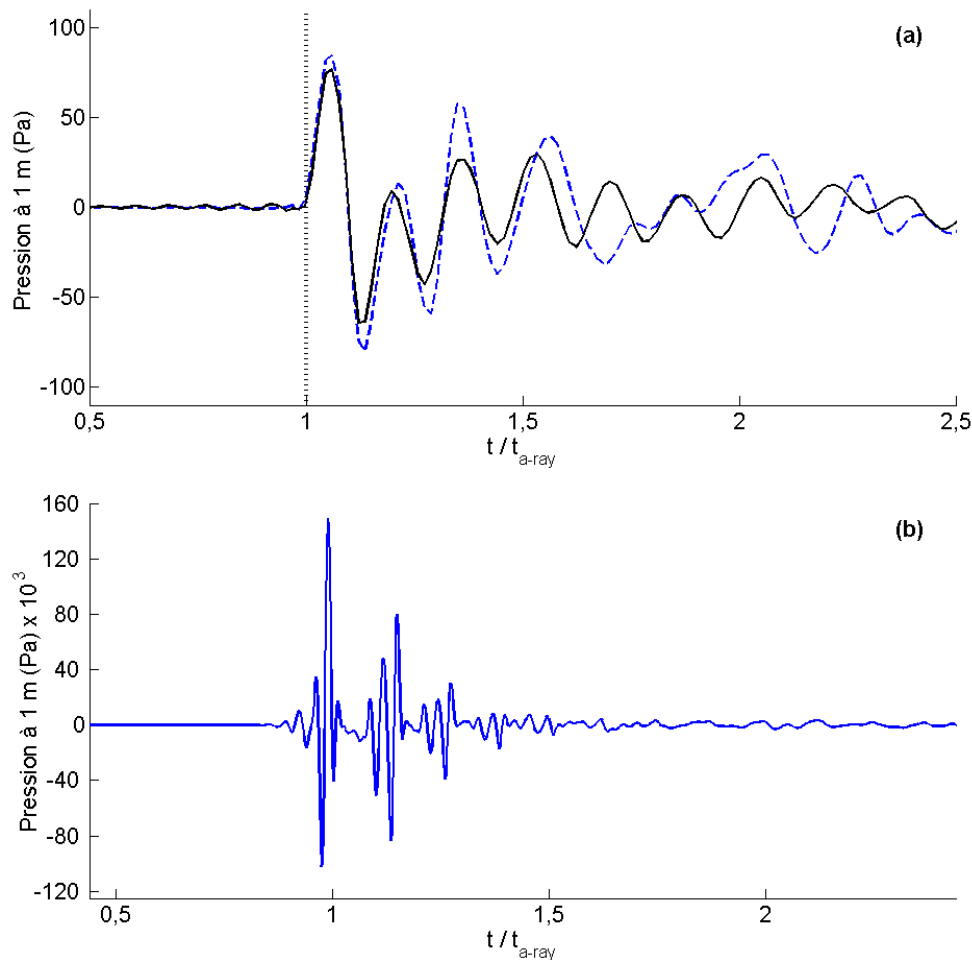


Figure 4-24 : Réponses temporelles de pression rayonnée au point P_1 ($\varphi = 0^\circ$) ;
(a) : comparaison entre modèle de plaque infinie raidie (—) et mesures sur la barge (---),
(b) : réponse impulsionnelle de plaque infinie raidie

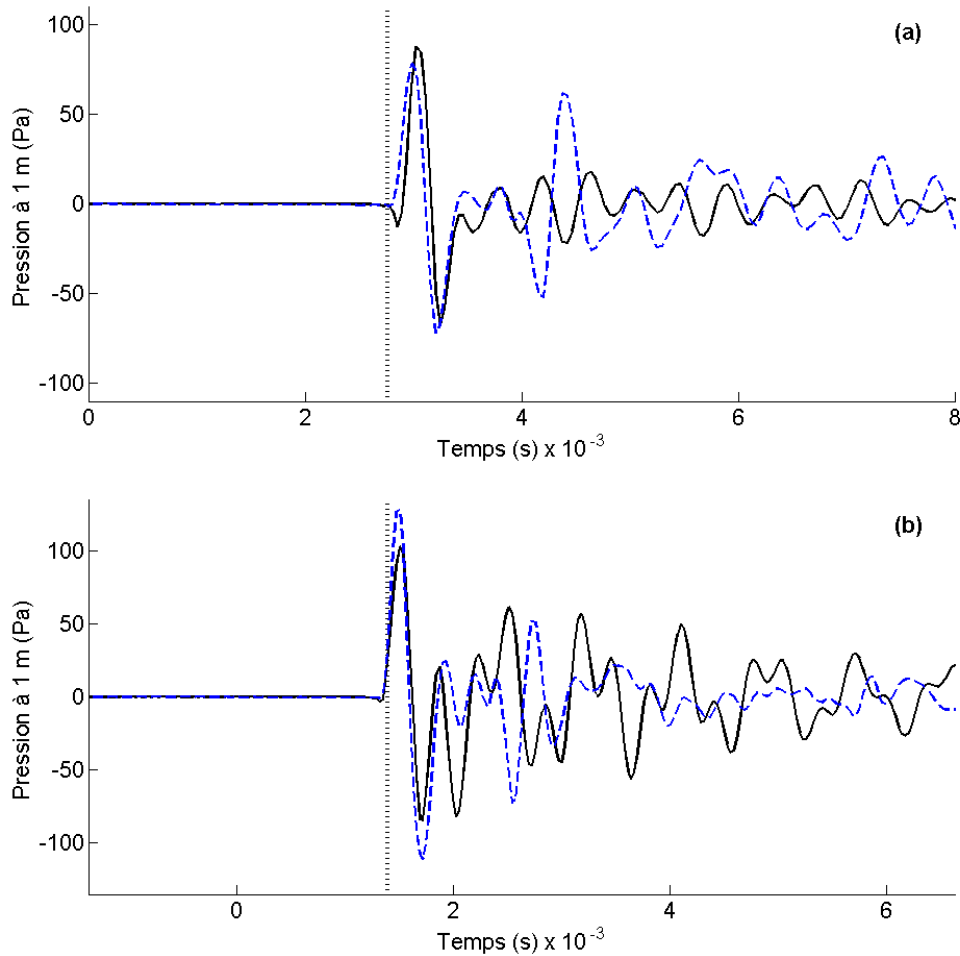


Figure 4-25 : Réponses temporelles de pression rayonnée ; (a) : au point P_2 ($\varphi = 26^\circ$) (b) : au point P_3 ($\varphi = 90^\circ$) ; modèle de plaque infinie raidie (—), mesures sur la barge (---)

4.5.3. Bilan de l'expérimentation

Le modèle de plaque infinie raidie périodiquement peut être utilisé pour prévoir le début des signaux temporels transitoires provenant d'une structure immergée proche d'un système industriel. Nous avons pu mettre en évidence l'effet des raidisseurs sur l'apparition d'une répétition du signal de pression. Ce phénomène a pu être identifié puisqu'il apparaît à des fréquences plus basses.

Cependant, les fréquences générées par le marteau de choc ne sont pas suffisamment hautes pour pouvoir générer les oscillations dues aux ondes supersoniques. Les réflexions des ondes à la surface de l'eau, au sol et sur les quais perturbent également les réponses temporelles. Dans le cas où le modèle de plaque non raidie est utilisé, cela ne pose pas de problème fondamental puisque le signal s'arrête rapidement, mais en présence de raidisseurs, l'effet de ceux-ci est masqué par les réflexions parasites.

Afin de pouvoir analyser complètement les signaux transitoires issus de structures réelles, il est peut-être plus intéressant d'effectuer des essais dans un milieu pouvant être considéré infini, comme en pleine mer par exemple.

4.6. Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons étudié le comportement vibro-acoustique transitoire d'une plaque infinie raidie périodiquement dans une direction. Les modèles de plaque et de poutre de Mindlin-Timoshenko ont été utilisés pour obtenir les expressions de l'accélération spectrale et de la pression acoustique en champ lointain, et pour effectuer les simulations.

Nous avons d'abord considéré une excitation linéique, pour simplifier le problème. A partir de l'expression de l'accélération, les nombres d'onde de Bloch-Floquet ont pu être identifiés. S'ils apparaissent clairement en dessous de la fréquence critique de la plaque, il n'en est pas de même au-dessus, la discrétisation numérique n'étant parfois pas suffisante. L'analyse de l'accélération spectrale montre qu'en présence de raidisseurs, des maximums locaux apparaissent au niveau des nombres d'onde de Bloch-Floquet. Cette correspondance n'est pas observable directement au-dessus de la fréquence critique, car les amortissements sont trop importants. Il en est de même pour la directivité, qu'il est possible de déterminer à partir des nombres d'onde inférieurs au nombre d'onde acoustique k_0 . En dessous de la fréquence critique, la différence est nette par rapport à une plaque non raidie, dont le rayonnement est omnidirectionnel. Au-dessus de la fréquence critique, la directivité est différente de celle d'une plaque non raidie, mais la correspondance avec les ondes de Bloch-Floquet n'est plus évidente. Le spectre de pression rayonnée dans une direction donnée est également influencé par les ondes de Bloch-Floquet.

Dans le domaine temporel, nous avons d'abord considéré une fréquence maximale peu élevée, afin d'illustrer l'influence des ondes de Bloch-Floquet. Leur effet se traduit par des oscillations périodiques qui apparaissent après le pic dû à l'impact. Nous avons également remarqué que les raidisseurs empêchent la propagation des ondes fuyantes dans la plaque, ce qui se remarque par une forte atténuation des oscillations apparaissant au début du signal. En modifiant la position de l'excitation, nous mettons en évidence le rôle des raidisseurs sur les signaux qui apparaissent comme une répétition du signal initial.

Nous nous sommes ensuite intéressés à la réponse de la plaque excitée par une force ponctuelle. Les phénomènes mis en évidence pour l'excitation linéique sont généralisés, mais nous avons également observé l'influence du nombre d'onde k_y avec l'apparition des bandes passantes et bandes d'arrêt. Dans le domaine temporel, nous avons montré que la pression calculée pour un angle azimut nul, c'est-à-dire une propagation perpendiculaire aux raidisseurs, nous obtenions le même résultat que dans le cas d'une force linéique. Lorsque l'angle azimut est modifié, l'effet des raidisseurs sur la réponse temporelle est modifié. L'effet des ondes de Bloch-Floquet est bien visible lorsque la fréquence maximale prise en compte est basse. Lorsque celle-ci est haute, nous avons observé que, plus la direction de rayonnement est proche du plan parallèle aux raidisseurs, plus les signaux temporels sont semblables à ceux d'une plaque non raidie.

Nous avons enfin comparé les résultats de simulation à des signaux expérimentaux. Ceux-ci ont été obtenus lors d'une campagne de mesure sur une barge d'essai, dont la structure est proche d'un système industriel. La comparaison des signaux temporels a permis d'observer le phénomène de répétition dû aux raidisseurs, uniquement dans le cas d'un angle azimut nul. Dans les autres cas, seul le premier pic est identifiable, car les ondes réfléchies aux limites du bassin perturbent trop le signal.

CHAPITRE 5

Analyse de la réponse vibro-acoustique transitoire d'une plaque infinie couplée à des structures résonnantes

5.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous étudions le comportement vibro-acoustique transitoire d'un système composé d'une plaque infinie couplée à des structures mécaniques ayant un comportement résonnant. Ces dernières sont intégrées dans la modélisation afin d'étudier l'effet sur la réponse temporelle, que pourrait avoir des structures telles que les carlingages fixés sur la coque, ainsi que les matériels montés sur ceux-ci. Dans notre modèle très simplifié, le carlingage est représenté par une poutre excitée en traction-compression, et les équipements montés sont représentés par une plaque rectangulaire vibrant en flexion.

La méthode de sous-structuration par inertance est utilisée pour assembler la plaque infinie, la poutre en traction-compression et la plaque en flexion. Ces calculs sont effectués en fréquence. La méthode consiste à obtenir dans un premier temps les inertances de chaque sous-système découplé puis à les assembler dans un second temps pour en déduire les efforts de couplage entre les sous-systèmes. Dans une dernière phase, ces forces sont introduites dans le modèle de la plaque infinie, ce qui permet d'en déduire la pression rayonnée en champ lointain.

L'étude de la plaque couplée s'effectue, dans un premier temps, en ne prenant en compte que la poutre. Son comportement vibratoire particulier permet d'illustrer clairement l'effet d'une rupture d'inertance entre la plaque et la poutre. Nous étudions trois cas : une poutre plus souple que la plaque, une poutre plus raide, et le cas où il n'y a pas de rupture d'inertance. Nous montrons que dans les deux premiers cas, le mouvement de la poutre influence beaucoup le signal de pression rayonnée, et que sans rupture d'inertance, cette influence est négligeable.

Dans un second temps, nous considérons le système dans son ensemble. Cette fois-ci, c'est l'effet de rupture d'inertance entre la plaque rectangulaire et la poutre qui est mis en évidence. Nous montrons qu'en fonction du rapport d'inertance entre ces deux structures, différents phénomènes sont remarquables sur les réponses temporelles de pression rayonnée.

5.2. Paramètres du système et méthodes de calcul

Nous présentons ici la géométrie du système étudié, ainsi que ses paramètres par défaut. Ensuite, nous décrivons la méthode de couplage par inertances permettant d'obtenir les forces de couplage, ainsi que les méthodes de décomposition modale utilisées pour calculer les inertances de chaque sous-système.

5.2.1. Description du système résonnant étudié

Le système que nous considérons est schématisé par la Figure 5-1. Une plaque rectangulaire vibrant en flexion de dimensions finies, est excitée normalement par une force impulsionnelle ponctuelle. Cette plaque est couplée à la plaque infinie par l'intermédiaire d'une poutre se déformant longitudinalement et positionnée perpendiculairement aux deux plaques. Les couplages poutre-plaque sont supposés ponctuels et ne transmettent que les efforts normaux aux plaques.

Les dimensions de la plaque rectangulaire sont les mêmes que celle testée expérimentalement au chapitre 3 (1500 mm x 1530 mm x 30 mm), mais nous choisissons l'acier comme matériau par défaut. La poutre, en acier également, a une section circulaire de diamètre de 50 mm et une longueur de 500 mm.

Les valeurs par défaut des caractéristiques des sous-systèmes sont résumées dans le Tableau 5-1.

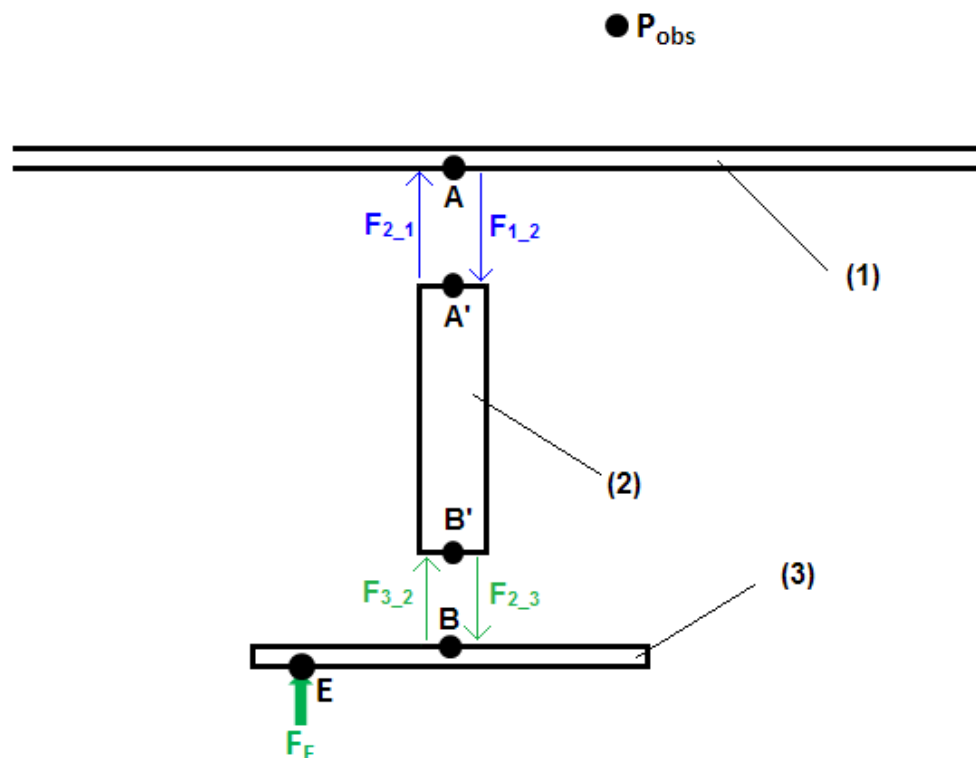


Figure 5-1: Schéma représentant la plaque infinie couplée à un système résonnant. Les forces appliquées à chaque sous-système sont également représentées

Paramètre	Notation	Valeur	Unité
Plaque infinie			
Epaisseur	h	0.03	m
Module d'Young	E	210	Gpa
Coefficient de Poisson	ν	0.3	Pas d'unité
Densité volumique	ρ_s	7800	kg/m ³
Poutre			
Diamètre	d'_{po}	0.05	m
Section	S'_{po}	0.002	m ²
Longueur	L_{po}	0.50	m
Module d'Young	E_{po}	210	Gpa
Densité volumique	ρ_{po}	7800	kg/m ³
Plaque finie rectangulaire			
Longueur	L_x	1.53	m
Largeur	L_y	1.50	m
Epaisseur	h_{plf}	0.03	m
Module d'Young	E_{plf}	210	Gpa
Module de poisson	ν_{plf}	0.3	Pas d'unité
Densité volumique	ρ_{plf}	7800	kg/m ³
Milieu fluide (eau)			
Densité volumique	ρ_0	1000	kg/m ³
Célérité du son	c_0	1500	m/s

Tableau 5-1 : Paramètres par défaut du système résonnant, de la plaque infinie et du fluide

5.2.2. Méthode de couplage par inertances

Dans ce paragraphe, nous considérons des excitations harmoniques avec une dépendance en temps de la forme $e^{-i\omega t}$. L'inertance de transfert d'une structure excitée en un point E et dont la réponse est observée en un point R, est définie par :

$$I_{ER}(\omega) = \frac{A_R(\omega)}{F_E(\omega)} \quad [5-1]$$

où A_R est l'amplitude de l'accélération de la structure au point R, et F_E est l'amplitude de la force excitatrice au point E. Lorsque les points R et E sont confondus, nous parlons d'inertance d'entrée $I_{EE}(\omega)$. Pour décrire la méthode de calcul que nous utilisons dans ce chapitre, nous avons illustré, sur la Figure 5-1, les points de couplage des trois sous-systèmes. Ces points sont confondus deux à deux en réalité (i.e. A et A', ainsi que B et B'). Une force F_E est appliquée au point d'excitation E de la plaque rectangulaire.

Afin de pouvoir obtenir la pression rayonnée par la plaque infinie, il faut déterminer la force résultante appliquée au point B, notée $F_{2,3}$. Dans un premiers temps, nous donnons séparément pour chaque sous-système, les relations entre l'accélération des points de couplages, les forces appliquées sur le sous-système, et les inertances de chaque structure.

Nous avons donc, pour la plaque infinie :

$$A_A(\omega) = I_{AA}(\omega)F_{2_1}(\omega) \quad [5-2]$$

Pour la poutre :

$$\begin{cases} A_{A'}(\omega) = I_{A'A'}(\omega)F_{1_2}(\omega) + I_{B'A'}(\omega)F_{3_2}(\omega) \\ A_{B'}(\omega) = I_{B'B'}(\omega)F_{3_2}(\omega) + I_{B'A'}(\omega)F_{1_2}(\omega) \end{cases} \quad [5-3]$$

Et pour la plaque rectangulaire :

$$A_B(\omega) = I_{BB}(\omega)F_{2_3}(\omega) + I_{EB}(\omega)F_E(\omega) \quad [5-4]$$

Dans un second temps, nous écrivons les relations de continuité des accélérations et de réciprocité des forces aux points de couplage.

Cela donne, entre la plaque infinie et la poutre :

$$\begin{cases} A_A(\omega) = A_{A'}(\omega) \\ F_{1_2}(\omega) = -F_{2_1}(\omega) \end{cases} \quad [5-5]$$

Puis entre la poutre et la plaque rectangulaire :

$$\begin{cases} A_B(\omega) = A_{B'}(\omega) \\ F_{3_2}(\omega) = -F_{2_3}(\omega) \end{cases} \quad [5-6]$$

En insérant les équations [5-5] et [5-6] dans les équations [5-2], [5-3] et [5-4], nous obtenons l'expression de la force de couplage F_{3_2} , appliquée par la plaque rectangulaire sur la poutre, ainsi que F_{2_1} , appliquée par la poutre sur la plaque infinie :

$$\begin{cases} F_{3_2}(\omega) = \frac{I_{EB}(\omega)F_E(\omega)}{I_{BB}(\omega) + I_{B'B'}(\omega) - \frac{(I_{B'A'}(\omega))^2}{I_{A'A'}(\omega) + I_{AA}(\omega)}} \\ F_{2_1}(\omega) = \frac{I_{B'A'}(\omega)F_{3_2}(\omega)}{I_{A'A'}(\omega) + I_{AA}(\omega)} \end{cases} \quad [5-7]$$

En combinant les deux équations du système [5-7], nous obtenons la force appliquée sur la plaque infinie, en fonction de la force d'excitation du système :

$$F_{2_1}(\omega) = \frac{I_{B'A'}(\omega)}{I_{A'A'}(\omega) + I_{AA}(\omega)} \frac{I_{EB}(\omega)F_E(\omega)}{I_{BB}(\omega) + I_{B'B'}(\omega)} \quad [5-8]$$

Enfin, la pression rayonnée en champ lointain est obtenue à partir de la méthode de la phase stationnaire, de la même manière qu'au Chapitre 2 :

$$P(R, \theta, \omega) = \frac{-\rho_0 \omega F_{2_1} e^{ik_0 R}}{2 R \pi i (\tilde{Z}_p(k_0 \sin(\theta)) + \tilde{Z}_a(k_0 \sin(\theta)))} \quad [5-9]$$

5.2.3. Calcul des inertances des sous-systèmes résonnants

5.2.3.1. Inertances de la plaque finie rectangulaire

En considérant une excitation au point (x', y') , nous pouvons, à partir de la méthode de décomposition modale [50], écrire l'accélération vibratoire en un point quelconque (x, y) sous la forme :

$$A_{plf}(x, y, \omega) = \sum_{m=1}^{+\infty} \sum_{n=1}^{+\infty} \underline{\gamma}_{mn}(x', y', \omega) \Phi_m(x) \Psi_n(y) \quad [5-10]$$

où $\underline{\gamma}_{mn}$ est l'amplitude modale, et Φ_m et $\Psi_n(y)$ sont les déformées modales de la plaque suivant x et y de la plaque appuyée :

$$\begin{cases} \Phi_m(x) = \sqrt{\frac{2}{L_x}} \sin\left(\frac{m \cdot \pi \cdot (x - x_{cp})}{L_x}\right) \\ \Psi_n(y) = \sqrt{\frac{2}{L_y}} \sin\left(\frac{n \cdot \pi \cdot (y - y_{cp})}{L_y}\right) \end{cases} \quad [5-11]$$

où (x_{cp}, y_{cp}) sont les coordonnées du centre de la plaque. Le mouvement de flexion est étudié via le modèle théorique de Love-Kirchhoff, incluant le même type d'amortissement viscoélastique que celui de la plaque infinie, défini au Chapitre 2. La matrice d'amplitude modale $\underline{\gamma}_{mn}$ s'écrit donc :

$$\underline{\gamma}_{mn}(x', y', \omega) = \frac{F_0 \Phi_m(x') \Psi_n(y')}{[-\omega^2 \underline{M}_{mn} + \underline{K}_{mn} + \underline{C}_{mn}]} \quad [5-12]$$

où :

$$\begin{cases} \underline{M}_{mn} = \rho_{plf} h_{plf} \\ \underline{K}_{mn} = D_{plf} \left(\left(\frac{m\pi}{L_x} \right)^4 + 2 \left(\frac{m\pi}{L_x} \right)^2 \left(\frac{n\pi}{L_y} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_y} \right)^4 \right) \\ \underline{C}_{mn} = 2i\pi\xi\omega_{mn}\underline{M}_{mn} \end{cases} \quad [5-13]$$

Les pulsations modales de la plaque ω_{mn} sont définies par :

$$\omega_{mn} = \sqrt{\frac{D_{plf}}{\rho_{plf} h_{plf}}} \left(\left(\frac{m\pi}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_y} \right)^2 \right) \quad [5-14]$$

Nous obtenons ainsi les inertances d'entrée et de transfert de la plaque finie nécessaire au calcul de la force de couplage :

$$\begin{cases} I_{C1C1}(\omega) = \sum_{m=1}^{+\infty} \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{-\omega^2 (\Phi_m(x_{C1}))^2 (\Psi_n(y_{C1}))^2}{[-\omega^2 \underline{M}_{mn} + \underline{K}_{mn} + \underline{C}_{mn}]} \\ I_{EC1}(\omega) = \sum_{m=1}^{+\infty} \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{-\omega^2 \Phi_m(x_E) \Psi_n(y_E) \Phi_m(x_{C1}) \Psi_n(y_{C1})}{[-\omega^2 \underline{M}_{mn} + \underline{K}_{mn} + \underline{C}_{mn}]} \end{cases} \quad [5-15]$$

5.2.3.2. Inertances de la poutre

Le comportement vibratoire de la poutre est également obtenu par la méthode de décomposition modale. Pour une excitation au point de coordonnée z' , la forme générale de l'accélération de la poutre en un point de coordonnée z est :

$$A_{po}(z, z', \omega) = \sum_{n=1}^{+\infty} -\omega^2 a_n(z', \omega) \cdot \varphi_n(z) \quad [5-16]$$

où les déformées modales s'écrivent alors :

$$\varphi_n(z) = e^{\frac{i n \pi (z - z_{C2})}{L_{po}}} + e^{\frac{-i n \pi (z - z_{C2})}{L_{po}}} \quad [5-17]$$

L'amplitude modale s'obtient de manière classique [1]:

$$\gamma_n(\omega, z') = \frac{F_0 \varphi_n(z')}{M_n [\omega_n^2 - \omega^2 - 2 \cdot i \cdot \varepsilon_n \cdot \omega_n \cdot \omega]} \quad [5-18]$$

où ε_n est un taux d'amortissement, dont nous fixons la valeur par défaut à 0,01. Les pulsations de résonances ω_n de la poutre sont :

$$\omega_n = n \pi \frac{\sqrt{E_{po}/\rho_{po}}}{L_{po}} \quad [5-19]$$

Les inertances d'entrée et de transfert vibratoire de la poutre s'écrivent finalement :

$$\begin{cases} I_{C1C1}(\omega) = \sum_{m=0}^{+\infty} \frac{(-i\omega)^2 (\varphi_n(z_{C1}))^2}{M_n [\omega_n^2 - \omega^2 - 2 \cdot i \cdot \varepsilon_n \cdot \omega_n \cdot \omega]} \\ I_{EC1}(\omega) = \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{(-i\omega)^2 \varphi_n(z_E) \varphi_n(z_{C1})}{M_n [\omega_n^2 - \omega^2 - 2 \cdot i \cdot \varepsilon_n \cdot \omega_n \cdot \omega]} \end{cases} \quad [5-20]$$

5.3. Réponse des structures couplées : influence de la rupture d'inertance

Nous étudions ici l'influence d'une différence d'inertance entre les différents sous-systèmes couplés. La plaque infinie est d'abord couplée à la poutre seule, puis nous étudions le cas où la plaque rectangulaire est présente.

5.3.1. Réponse de la plaque infinie couplée à la poutre seule

Dans ce paragraphe, nous étudions la réponse du système constitué uniquement de la poutre et de la plaque infinie. L'excitation est alors appliquée à l'extrémité libre de la poutre (i.e. au point B'), et nous pouvons écrire $F_{3,2} = F_E$. Ce cas permet d'illustrer clairement l'effet de la rupture d'inertance au niveau de la jonction plaque infinie/poutre.

Afin de pouvoir comparer les signaux temporels en fonction de l'inertance d'entrée de la poutre, sans modifier la vitesse de propagation de l'onde de traction-compression, il faut que le rapport E_{po}/ρ_{po} ne soit pas modifié. Nous choisissons de multiplier les valeurs par défaut de E_{po} et ρ_{po} par un même coefficient, noté α_{po} . Les valeurs par défaut données au Tableau 5-1 ont été définies pour que les inertances d'entrée de la poutre et de la plaque infinie, aient le même ordre de grandeur si $\alpha_{po} = 1$. La Figure 5-2 compare l'évolution de l'inertance d'entrée de la plaque infinie avec celles de la poutre pour différents coefficients α_{po} . Lorsque $\alpha_{po} < 1$, le module d'Young est plus petit, et la poutre est plus souple. Par conséquent, l'inertance d'entrée de la poutre a une amplitude plus grande. Si $\alpha_{po} > 1$, la poutre est plus raide, et son inertance d'entrée a une amplitude plus faible.

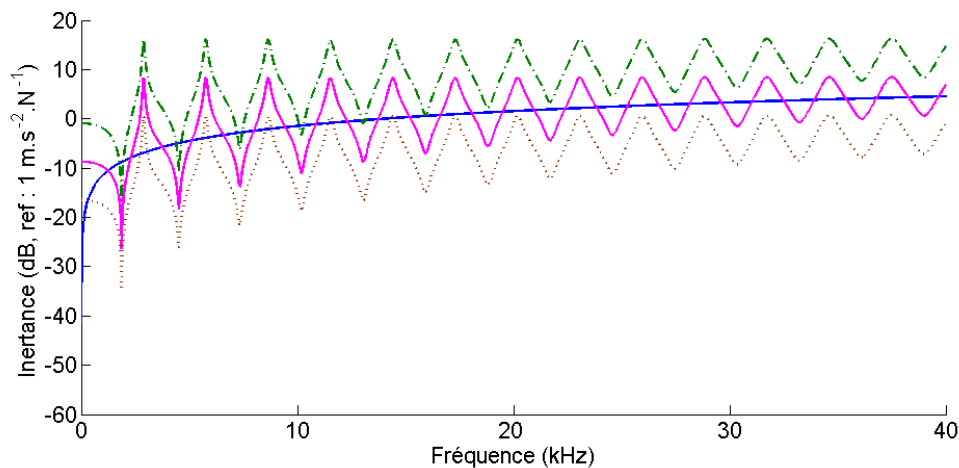


Figure 5-2 : Spectre des inertances d'entrée en fonction du coefficient de raideur de poutre ;
 (—) : $\alpha_{po} = 1$, (---) : $\alpha_{po} = 1/6$, (···) : $\alpha_{po} = 6$; (—) : inertance de plaque infinie

5.3.1.1. Influence de la rupture d'inertance sur la force de couplage

Nous analysons d'abord les spectres de force de couplage appliquée sur la plaque infinie (cf. Figure 5-3) Puis, nous nous intéressons au signal temporel de cette force. Dans les domaines fréquentiel et temporel, nous comparons les cas de trois valeurs de α_{po} (i.e. 1/6, 1 et 6).

- Cas où $\alpha_{po} = 6$:

Le spectre de la force de couplage présente des pics dont les fréquences correspondent aux fréquences de résonance de la poutre libre. Ceci peut s'expliquer par le fait que la plaque, nettement plus souple que la poutre, n'exerce pas une grande résistance au mouvement de cette dernière. Les conditions limites au point de couplage peuvent alors être considérées comme libres. A noter qu'étant donné qu'il s'agit du cas où la poutre est la plus raide, sa réponse vibratoire, et donc l'amplitude générale de la force de couplage, sont les plus faibles.

Dans le domaine temporel (cf. Figure 5-4 (a)), l'influence des vibrations de la poutre sont visibles par une périodisation du signal de force appliqué sur la plaque infinie. La fréquence de périodisation est égale à la première fréquence de résonance du spectre correspondant (i.e. 2.5 kHz). A noter que l'effet de l'amortissement de la poutre ressort sur ce signal temporel, puisque l'amplitude des pics diminue avec le temps.

- Cas où $\alpha_{po} = 1/6$:

La plaque infinie est nettement plus raide que la poutre. La réponse de celle-ci, et donc la force de couplage ont une amplitude plus grande. Les conditions limites au point de couplage sont proches de celles d'une poutre encastree. C'est pourquoi nous observons, sur le spectre de force, des fréquences de résonance qui correspondent à celle d'une poutre encastree-libre.

Dans ce cas, les ondes réfléchies au point de couplage sont en opposition de phase avec les ondes incidentes. Ce déphasage s'observe sur le signal temporel (cf. Figure 5-4 (c)). A l'instar du cas de la poutre raide, nous observons des répétitions périodiques amorties, mais cette fois-ci le signe de deux pics consécutifs est alterné.

- Cas où $\alpha_{po} = 1$:

Dans ce cas, il n'y a pas de rupture d'inertance. Contrairement aux deux cas précédents, le spectre de la force de couplage ne présente pas de résonances marquées (cf. Figure 5-3), et son niveau global est proche de 0 dB. Nous observons également que le signal temporel, visible sur la Figure 5-4 (b), est constitué d'une seule impulsion. Les répétitions périodiques ne sont pas présentes. Une interprétation possible est qu'en l'absence de rupture d'inertance, la plaque joue le rôle d'un élément absorbant. L'onde initiale de traction est alors totalement transmise à la plaque.

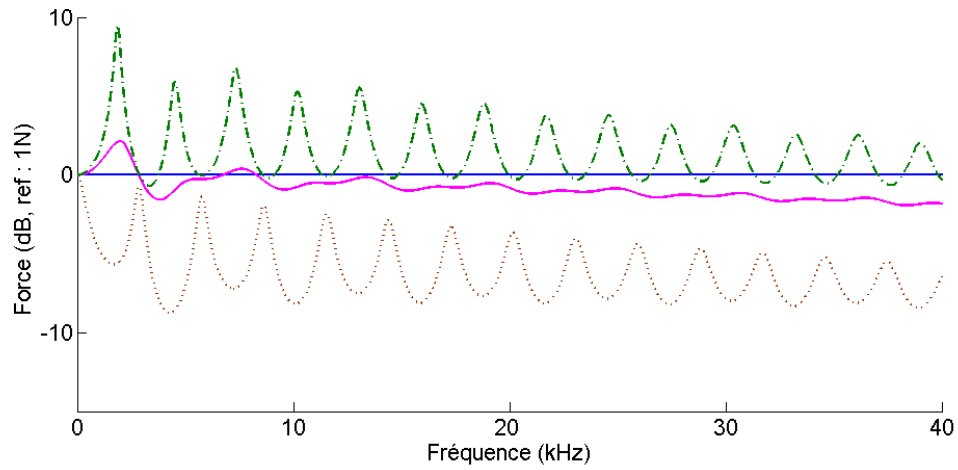


Figure 5-3 : Spectre de la force de couplage appliquée sur la plaque infinie ;
 (—) : $\alpha_{po} = 1$, (-.-) : $\alpha_{po} = 1/6$, (....) : $\alpha_{po} = 6$; (—) : cas où la force est appliquée
 directement sur la plaque

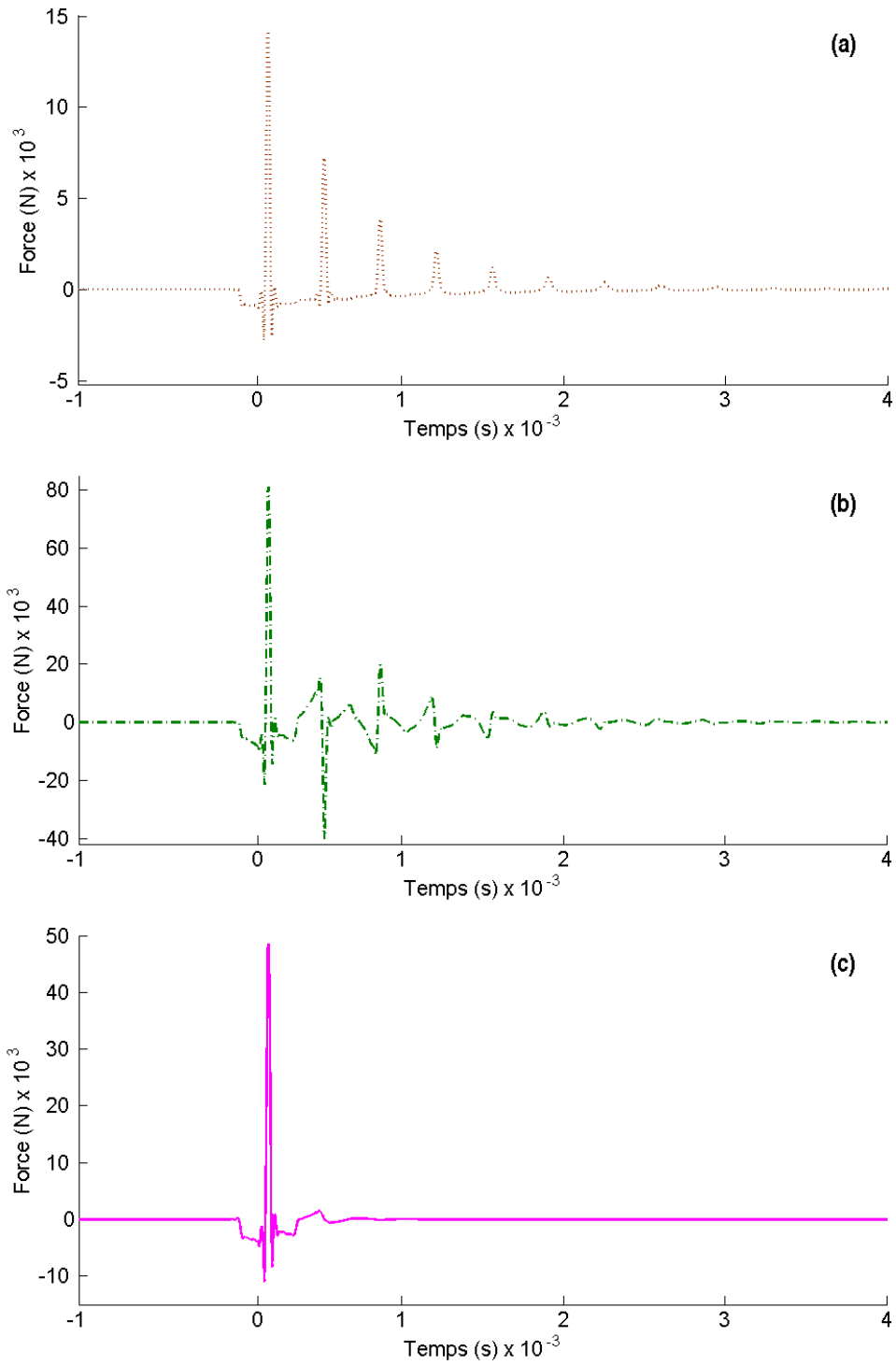


Figure 5-4 : Réponses temporelles de la force de couplage ;
 (···) : $\alpha_{po} = 6$, (-.-) : $\alpha_{po} = 1/6$, (—) : $\alpha_{po} = 1$

5.3.1.2. Influence de la rupture d'inertance sur la pression rayonnée

Le rayonnement de la plaque infinie couplée à la poutre dépend de la force de couplage entre ces deux sous-systèmes. La Figure 5-5 compare les spectres de pression rayonnée en fonction du coefficient de raideur de la poutre. Le cas de la plaque non couplée est également représenté. Les effets de la rupture d'inertance sont analogues à ceux observés sur la force de couplage. Les résonnances de la poutre sont visibles lorsqu'il y a rupture, et l'amplitude moyenne est modifiée. Cependant l'allure moyenne due à la directivité de la plaque est observable dans tous les cas. Lorsqu'il n'y a pas de rupture d'inertance les spectres de pression de plaque couplée et non couplée sont semblables.

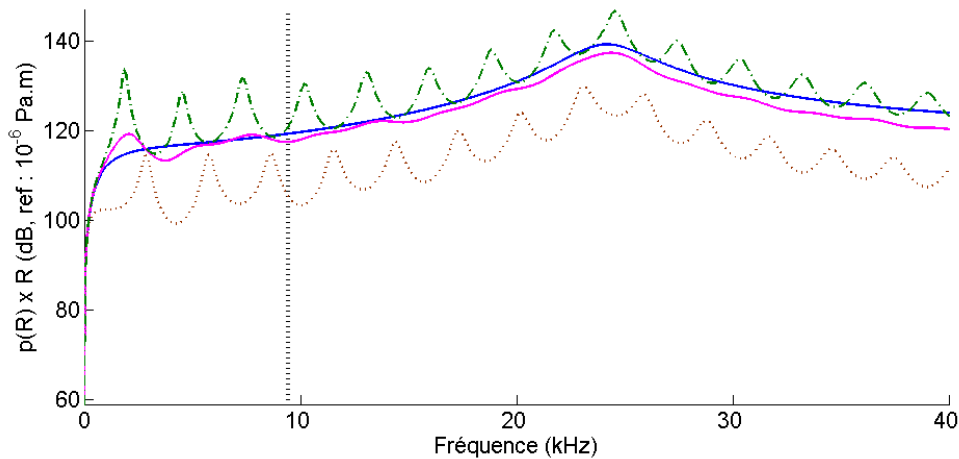


Figure 5-5 : Spectres de pression rayonnée par le système poutre-plaque infinie en champ lointain (ramenée à 1m), à $\phi = 45^\circ$; ($\cdots$) : $\alpha_{po} = 6$, ($---$) : $\alpha_{po} = 1/6$, ($---$) : $\alpha_{po} = 1$; ($---$) : cas où la plaque infinie n'est pas couplée ; ($\cdots$ vertical) : $f = f_{c_mt}$

Dans le domaine temporel (cf. Figure 5-6), nous observons également des effets analogues à ceux mis en évidence sur la force de couplage. Dans le cas d'une rupture d'inertance entre la plaque infinie et la poutre, nous observons une répétition des oscillations qui apparaissent pour la plaque seule. Ces répétitions sont d'amplitude de plus en plus faible, et dans le cas où la poutre est plus souple que la plaque, nous pouvons remarquer une inversion de signe. Lorsqu'il n'y a pas de rupture d'inertance, la Figure 5-6 (c) montre qu'un seul groupe d'oscillations est visible, comme quand la plaque infinie n'est pas couplée.

Dans chacun des cas étudiés, le signal initial de pression de plaque couplée est décalé par rapport au cas de la plaque seule. Le temps de décalage correspond au temps de propagation des ondes longitudinales dans la poutre, entre le point d'excitation et le point de couplage. A noter que l'espacement temporel entre deux répétitions est deux fois plus grand, puisqu'il correspond au temps d'un aller-retour de ces mêmes ondes.

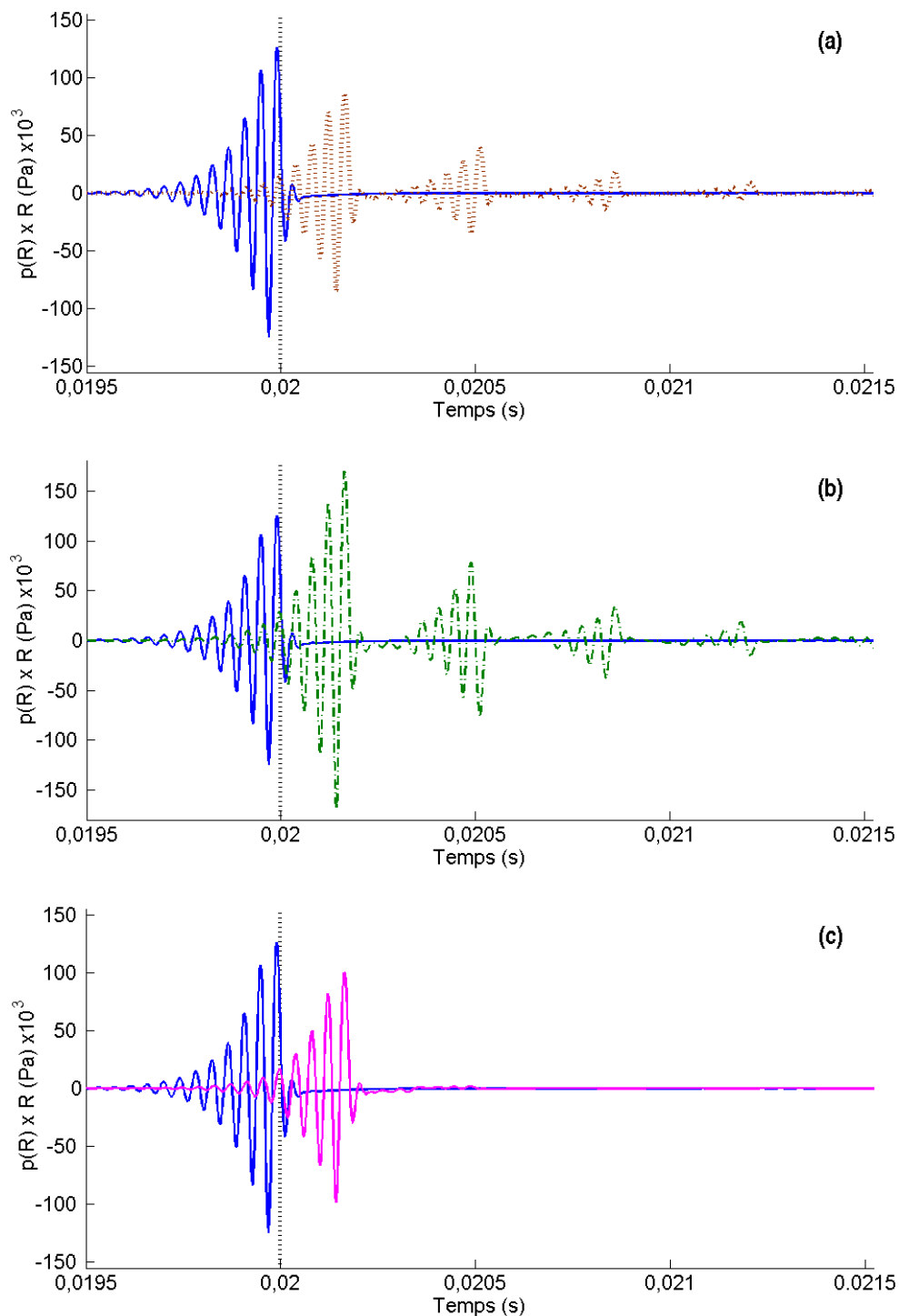


Figure 5-6 : Réponses temporelles de pression rayonnée par le système poutre-plaque infinie en champ lointain (ramenée à 1m), à $R = 60$ m et $\phi = 45^\circ$; (···) : $\alpha_{po} = 6$ (pression à l'échelle 3 : 1), (— · —) : $\alpha_{po} = 1/6$, (—) : $\alpha_{po} = 1$; (—) : plaque infinie non couplée

5.3.2. Réponse du système complet

Dans ce paragraphe, nous analysons les réponses du système complet (i.e. avec la plaque rectangulaire). Nous nous plaçons dans le cas où la poutre est plus raide que la plaque infinie (i.e. $\alpha_{po} = 6$). De cette façon, la condition limite du mouvement de poutre, au point de couplage entre celle-ci et la plaque infinie, peut être considérée comme libre. Cela correspond à l'hypothèse retenue lors du calcul des inertances de poutre seule.

Nous modifions la raideur de la plaque rectangulaire, de la même manière que pour la poutre, en multipliant son module d'Young E_{plf} et sa densité ρ_{plf} par un coefficient α_{pl} . Nous choisissons, pour ce coefficient, trois valeurs (36, 6 et 1).

- Cas où $\alpha_{pl} = 36$:

La plaque rectangulaire est plus raide que la poutre. Celle-ci peut donc être considérée comme encastree à la plaque rectangulaire, et libre au contact de la plaque infinie. Le spectre de la pression rayonnée en champ lointain par la plaque infinie (cf. Figure 5-7), est composé de nombreux pics dus aux résonances de la plaque rectangulaire. Nous observons également une allure correspondant au comportement de la poutre encastree-libre. En effet, l'amplitude est maximale autour des résonances de cette poutre (représentées par des traits verticaux).

La réponse temporelle associée est présentée sur la Figure 5-8. Les contributions des trois structures sont difficilement différenciables, contrairement au cas où la plaque infinie n'était couplée qu'à la poutre. Nous observons cependant un groupe d'oscillations rapides, dues aux vibrations de la plaque rectangulaire. Ce groupe semble se répéter à $t=20.75$ ms (trait vertical), à cause du mouvement vibratoire de la poutre.

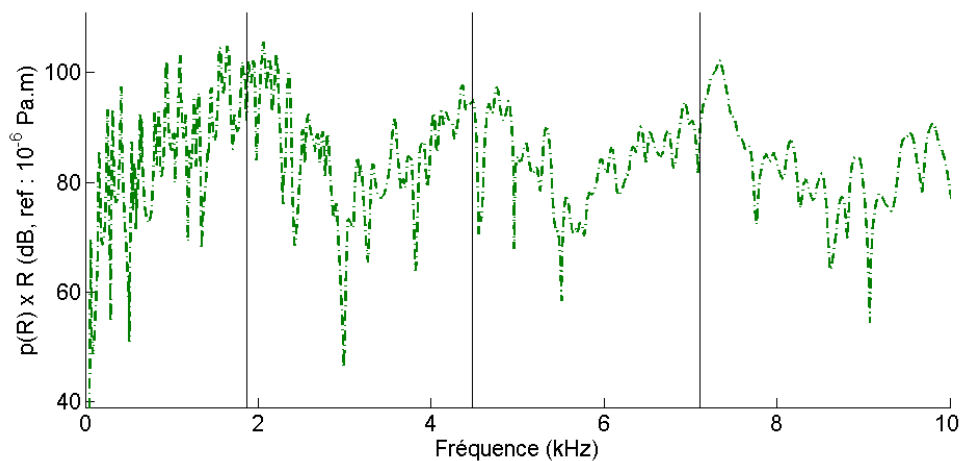


Figure 5-7 : Spectre de force de pression rayonnée par le système complet en champ lointain (ramenée à 1m), à $\phi = 45^\circ$, pour $\alpha_{plf} = 36$; (—) : fréquences de résonances de la poutre encastree-libre

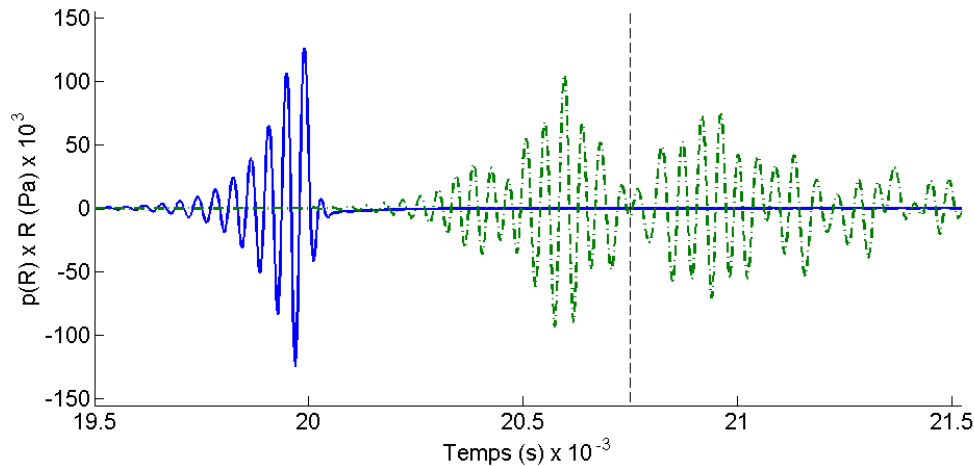


Figure 5-8 : Réponses temporelles de pression rayonnée par le système complet en champ lointain (ramenée à 1m), à $R = 60\text{ m}$ et $\phi = 45^\circ$, pour $\alpha_{plf} = 1$; (---) : système complet (échelle 30 : 1) ; (—) : plaque infinie seule ; (---) : répétition du signal due à la poutre

- Cas où $\alpha_{pl} = 1$:

La plaque rectangulaire est alors plus souple que la poutre. Les conditions limites de celle-ci sont considérées comme libres aux deux extrémités. Le spectre de pression rayonnée est représenté sur la Figure 5-9. Nous observons des amplitudes maximales autour des fréquences de résonance de la poutre libre-libre.

Sur la réponse temporelle de pression (cf. Figure 5-10), il est possible d'observer le début du signal caractéristique de la plaque infinie. Celui-ci est identifiable car c'est la première fréquence de résonance de la poutre qui contribue le plus au signal (le niveau du spectre y est le plus élevé). Deux excitations successives de la plaque infinie sont donc plus espacées dans le temps, ce qui permet de faire apparaître distinctement le signal de plaque infinie.

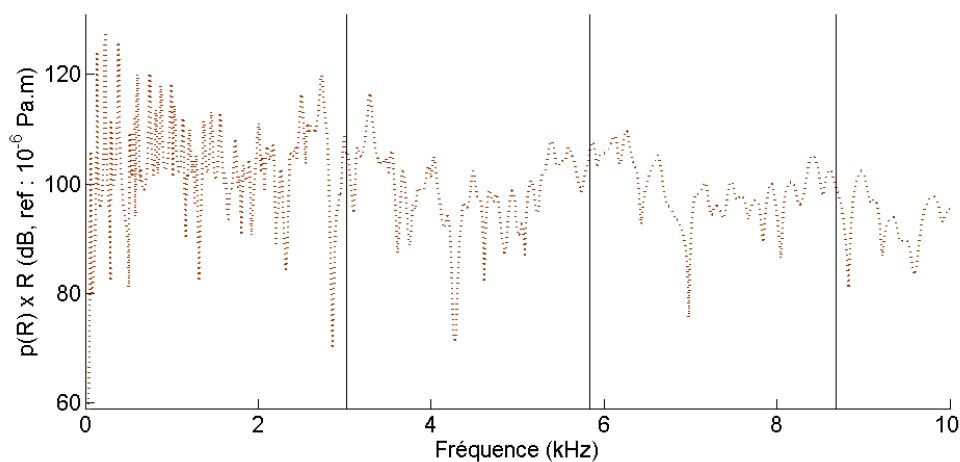


Figure 5-9 : Spectre de force de pression rayonnée par le système complet en champ lointain (ramenée à 1m), à $\phi = 45^\circ$, pour $\alpha_{plf} = 1$; (—) : fréquences de résonances de la poutre libre-libre

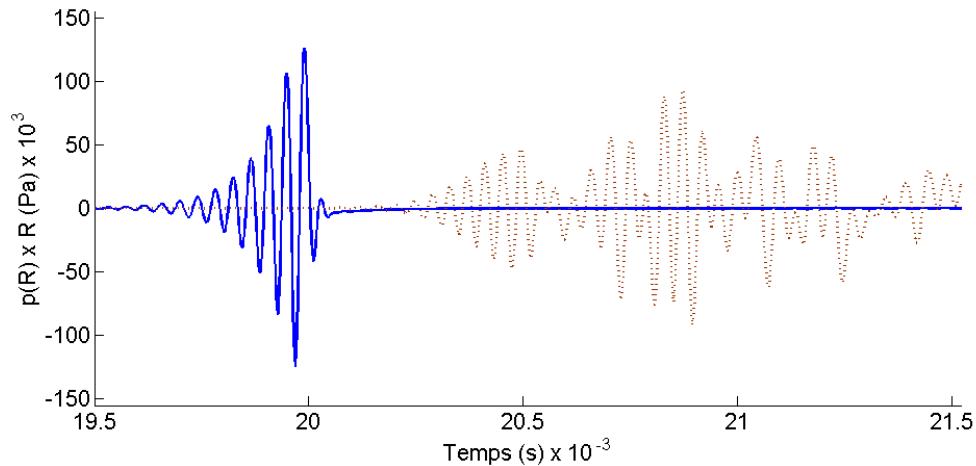


Figure 5-10 : Réponses temporelles de pression rayonnée par le système complet en champ lointain (ramenée à 1m), à $R = 60\text{ m}$ et $\phi = 45^\circ$, pour $\alpha_{plf} = 1$;
 (···) : système complet (échelle 30 : 1) ; (—) : plaque infinie seule

- Cas où $\alpha_{pl} = 6$:

Il n'y a, dans ce cas, pas de rupture d'inertance entre la plaque rectangulaire et la poutre. Les ondes de traction de poutre sont majoritairement transmises à la plaque rectangulaire, et il y a peu de réflexions au point de couplage entre ces deux structures. La Figure 5-11 illustre le spectre de pression rayonnée dans ce cas. Il n'est plus possible de distinguer clairement les résonances de la poutre. Seules celles de la plaque rectangulaire sont visibles.

La réponse temporelle de pression, illustrée par la Figure 5-12, se présente sous la forme d'un signal s'apparentant à celui d'une plaque rectangulaire seule. Il ne fait pas ressortir les contributions de la poutre et de la plaque infinie.

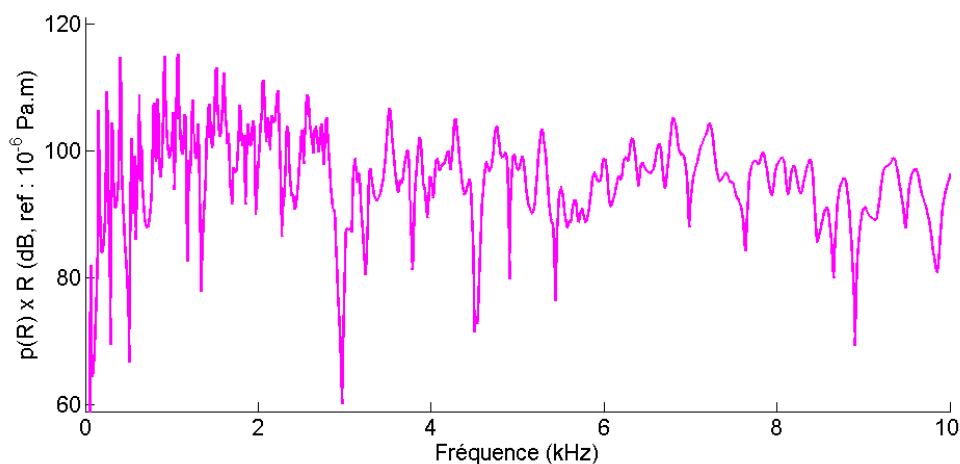


Figure 5-11 : Spectre de force de pression rayonnée par le système complet en champ lointain (ramenée à 1m), à $\phi = 45^\circ$, pour $\alpha_{plf} = 6$

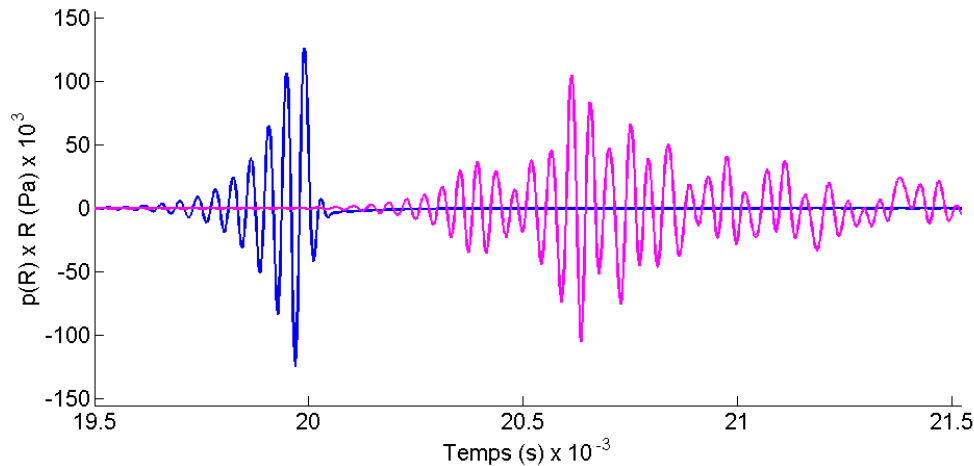


Figure 5-12 : Réponses temporelles de pression rayonnée par le système complet en champ lointain (ramenée à 1m), à $R = 60\text{ m}$ et $\phi = 45^\circ$, pour $\alpha_{plf} = 6$;
(—) : système complet (échelle 30 : 1) ; (—) : plaque infinie seule

5.4. Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons étudié le comportement vibro-acoustique d'une plaque infinie couplée à des structures résonnantes. Une poutre excitée en traction-compression modélise le carlingage, et une plaque rectangulaire représente un matériel résonnant fixé au carlingage. La pression rayonnée en champ lointain est obtenue en intégrant, dans l'expression classique, la force de couplage appliquée par les structures résonnantes sur la plaque infinie. Cette force est obtenue à partir de la méthode de couplage par inertances.

Nous avons étudié le comportement du système composé de la plaque infinie couplée uniquement à la poutre avec une excitation à l'extrémité libre de celle-ci. En cas de rupture d'inertance, le mouvement vibratoire de la poutre est très influent sur le comportement général du système. Le signal temporel de la force de couplage a la forme d'une impulsion répétée. La fréquence de répétition correspond à la première fréquence de résonance de la poutre. Lorsque celle-ci est plus souple que la plaque, la répétition de l'impulsion présente une inversion de signe. S'il n'y a pas de rupture d'inertance, l'effet de périodisation du signal temporel par la poutre n'est pas visible. Au niveau de la pression rayonnée, le couplage avec la poutre a pour effet de répéter de signal temporel à la même fréquence que la force de couplage, et avec signe inversé le cas échéant.

Enfin, nous nous sommes intéressés à la réponse du système incluant le couplage entre la poutre et la plaque rectangulaire. Dans tous les cas le comportement de la plaque rectangulaire est influent sur la réponse du système. Lorsqu'il y a une rupture d'inertance entre la plaque rectangulaire et la poutre, le mouvement de celle-ci contribue également aux signaux de pression rayonnée. S'il n'y a pas de rupture d'inertance, les ondes de traction-compression ne sont pas réfléchies au niveau du point de couplage avec la plaque rectangulaire, et le mouvement de poutre ne contribue pas sensiblement au rayonnement. Contrairement au cas où la plaque n'est couplée qu'à la poutre, les réponses temporelles ne permettent pas de distinguer aussi clairement les contributions de chaque structure.

Conclusion générale et perspectives

Conclusion

Cette thèse a porté sur l'analyse du comportement vibro-acoustique de structures en contact avec un fluide lourd en régime transitoire. Ce travail s'est effectué dans l'optique d'améliorer les connaissances des phénomènes vibro-acoustiques observés lorsque des structures industrielles immergées sont soumises à des excitations transitoires. Connaître le comportement de ces structures est nécessaire afin de faire face aux nouvelles possibilités de détection par les sonars passifs, dont les systèmes sont capables de traiter les signaux de courte durée. Les sources de bruit transitoire étant souvent des matériels montés rigides sur la coque, nous avons décidé d'étudier les mécanismes de transfert vibro-acoustique séparément. Le rayonnement de la coque a été modélisé par une plaque infinie couplée à un fluide. La diffraction des ondes au niveau des raidisseurs de la coque a été appréhendée en modélisant une plaque raidie périodiquement. Enfin le transfert entre un matériel et la coque a fait l'objet d'une étude sur une plaque infinie couplée à un système composé de structures résonnantes.

Nous avons donc commencé par analyser le comportement vibro-acoustique d'une plaque infinie soumise à une force impulsionnelle ponctuelle. L'étude a d'abord porté sur l'influence de la présence de fluide sur le comportement vibratoire de la plaque. La comparaison des signaux temporels d'accélération de la plaque, avec et sans fluide, a permis d'observer trois types phénomènes. Les ondes dites fuyantes (« leaky wave en anglais ») dont la fréquence est supérieure à la fréquence critique de la plaque, rayonnent dans l'eau en champ lointain. Leur contribution au mouvement vibratoire de la plaque n'est alors visible qu'en l'absence de fluide. L'onde de Scholte, qui se propage à l'interface plaque-fluide, à une célérité proche de celle du son dans l'eau. Sa superposition avec l'onde de flexion de plaque conduit à un phénomène de battement que l'on peut observer sur les temporels d'accélération vibratoire de la plaque. L'effet de masse ajouté est visible à la fin du signal temporel, qui contient les ondes basses fréquences (subsoniques). Nous nous sommes ensuite intéressés au rayonnement acoustique de la plaque en champ proche. Lorsque le point d'observation est proche de la plaque, le signal de pression présente des caractéristiques semblables à celles du signal d'accélération, et notamment la dispersion des ondes. Plus nous nous éloignons de la plaque, plus la contribution des ondes basses fréquences et de l'onde de Scholte, qui sont évanescences, est faible. Dans le même temps, les ondes fuyantes apparaissent sous la forme d'oscillations arrivant avant le temps de parcours d'une onde acoustique rayonnée directement dans l'eau. Ce phénomène est dû à l'interaction entre les ondes vibratoires supersoniques, qui se propagent dans la plaque, et l'onde acoustique rayonnée directement depuis le point d'excitation. Ces oscillations sont nettement marquées sur les signaux de pression en champ lointain. La directivité du rayonnement est alors mise en évidence, via la pseudo-fréquence de ces oscillations, qui dépend de l'angle d'observation. L'amortissement structural modifie leur amplitude, mais n'a pas d'influence sur le dernier pic, dû à l'onde rayonnée directement dans l'eau. Enfin, nous avons étudié l'influence de l'inertie rotationnelle et du cisaillement via le modèle de plaque de Mindlin-Timoshenko. Ce modèle revient à considérer une plaque plus

souple, ce qui se traduit par un ralentissement de la vitesse de propagation des ondes vibratoires, et une augmentation de l'amplitude. En champ lointain, cela entraîne la modification de la pseudo-période des oscillations.

Ces phénomènes ont été ensuite observés expérimentalement, par des mesures effectuées à l'ISEN de Lille. Une plaque rectangulaire a été posée à la surface d'un bassin acoustique rempli d'eau. La structure a été excitée par deux sources transitoires différentes : une excitation au marteau de choc, et une excitation par chute d'une bille. La pression rayonnée en eau et l'accélération de la plaque ont été mesurées. Etant donné que les ondes vibratoires sont réfléchies aux bords de la plaque, il a été nécessaire de déterminer le temps à partir duquel les réflexions contribuaient au signal temporel, le rendant difficilement comparable avec celui provenant d'une plaque infinie. Ce temps a été calculé à partir de la méthode des sources images. L'excitation au marteau de choc a permis de comparer les signaux théoriques et expérimentaux, et de montrer, via les signaux d'accélération, que le modèle de plaque de Mindlin-Timoshenko est le plus précis. L'inconvénient du marteau est que les fréquences générées étaient inférieures à la fréquence critique de la plaque, ce qui fait que les signaux temporels de pression rayonnée ne contenaient pas d'oscillations dues aux ondes « fuyantes ». C'est pourquoi nous avons également généré un choc par la chute d'une bille. Les fréquences excitées étaient alors suffisamment élevées. Nous avons pu observer le rayonnement des ondes fuyantes à travers les signaux d'accélération vibratoire et de pression rayonnée.

Nous nous sommes ensuite intéressés au rayonnement acoustique de la plaque infinie, à laquelle nous avons ajouté des raidisseurs périodiques et parallèles. Le but de ce modèle était d'observer les phénomènes, liés à la présence des ondes de Bloch-Floquet, dans le domaine temporel. Pour cela, nous avons d'abord considéré une excitation impulsionnelle linéaire, de sorte que le problème puisse être résolu en 2 dimensions. Nous avons alors observé qu'en considérant une excitation basses fréquences, le signal temporel de pression présentait des oscillations dont la fréquence était celle d'une onde de Bloch-Floquet. En hautes fréquences, ces ondes sont moins influentes, notamment à cause de l'amortissement par rayonnement dû au couplage plaque-fluide. Nous avons également pu observer l'effet de la diffraction des ondes au niveau des raidisseurs, qui se traduit par une répétition du signal initial. Par la suite, nous avons étendu l'étude au problème en 3 dimensions, en considérant une force ponctuelle. Il en ressort que le rayonnement des ondes de Bloch-Floquet dépend non seulement de l'angle par rapport à la normale à la plaque, mais aussi de l'angle par rapport aux raidisseurs. Lorsque le rayonnement est parallèle à ceux-ci, le signal de pression est proche de celui d'une plaque non raidie. Ces résultats ont été confrontés à des données expérimentales. Les mesures effectuées sur une barge d'essai de forme cylindrique ont montré que le modèle de plaque raidie semblait adapté pour prédire le rayonnement transitoire de structures industrielles. Certaines mesures étaient cependant limitées par les réflexions des ondes sur le quai, le sol et la surface de l'eau.

Enfin, nous avons analysé le rayonnement acoustique d'une plaque infinie non raidie couplée à un système résonnant. Ce système a été choisi pour représenter les carlingages et matériels internes, respectivement modélisés par poutre excitée en traction-compression et une plaque rectangulaire excitée en flexion. A l'aide d'une méthode de couplage par inertances, nous avons déterminé la force appliquée par le système résonnant sur la plaque infinie. Nous avons d'abord pris en compte uniquement le couplage plaque-poutre, ce qui nous a permis d'observer l'effet d'une rupture d'inertance. Par une équivalence de conditions limites, nous avons pu expliquer le fait qu'en cas de rupture d'inertance, les ondes de traction-

compression sont réfléchies aux extrémités de la poutre, ce qui entraîne une force de couplage périodisée. Le signal temporel de pression rayonnée présente alors les mêmes oscillations observées lorsque la plaque n'est pas couplée, mais le signal arrive plus tard à cause du temps de propagation des ondes dans la poutre, et les oscillations sont répétées à cause des réflexions des ondes de traction-compression. En l'absence de rupture d'inertance, les ondes passent presque intégralement dans la plaque infinie, et le mouvement de la poutre ne contribue pas à la réponse temporelle de pression. Nous nous sommes ensuite intéressés au comportement du système complet. Nous avons observé que, quelque-soit le cas de rupture (ou de non rupture) d'inertance entre la poutre et la plaque rectangulaire, celle-ci influençait toujours le mouvement de la plaque infinie, ce qui s'observait sur les signaux de pression.

Perspectives

Les mesures effectuées sur la plaque en laboratoire et sur la barge ont mis en lumière les difficultés à obtenir des signaux transitoires, dont la durée non « polluée » par les ondes réfléchies aux limites du bassin soit suffisamment grande pour observer les phénomènes intéressants. Des milieux plus étendus, comme un lac ou la mer seraient plus adaptés pour effectuer ces mesures (avec toutefois la difficulté de la maîtrise du bruit de fond). Les comparaisons avec de nouvelles mesures permettraient alors de valider des phénomènes observés numériquement, comme la forme du temporel rayonné en champ lointain, que nous n'avons pas pu étudier expérimentalement. L'observation des ondes de Scholte en champ proche reste également un sujet à développer.

Dans le domaine industriel ces travaux ouvrent la voie à des applications au niveau de l'architecture réelle des structures immergées. Il devrait être possible par exemple de prédire le bruit transitoire généré par un matériel intérieur, et d'agir sur celui-ci afin de diminuer la pression rayonnée en mer. La méthode de calcul des réponses temporelles, en utilisant la transformée de Fourier temporelle inverse peut, à priori, être appliquée à des structures plus complexes. Les réponses fréquentielles peuvent être alors calculées par d'autres moyens que les méthodes analytiques, si la phase est prise en compte, et si le modèle d'amortissement est causal. Les modèles de coques raidies [85], [86] développés pour les excitations stationnaires reposent sur des formulations entre fréquence – nombre d'onde, comme pour les modèles de plaque développés dans cette thèse. Le processus de calcul qui a été développé avec l'attention particulière qui a été portée sur la discrétisation des espaces fréquence-nombres d'onde pourraient donc être aisément transposables aux coques raidies.

En ce qui concerne les modèles développés dans la thèse, quelques approfondissements pourraient être effectués. Le milieu fluide a été considéré comme homogène et non amorti. Cela a contribué à simplifier les calculs, mais ces propriétés ne correspondent pas à celle d'un océan. Les différences devraient d'ailleurs être plus marquées lorsque la distance entre la structure et le point d'observation est grande, c'est à dire en champ lointain. L'étude pourrait également être étendue aux modèles de coques, afin de modéliser la réponse des structures industrielles lorsque celles-ci sont excitées principalement en basses fréquences. En effet, au-dessous de la fréquence d'anneau, les coques ont un comportement vibratoire spécifique, différent de celui des plaques.

Bibliographie

- [1] R.J. URICK, Principles of underwater sound 3rd ed., *McGraw-Hill Inc.*, 444 p., (1983)
- [2] R. JACOB, Development of time-frequency techniques for sonar applications, *Ph.D. Thesis*, Cochín University, 179 p., (2010)
- [3] C. LESUEUR, Rayonnement acoustique des structures, *Eyrolles*, 591 p., (1988)
- [4] H-W. CHEN, P. R. STEPANISHEN, Acoustic transient radiation from fluid-loaded shells of revolution using time-dependent in vacuo eigenvector expansions, *J. Acoust. Soc. Am.*, 95 (2), p. 601-616, (1994)
- [5] S. IAKOVLEV, Interaction between a submerged evacuated cylindrical shell and a shock wave - Part I: Diffraction-radiation analysis, *J. Fluids Struct.* 24, p. 1077–1097, (2008)
- [6] C. LEBLOND, S. IAKOLVLEV, J-F. SIGRIST, A fully elastic model for studying submerged circular cylindrical shells subjected to a weak shock wave, *Mécaniques & Industries*, 10, p. 275-284, (2009)
- [7] C. LEBLOND, J-F. SIGRIST, A versatile approach to the study of the transient response of a submerged thin shell, *Journal of Sound and Vibration* 329, p. 56–71, (2010)
- [8] S-H. CHOI, T. IGUSA, J. D. ACHENBACH, Acoustic radiation from a finite-length shell with substructures subjected to an impulsive load, *Wave Motion* 22, p. 259-277, (1995)
- [9] A. D. STUART, Acoustic Radiation from a Point Excited Infinite Elastic Plate, *Ph. D. Thesis*, The Pennsylvania State University, (1972)
- [10] A. D. STUART, Acoustic radiation from submerged plates. I. Influence of leaky wave poles, *J. Acoust. Soc. Am.* 59 (5), p. 1160-1169, (1976)
- [11] S. MACKERTICH, S. HAYEK, Acoustic radiation from an impulsively excited plate, *J. Acoust. Soc. Am.* 69 (4), p. 1021-1028 (1981)
- [12] L. MAXIT. Wavenumber space and physical space responses of a periodically ribbed plate to a point drive: A discrete approach, *Applied Acoustics* 4, p 563-578 (2009)
- [13] L. MAXIT, M. AUCEJO, J.L. GUYADER, Improving the Patch Transfer Function approach for fluid-structure modelling in heavy fluid. *Journal of Vibration and Acoustics* 134, p. 1-14, (2012)
- [14] F. FAHY, Sound and Structural Vibration : Radiation, Transmission and Response, *Academic Press*, 1985

- [15] M C. JUNGER, D. FIET. Sound, structures and their *interaction*, 2nd ed., *Cambridge: The MIT Press*, 448 p., (1986)
- [16] D. FEIT, Y. N. LIU, The nearfield response of a line-driven fluid-loaded plate, *J. Acoust. Soc. Am.* 78 (2), p. 763-766, (1985)
- [17] D. FEIT, Pressure radiated by a point-excited elastic plate, *J. Acoust. Soc. Am.* 40 (6), p. 1489 – 1494, (1996)
- [18] H-Y. HSU, S. I. HAYEK, Acoustic radiation from line excited plates - Asymptotic series, *J. Acoust. Soc. Am.* 87 (6), p. 2551-2556 (1990)
- [19] S. I. HAYEK, J. E. BOISVERT, Acoustic radiation from finite bilaminar submerged plates: Three-dimensional elasticity solution, *J. Acoust. Soc. Am.* 130, p. 2327 (2011)
- [20] A. D. STUART, The entrapped elasticity of a fluid-loaded plate, *J. Acoust. Soc. Am.* 72, S57 (1982)
- [21] A. D. STUART, Acoustic radiation from submerged plates. II. Radiated power and damping, *J. Acoust. Soc. Am.* 59 (5), p. 1170-1174, (1976)
- [22] S. MACKERTICH, S. I. HAYEK, Transient acoustic radiation from excited plates, *J. Acoust. Soc. Am.* 87 (6), p. 2551-2556 (1990)
- [23] A. O. WAHLIN, P. O. Gren, N-E. MOLIN, On structure-borne sound: Experiments showing the initial transient acoustic wave field generated by an impacted plate, *J. Acoust. Soc. Am.* 96 (5), p. 2791-2797, (1994)
- [24] A. CHAIGNE, C. LAMBOURG, S. SCHEDIN, Measurement and modeling of the transient acoustic field at impacted plates, *J. Acoust. Soc. Am.* 103, p. 2814-2815, (1998)
- [25] A. ROSS, G. OSTIGUY, Propagation of the initial transient noise from an impacted plate, *Journal of Sound and Vibration* 301, p. 28-42 (2007)
- [26] J-F. BLAIS, A. ROSS, On the use of near-field acoustical holography to study the transient radiation of impacted plates, *Proceedings of ICSV 16*, 8 p., (2009)
- [27] D. G. CRIGHTON, D. INNES, Low frequency acoustic radiation and vibration response of locally excited fluid loaded structures, *Journal of Sound and Vibration* 91, p. 293-314, (1983)
- [28] J. DICKEY, G. MAIDANIK, H. ÜBERALL, The splitting of dispersion curves for the fluid-loaded plate, *J. Acoust Soc. Am.* 98 (4), p. 2365 – 2367, (1995)
- [29] H. DABIRIKHAH, C W. TURNER, The coupling of the A_0 and interface Scholte modes in fluid-loaded plates, *J. Acoust. Soc. Am.* 100 (5), p.3442 – 3445, (1996)
- [30] J. G. SCHOLTE, The range of existence of Rayleigh and Stoneley waves, *Geophys. Suppl. MNRAS* 5 (5), p. 120-126, (1947)

- [31] M. TALMANT, H. ÜBERALL, R. D. MILLER, M. F. WERBY, J. W. DICKEY, Lamb waves and fluid-borne waves on water-loaded, air-filled thin spherical shells, , *J. Acoust. Soc. Am.* 86, p. 278-289, (1989)
- [32] X. L. BAO, H. FRANKLIN, P. K. RAJU, H. ÜBERALL, The splitting of dispersion curves for plates fluid-loaded on both sides, *J. Acoust. Soc. Am.* 102 (2), p.1246 – 1248, (1997)
- [33] A.G. EVERY, R.E. VINES, J.P. WOLFE, Observation of Scholte-like waves on the liquid-loaded surfaces of periodic structures, *Ultrasonics* 38, p. 761–766, (2000)
- [34] E. FLORES-MENDEZ, M. CARBAJAL-ROMERO, N. FLORES-GUZMAN, R. SANCHEZ-MARTINEZ, A. RODRIGUEZ-CASTELLANOS, Rayleigh's, Stoneley's, and Scholte's Interface Waves in Elastic Models Using a Boundary Element Method, *Journal of Applied Mathematics* Vol.2012, 15 p., (2012)
- [35] A. BERNARD, Ondes de plaques guidées : approche temporelle et spatiale, *Thèse de doctorat*, Université Bordeaux 108 p., (2000)
- [36] C. KAUFFMANN, Efficiency of a monopole sound source in the vicinity of a water-loaded plate, *Journal of Sound and Vibration* 221 (2), p. 251-272, (1999)
- [37] D. J. MEAD, Wave propagation in continuous periodic structures: research contributions from Southampton, 1964–1995, *Journal of Sound and Vibration* 190 (3), p. 495 – 524, (1996)
- [38] V. N. EVSEEV, Sound radiation from an infinite plate with periodic inhomogeneities, *Soviet Physics Acoustics* 19, p. 226-229 (1973)
- [39] B. R. MACE, Periodically stiffened fluid-loaded plates, I: response to convected harmonic pressure and free wave propagation. , *Journal of Sound and Vibration* 73 (4), p. 473–86, (1980)
- [40] B. R. MACE, Periodically stiffened fluid-loaded plates, II: response to line and point forces. *Journal of Sound and Vibration* 73 (4), p. 487–504, (1980)
- [41] L. MAXIT, V. DENIS, Prediction of flow induced sound and vibration of periodically stiffened plates, *J. Acoust. Soc. Am.* 133 (1), p. 146-160, (2013)
- [42] G. P. EATWELL, D. BUTLER, The response of a fluid-loaded, beam-stiffened plate, *Journal of Sound and Vibration* 84 (3), p. 371-388, (1982)
- [43] B. A. CRAY, Near-field and far-field sound radiation from a line-driven fluid-loaded infinite flat plate having periodic and non-periodic attached rib stiffeners, *Ph. D. Thesis*, North Carolina State University, 122 p., (1992)
- [44] T. R. LIN, J. PAN, A closed form for the dynamic response of finite ribbed plates, *J. Acoust. Soc. Am.* 119 (2), p. 917-925, (2006)

- [45] A. BERRY, C. LOCQUETEAU, Vibration and sound radiation of fluid-loaded stiffened plates with consideration of in-plane deformation, *J. Acoust. Soc. Am.* 100 (1), p. 312-319, (1996)
- [46] A.H. SHEIKH, M. MUKHOPADHYAY, Linear and nonlinear transient vibration analysis of stiffened plate structures, *Finite Elements in Analysis and Design* 38 (6), p. 477–502, (2002)
- [47] Y.V. SATISH KUMAR, M. MUKHOPADHYAY, Transient response analysis of laminated stiffened plates, *Composite Structures* 58 (1), p. 97–107, (2002)
- [48] D. OU, C. M. MAK, Transient vibration and sound radiation of a stiffened plate, *Journal of Vibration and Control* 19 (9), p. 1378-1385, (2013)
- [49] W.A. TAKE, A. J. VALSANGKAR, M.F. RANDOLPH, Analytical solution for pile hammer impact, *Computers and Geotechnics*, 25, p. 57-74, (1999)
- [50] J-L. GUYADER, Vibrations des milieux continus, *Hermès Science Publications*, p. 317-351, (2002)
- [51] D. GUYOMAR, X J. WANG, L. PETIT, M. LALLART, T. MONNIER, K. YUSE, D. AUDIGIER, Modeling of transient bending wave in an infinite plate and its coupling to arbitrary shaped piezoelements, *Sensors and Actuators*, A 171, p. 93-101, (2011)
- [52] K. S. YEE, Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, 14 (3), p. 302_307, (1966)
- [53] C. LAMBOURG, Modèle temporel pour la simulation numérique des plaques vibrantes – Application à la synthèse sonore, *Thèse de doctorat*, Université du Maine, 295 p., (1997)
- [54] C. LAMBOURG, A. CHAIGNE, D. MATIGNON, Time-domain simulation of damped impacted plates II. Numerical model and results, *J. Acoust. Soc. Am* 109 (4), p. 1433-1447, (2001)
- [55] J. CHABASSIER, A. CHAIGNE, P. JOLY, Time domain simulation of a piano. Part 1 : model description, *Research Report*, n° 8097, 37 p., (2012)
- [56] A. CHAIGNE, Modélisation du piano et couplage cordes-chevalet, *Proceedings of 12^{ème} Congrès Français d'Acoustique*, p. 1085-1091, (2014)
- [57] A. PARRET-FREAU, B. COTTE, A. CHAIGNE, Modélisation temporelle et simulation par filtrage numérique des phénomènes d'amortissement en vibroacoustique, *Proceedings of 12^{ème} Congrès Français d'Acoustique*, p. 1483-1489, (2014)
- [58] G. V. NORTON, J. C. NOVARINI, Finite-difference time domain simulation of acoustic propagation in dispersive medium : An application to bubble clouds in the ocean, *Computer Physics Communications*, 174, p. 961-965, (2006)

- [59] J. DUBOIS, C. ARISTEGUI, O. PONCELET, A. L. SHUVALOV, Coherent acoustic response of a screen containing a random distribution of scatterers : Comparison between different approaches, *J. Phys.: Conf. Ser.*, 269, 012004, (2011)
- [60] T. K. SENGUPTA, S. B. TALLA, S. C. PRADHAN, Galerkin finite element methods for wave problems, *Sādhana* 30 (5), p. 611–623, (2005)
- [61] J.P. COYETTE, Finite element and boundary element methods for transient acoustic problems, *Proceedings of IMAC'95*, p. 1345-1351, (1995)
- [62] K. G. MANOJ, S. K. BHATTACHARYYA, Transient acoustic radiation from impulsively accelerated bodies by the finite element method, *J. Acoust. Soc. Am.*, 107 (3), p. 1179-1188, (2000)
- [63] B. YUE, M. N. GUDDATI, Dispersion-reducing finite elements for transient acoustics, *J. Acoust. Soc. Am.*, 118 (4), p. 2132–2141, (2005)
- [64] R.H. LYON, Statistical Energy Analysis of Dynamical Systems: Theory and Application, *Cambridge, Massachusetts, MIT Press*, (1975)
- [65] R. J. PINNINGTON, D. LEDNIK, Transient statistical energy analysis of an impulsively excited two oscillator system, *Journal of Sound and Vibration*, 189 (2), p. 249-264, (1996)
- [66] R. J. PINNINGTON, D. LEDNIK, Transient energy flow between two coupled beams, *Journal of Sound and Vibration*, 189 (2), p. 265-287, (1996)
- [67] F. SUI, M. N. ICHCHOU, Prediction of time-varying vibroacoustic energy using a new energy approach, *Journal of Vibration and Acoustics* 126 (2), p. 184-189 (2004)
- [68] C. HOPKINS, M. ROBINSON, On the evaluation of decay curves to determine structural reverberation times for building elements, *Acta Acustica united with Acustica*, 99 (2), p. 226-244, (2013)
- [69] C. HOPKINS, M. ROBINSON, Using transient and steady-state SEA to assess potential errors in the measurement of structure-borne sound power input from machinery on coupled reception plates, *Applied Acoustics* 79, p. 35–41, (2014)
- [70] E. BODIN B. BRÉVART, P. WAGSTAFF, G. BORELLO, Pyrotechnic shock response predictions combining statistical energy analysis and local random phase reconstruction, *J. Acoust. Soc. Am.* 112 (1), p. 156-163 (2002)
- [71] T.L. GEERS, Scattering of a transient acoustic wave by an elastic cylindrical shell, *J. Acoust. Soc. Am.* 51 (5), p. 1640–1651, (1972)
- [72] P. M. JORDAN, C. FEUILLADE, On the propagation of transient acoustic waves in isothermal bubbly liquids, *Physics Letters A*, 350, p.56-62, (2006)
- [73] Z. WANG, X. LIANG, G. LIU, An analytical method for evaluating the dynamic response of plates subjected to underwater shock employing Mindlin plate theory and

Laplace transforms, *Mathematical Problems in Engineering*, Vol. 2013, Article ID 803609, 11 p., (2013)

- [74] P. ZHANG, T. L. GEERS, Excitation of a fluid-filled, submerged spherical shell by a transient acoustic wave, *J. Acoust. Soc. Am.*, 93 (2), p. 696-705, (1993)
- [75] S. F. WU, H. LU, M. S. BAJWA, Reconstruction of transient acoustic radiation from a sphere, *J. Acoust. Soc. Am.*, 117 (4), p. 2065–2077, (2005)
- [76] D. D. EBENEZER, P. R. STEPANISHEN, Transient response of fluid loaded elastic plates via an impulse response method, *J. Acoust. Soc. Am.*, 82 (2), p. 659-666, (1987)
- [77] P. R. STEPANISHEN, J. SUN, Acoustic bullets: Transient Bessel beams generated by planar apertures, *J. Acoust. Soc. Am.*, p. 102, 1955–1963, (1997)
- [78] P. R. STEPANISHEN, Acoustic bullets/transient Bessel beams: Near to far field transition via an impulse response approach, *J. Acoust. Soc. Am.*, 103, p. 1742–1751, (1998)
- [79] P. R. STEPANISHEN, A generalized modal impulse response and Fourier transform approach to investigate acoustic transient Bessel beams and Bessel bullets, *J. Acoust. Soc. Am.*, 105 (3), p. 1493-1502, (1999)
- [80] M. CHEVREUIL, Sur une nouvelle approche en calcul dynamique transitoire, incluant les basses et moyennes fréquences, *Thèse de doctorat*, ENS Cachan, 128 p., (2005)
- [81] D. M. PHOTIADIS, B. H. HOUSTON, E. G. WILLIAMS, J. A. BUCARO, Resonant response of complex shell structures, *J. Acoust. Soc. Am.* 108 (3), p. 1027–1035, (2000)
- [82] X. W. YIN, L. J. LIU, R. X. HUA, R. Y. SHEN, Acoustic radiation from an infinite laminated composite cylindrical shell with doubly periodic rings, *Journal of Vibration and Acoustics* 131, p. 1–9, (2009)
- [83] M. CARESTA, N. J. KESSISSOGLOU, Structural and acoustic responses of a fluid loaded cylindrical shell with structural discontinuities, *Applied Acoustics* 70, p. 954–963, (2009)
- [84] M. CARESTA, Structural and acoustic responses of a submerged vessel, *Ph.D. thesis*, University of New South Wales, (2009)
- [85] L. MAXIT, J.M. GINOUX, Sound radiated by a submerged irregularly ribbed shell: the circumferential admittance approach, *J. Acoust. Soc. Am.*, 128 (1), p. 137-151, (2010)
- [86] L. MAXIT, Acoustic scattering model of a cylindrical shell with internal frames by using the circumferential admittance approach, *Applied Acoustics* 80, p. 10-22, (2014)
- [87] M. L. RUMERMAN, Vibration and wave propagation in ribbed plates, *J. Acoust. Soc. Am.* 57 (2), p. 370-373, (1975)

- [88] P. GARDONIO, M. J. BRENNAN, On the origins and development of mobility and impedance methods in structural dynamics, *Journal of Sound and Vibration* 249 (3), 557-573, (2002)
- [89] P. ROPARS, Modélisation des vibrations d'origine ferroviaire transmises aux bâtiments par le sol, *Thèse de doctorat*, Université Paris-Est et CSTB Grenoble, 186 p., (2011)
- [90] T. R. LIN, Vibration of finite coupled structures, with application to ship structures, *PhD Thesis*, The University of Western Australia, 220 p., (2005)
- [91] S.H. CRANDALL, Dynamic response of systems with structural damping, *S. Lees (Ed.), Air, Space and Instruments, Draper Anniversary, McGraw-Hill, New York*, p. 183–193, (1963)
- [92] G.B. MURAVSKII, On frequency independent damping, *Journal of Sound and Vibration* 274, p. 653–668, (2004)
- [93] K. F. CHEN, Q. ZHANG, On the impulse response of a vibrator with a band-limited hysteretic damper, *Applied Mathematical Modelling* 35, p. 189–201, (2011)
- [94] O. XERIDAT, Etude expérimentale de la propagation, de la diffusion et de la localisation des ondes de Lamb, *Thèse de doctorat*, Université Nice Sophia Antipolis, 242 p., (2011)
- [95] G. RIBAY, Localisation de source en milieu réverbérant par retournement temporel, *Thèse de doctorat*, Université Paris VII, 154 p., (2006)
- [96] CB MOLER, Numerical computing with MATLAB, Revised Reprint, *Society for Industrial Mathematics*, 348 p., (2004)
- [97] H. CARTAN, Théorie élémentaire des fonctions analytiques d'une ou plusieurs variables complexes, Editions Hermann, 229 p., (1997)
- [98] Q. MENG, D. SEN, S. WANG AND L. HAYES, Impulse response measurement with sine sweeps and amplitude modulation schemes, *Proceedings of IEEE 2008*, paper 978, p5., (2008)
- [99] A. FARINA, Simultaneous measurement of impulse response and distortion with a swept-sine technique, *Proceedings of AES 108st Convention*, paper 5093, 21 p., (2000)
- [100] G. B. STAN, J-J. EMBRECHTS, D. ARCHAMBEAU, Comparison of different impulse response measurement techniques, *JAES* 50 (4), p. 249-262, (2002)
- [101] M. HOLTERS, T. CORBACH, U. ZÖLZER, Impulse response measurement techniques and their applicability in the real world, *Proceedings of the 12th Int. Conference on Digital Audio Effects*, 5 p., (2009)
- [102] J. V. C. P. PAULO, C. R. MARTINS, J. L. BENTO COELHO, Room impulse response using segmented maximum length sequences (MLS) for annoyance minimization, *Proceedings of Tecni Acustica*, 6 p., (2000)

- [103] I. MATELJAN, K. UGRINOVIĆ, The comparison of room impulse response measuring systems, *Proceedings of the First Congress of Alps Adria Acoustics Association*, 10 p., (2003)
- [104] T. G. CARNE, E. C. STASIUNAS, Lessons learned in modal testing – part 3 : transient excitation for modal testing, more than just hammer impacts, *Experimental Techniques* Mai/June 2006, p. 69-79, (2006)
- [105] M. CARFAGNI, M. PIERINI, Determining the loss factor by the Power Input Method (PIM), Part 2: experimental investigation with impact hammer excitation, *Journal of Vibration and Acoustics*, 121 (3), p. 422-428 (1999)
- [106] T. R. LIN, N. H. FARAG, J. PAN, Evaluation of frequency dependent rubber mount stiffness and damping by impact test, *Applied Acoustics*, 66 (7), p. 829-844, (2005)
- [107] L. E. OOI, Z. M. RIPIN, Dynamic stiffness and loss factor measurement of engine rubber mount by impact test, *Materials & Design*, 32 (4), p. 1880–1887, (2011)
- [108] S.A. PARK, J.S. CHOI, K.W. MIN, Dynamic characteristics for traditional wooden structure in Korea by using impact hammer test, *Procedia Engineering*, 14, p.477-484, (2011)
- [109] M. U. OZCAN, S. OCAL, C. BASDOGAN, G. DOGUSOY, Y. TOKAT, Characterization of frequency-dependent material properties of human liver and its pathologies using an impact hammer, *Medical Image Analysis*, 15 (1), p. 45-52, (2011)
- [110] J. CUENCA, F. GAUTIER, L. SIMON, The image source method for calculating the vibrations of simply supported convex polygonal plates, *Journal of Sound and Vibration*, 322 (4-5), p. 1048-1069, (2009)
- [111] A. POWELL, On the Approximation to the “Infinite” Solution by the Method of Normal Modes for Random Vibrations, *J. Acoust. Soc. Am.* 30 (12), p. 1136-1139, (1958)

FOLIO ADMINISTRATIF

THÈSE SOUTENUE DEVANT L'INSTITUT NATIONAL
DES SCIENCES APPLIQUÉES DE LYON

NOM : **SCHERRER**

DATE de SOUTENANCE :

Prénoms : **ROCH**

05 mai 2015

**TITRE : ANALYSE DU COMPORTEMENT VIBRO-ACOUSTIQUE DE
STRUCTURES IMMERGEES EXCITEES PAR DES SOURCES TRANSITOIRES**

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre :

Ecole doctorale : **Mécanique, Energétique, Génie Civil, Acoustique**

Spécialité : **Acoustique**

RESUME :

Dans le cadre de la lutte en mer, la détection acoustique des structures immergées adverses s'effectue principalement sur des signaux stationnaires, et plus récemment sur des signaux transitoires. Ceux-ci devant être intégrés au processus de conception, il est nécessaire de comprendre les mécanismes de transfert des sources de bruit transitoires sur les structures immergées. Cette thèse s'inscrit dans ce cadre et consiste à étudier les mécanismes vibro-acoustiques qui interviennent sur ces structures lorsque l'excitation est transitoire. L'analyse porte sur différents éléments de la chaîne de transfert : le rayonnement dans l'eau du bordé est modélisé par une plaque infinie, la diffraction des ondes par des raidisseurs, et le comportement résonnant des structures internes par un système poutre-plaque résonnant. Les signaux temporels sont obtenus numériquement, via l'utilisation des transformées de Fourier inverses. L'analyse de ces signaux permet d'observer certains phénomènes de propagation vibro-acoustique. Les résultats numériques sont également comparés à des mesures effectuées sur une plaque rectangulaire, et sur une structure industrielle immergée.

MOTS-CLÉS : Régime transitoire, vibro-acoustique, interaction fluide-structure, mesures acoustiques

Laboratoire (s) de recherche : Laboratoire Vibrations Acoustique

Directeur de thèse: J-L. GUYADER, L. MAXIT

Président de jury : M. MELON

Composition du jury :

Manuel MELON, Nicolas DAUCHEZ, Jean-Louis GUYADER, Laurent MAXIT, Christian AUDOLY

