

THÈSE DE DOCTORAT

présentée par

Thomas BEDETTI

pour l'obtention du grade de

Docteur de l'UNIVERSITÉ PARIS DIDEROT (Paris 7)

École Doctorale 518 - Matière Condensée et Interfaces

Spécialité : Acoustique Physique

Étude de la diffusion multiple des ultrasons en vue de la modélisation du bruit de structure et de la caractérisation des aciers moulés inoxydables à gros grains

Soutenue le 18 décembre 2012

devant le jury constitué de

M. Jean-Marc CONOIR	Directeur de Recherches CNRS	Rapporteur
M. Joseph MOYSAN	Professeur des Universités	Rapporteur
M. Régis MARCHIANO	Professeur des Universités	Examinateur
M. Arnaud DERODE	Professeur des Universités	Directeur de thèse
M. Vincent DORVAL	Ingénieur Chercheur	Encadrant

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé au sein du Département d’Imagerie, Simulation et Contrôle (DISC) du CEA Saclay. Je remercie l’ancien directeur, Philippe Benoist, ainsi que Clarisse Poidevin qui lui a succédé, de m’y avoir accueilli durant ces trois ans.

Pendant cette période, j’ai été intégré au Laboratoire de Méthodes pour le Contrôle (LMC) et au Laboratoire de Simulation et Modélisation Acoustique (LSMA). Je remercie à ce titre l’ensemble des personnes m’ayant encadré depuis le début de mon stage de master, jusqu’à la fin de cette thèse. Merci donc à Frédéric Jenson, Lili Ganjehi, et Vincent Dorval pour leur disponibilité, leur implication et leurs nombreux conseils.

Je tiens à exprimer une reconnaissance particulière à l’égard d’Arnaud Derode, qui a dirigé cette thèse depuis le Laboratoire Ondes et Acoustique, devenu depuis l’Institut Langevin. C’est lui-même qui, à travers son cours donné au master d’acoustique de Paris 7, m’a transmis le goût pour la propagation des ondes en milieux complexes. Malgré une liaison pas toujours évidente entre Paris et Saclay, chacune de nos réunions fut une grande source d’idées et de motivation. Merci également pour m’avoir aidé lors de mes campagnes expérimentales effectuées à l’Institut Langevin.

J’adresse mes plus profonds remerciements à Joseph Moysan et Jean-Marc Conoir pour avoir accepté d’être rapporteurs de mes travaux et pour le temps qu’ils y ont consacré. Merci également à Régis Marchiano pour avoir accepté de participer à mon jury.

Je remercie tous les membres du DISC que j’ai eu le plaisir de côtoyer pendant trois ans, avec une pensée particulière pour tous les thésards qui se sont succédés, sur la passerelle ou autre part. Merci aux vétérans Benoit, Sophie, Bo, Chiara, Laura et Amira pour nous avoir bien intégré, nous les petits nouveaux. Et un grand merci au reste de la troupe : Antoine, Matthieu, Souad, Roberto, Warida, Mickaël, Audrey, Adrien, Clémence, Blandine, Marouane, François et Audrey. L’ambiance et les discussions furent excellentes et ont grandement contribué au bon déroulement de ma thèse.

Je continue ces remerciements en ayant une pensée pour mes amis PCéens et autres « kiwis » que j’ai continué à croiser ces trois dernières années. Dans le désordre : Mai, Bastou,

Tipierre, Ulysse, Will, Pauline, Rémi, Matthieu, Meuble, Thieum, Céline, Q1, Anaëlle, Carole, Etienne, Jean-Nicolas, Amélie, Flop, Pami, Christophe, Valérie, Freddy, Aude et tous les autres que j'oublie forcément ! Merci à vous tous pour m'avoir permis de bien me changer les idées en dehors du labo.

Merci enfin à ma famille et mes proches pour leur soutien constant. Merci à mon frère Christophe, exilé au Canada, doté d'une curiosité scientifique rare, et qui a toujours voulu comprendre ce que je faisais même si cela n'a pas grand-chose à voir avec la neurobiologie. Merci à mes parents, toujours là pour moi, qui ont vécu des grosses épreuves pendant ces trois ans et à qui j'aurais aimé consacrer plus de temps dans les moments difficiles.

Je dédie cette thèse à ma femme Mathilde, pour sa patience, son soutien et tout ce qu'elle m'apporte depuis plus de 10 ans, et également à mon fils Gaël, arrivé dans notre vie au beau milieu de mes travaux et qui nous remplit de bonheur depuis sa naissance.

Pour finir je voudrais mentionner le courage de ma femme, ma mère et mon frère, qui ont pris le temps de lire ce manuscrit dans son intégralité. Nombreuses seraient les coquilles restantes sans leur aide précieuse.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS.....	3
INTRODUCTION GÉNÉRALE.....	9
CHAPITRE 1	
<i>État de l'art de la propagation des ondes ultrasonores dans les milieux polycristallins.....</i>	13
Introduction	13
1.1 Présentation du phénomène de diffusion	14
1.1.1 Description de la microstructure d'un milieu polycristallin	14
1.1.2 Origine de la diffusion des ultrasons.....	15
1.1.3 Distinction entre diffusion simple et multiple	15
1.1.4 Influence de la diffusion en Contrôle Non-Destructif	16
1.1.4.1 Bruit de structure et atténuation des échos de défauts	16
1.1.4.2 Exemple d'inspection bruitée de l'acier moulé.....	17
1.1.5 Conclusion sur la diffusion par une structure diffusante.....	19
1.2 Étude du champ cohérent.....	19
1.2.1 Approche statistique et moyenne d'ensemble.....	20
1.2.2 Champ cohérent et champ diffusé.....	20
1.2.3 Notion de milieu effectif.....	21
1.2.3.1 Cas de l'onde scalaire	21
1.2.3.2 Cas de l'onde élastique.....	22
1.2.3.3 Équation de Dyson et nombre d'onde effectif	23
1.2.4 Atténuation du champ cohérent.....	24
1.2.4.1 Les différents régimes d'atténuation	24
1.2.4.2 Modèles d'atténuation dans les différents régimes	25
1.2.4.3 Libre parcours moyen élastique.....	26
1.2.5 Vitesses de propagation.....	27
1.2.6 Conclusion sur l'étude du champ cohérent	28
1.3 Modélisation du champ incohérent.....	28
1.3.1 Développement de Born	28
1.3.2 Hypothèse de diffusion simple.....	30
1.3.2.1 Diffusion simple et approximation de Born	31
1.3.2.2 Coefficients de diffusion.....	31

1.3.2.3	Simulation du bruit de structure dans l'approximation de diffusion simple	32
1.3.3	Prise en compte de la diffusion multiple	33
1.3.3.1	Équation de Bethe-Salpeter	34
1.3.3.2	Équation du Transfert Radiatif	34
1.3.3.3	Approximation de la diffusion	36
1.3.4	Conclusion sur l'étude du champ incohérent	38
Conclusion du premier chapitre		39
CHAPITRE 2		
Caractérisation expérimentale d'un milieu diffuseur grâce à la mesure de la		
matrice de réponse		
		41
Introduction		41
2.1 Présentation de la matrice de réponse.....		42
2.1.1	Protocole expérimental.....	42
2.1.2	Application d'algorithmes de formation de voies	43
2.2 Matériel utilisé lors des mesures.....		45
2.2.1	Description des plaques d'acier étudiées	45
2.2.1.1	Propriétés structurelles	45
2.2.1.2	Propriétés élastiques.....	47
2.2.2	Propriétés des capteurs linéaires multiéléments.....	47
2.2.3	Moyenne d'ensemble expérimentale	48
2.3 Mesure du libre parcours moyen élastique		50
2.3.1	Rappels sur l'atténuation de l'onde cohérente	50
2.3.2	Étude des échos de fonds successifs.....	50
2.3.2.1	Formation d'onde plane en émission.....	50
2.3.2.2	Prise en compte de la divergence géométrique du faisceau émis	52
2.3.2.3	Obtention du signal cohérent	53
2.3.2.4	Traitement des échos de fond	54
2.3.2.5	Incertitude de la mesure.....	55
2.3.3	Résultats de mesure de l_e dans les échantillons d'acier.....	56
2.3.3.1	Première campagne expérimentale	56
2.3.3.2	Seconde campagne expérimentale	58
2.3.4	Conclusion sur la mesure de l_e	61
2.4 Mesure de la distance de corrélation		61
2.4.1	Variations spatiales du bruit de structure, le speckle acoustique.....	61
2.4.2	Principe de la détermination de d_c grâce à la matrice K	63
2.4.2.1	Traitement du signal cohérent.....	63
2.4.2.2	Calcul de la fonction de corrélation spatiale	65
2.4.2.3	Régression exponentielle	66
2.4.3	Étude des variations temporelles de d_c	67
2.4.3.1	Découpage des signaux en fenêtres temporelles	67
2.4.3.2	Résultats de l'étude dynamique dans les échantillons d'acier.....	68
2.4.4	Le théorème de Van Cittert - Zernike.....	73
2.4.4.1	Présentation du théorème	73
2.4.4.2	Application au cas des milieux multiplement diffuseurs	75
2.4.5	Conclusion sur la mesure de d_c	77

2.5	Mesure de la constante de diffusion	78
2.5.1	Rappels sur le régime diffusif.....	78
2.5.2	La rétrodiffusion cohérente	79
2.5.2.1	Intensité moyenne rétrodiffusée.....	80
2.5.2.2	Chemins réciproques.....	82
2.5.2.3	Différence de marche des couples réciproques.....	83
2.5.2.4	Propriétés dynamiques du cône de rétrodiffusion cohérente	85
2.5.3	Méthode n°1 : Mise en évidence directe du cône.....	87
2.5.3.1	Mesure de l'intensité moyenne rétrodiffusée	87
2.5.3.2	Applicabilité de l'approximation de la diffusion	89
2.5.3.3	Principe de calcul de la constante de diffusion	90
2.5.3.4	Limites de la méthode.....	91
2.5.4	Méthode n°2 : Obtention du cône par formation de voies.....	91
2.5.4.1	Principe général de la méthode	91
2.5.4.2	Présentation du post-traitement.....	92
2.5.4.3	Résolution angulaire et temps de calcul	94
2.5.4.4	Méthode de calcul de D	97
2.5.4.5	Incertitude de la régression linéaire	97
2.5.5	Résultats de mesure de la constante de diffusion	99
2.5.6	Étude du facteur d'amplification.....	100
2.5.7	Conclusion sur la mesure de D	101
	Conclusion du deuxième chapitre	102

CHAPITRE 3

Modélisation du bruit de structure ultrasonore en régime de diffusion multiple ... 105

	Introduction	105
3.1	Hypothèses et approximations.....	106
3.1.1	Configuration simulée.....	107
3.1.2	Hypothèse de régime diffusif établi.....	107
3.1.3	Solution de l'équation de la diffusion.....	108
3.1.3.1	Choix de la solution	108
3.1.3.2	Influence de la valeur de D	111
3.2	Détail des étapes de la méthode de simulation	111
3.2.1	Simulation du champ émis par le capteur	112
3.2.2	Résolution de l'équation de la diffusion	113
3.2.3	Passage de l'énergie moyenne au champ ultrasonore diffusé.....	114
3.2.3.1	Amplitude du champ diffusé	114
3.2.3.2	Génération aléatoire des fluctuations	115
3.2.4	Calcul du signal enregistré par le capteur.....	118
3.3	Avantages de la méthode de simulation.....	119
3.3.1	Calcul du niveau de bruit moyen	119
3.3.2	Adaptation à une configuration en transmission	120
3.4	Problème de calibration de la méthode	121
3.5	Schéma récapitulatif.....	122
3.6	Proposition de calibration de la méthode de simulation	122
3.6.1	Adaptation du formalisme de Auld	122

3.6.2	Calcul du champ en l'absence de diffusion	125
3.6.3	Calcul du champ en présence de diffusion	125
3.6.4	Rappel sur l'approche de la première méthode	125
3.6.5	Approche alternative des calculs du champ et du signal	126
3.6.5.1	Statistiques des champs après diffusion.....	126
3.6.5.2	Lien avec la densité d'énergie moyenne	127
3.6.5.3	Moyenne du signal.....	128
3.6.5.4	Moyenne du carré du signal	129
3.6.6	Conclusion sur la méthode calibrée.....	131
Conclusion du troisième chapitre.....		131
 CHAPITRE 4		
Comparaisons des niveaux de bruit simulés avec des résultats expérimentaux.....		133
Introduction		133
4.1 Paramètres d'entrée de la simulation.....		134
4.1.1	Détermination du libre parcours moyen de transport	134
4.1.1.1	Utilisation du libre parcours moyen élastique.....	134
4.1.1.2	Utilisation de la constante de diffusion	135
4.1.2	Récapitulatif des paramètres d'entrée	136
4.2 Description des configurations expérimentales		137
4.2.1	Mesure en immersion	137
4.2.2	Mesure au contact.....	138
4.2.3	Obtention du niveau de bruit moyen	139
4.2.3.1	Traitement des échos cohérents	140
4.2.3.2	Calcul du niveau de bruit	141
4.3 Résultats des comparaisons de niveaux de bruit		142
4.3.1	Rappel à propos de la calibration de la simulation.....	142
4.3.2	Comparaison en immersion	142
4.3.2.1	Échantillon en acier forgé à gros grains.....	142
4.3.2.2	Échantillon en acier moulé	146
4.3.3	Comparaison au contact	146
4.3.4	Comparaison avec l'approximation de diffusion simple	148
Conclusion du quatrième chapitre.....		149
 CONCLUSION GÉNÉRALE		151
 BIBLIOGRAPHIE.....		155

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Dans le monde industriel, l'intégrité des structures doit être régulièrement contrôlée pour des raisons de sécurité. En effet, la détection de défauts en leur sein renseigne sur leur état de santé et permet de prévoir leur remplacement. Dans le domaine du Contrôle Non-Destructif, ou CND, les méthodes mises en place visent à effectuer cette recherche de défauts sans altérer la pièce inspectée. Les techniques existantes consistent classiquement à utiliser des ultrasons, des courants de Foucault, ou encore des rayons X. L'utilisation d'ondes ultrasonores représente la méthode la plus répandue, permettant un contrôle rapide et en profondeur des pièces. De plus, elle est peu coûteuse et peut s'adapter à des situations de contrôle variées.

Cependant, dans le cas de certains matériaux à microstructure complexe, l'efficacité du contrôle ultrasonore est fortement diminuée par des interactions ayant lieu entre les ondes et cette microstructure. En effet, dans des milieux tels que certains aciers, certains matériaux composites, ou encore les bétons, la présence d'hétérogénéités structurelles liées à leurs procédés de fabrication entraîne l'apparition de phénomènes de diffusion. Une partie de l'énergie des ondes incidentes est alors redirigée dans toutes les directions. Cela influe sur la qualité du contrôle via deux processus liés. D'une part, cette perte d'énergie de l'onde entraîne une diminution de l'amplitude des échos provenant des potentiels défauts. D'autre part, quand elle atteint le capteur en réception, la fraction d'énergie ainsi diffusée fait apparaître un signal gênant appelé bruit de structure.

Il existe plusieurs contributions du phénomène de diffusion au bruit de structure. Celles de diffusion simple, lorsque l'onde n'interagit qu'une seule fois avec la microstructure avant d'être enregistrée par le capteur, et celles de diffusion multiple, lorsque qu'une même onde est diffusée plusieurs fois successivement avant réception. De plus, la présence de diffusion multiple entraîne une nouvelle difficulté concernant la localisation de défaut. En effet, il est communément utilisé en CND dans les milieux homogènes que la détection d'un écho à un instant donné correspond à une profondeur bien définie. Dans le cas de la diffusion multiple, deux échos arrivant simultanément peuvent provenir de deux endroits différents, ce qui empêche d'utiliser cette correspondance entre le temps et l'espace.

En CND, la simulation joue un rôle essentiel car elle permet de développer et d'étudier différentes méthodes de contrôle sans avoir recours à des campagnes expérimentales, parfois longues et coûteuses à mettre en place. De plus, elle permet une analyse précise des résultats de mesure. Dans cette optique, il est important de pouvoir simuler l'inspection d'un milieu diffuseur, pour étudier l'influence du bruit de structure sur les échos de défauts et évaluer les capacités de détection dans ces matériaux.

Le CEA-LIST développe des outils de simulations pour plusieurs techniques de CND. Ces outils sont regroupés dans la plate-forme logicielle CIVA qui est utilisée dans l'industrie. Un modèle y a été développé ces dernières années pour simuler le niveau de bruit rétrodiffusé lors du contrôle d'un milieu diffuseur (Dorval, 2009). Fondé sur un tirage aléatoire des positions des diffuseurs dans le milieu et un calcul du coefficient de diffusion associé à chacun d'eux, ce modèle se place dans l'hypothèse de diffusion simple et permet de prédire efficacement le niveau de bruit si la longueur d'onde reste grande par rapport à la taille caractéristique d'un diffuseur. Cependant, dans le cas inverse, il ne prend pas en compte les phénomènes de diffusion multiple et sous-estime la persistance du bruit de structure aux temps longs. Un des objectifs de ce travail de thèse est de développer un nouveau modèle de bruit de structure ultrasonore dans le régime de diffusion multiple.

Une seconde problématique du CND concerne la caractérisation des matériaux. En effet, il est particulièrement utile de connaître les propriétés diffusives d'un milieu de propagation via un nombre limité de grandeurs. Dans le cadre de la simulation, les valeurs de ces constantes servent alors de paramètres d'entrée et permettent au modèle d'évaluer certains paramètres statistiques, par exemple relatifs au niveau de bruit. Dans cette optique, le second objectif de cette thèse est de définir les paramètres de caractérisation d'un milieu fortement diffuseur, et de développer une méthode expérimentale permettant de les obtenir.

Une étude bibliographique concernant le phénomène de diffusion ultrasonore est présentée dans le premier chapitre de ce manuscrit. Tout d'abord, l'origine du phénomène de diffusion et son impact sur les inspections en CND sont décrits. Ensuite, une étude du champ cohérent et de son atténuation est menée. Enfin, des méthodes de modélisation des phénomènes de diffusion simple et de diffusion multiple sont répertoriées.

Dans le deuxième chapitre sont présentées les méthodes d'obtention des paramètres caractéristiques d'un matériau diffuseur. Le protocole expérimental consiste en la mesure de la matrice de réponse du milieu diffuseur et est décrit dans la première partie. Les différents post-traitements appliqués à cette matrice sont ensuite détaillés. Ceux-ci permettent de mesurer les valeurs de trois paramètres : le libre parcours moyen élastique, la distance de corrélation du champ diffusé et la constante de diffusion. Différents aciers inoxydables de microstructures dif-

férentes sont étudiés et les trois paramètres de transport y sont déterminés expérimentalement pour chacun d'entre eux.

Dans le troisième chapitre, une méthode développée au cours de la thèse permettant de simuler le bruit de structure en régime de diffusion multiple est présentée. Cette méthode prend notamment en compte l'influence du capteur sur le résultat de l'inspection, en émission et en réception. Le modèle de propagation de l'énergie ultrasonore, fondé sur l'approximation de la diffusion (au sens de la diffusion de la chaleur), est détaillé.

Le quatrième et dernier chapitre vise à confronter les résultats de la méthode à des mesures de bruit de structure dans les échantillons d'acier pour plusieurs configurations expérimentales. Pour ce faire, les paramètres de transport mesurés dans le deuxième chapitre sont utilisés en entrée de la simulation. Le protocole expérimental et les traitements des signaux enregistrés sont détaillés.

Les milieux diffuseurs étudiés au cours du travail de thèse sont des maquettes d'aciers forgés et moulés dont les propriétés élastiques sont présentées dans le chapitre 2. Cependant, le travail exposé dans ce manuscrit est applicable à d'autres milieux diffuseurs tels certains alliages de titane, les bétons ou encore certains matériaux composites utilisés dans l'industrie.

CHAPITRE 1

État de l'art de la propagation des ondes ultrasonores dans les milieux polycristallins

Introduction

L'objet de ce chapitre est de présenter les différents concepts décrivant le phénomène de diffusion des ondes élastiques au sein des matériaux polycristallins. Des considérations phénoménologiques ainsi que des modèles issus de la littérature sont présentés dans le but de définir le positionnement du travail effectué au cours de cette thèse.

Dans une première partie, le phénomène de diffusion par les hétérogénéités d'un milieu complexe est présenté. Son origine et ses différentes manifestations sous forme de diffusion simple ou multiple sont tout d'abord exposées. Ensuite, l'influence de la diffusion sous forme de bruit présent dans les signaux mesurés en Contrôle Non-Destructif est abordée.

Pour la suite du chapitre, différents modèles issus de la littérature, et permettant de décrire les ondes se propageant dans un milieu diffuseur sont présentés. Nous introduisons à cette occasion la notion de cohérence du champ ultrasonore. Dans la deuxième partie, le cas du champ cohérent est traité via la notion de milieu effectif, et des modèles d'atténuation de l'onde ultrasonore se propageant dans ce milieu sont exposés.

Dans la troisième partie, l'étude de la propagation du champ incohérent est réalisée, en distinguant deux régimes : celui de diffusion simple et celui de diffusion multiple. Les principales équations concernant le champ diffusé, ainsi que des exemples de méthodes de simulation du bruit de structure sont présentées dans chacun de ces deux régimes.

1.1 Présentation du phénomène de diffusion

1.1.1 Description de la microstructure d'un milieu polycristallin

Par définition, un milieu polycristallin n'est pas un milieu homogène. Observé à l'échelle microscopique, sa structure apparaît comme une agrégation de cristaux. Ces cristaux sont généralement appelés *grains*. Dans un tel milieu hétérogène, les propriétés élastiques ne sont donc pas identiques en tout point mais possèdent au contraire des variations dans l'espace. L'acier, le titane et d'autres métaux sont des exemples de matériaux polycristallins typiquement rencontrés dans l'industrie (énergie, génie civil, transports...).

Pour illustrer visuellement ces variations spatiales des propriétés élastiques, un résultat de l'étude métallographique d'une pièce d'acier moulé austéno-ferritique (Mesière, 2009) est reporté sur la figure 1.1. Il s'agit d'un acier biphasique utilisé dans certains composants de la tuyauterie primaire des réacteurs à eau pressurisée de centrales nucléaires. La photographie de la surface de la pièce présente un exemple de microstructure rencontrée dans un matériau polycristallin. Elle fait apparaître une organisation très complexe des différents constituants du matériau. En blanc est représentée la matrice composée d'austénite, tandis que la ferrite est présente sous forme de dendrites, en noir sur la figure.

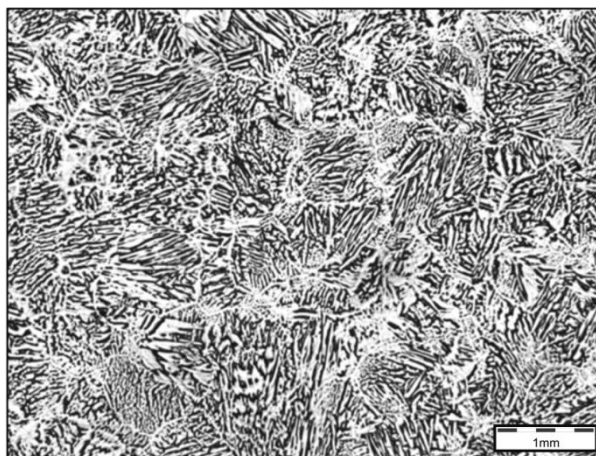


Figure 1.1 : Étude métallographique de la surface d'un échantillon d'acier moulé inoxydable austéno-ferritique. En blanc l'austénite, en noir la ferrite.

Il est difficile de définir simplement les caractéristiques d'un grain unique dans cette microstructure. En effet, il semble que les colonies de dendrites, définies par une orientation cristalline commune, soient séparées par des bandes de couleur blanche d'austénite, soulignant le contour des cellules de solidification. Chacune de ces cellules est de taille variable et possède sa propre orientation cristalline. De plus, la taille de ces « grains » peut fortement varier d'un en-

droit à un autre de la pièce, du fait des conditions de fabrication. Dans l'exemple de l'acier présenté figure 1.1, le moulage par centrifugation implique des conditions de solidification qui peuvent varier dans la direction perpendiculaire à l'axe de rotation.

1.1.2 Origine de la diffusion des ultrasons

La complexité de la microstructure d'un matériau polycristallin est donc caractérisée par une répartition spatiale particulière des constituants de la pièce. Dans un repère fixe par rapport à la structure, les orientations cristallines correspondant à chacun des grains sont différentes d'un grain à l'autre. En conséquence, les constantes élastiques ne sont pas les mêmes en tout point de la structure. Dans le cas d'un matériau à plusieurs phases, les différences de densité et de propriétés élastiques entre les phases sont également à l'origine d'inhomogénéité. L'ensemble de ces variations se traduit par la présence d'un contraste d'impédance à la frontière entre les grains. Une onde ultrasonore incidente qui se propage d'un grain à un autre est alors sensible à ce contraste et subit une diffusion : une partie de son énergie est déviée dans toutes les directions.

De plus, la structure cristalline réelle du matériau n'est pas parfaite. Des impuretés et des défauts cristallins sont généralement présents aux interfaces entre les cristaux. Ces défauts dépendent des conditions de productions des aciers comme la température, la pression, la nature des phases ou le mode de fabrication (moulage, forgeage, ...). Cependant, les contributions de ces imperfections à la diffusion sont habituellement considérées comme négligeables devant l'effet des variations de constantes élastiques entre les grains (Thompson et al., 2008).

Des phénomènes de diffusion similaires existent également pour des matériaux inhomogènes non polycristallins, comme par exemple les bétons ou certains matériaux composites. Les applications possibles de ce travail de thèse ne sont donc pas limitées aux polycristallins.

1.1.3 Distinction entre diffusion simple et multiple

Lors d'une interaction entre une onde élastique et la microstructure d'un matériau diffuseur, une fraction d'énergie est redirigée dans toutes les directions. Après avoir été rétro-propagée hors du milieu, cette énergie diffusée peut être enregistrée par un capteur et produit alors un signal appelé *bruit de structure* du milieu.

Dans le cas où l'onde n'a été diffusée qu'une unique fois par la microstructure avant d'être enregistrée, les contributions au bruit sont dites de *diffusion simple*. Cependant, l'onde résultant d'un événement de diffusion peut interagir de nouveau avec la microstructure en un autre point du milieu et être diffusée une nouvelle fois. Dans le cas de deux diffusions ou plus, ces contributions sont dites de *diffusion multiple*. Cette distinction est illustrée sur la figure 1.2.

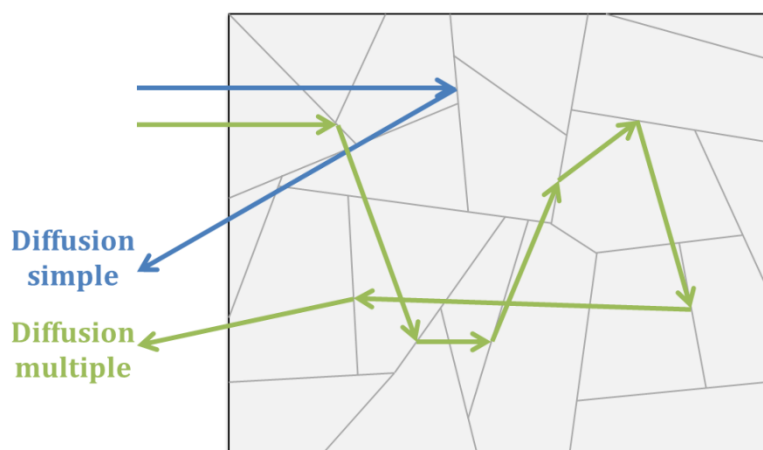


Figure 1.2 : Distinction phénoménologique entre les contributions de diffusion simple et de diffusion multiple au bruit de structure d'un matériau polycristallin.

Il est à noter qu'il n'existe pas de matériau diffuseur purement simple ou multiple. Le bruit de structure résultant est toujours constitué de contributions de chacun des deux phénomènes. Cependant, suivant la longueur d'onde de l'onde incidente ou encore l'échelle temporelle d'intérêt, il est parfois possible de négliger certaines contributions devant les autres. Ce point sera développé dans le chapitre 2 de ce manuscrit.

1.1.4 Influence de la diffusion en Contrôle Non-Destructif

1.1.4.1 Bruit de structure et atténuation des échos de défauts

L'objectif d'une inspection en Contrôle Non-Destructif (CND) est de détecter les échos de potentiels défauts présents dans la structure d'une pièce après émission d'une onde ultrasonore en son sein. Dans le cas d'un milieu polycristallin comme présenté précédemment, les phénomènes de diffusion peuvent fortement limiter les performances d'un tel contrôle. En effet, l'amplitude du bruit de structure ainsi généré peut atteindre un niveau proche de celui des échos des défauts, rendant difficile l'interprétation des résultats. De plus, l'énergie diffusée étant prélevée à l'onde incidente, l'amplitude de cette dernière subit une atténuation par diffusion, qui s'ajoute à celle provenant de l'absorption visco-élastique du milieu. Ainsi, le *Rapport Signal sur Bruit* (RSB) mesuré est diminué, ce qui mène à une baisse de l'efficacité de détection des défauts présents dans la pièce.

Dans la situation où les contributions de diffusion multiple ne sont pas négligeables, la correspondance temps-espace, fondamentale pour positionner correctement un défaut, est perdue. En effet, il est habituellement considéré en imagerie qu'un écho enregistré à un temps τ correspond à un évènement s'étant produit à une distance $v\tau/2$ du capteur, v étant la vitesse de

propagation de l'onde. En présence de diffusion multiple, les trajets suivis par les ondes élastiques ne relèvent plus de ce cas idéal, comme visible sur la figure 1.2.

1.1.4.2 Exemple d'inspection bruitée de l'acier moulé

Pour illustrer l'influence du bruit de structure sur les capacités de détection, nous présentons le cas du contrôle d'une pièce d'acier moulé inoxydable utilisé dans certains composants de la tuyauterie primaire des réacteurs à eau pressurisée des centrales nucléaires. Lors du contrôle ultrasonore de cet acier, un bruit de structure important apparaît pour des fréquences de l'ordre du mégahertz et supérieures. Sa microstructure correspond à celle présentée sur la figure 1.1. Les inhomogénéités y sont présentes à plusieurs échelles, sous la forme de grains macro et microscopiques. Les plus grands font une taille de l'ordre du millimètre.

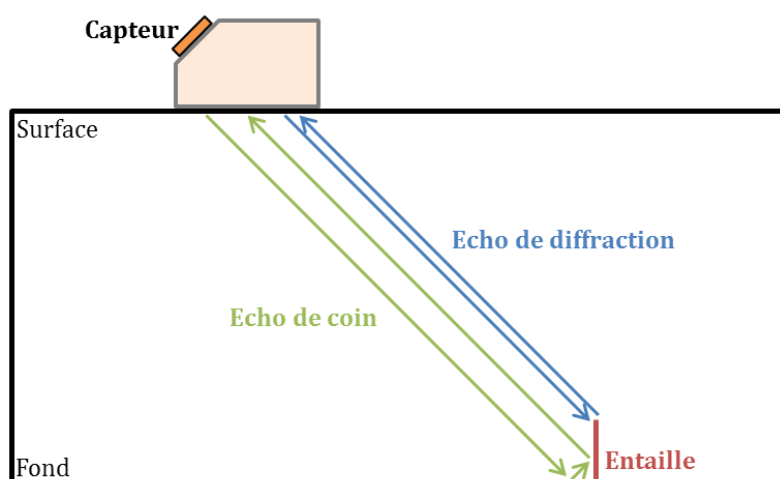


Figure 1.3 : Configuration de contrôle par onde L30 d'une entaille en fond de pièce. Deux échos caractéristiques sont attendus : l'écho de diffraction et l'écho de coin.

Dans ces pièces, les défauts recherchés sont des entailles situées sur la face interne du tuyau et qui se forment suite aux fortes contraintes exercées par l'eau pressurisée qui y transite. Pour les détecter, nous allons prendre l'exemple d'un contrôle par ondes longitudinales émises à 30° dans le milieu (L30). Dans cette configuration, la réponse typiquement attendue d'une entaille se décompose en deux échos. Le premier correspond à la diffraction de l'onde à l'extrémité du défaut et le second à l'écho dit « de coin » après rebond sur le fond de la pièce (figure 1.3). En étudiant ces deux échos, il est alors possible de dimensionner l'entaille et ainsi d'évaluer l'état de santé du matériau.

La figure 1.4(a) présente le résultat d'une inspection à 500 kHz dans la pièce d'acier moulé correspondant à la micrographie de la figure 1.1. Le capteur utilisé focalise en fond de pièce, et pour obtenir le résultat sous forme d'un B-Scan, il est déplacé le long de la pièce. À chaque co-

lonne de l'image correspond donc un signal enregistré pour une position du capteur. Un écho correspondant à l'entaille est alors visible et le bruit de structure est d'amplitude très faible devant celle de l'écho. En effet, à cette fréquence, et en considérant uniquement les ondes longitudinales, la longueur d'onde dans la pièce est d'environ 10 mm. Cependant, les deux échos caractéristiques de l'entaille sont confondus. Pour augmenter la résolution et évaluer la distance entre ces deux échos, il est nécessaire de monter en fréquence pour diminuer la longueur d'onde, ce qui permet d'augmenter la résolution spatiale atteignable pour une configuration donnée.

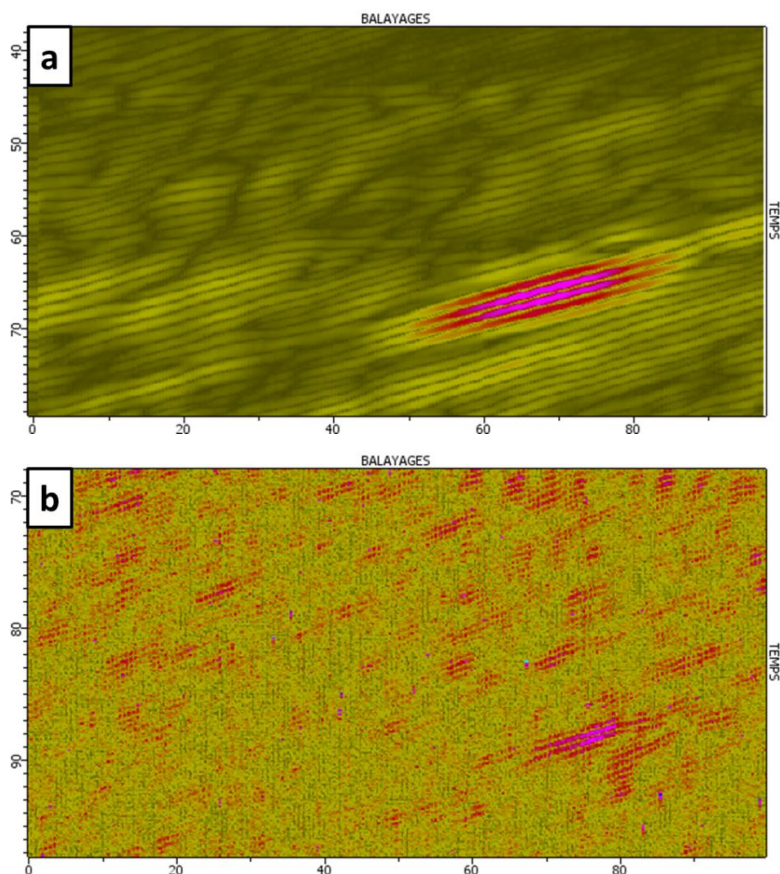


Figure 1.4 : B-Scans résultants du contrôle ultrasonore d'une pièce en acier moulé contenant une entaille en fond de pièce. L'onde incidente est une onde longitudinale émise à 30° à l'intérieur de la pièce à 500 kHz (a) et à 1 MHz (b). Les amplitudes sont en dB et rapportées à l'amplitude de l'écho d'un défaut de référence, mesuré dans un bloc d'acier non diffusant.

Un nouveau contrôle est alors réalisé à 1 MHz, dont le résultat est illustré sur la figure 1.4(b). Le capteur utilisé cette fois-ci n'est plus en contact, mais fonctionne en immersion dans l'eau. La configuration est également celle d'un contrôle L30 et la hauteur de couplant est adaptée à une focalisation en fond de pièce. Cette différence se traduit sur la figure par une modification de la base de temps. Sur ce B-Scan, nous remarquons que l'écho principal de l'entaille est toujours visible, mais le niveau du bruit environnant a également augmenté. À 1 MHz, la lon-

gueur d'onde longitudinale est d'environ 5 mm. De plus, les conversions de mode ayant lieu à chaque diffusion vont faire apparaître des ondes transverses dont la longueur d'onde est d'environ 3 mm, plus faible que celle des ondes L.

En augmentant la fréquence de contrôle, l'onde incidente est alors beaucoup plus sensible aux détails de la microstructure. Lors de l'inspection à 500 kHz, la longueur d'onde supérieure à la taille caractéristique des inhomogénéités permet de n'être que très peu sensible à celles-ci. Cependant, la nécessité d'obtenir une résolution spatiale supérieure pour effectuer un contrôle efficace entraîne la diminution de la longueur d'onde émise, et donc l'augmentation de la diffusion de l'onde élastique incidente. L'efficacité de l'inspection est diminuée, et la détection de défauts de plus petites tailles est alors impossible, contrairement à l'effet escompté de la hausse de la fréquence.

1.1.5 Conclusion sur la diffusion par une structure diffusante

La microstructure complexe des milieux polycristallins est à l'origine de phénomènes de diffusion qui viennent gêner le contrôle par ondes ultrasonores. En effet, via une interaction entre celles-ci et les hétérogénéités, la diffusion redirige une partie de l'énergie incidente dans toutes les directions, atténuant ainsi les échos de potentiels défauts présents dans la pièce. De plus, l'énergie déviée produit un bruit de structure qui vient parasiter les signaux enregistrés par le capteur. Ces deux phénomènes liés sont à la source de difficultés d'inspection des milieux diffuseurs en CND.

1.2 Étude du champ cohérent

Dans cette partie, nous étudions les caractéristiques de l'amplitude du champ se propageant dans un milieu diffuseur. Nous introduisons pour cela l'outil de *moyenne sur le désordre* ou *moyenne d'ensemble*. Cette notion permet de définir le champ cohérent, c'est-à-dire le champ résultant après application de la moyenne sur le désordre. Il est ensuite rappelé que la propagation de ce champ moyen suit une équation appelée équation de *Dyson*. Cette équation mène alors à la définition du *milieu effectif*, dans lequel l'onde cohérente se comporte comme dans un milieu homogène. L'atténuation par diffusion du champ cohérent dans ce milieu est alors présentée. Elle permet de définir le *libre parcours moyen élastique*, un paramètre caractéristique d'un milieu diffuseur.

1.2.1 Approche statistique et moyenne d'ensemble

Nous avons vu dans la partie précédente que comparativement à un milieu homogène, la présence d'hétérogénéités dans le milieu entraîne l'apparition d'interactions supplémentaires entre la microstructure et une onde s'y propageant. Le bruit de structure qui découle de ces interactions est entièrement déterministe. En effet, il est intrinsèquement lié à la microstructure du matériau, c'est-à-dire à la position et l'orientation des grains. Cependant, dans la majorité des situations, connaître parfaitement cette microstructure est impossible en raison de sa grande complexité. Même si cela était possible, toute description purement déterministe de l'onde diffusée semblerait toutefois inadaptée. Il serait en effet nécessaire d'utiliser des méthodes numériques qui rendraient la résolution du problème de propagation extrêmement lourde en temps de calcul, compte tenu de la nécessité de mailler finement l'intégralité de la microstructure de la pièce.

Pour régler ce problème de complexité, une approche couramment adoptée consiste à traiter le problème de manière statistique. Dans ce cas, le raisonnement est effectué sur les valeurs moyennes des grandeurs physiques (vitesse, pression acoustique, intensité). Pour une position donnée dans la pièce, la microstructure est alors décrite comme étant le résultat du tirage d'une répartition aléatoire des diffuseurs, correspondant dans le cas de l'acier moulé à un tirage sur la position, la taille, la forme et l'orientation cristalline des grains. La moyenne effectuée sur toutes les répartitions possible des diffuseurs est appelée *moyenne d'ensemble* ou encore *moyenne sur le désordre*. Expérimentalement, nous considérons que l'hypothèse d'ergodicité est vérifiée. La moyenne d'ensemble est alors approchée par une moyenne sur les signaux enregistrés en répétant une même acquisition après translation du capteur par rapport à la pièce. Dans la suite de ce manuscrit, cette moyenne sera notée par des grandeurs entre chevrons.

1.2.2 Champ cohérent et champ diffusé

Nous avons vu dans la première partie que la présence d'hétérogénéités se traduit physiquement par des variations spatiales des propriétés élastiques du matériau. Dans les équations de propagation, en utilisant l'approche statistique présentée au paragraphe précédent, ces propriétés élastiques peuvent être décomposées en deux termes : un terme moyen et un terme de fluctuation. Par exemple, la vitesse des ondes L peut s'écrire sous la forme suivante :

$$v_L(\mathbf{r}) = \langle v_L(\mathbf{r}) \rangle + \delta v_L(\mathbf{r}) \quad (1.1)$$

avec $\langle v_L(\mathbf{r}) \rangle$ la vitesse moyennée sur le désordre, et $\delta v_L(\mathbf{r})$ ses fluctuations locales. Par définition, $\langle \delta v_L(\mathbf{r}) \rangle = 0$.

Cette décomposition en valeur moyenne et fluctuations étant liée au caractère aléatoire du milieu de propagation, elle peut être étendue au champ acoustique se propageant dans le milieu :

$$\Psi(\mathbf{r}) = \langle \Psi(\mathbf{r}) \rangle + \delta\Psi(\mathbf{r}) \quad (1.2)$$

Le terme $\langle \Psi(\mathbf{r}) \rangle$ correspond donc à la partie du champ qui résiste à la moyenne d'ensemble. Il est appelé *champ cohérent*. Le second terme se rapportant à la partie du champ éliminée par la moyenne est nommé *champ incohérent* ou *champ diffusé*. Là encore, $\langle \delta\Psi(\mathbf{r}) \rangle = 0$ par définition.

Dans la suite de cette partie, nous nous attardons sur la description du champ cohérent via la notion de milieu effectif. La modélisation du champ incohérent fait l'objet de la partie 1.3.

1.2.3 Notion de milieu effectif

Dans cette section, nous nous intéressons à la propagation d'une onde élastique dans un milieu hétérogène. De nombreuses théories concernant la propagation de telles ondes ont été développées. Elles sont appliquées soit à des milieux composés d'un matériau homogène contenant des hétérogénéités, comme des tiges d'acier plongées dans l'eau (Mamou, 2005), soit à des milieux continus hétérogènes (Turner, 1999).

Nous commençons par donner une idée générale de l'approche théorique en décrivant tous d'abord le cas simple d'une onde scalaire (par exemple une onde acoustique dans un fluide), avant de généraliser les résultats aux ondes élastiques. Nous verrons alors que la propagation de l'onde cohérente est régie par l'équation de Dyson permettant de définir un milieu dit *effectif*. Ce dernier est un milieu homogène fictif dans lequel l'onde cohérente se propage. Il est caractérisé par des *nombre d'onde effectifs*.

1.2.3.1 Cas de l'onde scalaire

Une onde élastique peut être polarisée suivant différentes directions. Cependant, pour décrire clairement la démarche de l'étude, nous la présentons tout d'abord dans le cadre d'une onde se propageant dans un fluide inhomogène et ne possédant qu'une polarisation possible. Le raisonnement fait intervenir un milieu homogène de référence qui sera indiqué par 0 dans la suite. Tout d'abord, rappelons l'équation régissant la propagation d'une onde scalaire dans un milieu fluide hétérogène (Chernov, 1960) :

$$\Delta p(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{v^2(\mathbf{r})} \frac{\partial^2 p(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = -(\nabla \ln \rho(\mathbf{r}) \cdot \nabla) p(\mathbf{r}, t) \quad (1.3)$$

avec $\rho(\mathbf{r})$ la masse volumique du milieu, $v(\mathbf{r})$ la vitesse de l'onde et $p(\mathbf{r}, t)$ la surpression instantanée au point \mathbf{r} et à l'instant t .

Nous nous intéressons à la fonction de Green $G(\mathbf{r}, t, \mathbf{r}', t')$ associée à l'équation de propagation (1.3), donnant la fonction solution en un point (\mathbf{r}, t) en réponse à une impulsion émise en (\mathbf{r}', t') . L'équation de propagation correspondante est alors :

$$\begin{aligned} \Delta G(\mathbf{r}, t, \mathbf{r}', t') - \frac{1}{v^2(\mathbf{r})} \frac{\partial^2 G(\mathbf{r}, t, \mathbf{r}', t')}{\partial t^2} \\ = -(\nabla \ln \rho(\mathbf{r}) \cdot \nabla) G(\mathbf{r}, t, \mathbf{r}', t') + \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \delta(t - t') \end{aligned} \quad (1.4)$$

Les milieux décrits dans ce manuscrit ne sont pas invariants par translation spatiale, à cause de leur caractère hétérogène. Cependant, ils peuvent être considérés comme invariants dans le temps. En passant l'équation précédente dans l'espace de Fourier, nous obtenons l'équation de Helmholtz inhomogène :

$$\Delta G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) + k_0^2 G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = V(\mathbf{r}, \omega) G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) + \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (1.5)$$

avec $k(\mathbf{r}, \omega) = \omega/v(\mathbf{r})$ et $k_0(\mathbf{r}, \omega) = \omega/v_0$ les nombres d'ondes respectivement dans les cas hétérogène et homogène. L'opérateur V est appelé *opérateur de diffusion* et est défini par la relation suivante (Frisch, 1968; Akkermans & Montambaux, 2007) :

$$V(\mathbf{r}, \omega) = k_0^2(\omega) - k^2(\mathbf{r}, \omega) - (\nabla \ln \rho(\mathbf{r}) \cdot \nabla) \quad (1.6)$$

Nous pouvons maintenant écrire G en fonction de la fonction de Green en milieu homogène. Celle-ci, notée G_0 , correspond à la solution de l'équation (1.5) avec $V(\mathbf{r}, \omega) = 0$.

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) + \int G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1, \omega) V(\mathbf{r}_1, \omega) G(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}', \omega) d\mathbf{r}_1 \quad (1.7)$$

Cette dernière relation peut s'écrire dans un formalisme plus compact à l'aide d'opérateurs :

$$G = G_0 + G_0 V G \quad (1.8)$$

1.2.3.2 Cas de l'onde élastique

Dans le cas des ondes élastiques, le modèle précédent est insuffisant. Pour prendre en compte les polarisations de l'onde, l'équation de propagation à considérer s'écrit :

$$\partial_j \left(c_{ijkl}(\mathbf{r}) \partial_l u_k(\mathbf{r}, t) \right) = \rho(\mathbf{r}) \partial_{tt} u_i(\mathbf{r}, t) \quad (1.9)$$

où c_{ijkl} est le tenseur des constantes élastiques, $u_i(\mathbf{r}, t)$ est le champ de déplacement et ∂_m représente la dérivée partielle par rapport à la composante m .

La fonction de Green élastique doit être utilisée à la place de la fonction de Green scalaire. Nous notons donc $G_{ij}(\mathbf{r}, t, \mathbf{r}', t')$ la nouvelle fonction de Green élastique donnant la solution en un point (\mathbf{r}, t) et dans la direction j en réponse à une impulsion émise en (\mathbf{r}', t') dans la direction i . L'équation de Helmholtz dérivée de l'équation (1.9) s'écrit alors :

$$\left(\rho(\mathbf{r}) \delta_{ki} \omega^2 + \partial_j c_{ijkl}(\mathbf{r}) \partial_l \right) G_{k\alpha}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \delta_{i\alpha} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (1.10)$$

où δ_{ij} est le symbole de Kronecker. En suivant un raisonnement analogue au cas de l'onde scalaire, une équation similaire à l'équation (1.8) est obtenue par Weaver (Weaver, 1990) :

$$G_{i\alpha} = G_{0,i\alpha} + G_{0,i\beta} V_{\beta j} G_{j\alpha} \quad (1.11)$$

1.2.3.3 Équation de Dyson et nombre d'onde effectif

Nous nous intéressons dans ce paragraphe à l'onde cohérente présentée dans la section précédente. Pour cela, la moyenne d'ensemble est appliquée à l'équation (1.11) :

$$\langle G_{i\alpha} \rangle = G_{0,i\alpha} + G_{0,i\beta} \langle V_{\beta j} G_{j\alpha} \rangle \quad (1.12)$$

Il est alors possible de montrer que celle-ci se ramène à l'équation de Dyson, du nom de Freeman Dyson ayant défini une équation analogue en théorie quantique des champs :

$$\langle G_{i\alpha} \rangle = G_{0,i\alpha} + G_{0,i\beta} \Sigma_{\beta j} \langle G_{j\alpha} \rangle \quad (1.13)$$

où $\Sigma_{\beta j}(\mathbf{k}, \omega)$ est appelé *opérateur de masse* ou *self-energy* et contient toutes les informations sur les diffusions simples ou multiples ayant lieu dans le milieu.

Pour obtenir l'équation de Dyson il est possible de manipuler les notations intégrales du type de l'équation (1.7). Cependant, ces notations deviennent assez lourdes lors du développement des calculs. Pour résoudre ce type de problème, un formalisme fondé sur une représentation des intégrales multiples sous forme de série hiérarchisée de diagrammes, similaires aux diagrammes de Feynman (Zee, 2010), a été adoptée et appliquée aux ondes classiques (Frisch, 1968; Rytov et al., 1989; Ishimaru, 1999) comme quantiques (Akkermans & Montambaux, 2007). Ce formalisme permet d'écrire les équations de manière compacte et de classer de ma-

nière judicieuse les événements de diffusion. Cependant, son développement nécessite l'introduction de nombreuses notations, ce qui n'est pas l'objet de ce manuscrit.

Pour comprendre physiquement ce que signifie l'équation de Dyson, revenons au cas d'une onde scalaire. L'équivalent de l'équation (1.13) permettant d'obtenir l'expression de la fonction de Green moyenne est alors donnée par la relation :

$$\langle G(\mathbf{k}, \omega) \rangle = \frac{1}{k_0^2(\omega) - \Sigma(\mathbf{k}, \omega) - \mathbf{k}^2} \quad (1.14)$$

Dans un milieu où l'opérateur de masse est indépendant du nombre d'onde, cette solution se ramène à la fonction de Green homogène du milieu de référence, prise à un nombre d'onde modifié tel que $k_{eff}^2 = k_0^2(\omega) - \Sigma(\omega)$. Celui-ci est appelé nombre d'onde effectif et caractérise la propagation de l'onde cohérente dans le milieu diffuseur. Sa partie réelle décrit la vitesse de l'onde moyenne tandis que sa partie imaginaire quantifie son atténuation.

Dans le cas d'une onde élastique, les fonctions de Green et l'opérateur de masse sont des tenseurs. De ce fait, les expressions sont plus complexes et nécessitent la résolution du système d'équations de Christoffel (Ghoshal et al., 2007).

1.2.4 Atténuation du champ cohérent

Dans cette section, nous étudions l'atténuation du champ cohérent se propageant à travers un milieu hétérogène. Nous avons vu qu'un solide polycristallin peut être considéré comme un milieu aléatoire. De plus, du point de vue de l'onde cohérente, le milieu diffuseur est assimilable en moyenne à un milieu effectif homogène, lui-même caractérisé par des nombres d'onde effectifs complexes.

Après avoir présenté les régimes d'atténuations en fonction de la fréquence de l'onde, les principaux modèles d'atténuation de la littérature sont présentés et le lien est fait avec le libre parcours moyen élastique.

1.2.4.1 Les différents régimes d'atténuation

L'atténuation d'une onde correspond à une diminution de son amplitude et est généralement modélisée par une décroissance exponentielle suivant la direction de propagation de l'onde. Elle est caractérisée par le coefficient d'atténuation α et se traduit de la manière suivante, pour une onde se propageant vers les x croissants :

$$\Psi(x, t) = \Psi_0 e^{-\alpha x} e^{i(kx - \omega t)} \quad (1.15)$$

Pour mettre en évidence le nombre d'onde effectif complexe contenant les informations sur la vitesse de propagation et sur l'atténuation, l'équation précédente peut-être réécrite en réunissant les termes exponentiels dépendant de la variable d'espace :

$$\Psi(x, t) = \Psi_0 e^{-i\omega t} e^{i(k+i\alpha)x} \quad (1.16)$$

Le nombre d'onde effectif complexe s'écrit alors $k_{eff} = k + i\alpha$. Le coefficient α est homogène à l'inverse d'une distance et est dépendant de la fréquence de l'onde. Dans le cas de milieux polycristallins fortement diffuseurs, il est souvent considéré dans la littérature que l'atténuation par diffusion est prépondérante devant l'absorption intrinsèque visco-élastique du milieu. Dans ce cas, α dépend du rapport entre la longueur d'onde λ et la taille caractéristique des grains γ . Ce rapport permet classiquement de définir trois régimes d'atténuation (Stanke & Kino, 1984) :

- $\lambda \gg \gamma$: régime de *Rayleigh*, où α est proportionnel à ω^4 .
- $\lambda \approx \gamma$: régime est dit *stochastique* où α est proportionnel à ω^2 .
- $\lambda \ll \gamma$: régime de diffusion où α est indépendant de la fréquence.

1.2.4.2 Modèles d'atténuation dans les différents régimes

Dans la littérature, il existe plusieurs approches permettant d'obtenir les coefficients d'atténuation dans chacun des régimes de diffusion. Nous pouvons citer Papadakis (Papadakis, 1961) qui propose des expressions des coefficients d'atténuation dans le régime de Rayleigh en prenant en compte la distribution de taille des grains dans une approche asymptotique. Dans le régime stochastique, la longueur d'onde étant du même ordre de grandeur que la taille des grains, les méthodes asymptotiques sont inutilisables. Pour exemple, les travaux de Lifshitz et Parkhomovski (Lifshitz & Parkhomovski, 1950) se sont portés sur ce régime. Enfin, en ce qui concerne le régime de diffusion, le passage d'une onde d'un grain à un autre est analogue au passage d'une interface. Il est alors possible d'obtenir des coefficients de d'atténuation inversement proportionnels à la taille des grains (Stanke & Kino, 1984).

Un modèle qui serait valable dans les trois régimes doit prendre en compte la distribution de taille des grains, ainsi que les différentes composantes fréquentielles de l'onde émise. Expérimentalement, et notamment dans le domaine du CND, il est fréquent d'être dans cette situation intermédiaire, où différentes longueurs d'onde sont présentes dans l'impulsion émise et interagissent avec des grains de petites et grande tailles.

La géométrie d'un milieu composé de grains de tailles variées peut être décrite par une fonction de corrélation spatiale donnant la probabilité que deux points distants de r appartiennent

nent au même grain. Plusieurs formes de fonction de corrélation peuvent être utilisées, mais une fonction exponentielle de la forme suivante est le plus souvent choisie :

$$P(\mathbf{r}) = \exp\left(-\frac{2|\mathbf{r}|}{\gamma}\right) \quad (1.17)$$

Le modèle de Stanke et Kino (Stanke & Kino, 1984) fait souvent office de référence pour traiter ce genre de cas. Il est basé sur l'approximation de Keller et conduit à une équation sur le nombre d'onde complexe qui doit être résolue numériquement.

Une approche proposée par Weaver (Weaver, 1990) et utilisant l'approximation de Born conduit à calculer les coefficients d'atténuations via une intégration de l'énergie diffusée par un élément de volume dans toutes les directions.

1.2.4.3 Libre parcours moyen élastique

Grâce à la détermination des coefficients d'atténuation, il est possible de calculer un paramètre caractéristique de la diffusion dans un matériau diffuseur, le libre parcours moyen (lpm) élastique. Il correspond à la distance caractéristique d'atténuation de l'intensité de l'onde cohérente. Il est généralement noté l_e et est intimement relié au coefficient d'atténuation α . En repartant de l'équation (1.16), et après passage dans l'espace de Fourier, nous pouvons écrire :

$$\Psi_{eff}(x, \omega) = \Psi_0 e^{ik_{eff}x} = \Psi_0 e^{iRe(k_{eff})x} e^{-Im(k_{eff})x} \quad (1.18)$$

avec

$$\Psi_0 = \Psi_{eff}(x = 0, \omega) \quad (1.19)$$

La décroissance de l'énergie et de l'intensité du champ est proportionnelle à celle du module carré de l'amplitude, pour laquelle nous obtenons naturellement l'expression suivante :

$$|\Psi_{eff}(x, \omega)|^2 = |\Psi_0|^2 e^{-2Im(k_{eff})x} \quad (1.20)$$

Il est alors possible d'identifier dans cette expression une distance caractéristique d'extinction de l'intensité moyenne, qui correspond par définition au lpm élastique :

$$l_e = \frac{1}{2Im(k_{eff})} = \frac{1}{2\alpha} \quad (1.21)$$

Il est à noter que cette expression n'est valable que dans le cas où les phénomènes d'absorption sont négligés. Dans le cas contraire, l'expression de l'équation (1.21) ne correspond

pas au libre parcours moyen élastique mais à une longueur caractéristique habituellement appelée la *longueur d'extinction*, notée l_{ext} , et contenant les informations sur l'atténuation globale, par diffusion et absorption. Dans cette situation, l_{ext} et l_e sont liés en introduisant une troisième longueur caractéristique. De manière analogue au lpm élastique, nous définissons alors le lpm d'absorption l_a et il est possible d'écrire :

$$\frac{1}{l_{ext}} = \frac{1}{l_a} + \frac{1}{l_e} \quad (1.22)$$

Les milieux de propagation étudiés dans cette thèse sont des aciers polycristallins. Dans ce type de matériau, il est habituel de considérer l'absorption comme négligeable devant l'atténuation par diffusion. Cette hypothèse sera utilisée tout au long de ce manuscrit dans le cas d'une onde se propageant dans ce type de milieu.

1.2.5 Vitesses de propagation

Dans la section précédente, nous avons présenté des approches de calcul de l'atténuation de l'onde cohérente. Nous avons vu que celle-ci correspondait à la partie imaginaire du nombre d'onde complexe. Mais qu'en est-il de sa partie réelle ? Sa détermination permet d'accéder à la vitesse de l'onde cohérente dans le milieu effectif.

L'approche de Stanke et Kino et celle de Weaver permettent toutes deux une détermination de nombres d'onde effectifs complexes, et donc par conséquent de la vitesse de propagation. Cependant, les calculs nécessaires à son obtention sont lourds et donc peu souvent mis en œuvre pour déterminer uniquement la vitesse.

La moyenne de Voigt peut être utilisée dans le cas d'un milieu de propagation complexe. Les vitesses de propagation effectives sont liées aux constantes élastiques du milieu effectif et ces dernières peuvent être obtenues de manière approximative par moyenne sur le désordre :

$$v_L = \sqrt{\frac{\langle c_{11} \rangle}{\rho}} \quad (1.23)$$

$$v_T = \sqrt{\frac{\langle c_{44} \rangle}{\rho}} \quad (1.24)$$

Les vitesses obtenues par cette méthode sont proches de celles issues des approches type Stanke et Kino.

1.2.6 Conclusion sur l'étude du champ cohérent

L'approche statistique de la propagation d'une onde élastique dans un milieu diffuseur a permis de définir le champ cohérent comme étant le champ résistant à la moyenne d'ensemble sur les différentes répartitions possibles des diffuseurs dans le milieu. De son point de vue, le milieu hétérogène est perçu comme un milieu homogène moyen, le milieu effectif, dont les propriétés élastiques sont modifiées par rapport à un milieu homogène de référence via le calcul de l'opérateur de masse Σ .

La plus grande difficulté rencontrée lors de la caractérisation de ce champ moyen réside dans le calcul de cet opérateur et donc du nombre d'onde effectif complexe, qui contient les informations de vitesses et d'atténuation de l'onde. Cette discipline à part entière est nommée *homogénéisation* et fait l'objet de nombreuses recherches dans des milieux hétérogènes variés, de synthèses (Tsang et al., 1982) ou réels (Chaix et al., 2006; Conoir & Norris, 2010).

Le libre parcours moyen élastique défini lors de l'étude de l'atténuation du champ effectif est un des paramètres de transport pertinents permettant de caractériser la diffusion au sein d'un matériau hétérogène. Une attention particulière lui sera apportée dans le chapitre 2 de ce manuscrit, ou une méthode expérimentale permettant d'en déterminer la valeur est présentée.

1.3 Modélisation du champ incohérent

Nous avons vu que le champ total se propageant dans un milieu diffuseur peut, grâce à une approche statistique, se décomposer en deux termes : $\langle \Psi(\mathbf{r}) \rangle + \delta\Psi(\mathbf{r})$. Dans la partie précédente, nous avons décrit le comportement du champ moyen, premier terme de la décomposition et résultat de la moyenne d'ensemble effectuée sur l'onde. Nous étudions maintenant la modélisation du second terme, le champ diffusé, constitué des fluctuations du champ éliminées par la moyenne sur le désordre. Dans un premier temps, nous présentons le développement de Born, qui permet de décrire intégralement la fonction de Green diffusée. Ensuite, nous nous attardons sur une des hypothèses les plus utilisées dans la littérature, l'hypothèse de diffusion simple. Enfin, les différentes équations permettant la prise en compte des phénomènes de diffusion multiple sont décrites.

1.3.1 Développement de Born

De manière analogue aux développements de la section précédente, nous allons considérer dans un premier temps le cas d'une onde scalaire. Encore une fois, cette description laisse de côté le formalisme lié aux différentes polarisations d'une onde élastique, mais permet tout de

même de montrer les idées essentielles du calcul. Considérons une nouvelle fois l'équation (1.8) compacte :

$$G = G_0 + G_0VG \quad (1.25)$$

Pour rappel, les fonctions G et G_0 désignent respectivement les fonctions de Green pour le milieu diffuseur et pour le milieu de référence, et V est l'opérateur de diffusion. Nous pouvons remarquer que dans cette équation, la solution G a la particularité d'apparaître dans les deux membres. Dans cette situation, nous pouvons la réécrire en remplaçant G par son expression complète dans le membre de droite. Le résultat obtenu est une nouvelle équation d'un ordre supérieur :

$$G = G_0 + G_0VG_0 + G_0VG_0VG \quad (1.26)$$

Ceci peut être répété à l'infini pour obtenir le *développement de Born*, écrit ici en notation intégrale pour y faire apparaître les variables d'intégration :

$$\begin{aligned} G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) &= G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \\ &+ \int G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1, \omega)V(\mathbf{r}_1, \omega)G_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}', \omega) d\mathbf{r}_1 \\ &+ \int G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1, \omega)V(\mathbf{r}_1, \omega)G_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega)V(\mathbf{r}_2, \omega)G_0(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}', \omega) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 \\ &+ \dots \end{aligned} \quad (1.27)$$

Ce développement, appliqué au cas des ondes scalaires, est interprétable physiquement en se plaçant dans le cas de diffuseurs ponctuels plongés dans un fluide homogène. Dans cette situation, le milieu de référence naturel est le fluide environnant. Une façon de représenter simplement l'équation (1.27) est de considérer chacun des termes G_0 comme une étape de propagation et chaque opérateur V comme une diffusion par la microstructure (cf figure 1.5). Le premier terme de l'équation correspond alors à une onde s'étant propagée de \mathbf{r}' à \mathbf{r} sans interaction avec les diffuseurs. Le deuxième terme représente une onde qui s'est propagée dans le milieu de référence du point \mathbf{r}' au point \mathbf{r}_1 , y a été diffusé, puis s'est propagée de nouveau dans le milieu de référence jusqu'au point \mathbf{r} . De la même manière, le troisième terme correspond à une onde diffusée deux fois successivement.

Cependant, il ne faut pas prendre cette interprétation comme une vérité générale, car elle n'est pas toujours juste en configuration réelle. En effet, les diffuseurs n'étant pas ponctuels, il est possible que deux événements de diffusion successifs aient lieu dans le même diffuseur. Dans ce cas, entre les deux points où ont lieu les diffusions, l'onde ne se propage pas dans le fluide, contrairement à cette vision simple du phénomène.

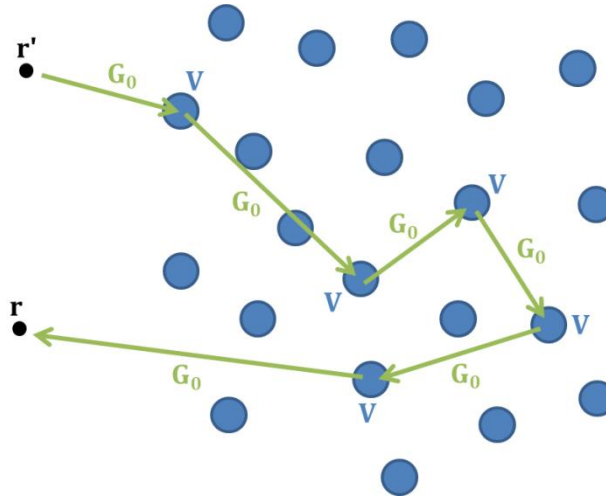


Figure 1.5 : Interprétation physique du développement de Born dans le cas de diffuseurs discrets immergés dans un liquide homogène. Le terme de diffusion quintuple est représenté ici, correspondant au sixième terme du développement de Born.

Dans le cas d'une onde élastique se propageant dans un solide polycristallin, il n'existe pas de milieu de référence homogène simple. Pour remplacer celui-ci, c'est le milieu effectif qui est couramment utilisé, bien que rarement explicité de manière précise dans la littérature (Gustafsson & Stepinski, 1997). Ce sont les valeurs des vitesses de propagation et des coefficients d'atténuations effectifs présentés dans la partie précédente qui gouvernent alors le comportement de l'onde de référence. La fonction de Green G_0 est dans ce cas remplacée par la fonction de Green du milieu effectif \bar{G}_{eff} . Nous rappelons que le nouveau développement de Born obtenu ainsi dans les milieux solides ne s'applique plus à des grandeurs scalaires, mais à des tenseurs, prenant en compte les différentes polarisations des ondes élastiques et les conversions de mode pouvant avoir lieu à chaque diffusion.

1.3.2 Hypothèse de diffusion simple

Dans le cadre de l'hypothèse de diffusion simple, toute onde diffusée plus d'une fois par la microstructure est négligée devant les ondes diffusées une unique fois. Cette approximation est généralement valable dans les milieux faiblement diffuseurs, où l'onde cohérente n'est que peu atténuée par les hétérogénéités, c'est-à-dire quand le libre parcours moyen élastique est grand devant l'épaisseur de l'échantillon inspecté. L'onde diffusée ne possède alors pas une amplitude élevée, rendant toute nouvelle diffusion très peu énergétique, et donc négligeable.

Dans cette section, nous présentons l'expression mathématique de cette approximation avant de définir les *coefficients de diffusion*. Différentes méthodes de simulation de bruit de structure dans le cadre de la diffusion simple sont également présentées.

1.3.2.1 Diffusion simple et approximation de Born

Négliger les contributions dues à la diffusion multiple simplifie grandement le développement de Born présenté dans la section précédente. En effet, seuls les deux premiers termes y sont conservés. L'équation (1.27) pour une onde scalaire se réduit alors à :

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) + \int G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1, \omega) V(\mathbf{r}, \omega) G_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}', \omega) d\mathbf{r}_1 \quad (1.28)$$

Dans le cas de la figure 1.5, l'approximation de diffusion simple est équivalente à l'*approximation de Born*, issue de la mécanique quantique (Sakurai, 1994). En effet, celle-ci consiste à prendre comme terme source de la diffusion le champ incident à la place du champ total, en ignorant tout couplage entre les diffuseurs. Cela revient à négliger l'influence d'une onde diffusée une fois sur les autres événements de diffusion.

Pour une onde élastique, l'hypothèse de diffusion simple s'écrit de manière analogue à l'équation (1.28), avec les tenseurs de Green effectifs :

$$\bar{G}_{DS}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \bar{G}_{eff}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) + \int \bar{G}_{eff}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1, \omega) V(\mathbf{r}, \omega) \bar{G}_{eff}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}', \omega) d\mathbf{r}_1 \quad (1.29)$$

Dans le cas d'un milieu polycristallin, où les diffuseurs ne peuvent pas être considérés comme isolés dans un milieu homogène, il n'est plus possible de faire l'analogie avec l'approximation de Born à proprement parler. En effet, pour un diffuseur donné, celle-ci considère une indépendance totale avec les autres diffuseurs. Or, les propriétés élastiques déterminées dans le cadre du milieu effectif prennent en compte l'ensemble des diffuseurs dans le calcul des nombres d'ondes effectifs. Ce n'est donc pas l'onde incidente mais l'onde cohérente qui est utilisée, d'où la différence avec l'approximation de Born.

1.3.2.2 Coefficients de diffusion

Un des objectifs de l'étude du champ incohérent est la capacité à modéliser le bruit de structure. Ce bruit est produit par l'ensemble des échos provenant de la microstructure. Prédire ses propriétés suppose de prendre en compte l'ensemble du volume insonifié. La géométrie de la pièce ainsi que les propriétés de la source et du récepteur jouent donc un rôle important dans sa modélisation.

Il est possible de définir des quantités volumiques intrinsèques à un matériau, indiquant sa capacité à renvoyer du bruit. Ces quantités sont indépendantes de la géométrie du dispositif expérimental modélisé et se retrouvent sous plusieurs noms dans la littérature: *differential scat-*

tering cross section per unit volume η (Margetan et al., 2005) et de *Figure-Of-Merit* ou *FOM* (Thompson et al., 1992). Ces deux grandeurs sont reliées par la relation suivante :

$$FOM = \eta^{\frac{1}{2}} \quad (1.30)$$

Le coefficient η est défini de telle sorte que $\eta(\theta, \phi, \omega)d\Omega dV$ est la puissance diffusée par unité d'angle solide et par unité de volume dans la direction (θ, ϕ) . Il dépend également de la fréquence ω .

Rose (Rose, 1992) propose une approche basée sur l'approximation de Born pour calculer ces quantités dans un milieu polycristallin à partir des propriétés élastiques du matériau. Utilisant cette approche, Margetan et al. (Margetan et al., 2005) proposent des expressions permettant de calculer η pour tout mode et tout angle de diffusion, pour le cas d'une structure monophasique dans laquelle la symétrie cristalline est cubique ou hexagonale :

$$\eta = \frac{\omega}{v_{inc}^3 v_{dif}^5 (4\pi\rho)^2} \langle \delta c_{ij} \delta c_{kl} \rangle p_{ijkl} \pi \gamma^3 \left[1 + \frac{\omega^2 \gamma^2 \left(\frac{1}{v_{inc}^2} + \frac{1}{v_{dif}^2} - \frac{2 \cos \theta}{v_{inc} v_{dif}} \right)}{4} \right]^{-2} \quad (1.31)$$

avec v_{inc} et v_{dif} les vitesses des ondes incidentes et diffusées, γ le diamètre effectif des grains (cf. paragraphe 1.2.4.1) et p une fonction de pondération appliquée aux différents termes des covariances des constantes élastiques c_{ij} .

Grâce au calcul des différentes vitesses des modes de propagation des ondes élastiques, il est alors possible d'obtenir un jeu complet de coefficients de diffusion pour chacune des combinaisons de modes : $L \rightarrow L$, $L \rightarrow T$, $T \rightarrow T$ et $T \rightarrow L$.

1.3.2.3 Simulation du bruit de structure dans l'approximation de diffusion simple

La détermination des coefficients de diffusion est à la base de certaines méthodes de modélisation des propriétés statistiques de bruit de structure. Celle de Thompson et Margetan (Thompson & Margetan, 2002) vise à calculer des probabilités de détection de défauts en utilisant la FOM du matériau et l'expression du champ ultrasonore. L'énergie du champ y est multipliée par le carré de la FOM. Cette expression est alors intégrée sur le volume du milieu diffuseur pour donner la moyenne d'ensemble de l'énergie moyenne renvoyée par la pièce.

La méthode de Gustafsson et Stepinski (Gustafsson & Stepinski, 1997), également basée sur l'approximation de la diffusion simple, consiste à sommer les réponses d'un ensemble de

diffuseurs ponctuels. Pour chacun d'eux, une position et un coefficient de diffusion sont tirés aléatoirement. Les réponses sont proportionnelles à ces coefficients, avec une dépendance en ω^4 comme dans le régime de Rayleigh (diffuseurs petits devant la longueur d'onde). Cette méthode rapide génère un bruit réaliste, mais n'est pas reliée directement aux propriétés du métal par un modèle de diffusion.

Une méthode similaire à cette dernière, mais prenant en compte les propriétés de diffusion du matériau a été développée par Dorval et al. (Dorval et al., 2010). Dans cette approche dite des *diffuseurs équivalents*, les positions des événements de diffusion et les coefficients de diffusion associés sont toujours tirés aléatoirement, mais ces derniers sont ajustés grâce à un modèle de diffusion. Cette méthode utilise les coefficients η tels que ceux donnés par Margetan et al. afin de déterminer l'énergie que doit diffuser en moyenne un volume du matériau. L'atténuation entre l'émetteur, les diffuseurs, et le récepteur est prise en compte.

D'autres méthodes de simulation de bruit de structure dans l'hypothèse de diffusion simple existent, comme la méthode de Yalda et al. (Yalda et al., 1996) qui réalise un calcul de type Monte-Carlo dans lequel les positions et les orientations des grains sont là aussi tirées aléatoirement. Il est également possible d'utiliser les diagrammes de Voronoï pour déterminer aléatoirement la position des frontières entre les grains (Dorval, 2009). Cependant, ces méthodes sont très coûteuses en temps de calcul car la prise en compte de l'intégralité de la microstructure peut mettre en jeu plusieurs milliers de grains par millimètre cube. En effet, l'hypothèse de diffusion simple est adaptée au cas où les grains sont de petite taille par rapport à la longueur d'onde, ce qui implique qu'ils soient nombreux.

1.3.3 Prise en compte de la diffusion multiple

Tous les modèles présentés dans la section précédente se placent dans l'approximation de la diffusion simple. Cependant, dans les milieux les plus diffuseurs tels que les bétons, ou certains métaux, cette approximation n'est valable qu'aux faibles fréquences. En effet, pour les plus hautes fréquences, c'est-à-dire lorsque que la longueur d'onde est plus petite que la taille caractéristique des hétérogénéités, la diffusion est plus significative. Dans cette situation, l'onde diffusée une première fois contient assez d'énergie pour que le résultat d'une seconde diffusion ne soit plus négligeable.

Nous présentons dans cette section les principales équations issues de la littérature, et qui permettent de décrire la diffusion multiple des ultrasons dans les milieux fortement diffuseurs : l'équation de *Bethe-Salpeter* ainsi que deux simplifications, l'équation du *Transfert Radiatif* et l'*approximation de la diffusion*.

1.3.3.1 Équation de Bethe-Salpeter

L'équation de Bethe-Salpeter (EBS) permet de décrire totalement les phénomènes de diffusion, simples et multiples. Elle s'obtient grâce à un calcul analogue à celui de l'équation de Dyson (1.13). Là où cette dernière s'applique à la fonction de Green moyenne $\langle G \rangle$, l'EBS s'applique à la covariance H de celle-ci.

Son écriture dans le cas de la propagation d'une onde élastique est trop lourde pour être écrite ici sans l'introduction d'un grand nombre de notations et nécessite d'avoir recours une nouvelle fois au formalisme diagrammatique (Rytov et al., 1989; Sheng, 1995; Akkermans & Montambaux, 2007).

De manière analogue à la démarche précédente, une expression dans le cas d'une onde scalaire est facilement décrite et permet une compréhension suffisante du raisonnement (Margerin, 2005) :

$$H(\mathbf{x}, \mathbf{x}'; \mathbf{y}, \mathbf{y}') = G_0(\mathbf{x}, \mathbf{x}')G_0^*(\mathbf{y}, \mathbf{y}') + \int G_0(\mathbf{x}, \mathbf{x}_1)G_0^*(\mathbf{y}, \mathbf{y}_1)U(\mathbf{x}_1, \mathbf{y}_1; \mathbf{x}_2, \mathbf{y}_2)H(\mathbf{x}_2, \mathbf{x}'; \mathbf{y}_2, \mathbf{y}') d^4\mathbf{r} \quad (1.32)$$

où H est la covariance des fonctions de Green calculées aux deux points \mathbf{x} et \mathbf{y} pour deux points sources situés en \mathbf{x}' et \mathbf{y}' , G_0 est la fonction de Green moyenne, soit la solution de l'équation de Dyson, et $d^4\mathbf{r}$ est une notation abrégée étant égale à $dx_1 dx_2 dy_1 dy_2$.

Dans cette équation, un nouvel opérateur U apparaît, jouant un rôle similaire à l'opérateur de masse dans l'équation de Dyson. Il est appelé *vertex irréductible* et contient toute l'information sur les différentes successions de diffusion au sein du matériau. La résolution de l'EBS passe obligatoirement par le calcul exact de U , mais ce dernier est très difficile en pratique, à cause du nombre important de diffuseurs mis en jeu. La détermination du vertex irréductible est d'autant plus difficile dans le cas d'ondes élastiques en raison des conversions de mode pouvant avoir lieu lors d'une diffusion. Des approximations sont donc nécessaires.

1.3.3.2 Équation du Transfert Radiatif

Des hypothèses supplémentaires permettent de simplifier l'équation de Bethe-Salpeter, ce qui mène à l'équation du transfert radiatif (ETR). Cette équation ne s'applique plus à la covariance du champ, mais à l'intensité spécifique $I(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t)$ correspondant à la densité de puissance par unité de surface et d'angle solide, rayonnée au point \mathbf{r} dans la direction \mathbf{u} . Le passage de l'EBS à l'ETR a été étudié par plusieurs auteurs. Les approches choisies par chacun d'eux sont toutefois semblables, et s'effectuent en gardant, dans les expressions de l'opérateur de masse Σ et du vertex irréductible U , les seuls termes calculables analytiquement.

Dans le cas de Σ , il est possible d'utiliser l'ISA, pour *Independent Scattering Approximation*, ou encore l'approximation de Keller (Derode et al., 2006). Pour l'opérateur U , c'est l'approximation des diagrammes de ladder qui est généralement utilisée (Lagendijk & van Tiggelen, 1996). Cette dernière simplification se traduit physiquement par l'oubli de l'aspect ondulatoire des ondes. Celles-ci sont traitées comme des particules classiques qui n'interagissent pas entre elles et dont les effets d'interférences sont négligés. L'intensité totale est alors la somme des intensités individuelles de chaque onde diffusée. Pour cette raison, l'ETR ne permet pas de prévoir certains phénomènes, dont notamment celui de rétrodiffusion cohérente. La description de cette manifestation caractéristique de la diffusion multiple fait l'objet de la partie 5 du chapitre 2.

L'expression de l'ETR est alors obtenue grâce à la transformée de Wigner. Son expression dans le cas d'une onde scalaire est la suivante :

$$\left(\frac{\partial}{v\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla\right) I(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) = -\frac{I(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t)}{l_{ext}} + \frac{1}{l_e} \int I(\mathbf{r}, \mathbf{u}', t) p(\mathbf{u}|\mathbf{u}') d^2\mathbf{u}' + S(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) \quad (1.33)$$

où v est la célérité de l'onde, l_{ext} et l_e sont les libres parcours moyens d'extinction et élastique définis au paragraphe 1.2.4.3 et $S(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t)$ est un terme source éventuellement présent dans le milieu. L'établissement de l'ETR fait intervenir la distribution $p(\mathbf{u}|\mathbf{u}')$ qui représente la probabilité qu'une onde incidente se propageant dans la direction \mathbf{u}' soit diffusée dans la direction \mathbf{u} .

L'ETR peut également être trouvée en effectuant une dérivation phénoménologique sur l'énergie entrante et sortante d'un élément de volume. Une nouvelle fois, le raisonnement est effectué ici dans le cas de l'onde scalaire, pour les mêmes raisons de lisibilité que précédemment. Nous considérons un volume élémentaire cylindrique vdt sur lequel nous effectuons un bilan de conservation sur l'intensité spécifique. La variation du flux énergétique est représentée par une dérivée particulière, que nous retrouvons dans le membre de gauche de l'ETR. Cette variation est alors la somme des pertes et des gains énergétiques (cf. figure 1.6).

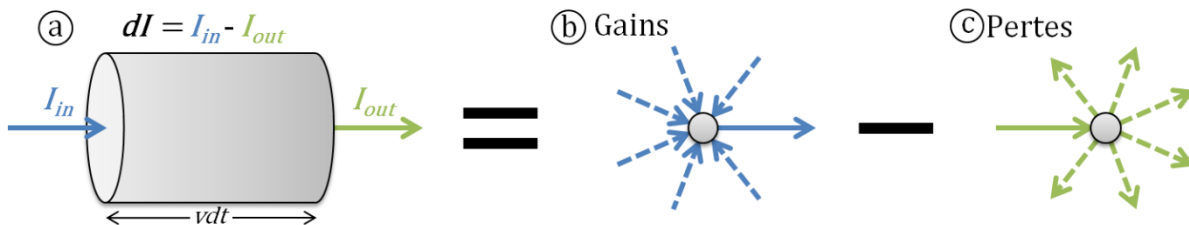


Figure 1.6 : Schéma résumé du bilan de conservation de l'intensité spécifique dans la direction \mathbf{u} (a), égal à la somme des gains (b) et des pertes (c) par diffusion.

Les pertes se décomposent en deux contributions, l'absorption et la diffusion. Nous avons vu lors de l'étude du champ cohérent que ces deux phénomènes se ramènent à une loi de Beer-Lambert ayant comme distance caractéristique le libre parcours moyen d'extinction. Nous retrouvons alors le premier terme du membre de droite de l'ETR.

Les gains, quant à eux, proviennent de la diffusion d'ondes provenant d'une direction \mathbf{u}' différente de \mathbf{u} mais dont l'onde diffusée résultante se propage selon \mathbf{u} . Ce terme de gains correspond au second terme du membre de droite de l'équation (1.33), où apparaissent l'intensité spécifique selon \mathbf{u}' et la distribution de probabilité p de diffusion de \mathbf{u}' vers \mathbf{u} .

La complexité supplémentaire ajoutée par la prise en compte des polarisations d'une onde élastique est principalement due aux conversions de mode pouvant avoir lieu à chaque diffusion. En effet, il est nécessaire d'établir un système de plusieurs ETR pour les ondes longitudinales (L) et les ondes transverses (T). De ce fait, il est nécessaire d'adapter les termes de gains et de pertes en ajoutant un terme correspondant à ces conversions, via une nouvelle densité de probabilité, notée par exemple $p_{L \rightarrow T}(\mathbf{u}|\mathbf{u}')$ pour une onde L suivant \mathbf{u}' diffusée en onde T selon la direction \mathbf{u} . Une expression de l'ETR pour une onde élastique est obtenue par Turner et Weaver en introduisant des opérateurs matriciels contenant les différentes fonctions p possibles (Turner & Weaver, 1994).

Bien que beaucoup plus simple à traiter que l'équation de Bethe-Salpeter, la résolution de l'ETR requiert l'utilisation de méthodes numériques (Paasschens, 1997). Un exemple d'approche rencontrée dans la littérature est d'utiliser un calcul de Monte-Carlo, ce qui permet de s'adapter aux géométries complexes (Hoshiya, 1991). Cependant, les temps de calculs nécessaires sont souvent très lourds, et il est préférable d'utiliser des approximations supplémentaires pour simplifier et alléger davantage les calculs.

Pour des temps courts, le transfert radiatif se comporte de manière analogue à l'hypothèse de diffusion simple, présentée dans la section précédente. À l'opposé, quand le temps écoulé depuis le début de la propagation devient long, la solution de l'ETR tend vers l'équation dite de la diffusion.

1.3.3.3 Approximation de la diffusion

À partir de l'équation du transfert radiatif l'application d'une série d'approximations permet d'obtenir une équation approchée appelée équation de la diffusion (ED).

Il est important de noter la différence entre les deux sens en français du mot « diffusion ». En effet, depuis le début de ce manuscrit, ce terme est utilisé pour décrire la diffraction subie par une onde ultrasonore par interaction avec une hétérogénéité (*scattering* en anglais). Or, dans le cadre de l'*approximation de la diffusion*, il s'agit d'une analogie avec la diffusion de la chaleur, qui se propage sans direction préférentielle (*diffusion* en anglais).

Lors des évènements de diffusion successifs, la dépendance angulaire de l'intensité spécifique tend à s'homogénéiser. Le régime où cette approximation est valable est le *régime diffusif*. Il correspond à des longueurs de propagation grandes devant les libres parcours moyens. Dans ce régime, l'intégration de l'ETR sur toutes les directions \mathbf{u} , associée à l'hypothèse d'indépendance angulaire de l'intensité spécifique et à une hypothèse supplémentaire de régime quasi stationnaire (Margerin, 2005), mène à l'ED. Son expression dans le cas scalaire est :

$$\frac{\partial W(\mathbf{r}, t)}{\partial t} - \frac{vl^*}{3} \Delta W(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (1.34)$$

avec $W(\mathbf{r}, t)$ la densité locale d'énergie définie comme suit :

$$W(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{v} \int I(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) d^2\mathbf{u} \quad (1.35)$$

Dans l'équation (1.34), la grandeur l^* apparaît. Il s'agit du *libre parcours moyen de transport*. Celui-ci diffère du libre parcours moyen élastique via l'expression suivante :

$$l^* = \frac{l_e}{1 - \langle \cos \rangle} \quad (1.36)$$

Le terme $\langle \cos \rangle$ est défini comme l'intégrale sur toutes les directions du cosinus de l'angle de diffusion, pondéré par la probabilité de diffusion $p(\mathbf{u}|\mathbf{u}')$ dans cette direction. Nous retrouvons via ce terme l'hypothèse d'indépendance angulaire car l'expression finale ne dépend que de la valeur moyenne de l'angle. Physiquement, là où l_e représente la distance caractéristique d'atténuation de l'intensité cohérente, l^* correspond à une distance caractéristique de « perte de mémoire » de la direction de propagation initiale. Ainsi, pour toute distance de propagation grande devant l^* , nous pouvons considérer le régime diffusif comme établi. Plus de détails sur ce point seront développés dans le chapitre 3.

Un des intérêts de cette approche diffusive est qu'elle réduit la description de la propagation complexe de l'onde dans le milieu à la connaissance d'un seul paramètre : la constante de diffusion D .

De manière générale, l'équation de la diffusion s'écrit :

$$\frac{\partial W(\mathbf{r}, t)}{\partial t} - D \Delta W(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (1.37)$$

Par identification avec l'équation (1.34), D s'exprime dans le cas d'une onde acoustique scalaire :

$$D_{ac} = \frac{vl^*}{3} \quad (1.38)$$

Dans le cas des ondes élastiques, en posant $\kappa = v_L/v_T$ et en définissant un l^* pour chaque polarisation, l'expression de D devient (Ryzhik et al., 1996) :

$$D_{el} = \frac{1}{1 + 2\kappa^3} \left[\frac{v_L l_L^*}{3} + 2\kappa^3 \frac{v_T l_T^*}{3} \right] \quad (1.39)$$

Concernant l'application de l'ED à la modélisation du bruit de structure, différentes formes de solutions sont utilisées dans la littérature. Celles-ci sont en grande partie déterminées par les conditions aux limites imposées par la géométrie du problème. Nous pouvons citer les travaux de Page (Page et al., 1995) qui modélise le champ transmis à travers des échantillons de billes de verres plongées dans l'eau à l'aide de conditions aux limites de réflexion totale aux interfaces. Ramamoorthy et al. (Ramamoorthy et al., 2004) et Deroo et al. (Deroo et al., 2010) utilisent quant à eux l'approximation de la diffusion appliquée aux bétons pour modéliser la détection de défauts structurels en surface.

1.3.4 Conclusion sur l'étude du champ incohérent

Il existe plusieurs manières d'approcher le calcul du champ incohérent, suivant le régime dans lequel nous nous plaçons.

Dans le régime de diffusion simple, les ondes diffusées peuvent être calculées analytiquement grâce à l'approximation de Born et au calcul des coefficients de diffusion. Grâce à ces outils, différentes approches permettent de simuler un bruit de structure réaliste dans le cas de grains de petite taille devant la longueur d'onde.

Pour décrire tous les aspects de la propagation de l'énergie diffusée par les hétérogénéités, et donc ajouter les phénomènes liés à la diffusion multiple, les calculs sont plus complexes que dans le cas de la diffusion simple. L'équation de Bethe-Salpeter décrit de façon exacte cette propagation. Cependant, cette dernière est très difficile à résoudre en l'état. Pour simplifier sa résolution, des hypothèses supplémentaires sont faites, menant à l'équation du transfert radiatif (ETR) ou à l'équation de la diffusion (ED).

La résolution de l'ETR permet de prendre en compte la diffusion simple et multiple, mais elle néglige les interférences pouvant avoir lieu entre les ondes diffusées. De plus, elle nécessite l'utilisation de méthodes numériques parfois très coûteuses en temps de calcul. À l'aide d'hypothèses supplémentaires, il est possible de se ramener à l'ED dont des solutions analytiques existent. Cependant, le domaine de validité de cette équation est plus restreint, valable uniquement quand le régime de diffusion, au sens diffusion de la chaleur, est établi.

Conclusion du premier chapitre

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'origine du phénomène de diffusion des ondes ultrasonores dans les milieux complexes. En présence d'hétérogénéités, l'énergie de l'onde incidente est déviée dans toutes les directions. L'organisation des grains à l'intérieur du matériau et le bruit résultant de la diffusion peuvent être considérés comme aléatoires. Grâce à une approche statistique, nous avons vu qu'il est possible de séparer le champ se propageant dans le milieu diffuseur en deux ondes, l'une dite cohérente et la seconde incohérente.

L'onde cohérente peut être traitée comme une onde se propageant dans un milieu homogène équivalent, le milieu effectif. Dans ce milieu, l'onde cohérente subit une atténuation par diffusion caractérisée par le libre parcours moyen élastique. Cette atténuation est également à la source de l'apparition de l'onde incohérente. Celle-ci, après enregistrement par un capteur, produit un bruit de structure qui peut masquer les échos de défauts recherchés lors d'une inspection en Contrôle Non-Destructif. Pour modéliser ce bruit, il est possible de se placer dans plusieurs régimes, suivant la force de diffusion du matériau et l'échelle de temps étudiée. Dans l'hypothèse de diffusion simple, la capacité d'un milieu à diffuser les ondes est traitée via différentes approches dans la littérature. La simulation du bruit de structure en régime de diffusion multiple est plus rarement traitée dans le cadre du CND, et le travail effectué au cours de cette thèse porte sur ce sujet, appliqué au cas des aciers inoxydables.

Deux aspects de la diffusion multiple sont étudiés. Le premier concerne la caractérisation du milieu diffuseur. En effet, la connaissance d'un jeu de paramètres représentatifs permet de classifier et de comparer plus facilement les milieux. Dans le chapitre 2, trois paramètres sont déterminés grâce à une unique mesure expérimentale. Ces trois paramètres sont le libre parcours moyen élastique présenté dans la partie 1.2, caractéristique de la propagation de l'onde cohérente, la constante de diffusion vue dans la partie 1.3, qui décrit la propagation de l'énergie ultrasonore en régime de diffusion multiple, et un troisième paramètre qui n'a pas été abordé dans ce chapitre, la distance de corrélation du bruit de structure, qui se rapporte aux fluctuations spatiales du champ incohérent.

Le second volet de cette thèse concerne le développement d'une méthode de simulation du bruit de structure basée sur l'équation de la diffusion (section 1.3.3). Les travaux correspondant prennent la suite de ceux de Dorval (Dorval, 2009) ayant porté sur le développement d'un modèle de bruit en régime de diffusion simple. Les étapes de cette méthode sont développées dans le chapitre 3. Une résolution en trois dimensions de l'ED, couplée à des conditions aux limites de parois parfaitement réfléchissantes est effectuée (Deroo et al., 2010). Dans le cadre du CND, les caractéristiques des capteurs utilisés lors d'une inspection jouent un grand rôle dans l'interprétation des résultats et la méthode présentée dans ce manuscrit prend en compte cet

aspect du contrôle. En tant que paramètres d'entrée de la méthode, les valeurs des trois paramètres de transports, mesurés expérimentalement dans le chapitre 2, ont été utilisées. Des comparaisons entre les résultats de la méthode et des mesures de bruit de structure effectuées dans des échantillons d'aciers sont également présentées dans le dernier chapitre.

CHAPITRE 2

Caractérisation expérimentale d'un milieu diffuseur grâce à la mesure de la matrice de réponse

Introduction

Dans ce deuxième chapitre, l'étude de la diffusion multiple des ultrasons va être abordée dans une optique de caractérisation d'un milieu diffuseur. En effet, les différents phénomènes présentés dans le premier chapitre peuvent être quantifiés par un jeu de paramètres, et l'objectif de ce chapitre est de montrer un exemple de dispositif expérimental permettant leur détermination.

Les paramètres que nous cherchons à mesurer dans ce chapitre sont le libre parcours moyen élastique, la constante de diffusion et la distance de corrélation du champ incohérent. Nous les appellerons *paramètres de transport* du milieu diffuseur. Le premier décrit l'atténuation de l'onde cohérente, le deuxième caractérise la propagation de l'énergie diffusée, et le dernier quantifie la cohérence spatiale du bruit de structure. Pour calculer ces trois paramètres, il est généralement nécessaire d'effectuer des mesures expérimentales indépendantes. Le désavantage à opérer de cette manière est que la mise en place de protocoles distincts demande du temps et de nombreux réglages. Nous étudions ici une méthode expérimentale associée à une série de post-traitements dans le but de déterminer la faisabilité de mesure des trois paramètres cités ci-dessus à l'aide d'une unique mesure.

Dans de nombreux domaines de recherche concernant les ondes, les capteurs multiéléments sont de plus en plus utilisés. Que ce soit dans le domaine de l'acoustique, de l'électromagnétisme ou en sismologie, les applications de ce type de capteur sont très nombreuses (radar, échographie médicale, télécommunication, ...). Dans ces travaux, un protocole de mesure souvent utilisé consiste à effectuer une FMC (*Full Matrix Capture*) menant à la mesure de la matrice de réponse K du milieu diffuseur considéré. Cette matrice contient l'ensemble des signaux mesurés. Une fois la mesure de K effectuée, tout le reste se fait par traitement différé des signaux enregistrés.

Les deux premières parties du chapitre portent sur la présentation du cadre de l'étude. L'obtention et les propriétés principales de la matrice de réponse sont exposées dans la première et le matériel utilisé fait l'objet de la deuxième. Les parties suivantes portent respectivement sur les mesures du libre parcours moyen élastique l_e , de la distance de corrélation du champ incohérent d_c , et de la constante de diffusion D . Dans un premier temps, le lpm élastique peut être obtenu en mesurant l'amplitude des échos de fond successifs enregistrés par le capteur. Ensuite, la détermination de la distance de corrélation est analysée via l'étude de la figure de speckle ultrasonore, c'est-à-dire des fluctuations spatiales du champ incohérent. Enfin, pour obtenir D , nous étudions le phénomène de rétrodiffusion cohérente, caractéristique de la contribution de diffusion multiple des ondes au sein du matériau diffuseur. Nous verrons que l'évolution temporelle du pic de rétrodiffusion cohérente, observé dans le régime diffusif, peut mener à un calcul de D .

Pour chacun de ces paramètres, une présentation du post-traitement appliqué à K est tout d'abord effectuée, avant d'exposer les résultats de ceux-ci dans le cas de différents échantillons d'aciers inoxydables inspectés sur une large plage de fréquences.

2.1 Présentation de la matrice de réponse

2.1.1 Protocole expérimental

Le dispositif expérimental est placé dans une cuve d'eau. Un capteur linéaire multiéléments composé de N transducteurs indépendants est placé en vis-à-vis du milieu diffuseur à inspecter (voir figure 2.1). La distance séparant la barrette et l'interface du milieu considéré est notée h . Les caractéristiques précises des différentes pièces et barrettes ultrasonores utilisées sont détaillées dans la partie 2.2.

La mesure de la matrice de réponse K s'effectue en enregistrant l'intégralité des signaux inter-éléments. Pour ce faire, une impulsion ultrasonore d'une durée de deux périodes est émise

par l'élément e dans l'échantillon diffuseur. L'onde rétrodiffusée est ensuite enregistrée par les N éléments du même capteur. L'opération est répétée pour les N transducteurs en émission. L'ensemble des signaux ainsi enregistrés forment une matrice de réponse $K(t)$ de dimensions $N \times N$ dont les éléments sont les N^2 réponses impulsionnelles $k_{er}(t)$ entre tous les couples (e, r) d'éléments émetteur/récepteur.

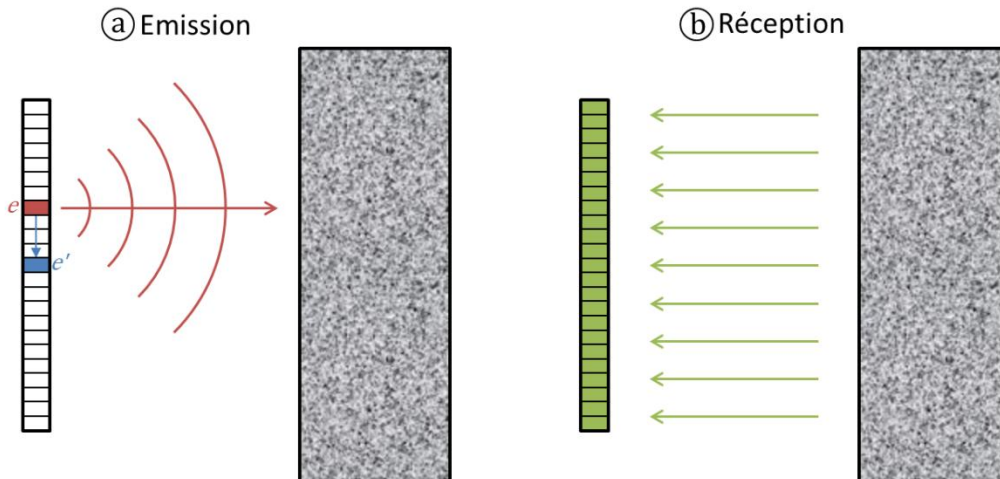


Figure 2.1 : Protocole expérimental de mesure de la matrice de réponse du milieu diffuseur. À l'émission (a), une impulsion est émise par un unique élément. À la réception (b), l'ensemble de la barrette ultrasonore enregistre les signaux rétrodiffusés. L'enregistrement est répété pour tous les transducteurs en émission (décalage en bleu sur la figure).

La mesure de K est répétée pour P positions de la barrette. La longueur du décalage entre deux positions doit être choisie supérieure à la longueur d'onde des signaux dans le milieu, pour s'assurer qu'il n'existe pas de corrélations en chacune des matrices de réponse. L'ensemble des $K_p(t)$ obtenus de cette manière permet d'effectuer une étude statistique sur les différentes répartitions des diffuseurs dans le milieu. Il est notable que du fait de la réciprocité de la propagation des ondes ultrasonores en régime linéaire, $k_{er}(t) = k_{re}(t)$, ce qui signifie que $K(t)$ est une matrice symétrique.

2.1.2 Application d'algorithmes de formation de voies

Une fois la mesure de la matrice K effectuée, il ne reste qu'à lui appliquer le post-traitement adéquat en vue de l'application considérée. La formation de voies fait partie des méthodes utilisées dans de nombreux domaines de l'industrie, comme l'imagerie médicale (Angelsen, 2000), la technologie de télécommunication MIMO (Chuah et al., 2002) ou certaines méthodes de détection par sonar (Curtis & Ward, 1980).

Aussi appelé *filtrage spatial*, ce traitement du signal consiste à profiter des interférences ayant lieu entre les différentes ondes émises par la barrette ultrasonore. Par l'application de lois de retard et/ou d'amplitude aux différentes voies du capteur, il est possible de créer une figure d'interférence particulière, qui va définir le front d'onde à l'émission. De cette manière, plusieurs conditions expérimentales peuvent être recréées :

- Source ponctuelle en champ proche (figure 2.2 (a)). En utilisant des lois de retard cylindriques, l'énergie émise par la barrette se concentre dans une zone de petite taille autour du centre du cylindre, hors ou à l'intérieur de la pièce. Dans le cas particulier d'une focalisation à l'interface eau/solide, cela permet de simuler la présence d'une source quasi-ponctuelle au contact de la pièce.
- Source ponctuelle en champ intermédiaire (figure 2.2 (b)). De nouveau, des lois de retard cylindriques sont utilisées, mais inverses à celles du point précédent. Ainsi, un point source virtuel peut être simulé. L'intérêt de ce genre de technique réside dans la possibilité de recréer le front d'onde d'une source ponctuelle, tout en envoyant plus d'énergie dans la pièce qu'avec un transducteur unique.
- Source quelconque en champ lointain (figure 2.2(c)). En appliquant des lois de retard linéaires, une onde plane est ainsi émise dans la direction choisie, simulant l'émission par une source placée loin de l'échantillon. Il est toutefois nécessaire de faire attention aux termes utilisés ici, car il n'est en aucun cas possible de créer une onde plane d'extension latérale infinie, à cause de la taille finie de la barrette. Dans la suite du manuscrit, quand nous parlerons de formation d'onde plane, il s'agira de générer des ondes planes d'extension latérale limitée par la taille du capteur.

Après application des lois en émission, les différents signaux $k_{er}(t)$ peuvent être sommés selon les éléments émetteurs pour obtenir une nouvelle matrice d'ordre inférieur $k'_r(t)$. À partir de celle-ci, un nouveau traitement par formation de voies peut être utilisé en réception. De cette manière, il est possible de s'intéresser à une région ou une direction particulière, en mettant en phase les différents signaux provenant de celle-ci. Après une nouvelle sommation selon les éléments récepteurs, un simple signal temporel $s_{a,b}(t)$ est alors obtenu, où les indices a et b se rapportent au type de formation de voies utilisée. Par exemple, un traitement par formation d'ondes planes est utilisé dans la partie 2.5. Dans celui-ci, les indices correspondront aux angles choisis en émission et réception lors de l'application des lois de retard.

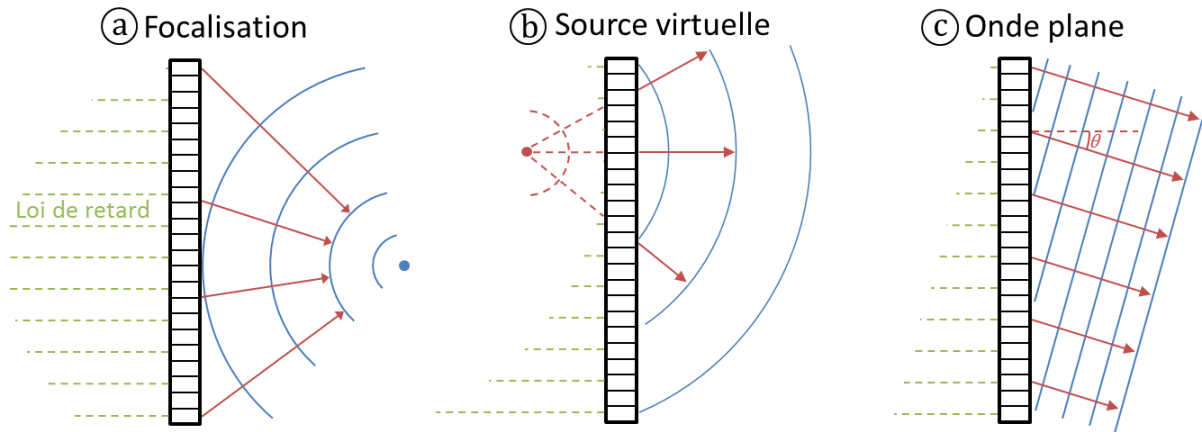


Figure 2.2 : Simulation de différentes configurations grâce aux lois de retard appliquées à la matrice K en émission : focalisation cylindrique (a), source ponctuelle virtuelle (b), formation d'onde plane émise dans la direction θ . La loi de retard appliquée est illustrée en vert, et le front d'onde résultant en bleu.

2.2 Matériel utilisé lors des mesures

Dans cette partie, nous présentons les pièces et les capteurs utilisés lors des différentes campagnes expérimentales de cette thèse. La matrice K a été mesurée dans trois aciers d'organisations cristallines différentes, tout cela sur une plage de fréquence s'étendant de 1 MHz à 12 MHz.

2.2.1 Description des plaques d'acier étudiées

2.2.1.1 Propriétés structurelles

La mesure de K a été effectuée dans trois pièces en acier inoxydable : deux plaques en acier austénitique forgé et une pièce en acier moulé austéno-ferritique. Les formes et dimensions de ces trois pièces sont exposées dans le tableau 2.1 ainsi que sur les photographies de la figure 2.3. Ces échantillons ont tous les trois été découpés dans des tronçons d'éléments de tuyauterie utilisés dans des centrales thermiques. Dans le cas de la pièce n°2, les dimensions ne prennent pas en compte la partie de plus grande largeur. Pour ce qui est de l'échantillon n°3, ses dimensions ont été mesurées en coordonnées curvilignes en suivant la courbure du tronçon au centre de la pièce.

Les plaques n°1 et n°2 sont toutes deux issues de deux tronçons de même composition chimique. Cependant, au cours de leur fabrication, ces tronçons ont subi de nombreuses étapes de chauffage de températures et de durées différentes. Ces différentes conditions expliquent les différentes tailles de grains dans ces échantillons. Dans le cas de la pièce n°3, sa composition

chimique est différente de celle des plaques en acier forgé. Elle possède une structure biphasique austéno-ferritique et se distingue également par sa fabrication par moulage, contrairement aux deux autres qui ont été forgées.

Numéro d'échantillon	Forgé n°1	Forgé n°2	Moulé n°3
Épaisseur (mm)	24	24	46
Longueur (mm)	470	370	350
Largeur (mm)	143	92	75

Tableau 2.1 : Dimensions des pièces caractérisées par la mesure de la matrice de réponse.

Nous avons choisi ces échantillons d'acier sur la base de leur « force » de diffusion, c'est-à-dire sur leur tendance à atténuer les ondes incidentes et à renvoyer du bruit de structure. En effet, en raison de la disparité de taille et d'orientation des grains et du caractère biphasique de la pièce n°3, ces trois aciers ne vont pas diffuser les ondes élastiques avec la même force. Les tailles des grains dans chaque échantillon sont récapitulées dans le tableau 2.2. Ces tailles ont été déterminées par des études micrographiques au cours desquelles la surface des pièces est tout d'abord polie avant de subir une attaque chimique acide qui va permettre de faire apparaître la microstructure (Mesière, 2009). Après protection via l'application d'une résine protectrice, la surface révélée est observée au microscope optique. Pour définir la taille moyenne d'un grain, une structure équiaxe est supposée. La figure 1.1 présentée dans le premier chapitre est un exemple de résultat obtenu sous microscope dans le cas de l'acier numéro 3.



Figure 2.3 : Photographie des trois pièces en acier utilisées lors des campagnes expérimentales. (1) et (2) correspondent aux échantillons en acier forgé austénitique, tandis que l'échantillon (3) correspond au tronçon en acier moulé austéno-ferritique.

Numéro d'échantillon	Forgé n°1	Forgé n°2	Moulé n°3
Taille moyenne des grains (μm)	130	500	[300; 900]

Tableau 2.2 : Tailles caractéristiques des grains dans les pièces d'acier.

Les échantillons sont classés par force de diffusion croissante dans le tableau précédent. La taille de grain moyenne dans l'acier moulé n'est certes pas beaucoup plus grande que pour l'échantillon n°2, mais sa structure biphasique et sa composition différente sont à l'origine d'une diffusion plus complexe. Dans la suite, les trois pièces seront respectivement distinguées par les termes acier forgé *PG* (petits grains), acier forgé *GG* (gros grains) et acier *moulé*.

2.2.1.2 Propriétés élastiques

Les vitesses de propagation v_L et v_T des ondes longitudinales et transverses, mesurées expérimentalement, et les masses volumiques ρ correspondant à chacun des échantillons sont regroupées dans le tableau 2.3. Les valeurs des constantes élastiques dans ce tableau sont celles d'un monocristal et correspondent à une structure cristalline de symétrie cubique.

Échantillon	Aciers forgés PG et GG	Acier moulé
v_L	5650 m. s^{-1}	5900 m. s^{-1}
v_T	3060 m. s^{-1}	3230 m. s^{-1}
ρ	$7,9 \text{ g. cm}^{-3}$	$8,2 \text{ g. cm}^{-3}$

Tableau 2.3 : Propriétés élastiques des deux plaques en acier forgé et de la pièce en acier moulé.

2.2.2 Propriétés des capteurs linéaires multiéléments

Deux campagnes expérimentales principales ont été menées au cours de la thèse, à l'Institut Langevin et au CEA. Dans la première, deux capteurs dont les bandes passantes sont centrées en 1,5 MHz et 3 MHz ont été utilisés pour inspecter les deux plaques d'acier forgé. Lors de la seconde, les mesures de la matrice de réponse ont été effectuées dans les trois échantillons, et sur une plage de fréquence s'étendant de 1 MHz à 12 MHz. Sept barrettes linéaires ont été ainsi utilisées, chacune ayant sa bande passante centrée sur une fréquence différente. Étant donnée la disponibilité des capteurs au laboratoire, tous ne sont pas formés du même nombre d'éléments. Les données caractéristiques de ces capteurs sont regroupées dans le tableau suivant :

Référence du capteur	Fréquence centrale	Bande passante (-6dB)	Nombre d'éléments	Taille d'un élément	Pas du réseau	Ouverture totale
SON012	1,5 MHz	1,2 – 1,9 MHz	64	0,5 × 12 mm	0,55 mm	35,15 mm
SON065	3 MHz	2 – 3,8 MHz	64	0,389 × 12 mm	0,417 mm	26,66 mm
1811	1 MHz	0,7 – 1,4 MHz	64	0,9 × 20 mm	1,4 mm	89,1 mm
1791	2 MHz	1,5 – 2,4 MHz	128	0,55 × 18 mm	0,8 mm	102,15 mm
1812	3 MHz	2 – 4,3 MHz	64	1,2 × 20 mm	1,4 mm	89,4 mm
1780	5 MHz	3,9 – 6,2 MHz	128	0,5 × 10 mm	0,6 mm	76,7 mm
1813	7 MHz	4,5 – 9 MHz	64	0,3 × 12 mm	0,4 mm	25,5 mm
1778	10 MHz	6 – 13 MHz	128	0,3 × 8 mm	0,35 mm	44,75 mm
1815	12 MHz	9 – 14,5 MHz	64	0,3 × 10 mm	0,35 mm	22,35 mm

Tableau 2.4 : Caractéristiques des capteurs multiéléments. Les deux premières barrettes ont été utilisées lors de la première campagne expérimentale. Les autres pendant la seconde.

La mesure de K s'effectue en immersion dans l'eau. Les capteurs sont placés à une distance h de l'interface des échantillons. Dans la première campagne de mesure, $h = 100\text{ mm}$ contre $h = 60\text{ mm}$ pour la seconde.

2.2.3 Moyenne d'ensemble expérimentale

Dans le cadre de l'approche statistique des signaux bruités, il est nécessaire d'enregistrer la matrice de réponse pour un ensemble de positions du capteur face à la pièce étudiée. Pour cela, le capteur est fixé à un système mécanique permettant la translation de ce dernier selon les deux directions parallèles à la pièce. Le montage est illustré sur la figure 2.4.

En raison de la taille des échantillons et de celle des capteurs, le nombre P de positions accessibles varie d'un couple capteur/pièce à l'autre. Le tableau 2.5 regroupe l'ensemble des valeurs de P pour chacun d'eux, concernant les deux campagnes expérimentales. Lors de la première campagne expérimentale, l'acier moulé n'a pas été inspecté.

De plus, en raison des différentes limitations d'enregistrement de l'électronique d'acquisition utilisée lors de la seconde session de manipulation, la durée enregistrée par les capteurs est limitée à $30\text{ }\mu\text{s}$, contre $75\text{ }\mu\text{s}$ lors de la première campagne expérimentale.

Les signaux enregistrés lors de ces campagnes expérimentales vont dans la suite être utilisés via des calculs d'enveloppe, grâce à la transformée de Hilbert. Or, certaines électroniques d'émission ou d'acquisition ajoutent un offset parasite pouvant fausser les résultats de l'application de cette transformée et également introduire des erreurs cumulatives dans le cas de l'utilisation de la formation de voies. De ce fait, tous ces signaux sont préalablement soumis à un traitement permettant de supprimer toute valeur d'offset existante.

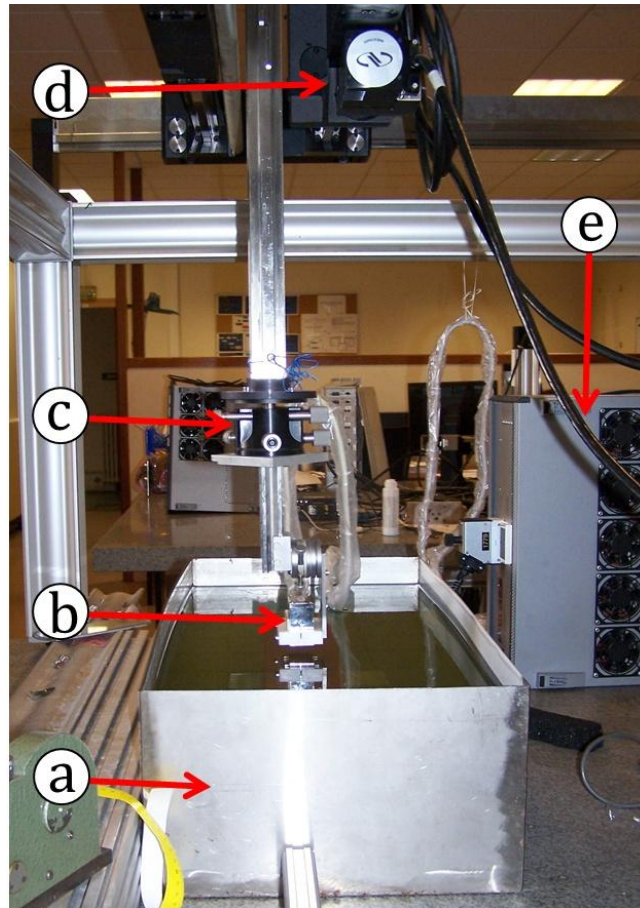


Figure 2.4 : Photographie du montage expérimental utilisé lors de la seconde série de manipulations :
 (a) Cuve remplie d'eau où est immergée la pièce à inspecter.
 (b) Capteur linéaire multiéléments. (c) Module de réglage fin.
 (d) Moteur bidimensionnel permettant la translation de la barrette parallèlement à l'échantillon étudié. (e) Électronique d'acquisition.

	Fréquence centrale	Fréquence d'échantillonnage	Acier Forgé Petits Grains	Acier Forgé Gros Grains	Acier Moulé
SONO12	1,5 MHz	40 MHz	90	55	<i>Non mesurée</i>
SONO65	3 MHz	40 MHz	90	55	<i>Non mesurée</i>
1811	1 MHz	50 MHz	66	70	50
1791	2 MHz	50 MHz	84	70	53
1812	3 MHz	50 MHz	83	70	53
1780	5 MHz	50 MHz	72	75	50
1813	7 MHz	100 MHz	84	76	53
1778	10 MHz	100 MHz	84	75	53
1815	12 MHz	100 MHz	84	76	53

Tableau 2.5 : Nombre de positions du capteur lors de la mesure de la matrice de réponse. Ces P enregistrements de la matrice K sont utilisés pour l'étude statistique.

2.3 Mesure du libre parcours moyen élastique

Dans cette partie, nous allons utiliser la matrice K pour obtenir la valeur du libre parcours moyen élastique. Ce paramètre décrit l'atténuation de l'intensité cohérente et est présenté dans le premier chapitre (paragraphe 1.2.4.3). Nous utilisons une méthode basée sur la détection et l'analyse de Fourier des échos de fond successifs de l'onde plane émise dans le milieu diffuseur (Hull et al., 1996; Wu & Stepinski, 2000). Les résultats obtenus dans chacune des pièces sont exposés et une étude fréquentielle est effectuée. Nous verrons également que la connaissance de ce paramètre peut nous permettre d'obtenir une première information sur la présence de diffusion multiple dans les échantillons d'acier.

2.3.1 Rappels sur l'atténuation de l'onde cohérente

Durant la propagation d'une onde ultrasonore dans un milieu diffuseur, chaque diffusion par la microstructure entraîne une déviation d'une partie de l'énergie incidente dans toutes les directions. En conséquence, l'intensité cohérente, représentant l'énergie de l'onde qui résiste à l'application de la moyenne d'ensemble, est progressivement atténuée. Cette atténuation est classiquement modélisée par une fonction exponentielle décroissante dont la distance caractéristique est appelée libre parcours moyen élastique et notée l_e . Nous rappelons que tout au long du travail de thèse, l'absorption intrinsèque viscoélastique est supposée négligeable devant l'atténuation par diffusion.

La connaissance de l_e permet de calculer le rapport l_e/z qui nous renseigne sur l'état de diffusion dans le milieu à une profondeur z donnée (Derode et al., 2006). S'il est supérieur à un, l'onde cohérente est toujours prédominante et la diffusion multiple peut être négligée. Au contraire, lorsque ce rapport est inférieur à un, l'onde cohérente perd la majorité de son énergie avant d'atteindre la profondeur z . Après une propagation sur quelques l_e , la diffusion simple devient négligeable et la diffusion multiple domine.

2.3.2 Étude des échos de fonds successifs

2.3.2.1 Formation d'onde plane en émission

Classiquement, la mesure de l_e s'effectue dans une configuration expérimentale en transmission (Tourin et al., 2000). Dans cette situation, l'amplitude des signaux transmis est enregistrée pour des échantillons d'épaisseurs variables. Cependant nous avons choisi de nous limiter à la seule mesure de la matrice de réponse. De ce fait, nous allons étudier les échos de fond de pièce obtenus en émettant une onde plane à incidence nulle, ce qui revient à sommer les

signaux $k_{er}(t)$ selon la dimension d'émission sans appliquer de loi de retard. Ce faisant, nous obtenons un B-scan contenant les signaux rétrodiffusés, reçus par chacun des éléments en réception.

$$k'_r(t) = \sum_e k_{er}(t) \quad (2.1)$$

Un exemple de B-scan obtenu de cette manière est illustré sur la figure 2.5. Il correspond à une émission à 1,5 MHz dans l'acier PG. Les 64 voies de la barrette sont représentées en ordonnée, le temps en abscisse et les amplitudes sont représentées en dB.

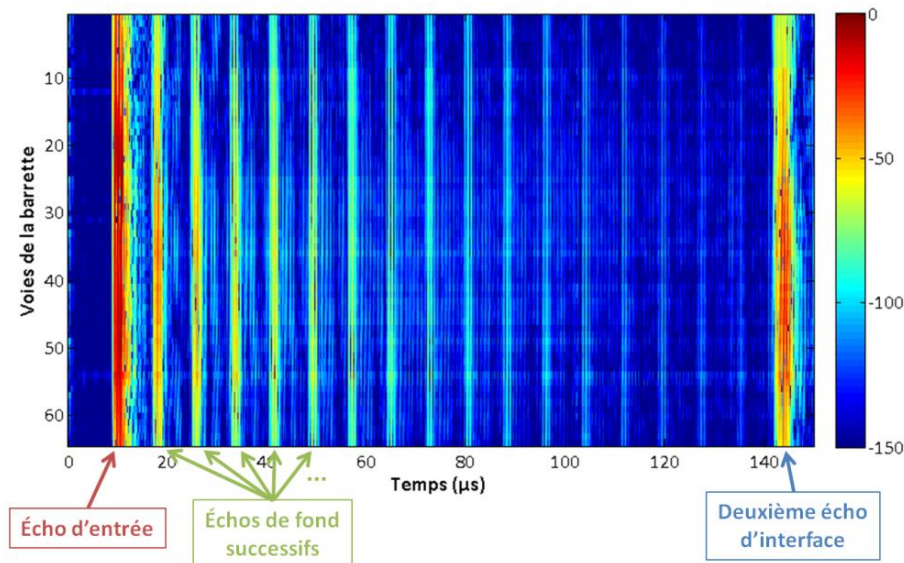


Figure 2.5 : Signaux rétrodiffusés à 1,5 MHz par l'échantillon d'acier PG après formation d'une onde plane en incidence normale. L'échelle d'amplitude est en dB, normalisée par le maximum du signal.

Nous constatons la présence de différents échos visibles sous la forme de traces verticales. Le premier écho correspond à l'écho d'entrée dans la pièce. Son amplitude a été ajustée pour être saturée lors de la mesure de K et sert de référence à l'échelle logarithmique. Les échos suivants proviennent du fond de la pièce. Ils sont espacés d'environ $8 \mu s$, ce qui correspond bien au temps mis par une onde longitudinale pour parcourir deux fois l'épaisseur e de la pièce :

$$\delta t_{\text{écho}} = \frac{2e}{v_L} = 8,5 \mu s \quad (2.2)$$

Le dernier écho visible, dont l'amplitude est supérieure à celles des échos de fond le précédant, correspond au deuxième écho d'interface, quand l'onde réfléchi sur la pièce a effectué un aller-retour entre la barrette et l'échantillon.

2.3.2.2 Prise en compte de la divergence géométrique du faisceau émis

La formation d'onde plane en incidence nulle telle qu'effectuée grâce à l'équation (2.1) suppose que la divergence géométrique du faisceau est négligeable et que l'onde reste plane pendant les premières réflexions. Cependant, la taille des capteurs n'est pas infinie, ce qui peut faire apparaître des effets de bord gênant le traitement des signaux reçus.

Pour évaluer la planéité de l'onde émise par les capteurs, les diagrammes de rayonnement des capteurs linéaires en mode « piston », c'est-à-dire lorsque tous les éléments transducteurs tirent en même temps, ont été simulés grâce au module de calcul de champ de la plateforme logicielle CIVA. La figure 2.6 montre un exemple de résultat pour le capteur 1780, dont la bande passante est centrée en 5 MHz, au centre de notre gamme de fréquences utilisée. Elle représente en chaque point le maximum de l'amplitude du champ au cours de sa propagation dans une pièce homogène. La profondeur de celle-ci a été choisie de sorte à visualiser les variations de l'extension spatiale de l'onde émise sur une longueur correspondant à deux allers-retours dans la plaque d'acier forgé, soit la visualisation des deux premiers échos de fond.

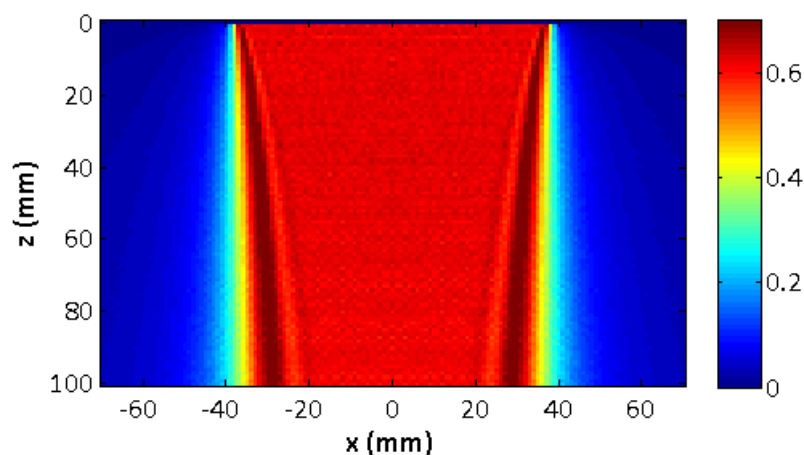


Figure 2.6 : Simulation du champ émis par le capteur 1780 dans une configuration de tir en mode « piston ».

Nous pouvons voir sur cette figure que la forme de l'onde n'est pas constante en profondeur, en particulier aux extrémités des barrettes. Afin de réduire cet effet, nous avons appliqué une loi d'amplitude à l'émission, sous la forme d'une fenêtre de Hann dont la largeur à la base est égale au nombre d'éléments de la barrette. Les résultats de simulation après apodisation sont présentés sur la figure 2.7. Avec l'application de la fenêtre de Hann, notée $\mathcal{F}(e)$, l'onde émise est bien plane : l'extension spatiale de l'onde est la même sur toute la profondeur. Grâce à ce traitement, il est possible de négliger les effets de la diffraction de l'onde dans le milieu.

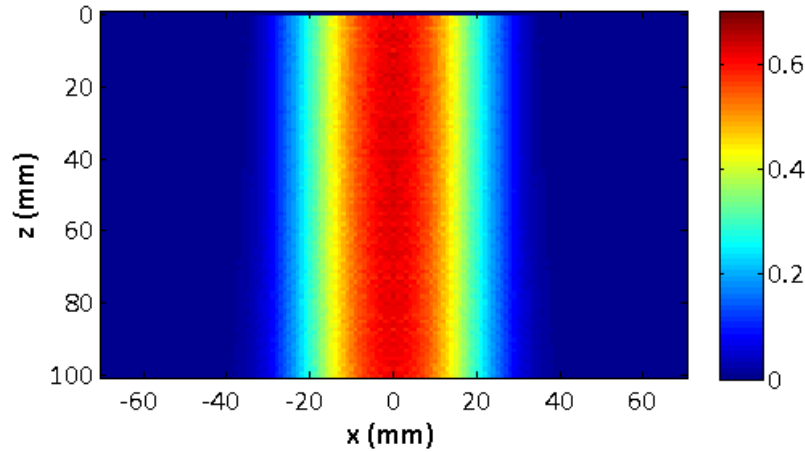


Figure 2.7 : Simulation du champ émis par le capteur 1780 après fenêtrage par une fenêtre de Hann.

Si nous considérons l'échantillon en acier moulé, d'une profondeur proche du double de celle de l'acier forgé, il est nécessaire d'effectuer le calcul sur une profondeur encore supérieure. Dans le cas des hautes fréquences, le traitement par apodisation ne permet plus de corriger les effets de bords sur toute la profondeur. Cependant, comme nous le verrons dans la suite, la microstructure de l'acier moulé est tellement diffusante à ces fréquences que l'amplitude des échos de fond mesurés est très vite masquée par le bruit aux fréquences où ce problème apparaît. De ce fait, il ne s'avère pas nécessaire d'effectuer de traitement supplémentaire pour un résultat qui ne serait de toute manière pas amélioré.

En prenant en compte l'application de la fenêtre d'apodisation, nous obtenons finalement la nouvelle expression du B-scan rétrodiffusé :

$$k_r''(t) = \sum_e \mathcal{F}(e) k_{er}(t) \quad (2.3)$$

2.3.2.3 Obtention du signal cohérent

En réception, nous n'avons pas de localisation particulière à sonder. De ce fait, une nouvelle somme est alors effectuée le long des éléments récepteurs, sans appliquer de loi de retard, ni d'apodisation supplémentaire. Le signal temporel obtenu pour une position du capteur s'exprime simplement à partir de la matrice K :

$$s(t) = \sum_r k_r''(t) \quad (2.4)$$

Le lpm élastique caractérise le champ cohérent. Il est donc nécessaire d'appliquer une moyenne sur le désordre pour éliminer les contributions incohérentes de $s(t)$. La matrice K

ayant été mesurée pour P positions du capteur, le signal cohérent (illustré sur la figure 2.8) s'exprime finalement, en fonction des éléments de K :

$$A_{coh}(t) = \left\langle \sum_{e,r} \mathcal{F}(e) k_{er}(t) \right\rangle_P \quad (2.5)$$

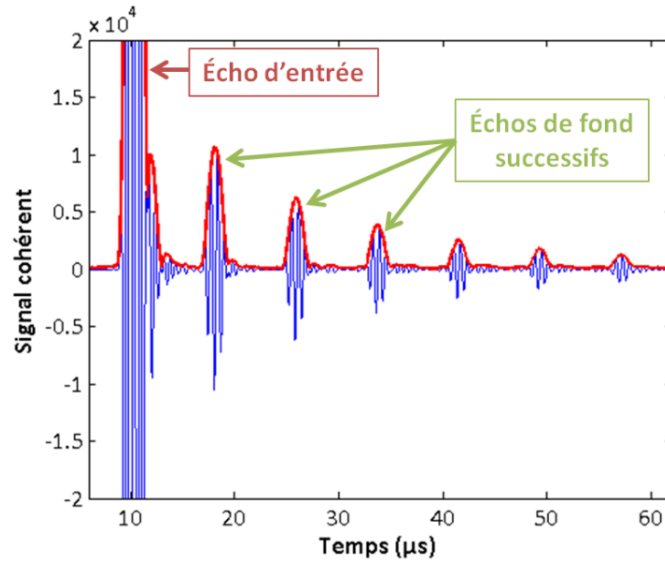


Figure 2.8 : Signal cohérent obtenu par formation d'onde plane en incidence nulle en émission et réception à 1,5 MHz dans la plaque PG. En rouge, l'enveloppe du signal.

2.3.2.4 Traitement des échos de fond

En prenant en compte les phénomènes de réflexion et transmission à l'interface entre le milieu couplant et le milieu diffuseur, nous pouvons écrire l'amplitude des spectres des deux premiers échos de fond pour une onde plane émise en incidence normale, en fonction du spectre de l'onde incidente $|A_0(\omega)|$:

$$|A_{écho\ 1}(\omega)| = |A_0(\omega)| e^{-2\alpha_1(\omega)h} e^{-2\alpha_2(\omega)d} T_{12}R_{21}T_{21} \quad (2.6)$$

$$|A_{écho\ 2}(\omega)| = |A_0(\omega)| e^{-2\alpha_1(\omega)h} e^{-4\alpha_2(\omega)d} T_{12}R_{21}^3T_{21} \quad (2.7)$$

où α est le coefficient d'atténuation de l'onde, T et R sont les coefficients de transmission et de réflexion, et les indices 1 et 2 se rapportent respectivement au couplant et au milieu diffuseur. Nous rappelons que h est la hauteur de couplant et d l'épaisseur de l'échantillon.

Il faut noter que ces expressions supposent que les ondes sont parfaitement planes. En réalité, l'amplitude des échos sera également affectée par la divergence des ondes due à la taille finie des capteurs. Dans le cadre de cette étude, l'effet de la divergence sera négligé. Il existe cependant des méthodes pour la prendre en compte : il est possible de l'inclure dans les expres-

sions des échos et de la quantifier par exemple à l'aide d'une mesure dans un bloc non atténuant ou d'une simulation.

En prenant le rapport entre les deux équations précédentes, nous obtenons une expression dans laquelle seule l'atténuation $\alpha_2(\omega)$ du champ cohérent dans le milieu diffuseur est inconnue :

$$\frac{|A_{\text{écho } 1}(\omega)|}{|A_{\text{écho } 2}(\omega)|} = \frac{e^{2\alpha_2(\omega)d}}{R_{21}^2} \quad (2.8)$$

D'où :

$$\alpha_2(\omega) = \frac{1}{2d} \left[\ln(R_{21}^2) + \ln \left(\frac{|A_{\text{écho } 1}(\omega)|}{|A_{\text{écho } 2}(\omega)|} \right) \right] \quad (2.9)$$

Dans le chapitre 1, nous avons vu que le libre parcours moyen élastique est inversement proportionnel à cette atténuation :

$$l_e(\omega) = \frac{1}{2\alpha_2(\omega)} = d \left[\ln(R_{21}^2) + \ln \left(\frac{|A_{\text{écho } 1}(\omega)|}{|A_{\text{écho } 2}(\omega)|} \right) \right]^{-1} \quad (2.10)$$

Pour calculer la valeur de R_{21} , coefficient de réflexion en amplitude, nous utilisons les valeurs d'impédances Z des matériaux mis en jeu :

$$\begin{aligned} Z_{\text{eau}} &= 1,5 \cdot 10^6 \text{ Pa} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-1} \\ Z_{\text{acier}}^L &= 45,7 \cdot 10^6 \text{ Pa} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-1} \end{aligned} \quad (2.11)$$

Soit :

$$R_{21} = \frac{Z_{\text{eau}} - Z_{\text{acier}}^L}{Z_{\text{eau}} + Z_{\text{acier}}^L} = -0,94 \quad (2.12)$$

2.3.2.5 Incertitude de la mesure

Avant d'interpréter les résultats de mesure, il est nécessaire d'estimer son incertitude. Nous voyons dans l'équation (2.10) que cette dernière peut provenir de trois sources : l'épaisseur d de l'échantillon, le coefficient de réflexion R_{21} et la mesure des amplitudes des échos. L'erreur sur l'épaisseur est supposée négligeable en raison du polissage effectué lors de la fabrication des pièces. De ce fait, nous nous sommes intéressés uniquement à R_{21} et à la mesure d'amplitude :

$$\frac{\Delta l_e}{l_e} = \frac{\Delta \ln(R_{21}^2)}{\ln(R_{21}^2)} + \frac{\Delta \ln(A_{\text{écho } 1}/A_{\text{écho } 2})}{\ln(A_{\text{écho } 1}/A_{\text{écho } 2})} \quad (2.13)$$

Or, l'incertitude sur le logarithme d'une grandeur U est donnée par la relation :

$$\frac{\Delta \ln(U^m)}{\ln(U^m)} = \frac{\Delta U}{U \cdot \ln(U)} \quad (2.14)$$

En ce qui concerne R_{21} , il correspond au coefficient de réflexion interne à l'acier, ce qui signifie dans notre cas que le milieu incident est l'acier et le milieu de transmission est l'eau. La formule généralisée pour n'importe quel angle d'incidence est donnée par Royer et Dieulesaint (Royer & Dieulesaint, 1974). Grâce à celle-ci et à la loi de Snell-Descartes, nous pouvons estimer qu'une déviation de 2° de l'angle d'incidence va entraîner une erreur relative de 0,5% sur R_{21} .

L'erreur relative de la mesure des échos peut quant à elle être calculée grâce aux caractéristiques de détection de l'électronique d'acquisition. Dans le cas de la première campagne expérimentale, celle-ci est également estimée à 0,5%. Nous avons donc finalement :

$$\frac{\Delta l_e}{l_e} = \frac{0,5\%}{\ln(R_{21})} + \frac{0,5\%}{\ln(A_{\text{écho } 1}/A_{\text{écho } 2})} \quad (2.15)$$

En utilisant la valeur de R_{21} de l'équation (2.12), nous obtenons une contribution totale du coefficient de réflexion de l'ordre de 8%. De plus, dans nos expériences, l'amplitude du premier écho de fond est en général au moins double de celle du deuxième. La contribution de ce terme est donc globalement de l'ordre de 0.5% à 1%. Cela signifie que l'erreur apportée par la mesure est négligeable devant celle du coefficient de réflexion. Nous ne prendrons donc en compte que l'influence de R_{21} .

2.3.3 Résultats de mesure de l_e dans les échantillons d'acier

2.3.3.1 Première campagne expérimentale

Lors de la première série de mesures, le signal cohérent rétrodiffusé a été calculé dans les deux plaques en acier forgé (Petits Grains et Gros Grains) à l'aide des capteurs SONO12 et SONO65 (cf. tableau 2.4). La fréquence d'échantillonnage est $f_{ech} = 40 \text{ MHz}$. Ces quatre ondes cohérentes sont regroupées sur la figure 2.9.

Celle-ci nous montre que selon la taille des grains constituant le milieu diffuseur et selon la fréquence de travail utilisée, le nombre d'échos de fond détectables varie. Dans l'échantillon PG, plus de deux échos sont visibles, et ceci quelle que soit la fréquence. Au contraire, concernant l'échantillon GG, les deux premiers échos sont visibles à 1,5 MHz (c), mais pas à 3 MHz (d). Dans ce dernier cas, l'atténuation est importante et un seul écho de fond est détecté. Cela signifie que dans cet acier, le régime de diffusion multiple s'établit très rapidement.

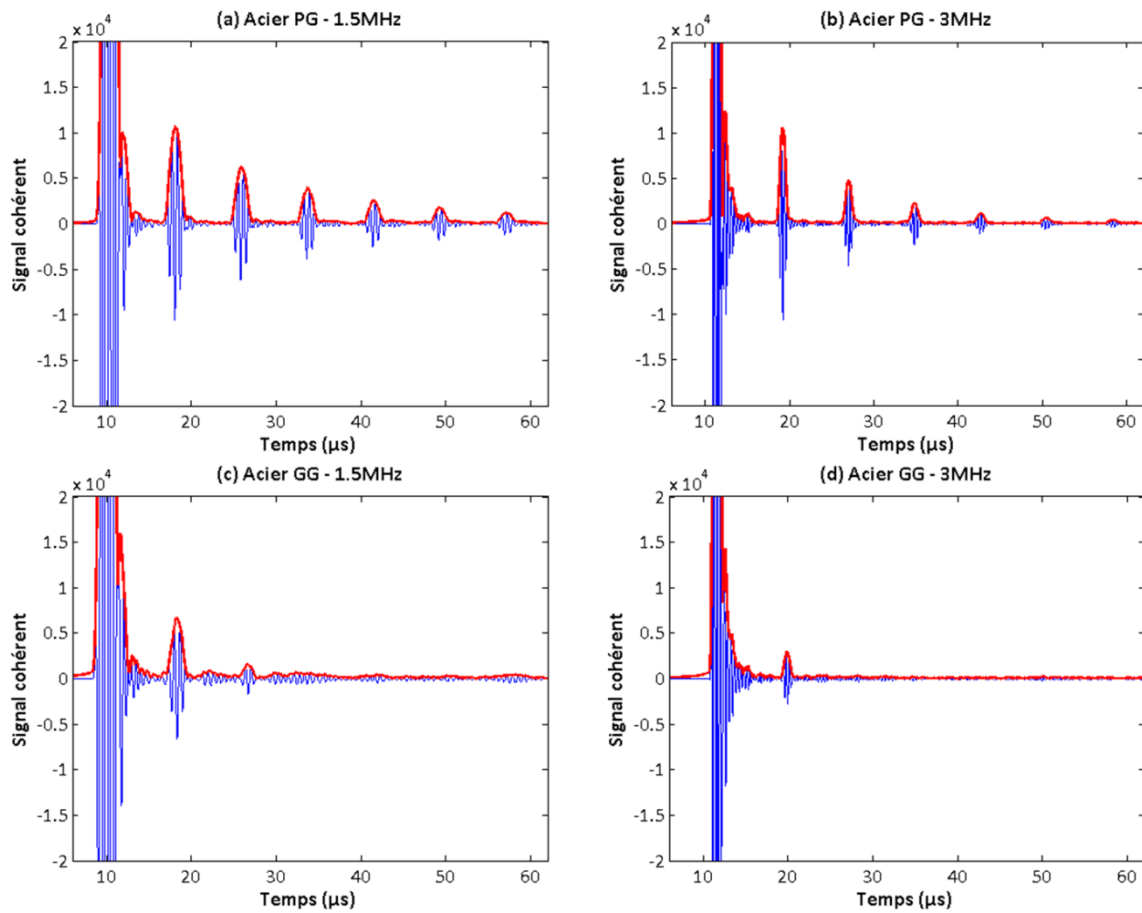


Figure 2.9 : Signaux cohérents obtenus pour chaque couple de plaque-capteur : acier PG à 1,5 MHz (a) et à 3 MHz (b) ; acier GG à 1,5 MHz (c) et à 3 MHz (d).

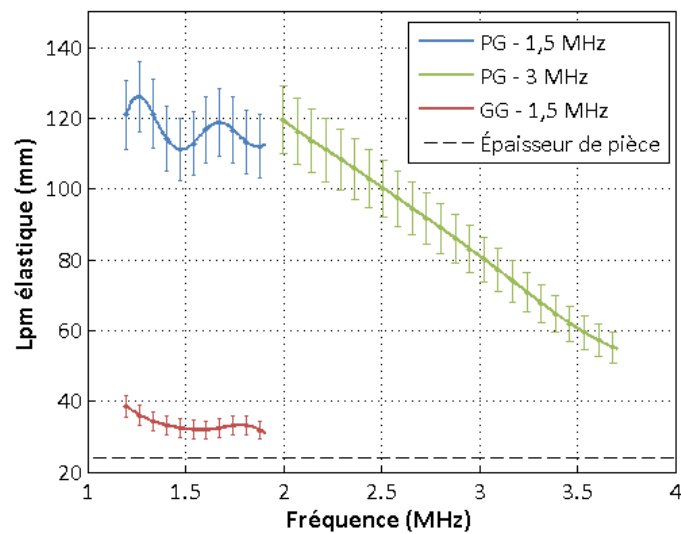


Figure 2.10 : Libre parcours moyen élastique en fonction de la fréquence dans les plaques en acier forgé.

À partir de ces ondes cohérentes, nous prenons la transformée de Fourier des deux premiers échos de fond. En utilisant l'équation (2.10), nous pouvons calculer le libre parcours moyen élastique et son comportement fréquentiel. Les résultats sont exposés sur la figure 2.10.

Concernant la plaque à petits grains, nous observons une décroissance de l_e avec la fréquence. Ce résultat est cohérent avec le fait que pour un plus petit rapport longueur d'onde sur taille de grain, les effets de la diffusion sont plus importants (cf. paragraphe 1.2.4.1). Concernant la plaque GG, une évolution fréquentielle identique est observée. Malheureusement, l'épaisseur d trop importante de la plaque a empêché la détection du deuxième écho de fond. Dans ces conditions, d semble être une limite en-dessous de laquelle le calcul de l_e semble impossible via cette méthode. Les barres d'erreur présentées sur cette figure ne prennent en compte que l'incertitude sur la déviation du faisceau, comme indiqué au paragraphe 2.3.2.4. Nous pouvons voir que l'influence du coefficient de réflexion est plus faible quand la diffusion est forte, ce qui est cohérent avec les propriétés de propagation de l'énergie dans le régime diffusif.

2.3.3.2 Seconde campagne expérimentale

À la suite de cette première série de mesures, l'échantillon d'acier moulé a été ajouté à la seconde campagne expérimentale. En effet, sa taille de grain moyenne est proche de celle de l'acier forgé à gros grains, mais sa structure cristalline biphasique est très différente. Un des objectifs sera de comparer sa force de diffusion par rapport aux plaques forgées.

De plus, de nouvelles mesures de l_e ont été effectuées dans les deux plaques d'acier forgé sur une plus large plage de fréquences, ce qui va permettre le calcul du lpm dans la plaque PG à plus haute fréquence, et ainsi déterminer la fréquence limite au-delà de laquelle la diffusion multiple apparaît. Dans ces expériences, la fréquence d'échantillonnage est également plus élevée : pour les capteurs émettant entre 1 MHz et 5 MHz, $f_{ech} = 50$ MHz, tandis que pour les capteurs émettant à 7 MHz et plus, $f_{ech} = 100$ MHz.

Le signal cohérent mesuré à 1 MHz dans la plaque en acier moulé est reporté sur les figures 2.11(a) et (b). Nous y voyons que l'atténuation est très importante dans cette pièce, même à cette basse fréquence. En zoomant sur les échos de fonds, il est possible de détecter le second, malgré sa faible amplitude. Le libre parcours moyen est donc calculable à 1 MHz.

À l'inverse, à une fréquence de 2 MHz, le signal cohérent est trop atténué pour y voir clairement le deuxième écho de fond (figure 2.11(c) et (d)). Un signal particulier semble être situé vers 32 μ s, instant d'arrivée théorique du deuxième écho dans la pièce, mais il ne se distingue pas clairement du bruit résiduel. Cependant, en utilisant le calcul des temps d'arrivée théoriques des échos de fond, le calcul de son spectre a tout de même été effectué. Aux fréquences supérieures, aucun des deux échos n'est visible et un calcul à l'aveugle donne un libre parcours moyen qui diverge quand la fréquence augmente.

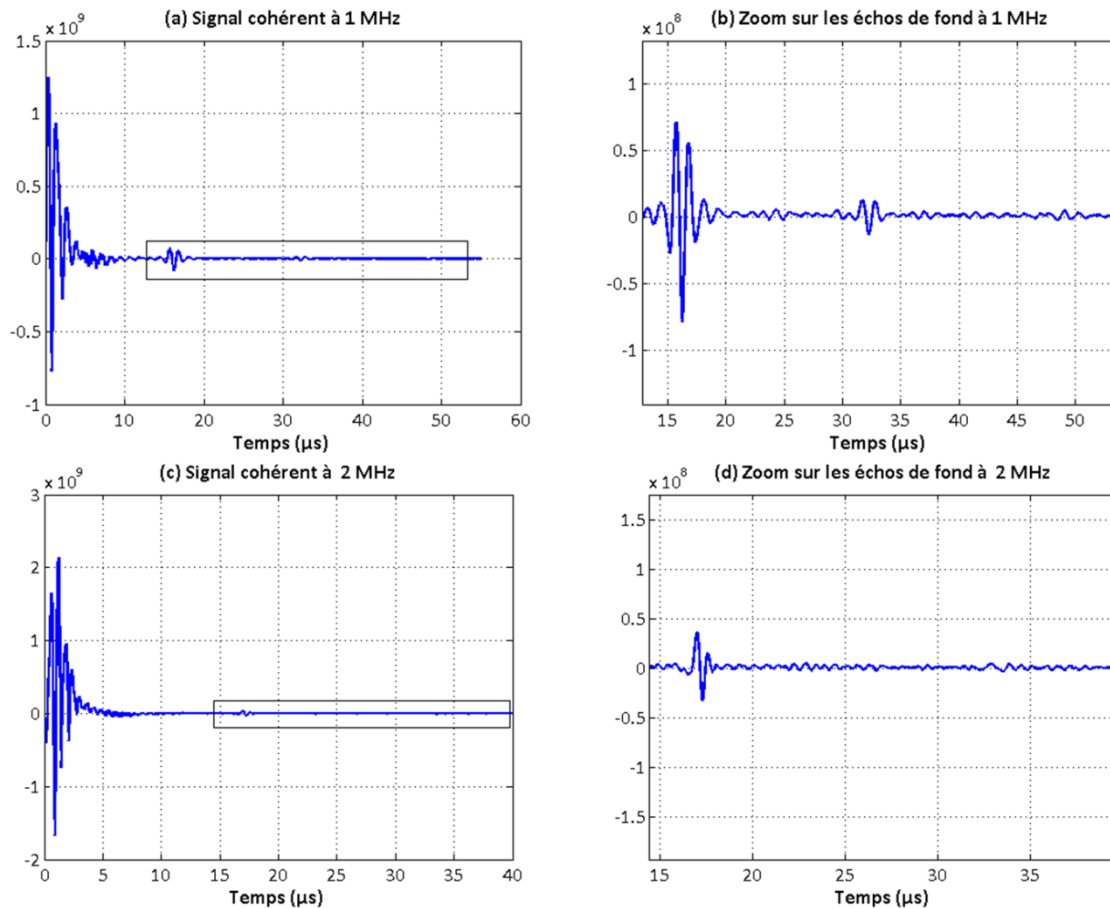


Figure 2.11 : Signaux cohérents mesurés dans la pièce d'acier moulé. Mesure à 1 MHz : signal cohérent (a) et zoom sur les échos de fond (b). Mesure à 2 MHz : signal cohérent (c) et zoom (d).

Cette divergence provient du fait que l'amplitude du spectre du deuxième écho, en réalité formé majoritairement de bruit, peut devenir ponctuellement supérieure à celle du premier. De ce fait, le terme logarithmique de l'équation (2.10) passe localement par zéro, et son inverse diverge.

Concernant les échantillons en acier forgé, la même méthode de calcul du spectre à l'aide des temps de vol a été utilisée dans le cas d'échos camouflés par le bruit. Les résultats ont été conservés jusqu'à la fréquence pour laquelle apparaît une divergence du calcul du lpm. En pratique, cela correspond à une ou deux fréquences supplémentaires par rapport à la limite représentée par l'épaisseur de l'échantillon.

Dans les échantillons forgés (figures 2.12(b) et 2.12(c)), nous retrouvons des évolutions fréquentielles analogues à celles de la première campagne expérimentale. Les valeurs obtenues de l_e sont également proches des précédentes, ce qui semble indiquer une bonne reproductibilité de la méthode, d'autant plus que les capteurs utilisés étaient différents d'une campagne à l'autre. Dans le cas particulier de la plaque PG, les seconds échos de fond sont toujours visibles à

7, 10 et 12 MHz sur le signal cohérent. Le passage du régime de diffusion simple à celui de diffusion multiple n'est donc pas observé dans cette pièce.

La fréquence limite, définissant l'apparition de la diffusion multiple, peut être évaluée à environ 1,2 MHz pour l'échantillon GG. Si nous comparons cette valeur avec le rapport λ/γ à cette fréquence, nous obtenons 9,4. Cela signifie que la longueur d'onde dans l'acier est seulement un ordre de grandeur supérieure à la taille des grains. Nous pouvons donc considérer être dans le régime stochastique, où l'atténuation est proportionnelle à ω^2 . Dans cette situation, l_e est donc supposé se comporter comme $1/\omega^2$, ce qui est cohérent avec les évolutions observées.

Dans la pièce d'acier moulé (figure 2.12(d)), le libre parcours moyen élastique est inférieur à l'épaisseur de la pièce dès 1 MHz. Cela signifie que la fréquence limite est inférieure à celle-ci, et donc que le régime de diffusion multiple peut être considéré comme établi à des fréquences plus basses dans l'échantillon d'acier moulé que dans l'échantillon d'acier forgé à gros grains. Pour une valeur équivalente de la taille maximum des grains, il semble donc que le caractère biphasique de la microstructure joue un rôle important lors du processus de diffusion.

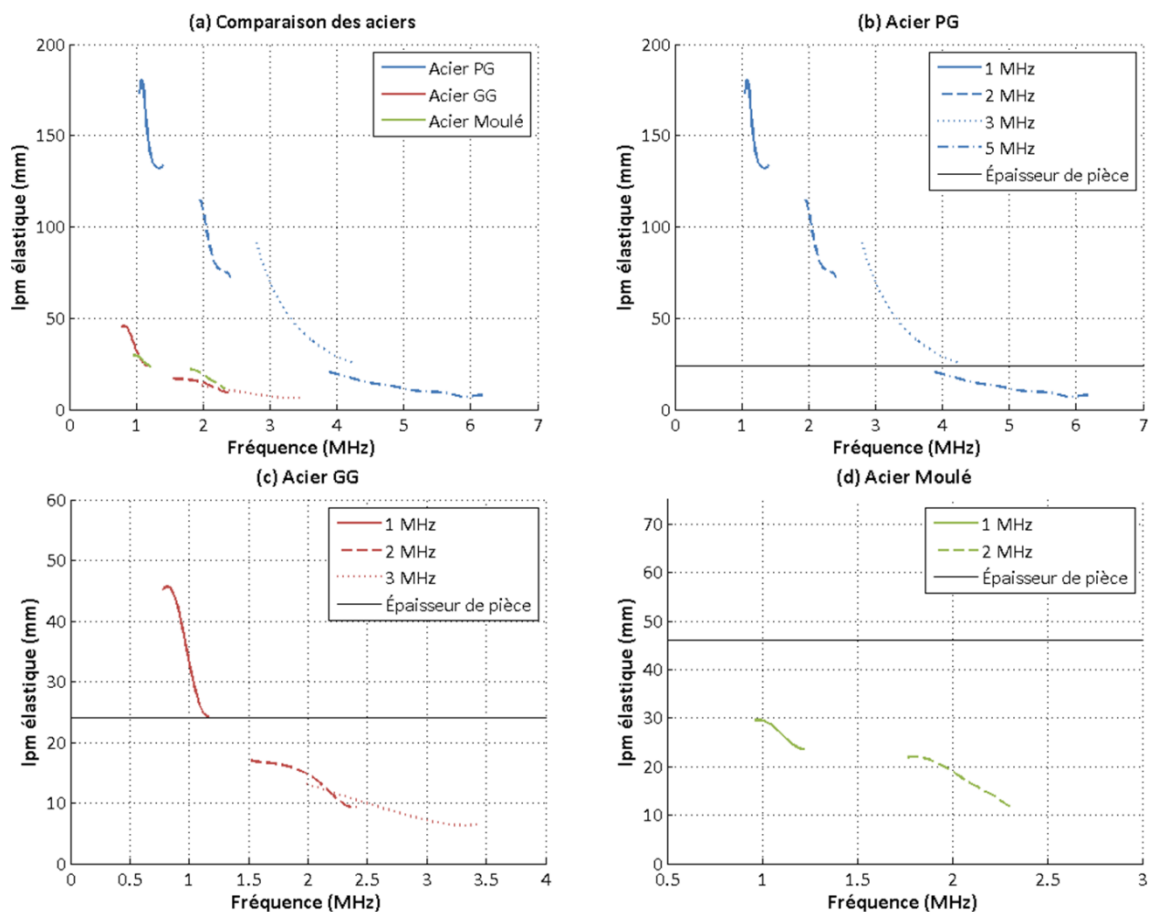


Figure 2.12 : Résultats de la seconde campagne de mesure du libre parcours moyen élastique. Les barres d'erreur ne sont pas reportées par souci de lisibilité. Leur interprétation est identique à celle de la première campagne de mesures.

2.3.4 Conclusion sur la mesure de l_e

Dans cette partie, nous avons étudié la mesure du libre parcours moyen élastique à l'aide de la matrice de réponse. Une étude fréquentielle des échos de fond a été effectuée, mettant en exergue la diminution de l_e quand la fréquence augmente. Cependant, la forte atténuation ayant lieu dans ces aciers fait que si l'épaisseur de l'échantillon est trop importante, il est impossible de détecter plus d'un écho de fond. Ce problème pourrait être résolu en utilisant des échantillons de plus petite épaisseur. Cependant, cette solution n'est pas idéale dans l'optique d'une manipulation expérimentale unique. En effet, dans les parties suivantes, nous étudions le champ incohérent, ce qui s'avèrera plus difficile à manipuler en présence de trop nombreux échos de fond.

Il est à noter que pour les fréquences où la mesure de l_e est pertinente, sa précision peut être augmentée en utilisant plus de deux échos de fond lorsque cela est possible. En effet, le même coefficient peut en théorie être obtenu en calculant le rapport des spectres de n'importe quels échos de fond. Par exemple, dans le cas de trois échos exploitables, la moyenne des mesures $|A_{\text{écho } 1}(\omega)|/|A_{\text{écho } 2}(\omega)|$, $|A_{\text{écho } 2}(\omega)|/|A_{\text{écho } 3}(\omega)|$ et $|A_{\text{écho } 1}(\omega)|/|A_{\text{écho } 3}(\omega)|$ peut être effectuée.

2.4 Mesure de la distance de corrélation

Dans la partie précédente, nous avons étudié le champ cohérent, c'est-à-dire la partie du champ qui résiste à l'application de la moyenne d'ensemble. Nous avons vu qu'il correspond au premier terme de la décomposition $\Psi = \langle \Psi \rangle + \delta\Psi$. Dans les deux prochaines parties de ce chapitre, nous étudions deux paramètres caractéristiques des fluctuations $\delta\Psi$ du champ ultrasonore. Par opposition avec le champ cohérent, ces fluctuations sont appelées *champ incohérent*. Nous allons tout d'abord nous intéresser à ses variations spatiales, appelées *speckle acoustique*. Ces variations peuvent être caractérisées par une distance de corrélation que nous appelons d_c et que nous cherchons à mesurer.

Dans une démarche analogue à celle suivie dans la partie précédente, nous commençons par aborder certains points théoriques concernant le speckle acoustique. Puis nous décrivons l'algorithme de traitement du signal appliqué à la matrice K , et exposerons les résultats de mesure obtenus dans les échantillons d'acier.

2.4.1 Variations spatiales du bruit de structure, le speckle acoustique

Le bruit de structure enregistré par un capteur peut être considéré comme aléatoire. Cependant, il ne s'agit pas d'un bruit blanc spatial et temporel. Il possède un contenu fréquentiel et

des corrélations spatiales liés au champ incident et à la microstructure du milieu. En effet, en des points proches, le champ ultrasonore contiendra des similarités. Celles-ci forment le *speckle acoustique*, par analogie avec la figure de speckle rencontrée en optique (Goodman, 1985).

Dans la littérature, la corrélation du bruit incohérent a fait l'objet de plusieurs études, via des approches théoriques ou expérimentales. Wagner et al. (Wagner et al., 1983) ou encore Yu et al. (Yu et al., 2010) ont établi des modèles théoriques capables de prédire la corrélation spatiale du bruit de structure rétrodiffusé par un milieu faiblement diffuseur en se plaçant dans l'approximation de diffusion simple. Derode et Fink (Derode & Fink, 1997) ont étudié le speckle provenant de milieux aléatoires ainsi que les liens existant entre les paramètres statistiques de ces milieux et ceux du bruit rétrodiffusé, grâce à une adaptation du théorème de Van Cittert-Zernike aux ondes ultrasonores effectuée par Mallart et Fink (Mallart & Fink, 1991).

La taille des taches (ou *spots*) de speckle est variable. De façon générale, elle dépend de la fréquence, de la microstructure du milieu et de la géométrie de la source. Cependant, il est possible de définir une grandeur caractéristique en utilisant une analyse statistique. Cette grandeur, que nous appelons distance de corrélation du bruit de structure, représente la distance moyenne entre deux points, telle que les signaux en ces points soient décorrélés l'un de l'autre. Elle est notée d_c .

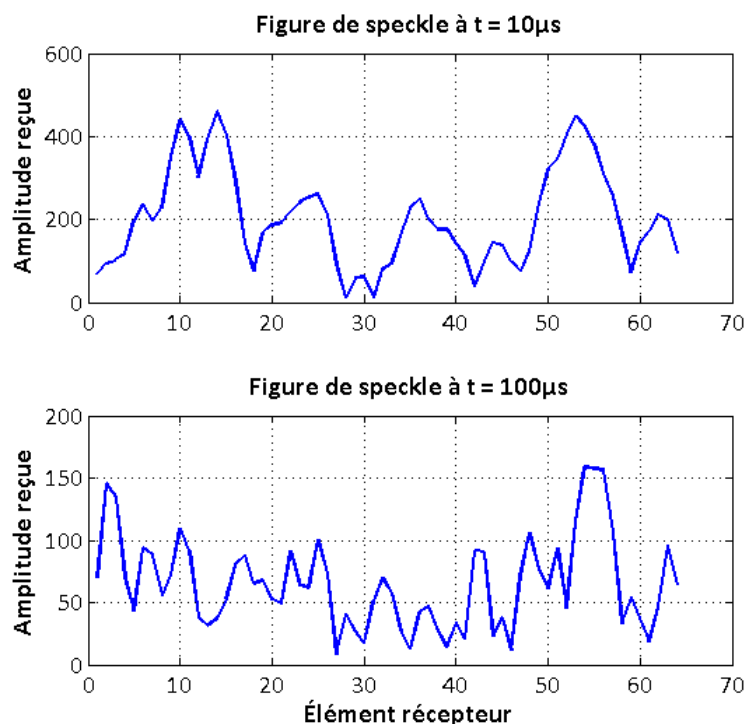


Figure 2.13 : Exemple de signal reçu le long des éléments de la barrette pour 10 µs (en haut) et 100 µs (en bas) après l'écho d'entrée.

Un exemple de figures d'interférences à une dimension obtenues dans l'échantillon d'acier forgé à gros grains à 3 MHz (capteur 1812) est illustré sur la figure 2.13. Lors de cette mesure le capteur est placé à 60 mm de l'échantillon. Les deux enregistrements présentés proviennent d'un seul B-scan pris à deux instants différents lors de l'émission d'une impulsion avec l'élément central du multiéléments. Dans les deux cas, nous observons de fortes variations d'amplitude le long de la barrette. Cependant, au bout de 10 μs de propagation dans l'échantillon, les variations spatiales d'amplitude semblent plus lentes que pour une durée de 100 μs . Il semble également plus simple de dénombrer les spots présents sur ces enregistrements dans le cas d'un temps de propagation plus court. Nous pouvons en conclure en première observation que la distance de corrélation semble diminuer avec le temps. Une étude plus précise de cette dépendance temporelle fait l'objet de la section 2.4.3.

Les signaux considérés étant reçus par les capteurs situés en immersion à une distance h de la pièce d'acier, le résultat du calcul de la distance de corrélation spatiale est donc dépendant de cette épaisseur d'eau. Pour rappel, pour la première campagne expérimentale, $h = 100 \text{ mm}$, contre 60 mm pour la seconde.

2.4.2 Principe de la détermination de d_c grâce à la matrice K

2.4.2.1 Traitement du signal cohérent

Avant d'étudier les propriétés du signal incohérent, il est nécessaire de supprimer le signal cohérent des signaux contenus dans la matrice de réponse. Le but de cette manipulation est d'éliminer l'écho d'entrée, les échos de fond et autres contributions qui n'appartiennent pas à $\delta\Psi$. En effet, la présence d'échos permanents peut compromettre la mesure de d_c en introduisant périodiquement des corrélations à grande distance n'ayant aucun sens dans l'étude statistique du speckle. La première étape du post-traitement de K consiste donc à isoler les signaux incohérents du signal total rétrodiffusé.

Étant donné que nous étudions des variations spatiales du signal le long de la barrette ultrasonore, la formation d'une onde plane en incidence nulle n'est effectuée qu'à l'émission, ce qui nous donne un B-scan similaire à celui présenté précédemment sur la figure 2.5, formé des signaux temporels $k'_r(t)$:

$$k'_r(t) = \sum_e k_{er}(t) \quad (2.16)$$

Pour un unique élément r , le signal $k'_r(t)$ s'écrit comme la somme des signaux cohérent et incohérent, comme vu au chapitre 1. Soit :

$$k'_r(t) = \langle k'_r(t) \rangle + \delta k'_r(t) \quad (2.17)$$

Pour obtenir $\delta k'_r(t)$, il suffit donc de retrancher au signal sa moyenne sur l'ensemble des positions du capteur. Les signaux du B-scan incohérent, pour une position P , ont alors pour expression :

$$\delta k'_r(t) = \sum_e k_{er}(t) - \langle \sum_e k_{er}(t) \rangle_P \quad (2.18)$$

Pour simplifier les notations, dans la suite du chapitre, les signaux incohérents $\delta k'_r(t)$ seront notés $x_r(t)$. De plus, même s'ils sont le résultat d'un traitement du signal de la matrice K , nous parlerons de signaux « reçus » par la barrette en parlant du B-scan résultant de la formation d'onde plane en émission.

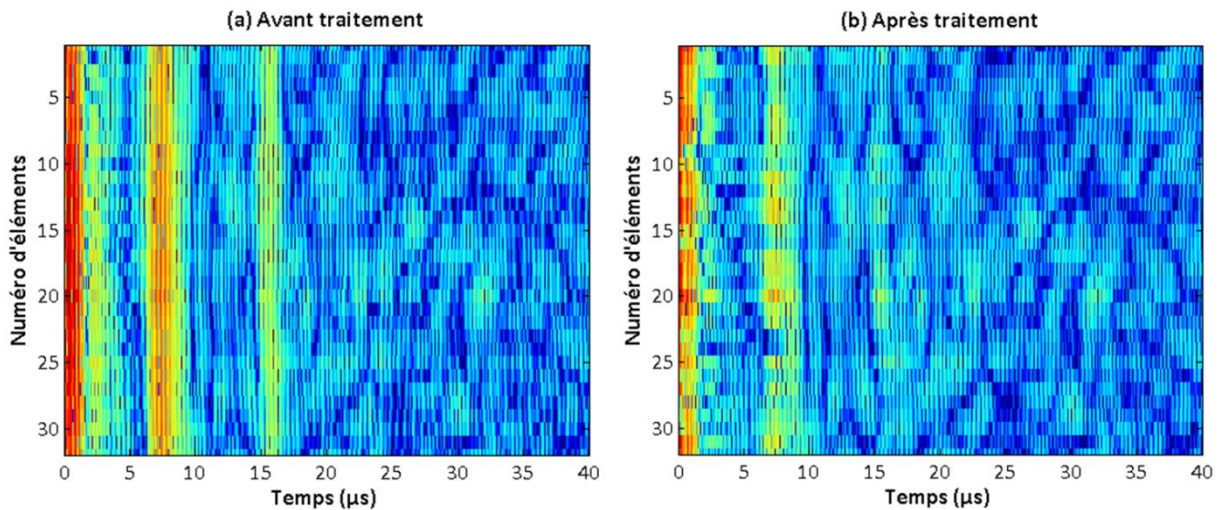


Figure 2.14 : Exemple de traitement appliqué au B-scan enregistré par un capteur linéaire dans le but d'éliminer le champ cohérent et plus particulièrement les échos de fond de pièce.

Un exemple de traitement est illustré sur la figure 2.14. Il a été appliqué au signal rétro-diffusé par l'acier forgé GG à 3 MHz lors de la première campagne expérimentale. Nous voyons que les échos permanents ne sont pas entièrement éliminés. Cela est dû à la déformation du front d'onde durant la propagation de l'énergie ultrasonore dans le milieu fortement diffusant. Au cours des multiples diffusions, l'onde à l'origine de l'écho de fond ne va pas se propager de la même manière en tout point du milieu. Les échos de fond vont perdre de cette manière une part de leur cohérence et ne peuvent être entièrement supprimés. À côté de cela, le bruit présent aux temps longs semble inchangé après traitement, signe que la contribution incohérente est bien conservée au cours de cette opération.

2.4.2.2 Calcul de la fonction de corrélation spatiale

La deuxième étape consiste à calculer la fonction de corrélation croisée R_{ij} entre deux signaux x_i et x_j reçus par le couple d'éléments (i, j) . La distance séparant i et j est définie par $\delta = |j - i|p$, où p est le pas du capteur.

$$R_{ij}(t') = \int x_i(t)x_j^*(t - t') dt \quad (2.19)$$

Étant donné que nous cherchons la corrélation entre les valeurs mesurées au même instant, la fonction R_{ij} est uniquement calculée en $t' = 0$. Le résultat est ensuite normalisé pour obtenir un indice de corrélation sans dimension $\varepsilon(\delta)$:

$$\varepsilon(\delta) = \frac{R_{ij}(0)}{\sqrt{R_{ii}(0) \times R_{jj}(0)}} = \frac{\int x_i(t)x_j^*(t) dt}{\sqrt{\int |x_i(t)|^2 dt \times \int |x_j(t)|^2 dt}} \quad (2.20)$$

La normalisation permet de fixer $\varepsilon(0) = 1$ quels que soient les signaux mis en cause dans le calcul.

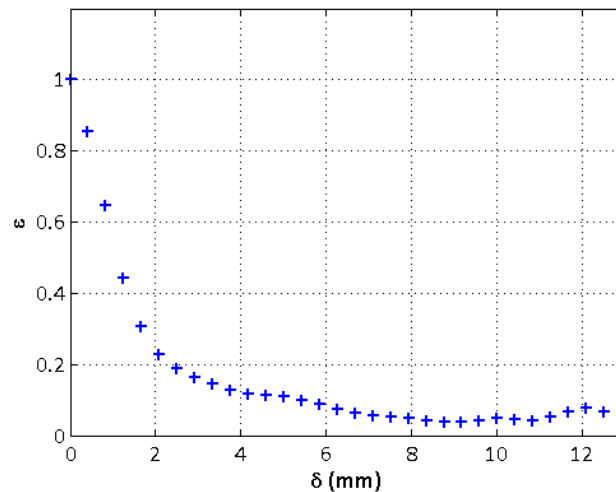


Figure 2.15 : Mesure de l'indice de corrélations spatiales ε effectuée dans le cas de l'échantillon d'acier forgé GG à 3 MHz. La distance δ correspond à l'écart entre deux éléments de la barrette ultrasonore.

La valeur de $\varepsilon(\delta)$ est ensuite moyennée sur l'intégralité des couples (i, j) du capteur. Il faut néanmoins faire attention lors de l'application de cette moyenne. Si plusieurs couples d'éléments correspondent à la même distance, tous les δ ne sont pas également représentés. En effet, pour un capteur possédant N éléments, il est possible de dénombrer $(N - n)$ couples distants de $\delta = np$. La moyenne doit donc être pondérée par la fréquence d'apparition d'une même

distance inter-éléments. Enfin, une moyenne supplémentaire est effectuée comme à l'accoutumée sur les P positions du capteur.

Le résultat du calcul de ε dans la plaque d'acier forgé GG à 3 MHz (capteur SONO65) est présenté sur la figure 2.15. Nous observons une décroissance de la corrélation en fonction de δ . Ce résultat est cohérent avec le résultat intuitif tel que deux éléments proches enregistrent des signaux similaires, tandis que les signaux reçus par deux éléments éloignés l'un de l'autre présentent moins de similarités.

2.4.2.3 Régression exponentielle

La dernière étape menant à la valeur de d_c consiste à effectuer une régression des résultats du calcul de $\varepsilon(\delta)$ pour en obtenir la valeur caractéristique de décroissance. Pour cela, nous allons utiliser une fonction de régression exponentielle, en raison de sa simplicité de manipulation et de sa similarité avec les variations de la corrélation pour les faibles valeurs de δ (figure 2.15). Si cette hypothèse est valide, le paramètre ε peut s'écrire :

$$\varepsilon(\delta) = e^{-\delta/d_c} \quad (2.21)$$

Il nous suffit alors d'obtenir la valeur de la pente à l'origine de la régression. Pour vérifier l'applicabilité de l'hypothèse exponentielle, nous effectuons une régression linéaire de la forme $\ln(\varepsilon) = f(\delta)$. Le résultat de cette dernière est tracé sur la figure 2.16. Elle est effectuée grâce à l'algorithme du logiciel Matlab fondé sur une méthode des moindres carrés.

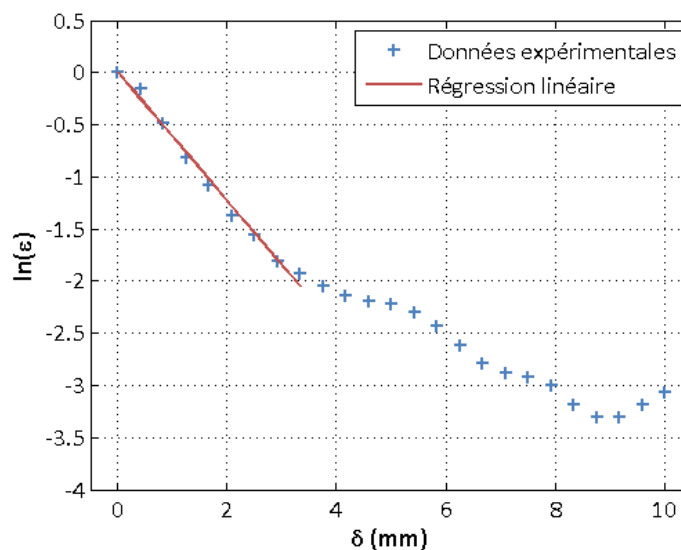


Figure 2.16 : Régression linéaire appliquée au calcul de la corrélation des signaux rétrodiffusés par l'acier forgé GG à 3 MHz.

Nous voyons que l'évolution du paramètre ε varie bien exponentiellement pour les premières distances inter-éléments. Or, c'est précisément dans ce domaine que nous souhaitons mesurer la pente. Pour des valeurs plus élevées de la distance inter-éléments, nous voyons apparaître une variation de pente, signe que la décroissance n'est plus régie par une loi analogue.

À la suite de la régression linéaire, nous obtenons alors une fonction f définie par :

$$f(\delta) = \alpha\delta \quad (2.22)$$

La valeur de d_c se déduit alors simplement de la valeur de la pente :

$$d_c = -\frac{1}{\alpha} \quad (2.23)$$

2.4.3 Étude des variations temporelles de d_c

Jusqu'à maintenant, le calcul de l'indice ε a été effectué sur l'ensemble des signaux $x_r(t)$. Cependant, nous avons observé dans la section 2.4.1 que la distance de corrélation du champ incohérent semble diminuer avec le temps. Dans cette section, le traitement de K permettant d'étudier cette variation est exposé.

2.4.3.1 Découpage des signaux en fenêtres temporelles

Pour suivre l'évolution de d_c au cours du temps, un traitement supplémentaire est nécessaire avant le calcul de ε et l'application de la régression exponentielle. Ce post-traitement prend la forme d'un découpage des signaux $x_r(t)$ en tranches temporelles $y_r(T, t)$ de durée δt , où la variable T correspond au début de la tranche. La valeur de δt ne doit être ni trop grande, de manière à garder une résolution temporelle suffisante pour l'étude des variations de d_c , ni trop petite, pour conserver le contenu fréquentiel du signal émis par le capteur. Dans nos expériences, δt est pris égal à 5 μs . Nous avons donc :

$$y_r(T, t) = x_r(t - T)Z(t) \quad (2.24)$$

avec $Z(t)$ une fonction porte de la forme :

$$H(t) = \begin{cases} 1 & \text{pour } t \in [0, \delta t] \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.25)$$

Dans la nouvelle échelle des temps, le pas choisi entre deux valeurs de T contrôle le recouvrement de la fenêtre de calcul d'une tranche temporelle $y_r(T, t)$ à la suivante $y_r(T + dT, t)$. Tout au long de notre étude, nous avons fixé ce recouvrement à $dT = \delta t / 4$.

À chaque instant T , l'ensemble des signaux $y_r(T, t)$ forme un B-scan $Y_T(t)$. C'est dans ce dernier que le calcul de ε est effectué, suivi de la régression exponentielle.

2.4.3.2 Résultats de l'étude dynamique dans les échantillons d'acier

Première campagne expérimentale

Les résultats de la mesure de d_c dans les deux pièces d'acier forgé à 1,5 et 3 MHz sont illustrés sur la figure 2.17. Sur cette série de figure, ainsi que sur les suivantes, l'origine des temps correspond à l'écho d'interface eau/acier. Cet écho ayant une certaine largeur temporelle, la mesure de d_c n'est pas réaliste dans les premiers μs et n'est donc pas représentée.

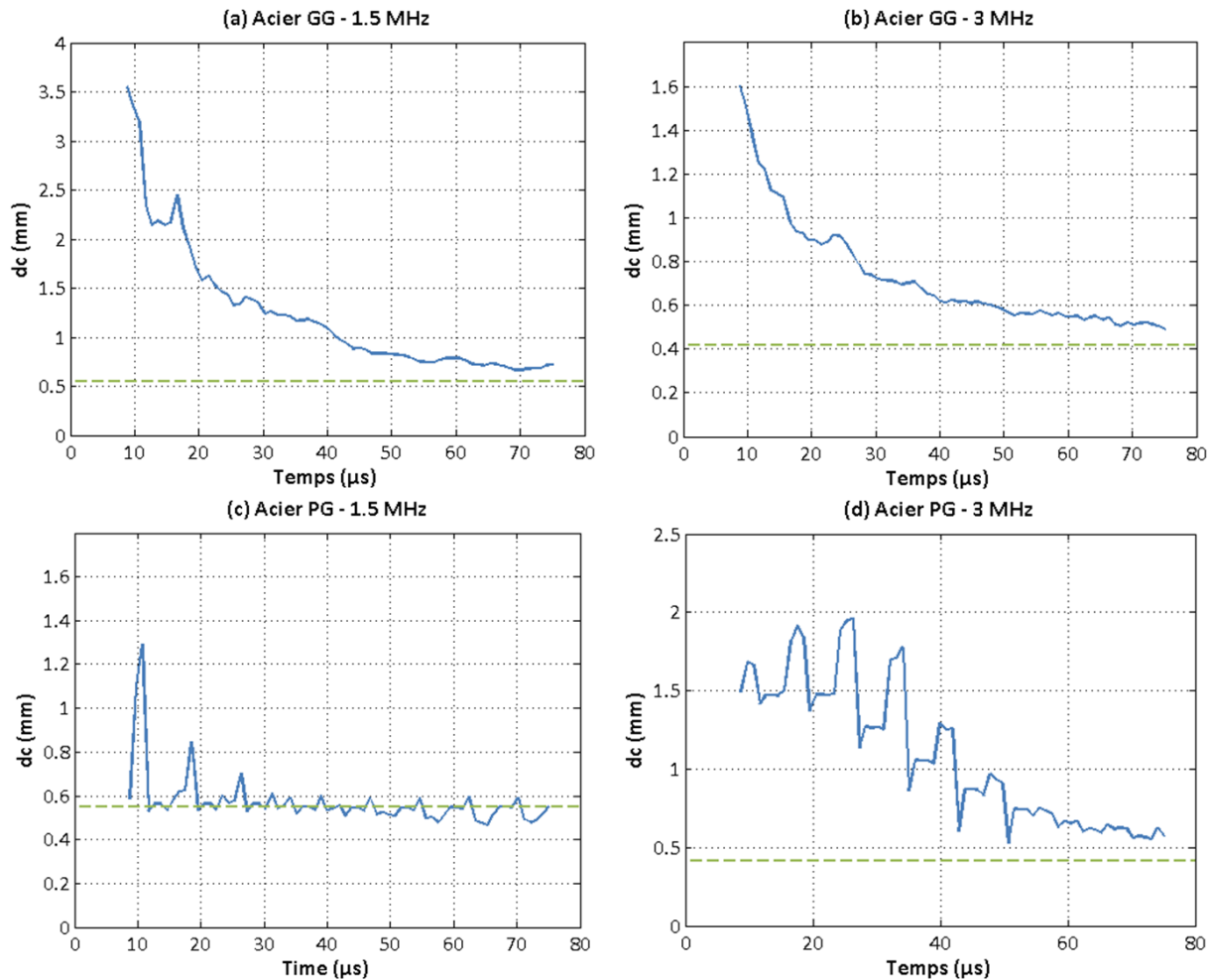


Figure 2.17 : Évolutions temporelles de la distance de corrélation du champ incohérent mesurées au niveau du capteur dans les aciers forgés. La courbe bleue représente le résultat du calcul de d_c et la droite en tirets verts correspond au pas du réseau, résolution minimum atteignable par ce traitement.

Dans l'échantillon forgé Gros Grains (2.17(a) et 2.17(b)), la corrélation spatiale du bruit de structure enregistré par le capteur diminue au cours du temps. Nous retrouvons dans ce résultat le phénomène observé sur les signaux bruts présentés sur la figure 2.13, avec cette fois une quantification du paramètre. Cela signifie que plus le temps de propagation est long, plus les spots de la figure de speckle deviennent fins. Le bruit de structure est donc de plus en plus « blanc ».

Cependant, la visualisation de la diminution de d_c avec le temps est limitée par le pas de la barrette ultrasonore. En effet, il est impossible de mesurer des corrélations plus faibles que cette limite, et donc de déterminer le comportement asymptotique de d_c .

Autre élément, la valeur temporelle moyenne de d_c est plus faible à 3 MHz qu'à 1.5 MHz. Cette différence peut s'expliquer par le fait que les longueurs d'ondes sont plus faibles à 3MHz qu'à 1.5MHz, ce qui fait que les distances caractéristiques de variations de champ sont plus courtes. Il est également possible que quand la longueur d'onde du champ incident diminue, la diffusion plus importante subie par l'onde entraîne une diminution des corrélations spatiales du champ diffusé.

Les maxima locaux qui apparaissent autour de 18 et 25 μ s sont le signe de la persistance des échos de fond, même après application du traitement de suppression du champ cohérent. En effet, nous avons vu dans la section précédente que malgré ce dernier, les échos permanents ne sont pas entièrement éliminés car le front d'onde cohérent est déformé au cours de la propagation de l'onde et de ses diffusions successives.

Dans l'échantillon d'acier forgé Petits Grains (2.17(c) et 2.17(d)), l'impact de la prédominance des échos de fond est encore plus marqué. La diminution de d_c est encore visible à 3 MHz, lorsque le régime de diffusion multiple s'établit plus vite et donc que les échos de fond disparaissent dans le bruit plus rapidement, mais elle est totalement faussée à 1,5 MHz, où même des valeurs inférieures au pas du capteur sont calculées.

Le problème apparaît toutefois plus amont, car la régression exponentielle est elle-même inadaptée dans cette situation. Un exemple de tracé de $\varepsilon = f(\delta)$ à l'instant du second écho de fond pour l'acier PG à 1,5 MHz (courbe équivalente à la figure 2.15) est reporté sur la figure 2.18. Nous pouvons y voir que la corrélation spatiale n'est pas du tout monotone et oscille autour de zéro. À cette fréquence, la diffusion simple est encore prépondérante, et ces variations peuvent être interprétées comme la visualisation des corrélations d'un unique écho enregistré par le capteur en incidence oblique.

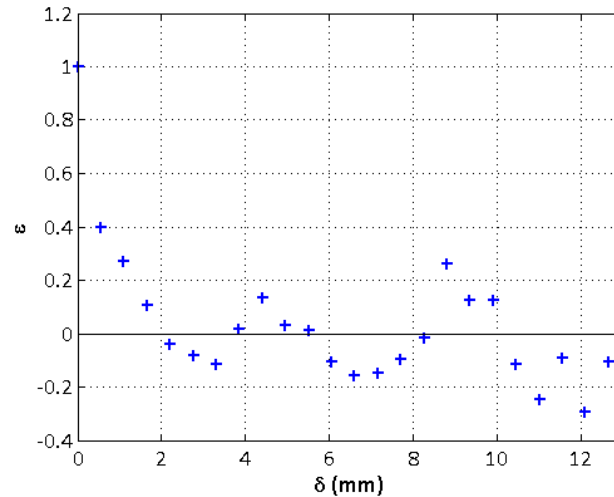


Figure 2.18 : Mesure de la fonction de corrélation sans décalage, effectuée dans le cas de l'échantillon d'acier forgé PG à 1.5 MHz.

Seconde campagne expérimentale

Dans le cadre de cette deuxième série de mesure, nous nous intéressons à mesure de d_c dans l'échantillon d'acier moulé, ainsi qu'à sa détermination à plus haute fréquence dans les plaques en acier forgé.

Avant d'interpréter les résultats, il est à noter qu'une erreur de parallélisme entre le capteur et la pièce a été découverte lors de l'exploitation des mesures. Malgré l'application d'un traitement préalable de recalage temporel sur la matrice K , le résultat de l'étape de suppression du champ cohérent s'est avéré peu concluant. Pour cette raison, nous pensons que les résultats de mesure de d_c aux plus basses fréquences de notre plage, lorsque les échos de fond n'ont pas été totalement atténués par diffusion, sont peu fiables. Cela ne remet toutefois pas en cause la méthode de calcul.

Tout d'abord, intéressons-nous aux résultats obtenus dans la plaque en acier moulé. Sur la figure 2.19, des résultats du calcul de d_c sont reportés pour deux régimes distincts, basses et hautes fréquences. Dans le premier régime, le problème des échos de fond est analogue au précédent. De ce fait, le calcul de d_c est là encore imprécis. Ce régime est représenté par la mesure à 2 MHz dans l'échantillon moulé (figure 2.19(a)). Nous retrouvons la décroissance de d_c au cours du temps, entrecoupée de zones masquées par les échos de fond à 15 et 30 μ s.

Dans le second régime, à plus haute fréquence, nous retrouvons une évolution monotone de d_c (figure 2.19(b)), avec à nouveau la diminution de sa valeur moyenne quand la fréquence augmente. À 7 MHz, une bosse présente aux alentours de 13 μ s semble montrer la légère rémanence d'un écho de fond, car le temps de vol correspondant est en accord avec sa valeur théorique.

Cependant, chose que nous n’observons pas dans les mesures précédentes, l’influence de l’écho de fond ne semble pas être limitée à un « masquage » de l’évolution des corrélations. En effet, en observant l’évolution de la courbe 2.17(a), nous pouvons remarquer que l’écho de fond semble seulement se superposer à la courbe de variation de d_c . Dans ce cas, il paraît plausible de pouvoir obtenir la valeur de d_c par interpolation dans cet intervalle de temps perturbé. En ce qui concerne l’acier moulé, nous nous trouvons dans un cas où la corrélation diminue très vite après l’écho d’entrée (elle atteint même très rapidement une valeur inférieure au pas du réseau qui est de 0,8 mm pour le capteur à 2 MHz, chose dont nous reparlerons dans la suite). La rémanence du premier écho de fond va alors faire augmenter d_c localement avant que sa décroissance reprenne. Seulement, les corrélations ayant déjà atteint un niveau très faible avant son arrivée, cette reprise ne se fait pas dans la continuité de la valeur précédente, mais repart d’une valeur plus élevée. Tout se passe comme si nous observions ici la perte de cohérence du front rémanent de l’écho de fond après réflexion interne, comme si une nouvelle onde incidente moins énergétique arrivait dans le milieu diffuseur.

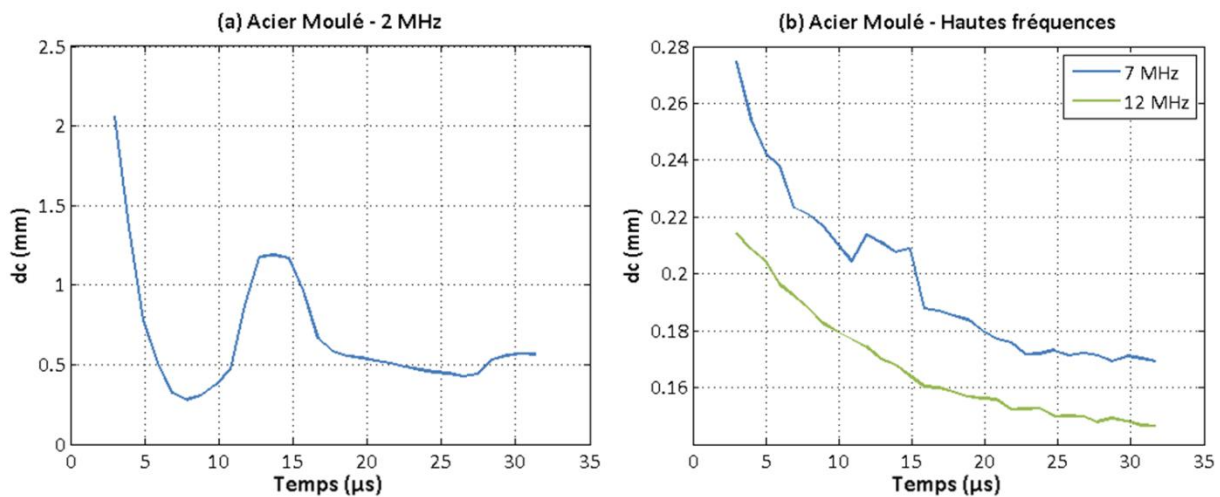


Figure 2.19 : Résultats du calcul de la distance de corrélation du signal incohérent dans la pièce d’acier moulé à 2 MHz (a) et à 7 et 12 MHz (b).

Fréquence		1 MHz	2 MHz	3 MHz	5 MHz	7 MHz	10 MHz	12 MHz
Pièce forgée GG	d_c (mm)	X	2,6	0,9	0,5	0,3	0,25	0,25
Pièce moulée	d_c (mm)	1,4	1	0,8	0,5	0,21	0,2	0,16
Pas du capteur	p (mm)	1,4	0,8	1,4	0,6	0,4	0,35	0,35

Tableau 2.6 : Distances de corrélation moyennées sur la durée d’enregistrement, calculées dans la plaque d’acier moulé sur l’intervalle fréquentiel complet. En rouge, les valeurs obtenues malgré la présence du premier écho de fond.

Les résultats obtenus dans la plaque GG sont analogues à ceux de la figure 2.19. Les valeurs moyennes de d_c , calculées à chaque fréquence et dans les deux échantillons les plus diffusifs, sont regroupées dans le tableau 2.6. Il est intéressant d’observer qu’à partir de 3 MHz, les valeurs de d_c dans les deux plaques se rejoignent. Vraisemblablement, à partir de cette fréquence, la limite de résolution théorique de la mesure, symbolisée par le pas p de la barrette, est atteinte. Concernant l’acier moulé, elle est atteinte dès 1 MHz. De plus, nous pouvons remarquer que cette limite est légèrement dépassée, et qu’il est toujours possible d’observer une décroissance de la distance de corrélation quand la fréquence augmente. Cette décroissance est toutefois à relier à la baisse de la valeur de p . Les transducteurs élémentaires constituant les barrettes linéaires sont en effet de taille inférieure quand la fréquence centrale du capteur augmente, pour limiter les distorsions de directivité.

Il est possible de comparer les courbes expérimentales obtenues à 3 MHz sur l’échantillon en acier forgé GG lors des deux séries de mesure. Celles-ci sont tracées sur la figure 2.20. Elles montrent qu’il y a un bon accord entre les deux campagnes expérimentales. Pourtant, nous rappelons que d_c y est calculé avec deux capteurs différents et à des distances capteur/échantillon également différentes. La similarité des valeurs semble indiquer que l’écart entre ces deux hauteurs n’est pas assez élevé pour observer clairement l’effet du théorème de Van Cittert-Zernike qui décrit la propagation de la cohérence d’une onde émise par une source incohérente. Une discussion plus approfondie sur l’intérêt de ce théorème dans la cadre de la caractérisation est menée dans la section 2.4.4.

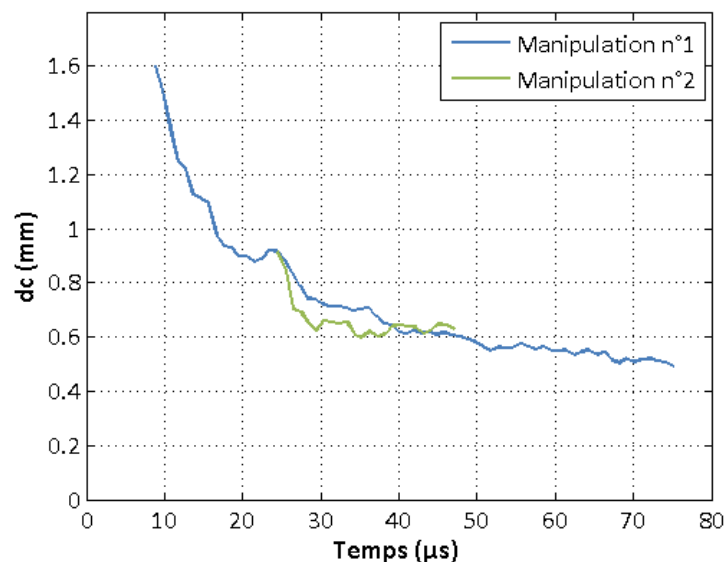


Figure 2.20 : Comparaison des mesures de d_c à 3 MHz dans la plaque forgée GG lors des deux campagnes expérimentales.

Pour finir l'interprétation des résultats, nous pouvons remarquer que dans la plaque PG, les échos parasites sont présents sur toute la plage de fréquence, comme en témoigne la figure 2.21 qui montre l'exemple de la mesure à 12 MHz. Sur cette figure, nous n'avons pas tracé la valeur de d_c en fonction du temps, mais la valeur de l'indice de corrélation ε en fonction de la distance inter-éléments et du temps.

Nous pouvons observer la décroissance de la cohérence des échos, signe de la déformation du front d'onde au cours de sa propagation dans le milieu diffuseur. Cette observation était prévisible étant donné les résultats de la détermination de l_e (partie 2.3). En effet, la visualisation de ces échos sur toute la gamme de fréquences nous renseigne sur le régime de diffusion établi à l'intérieur de l'échantillon. Dans cette pièce, le régime diffusif n'est clairement pas installé et la pertinence de la mesure de la distance de corrélation est alors discutable.

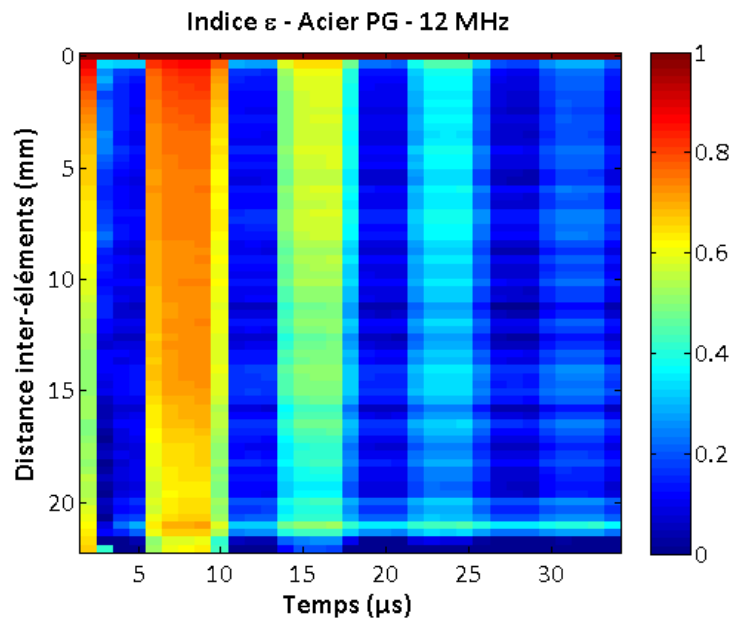


Figure 2.21 : Corrélation spatiale ε en fonction de la distance inter-éléments et du temps. À partir de cette figure, l'évolution temporelle de d_c est obtenue en effectuant la régression exponentielle pour chaque colonne.

2.4.4 Le théorème de Van Cittert - Zernike

2.4.4.1 Présentation du théorème

En optique, le théorème de Van Cittert - Zernike (ou VCZ) décrit la façon dont évolue, au fil de la propagation, la longueur de cohérence de la lumière provenant d'une source lumineuse de taille finie et spatialement incohérente (Goodman, 1985). Une des conséquences de ce théorème est qu'en champ lointain (distance très grande devant la taille de la source) et pour une source totalement incohérente (terme source assimilable à un bruit blanc spatial), la fonction

d'autocorrélation du champ rayonné, notée R , peut s'exprimer en fonction de la fonction d'ouverture $O(\mathbf{r})$ de la source selon la relation :

$$R(\Delta r) \propto TF[|O(\mathbf{r})|^2](\Delta r/\lambda z) \quad (2.26)$$

où Δr est la distance entre les deux points d'observation. Ainsi, pour une étoile de taille caractéristique d , la lumière observée à une distance $z \gg d$ n'est pas totalement incohérente, mais présente une longueur de cohérence d'ordre de $\lambda z/d$.

Dans le cadre de l'imagerie et de la caractérisation acoustique des milieux hétérogènes faiblement diffusants, ce théorème a été appliqué aux milieux totalement incohérents, ou « blancs », (Mallart & Fink, 1991) puis étendu au cas des milieux à cohérence quelconque (Derode & Fink, 1997). Dans les deux cas, cette application repose sur l'approximation de diffusion simple.

En effet, en échographie acoustique impulsionnelle, comme nous l'avons introduit dans le chapitre 1, paragraphe 1.1.4.1, les signaux rétrodiffusés à un instant donné ne peuvent provenir que d'une zone particulière du milieu. Cette zone est appelée *volume isochrone*. Dans le cas spatiotemporel le plus simple, c'est-à-dire l'émission d'une onde plane impulsionnelle, le volume isochrone contribuant au signal échographique entre les instants t et $t + dt$ est assimilable à une tranche dont la profondeur z et l'épaisseur dz sont données par les relations :

$$z = ct/2 \quad (2.27)$$

$$dz = c dt/2 \quad (2.28)$$

Dans le milieu diffusant inspecté, chaque diffuseur va réfléchir l'onde de façon aléatoire. Nous pouvons donc considérer le signal rétrodiffusé comme le rayonnement d'une source incohérente dont la forme est entièrement déterminée par les dimensions du volume isochrone. De ce fait, comme ce volume varie au cours du temps, la forme de la source évolue également temporellement. L'expression de la fonction d'autocorrélation définie précédemment est généralement difficile à obtenir, car elle dépend non seulement du diagramme de rayonnement du transducteur, mais aussi de la microstructure du milieu. Or, cette dernière est assimilée ici à un miroir dont la réflectivité est aléatoire. Dans la suite, nous notons cette réflectivité $\chi(\mathbf{r})$.

Dans des configurations simples, les calculs peuvent toutefois être simplifiés. C'est par exemple le cas pour un réseau linéaire de transducteurs, dont l'ouverture totale est notée a , et dont l'émission est focalisée à la profondeur F dans le milieu. Si la réflectivité du milieu considéré est de type « bruit blanc spatial », ce qui peut se traduire mathématiquement par $R_{\chi\chi}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \propto \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$, Mallart a montré que la distance de corrélation du champ rétrodiffusé

autour du temps focal décroît linéairement quand la distance inter-éléments Δr augmente, et s'annule pour $\Delta r > a$. Dans ce cas particulier, la distance de corrélation est alors entièrement déterminée par la taille de l'ouverture émettrice. Derode a par la suite étendu ce travail à l'étude des milieux texturés (et plus particulièrement aux composites carbone-epoxy), pour lesquels le milieu n'est pas « blanc » mais présente une microstructure caractérisée par une fonction de corrélation $R_{\chi\chi}$ anisotrope.

2.4.4.2 Application au cas des milieux multiplement diffuseurs

Dans le cadre de notre étude, l'approximation de la diffusion simple n'est bien évidemment pas pertinente. Cependant, il est possible de s'inspirer de ces travaux pour tenter d'interpréter les résultats expérimentaux obtenus dans cette partie dédiée à la mesure de d_c .

En effet, même en présence de diffusion multiple, le raisonnement général est toujours applicable, dans le sens où il sera toujours possible, à un instant donné, de considérer que le signal observé provient d'une source aléatoire. La modification à prendre en compte dans le cas des ondes multiplement diffusées est l'évolution au cours du temps du volume isochrone, c'est-à-dire la forme exacte de la source aléatoire. En effet, celle-ci n'est pas la même que dans l'approximation de diffusion simple. Cependant, la seule connaissance de la forme de la source aléatoire de suffit pas. Si celle-ci est gouvernée par le volume isochrone à l'instant t , la longueur de cohérence va être déterminée par la microstructure du milieu.

Compte tenu de la complexité du problème et du manque de temps à y consacrer, une modélisation complète de l'évolution temporelle du paramètre d_c , qui prendrait en compte le capteur, la microstructure et les paramètres diffusifs du milieu, n'a pas été possible au cours de ces travaux de thèse. Toutefois, une discussion sur les résultats expérimentaux obtenus dans ce chapitre peut permettre de dégager deux régimes limites, ou deux contributions essentielles.

Pour simplifier le raisonnement, nous supposons que le faisceau impulsionnel émis est parfaitement plan et nous négligeons sa divergence géométrique. Cela signifie que le faisceau incident est parfaitement cohérent, et nous notons \mathcal{L} son extension latérale constante.

La contribution de la diffusion simple consiste alors en une onde rétrodiffusée vers le capteur dont la longueur de cohérence est gouvernée par la taille caractéristique γ de la microstructure et par le théorème de VCZ. Pour une microstructure dont la longueur de cohérence est nulle ($\gamma = 0$), VCZ nous permet de calculer une distance de corrélation non nulle pour l'onde rétrodiffusée : celle-ci est de l'ordre de grandeur de $\lambda z / \mathcal{L} = \lambda ct / 2\mathcal{L}$. Dans le cas contraire d'un miroir parfait ($\gamma \rightarrow \infty$), le champ réfléchi est parfaitement cohérent, spatialement parlant. Enfin, dans le cas intermédiaire d'une réflectivité caractérisée par $R_{\chi\chi}(\Delta r)$, la distance de corrélation

est liée à la largeur de $R_{\chi\chi}(\Delta r)$, c'est-à-dire à la taille des grains γ . En première approximation, son ordre de grandeur est de $\gamma + \lambda ct/2\mathcal{L}$.

Un calcul plus rigoureux fondé sur les lois de la diffraction permettrait d'obtenir une expression analytique de la fonction de corrélation R_{DS} du champ rétrodiffusé en régime de diffusion simple. Cette expression est notée simplement $f(\Delta r)$ dans la suite du raisonnement. Compte tenu des pertes par diffusion ayant lieu au cours de la propagation dans le milieu, l'amplitude de la contribution de la diffusion simple décroît exponentiellement avec la profondeur, soit :

$$R_{DS} \propto f(\Delta r)e^{-ct/l_e} \quad (2.29)$$

À cette contribution de diffusion simple s'ajoute celle due à la diffusion multiple. En particulier, aux temps longs devant l_e/c , nous entrons dans le régime diffusif, ce qui implique que le volume isochrone n'est plus assimilable à une simple tranche. Celui-ci devient un « nuage », appelé couramment « halo diffusif », de taille caractéristique $\mathcal{L} + 2\sqrt{2Dt}$. Nous retrouvons dans cette formule la constante de diffusion D , dont la mesure fait l'objet de la partie suivante. Dans le cas limite du régime de diffusion pleinement établi, la propagation des ondes devient totalement isotrope et la fonction de corrélation du champ rétrodiffusé suit une loi en sinus cardinal, de telle sorte que la distance de corrélation minimum est d'environ $\lambda/2$:

$$R_{DM} \propto \text{sinc}(k\Delta r) (1 - e^{-ct/l_e}) \quad (2.30)$$

La principale difficulté de cette modélisation consiste à décrire précisément la transition entre les régimes de diffusion simple et de diffusion multiple, lorsque la prépondérance initiale de la partie cohérente subit une transition vers un champ totalement diffus. Physiquement, l'évolution temporelle de d_c est gouvernée par celle du volume isochrone : tout d'abord de façon balistique (dépendance en t), puis progressivement de façon diffuse (dépendance en \sqrt{t}). Cette transition implique à la fois la forme du transducteur la microstructure, via la taille de grain γ et les paramètres de transport l_e et D .

Étant donné qu'aux temps longs, le régime de diffusion est toujours pleinement établi à un instant donné, l'évolution temporelle attendue de la distance de corrélation consiste en sa décroissance jusqu'à une valeur limite de l'ordre de $\lambda/2$. Mais la dynamique exacte de cette évolution est complexe. En nous restreignant au cas idéalisé d'un faisceau plan impulsif, un exemple de modélisation simpliste pourrait consister à écrire la fonction de corrélation du champ rétrodiffusé comme la somme des deux contributions, le premier terme décrivant l'extinction progressive de la réflexion du champ cohérent sur la microstructure, tandis que le second gouverne l'apparition progressive du régime pleinement diffus :

$$R_{tot} = R_{DS} + R_{DM} = f(\Delta r)e^{-ct/l_e} + \text{sinc}(k\Delta r)(1 - e^{-ct/l_e}) \quad (2.31)$$

Si l'interprétation physique de cette modélisation est résumée par ce raisonnement simple, le calcul exact de la fonction f et la mise en relation de la décroissance temporelle de d_c avec la taille caractéristique γ de la microstructure fait partie des perspectives de ce travail de thèse. Elle pourrait notamment fournir un nouvel outil de caractérisation.

2.4.5 Conclusion sur la mesure de d_c

Dans cette partie, nous avons étudié les variations spatiales de l'onde incohérente, soit l'onde éliminée par la moyenne d'ensemble. Cette étude a permis de définir un paramètre caractéristique que nous nommons distance de corrélation du champ incohérent et notons d_c . Il représente la distance caractéristique de diminution de la similarité de deux signaux reçus par un capteur linéaire multiéléments. Cette décroissance a été modélisée par une fonction exponentielle, ce qui a permis de définir d_c .

Inversement au cas du libre parcours moyen élastique de la partie précédente, la présence des échos de fond apparaît ici comme une limite lors de la détermination du paramètre. Il a été nécessaire d'effectuer un traitement des signaux pour ne garder que les composantes incohérentes de l'onde rétrodiffusée. Cependant, à cause des déformations subies par le front d'onde se propageant dans le milieu diffuseur, ce traitement n'a pas été entièrement efficace.

De plus, la persistance des échos de fond fausse la régression exponentielle utilisée pour déterminer la valeur de d_c , et empêche d'observer convenablement son évolution temporelle. Pour résoudre cette seconde difficulté, l'étape de découpage des signaux en tranches temporelles pourrait être couplée à une détection des échos de fond pour ignorer les temps de vol correspondant et ne conserver que le champ hors de ces instants.

Il est à noter que le choix de l'approche exponentielle a été effectué sur la seule base de sa similarité avec les variations de l'indice de corrélation $\varepsilon(\delta)$ mesuré. En effet, dans la littérature, des modèles de corrélations utilisent des fonctions exponentielles (Zimnyakov et al., 1997) mais également gaussiennes (Wagner et al., 1983). Les résultats expérimentaux ayant été bien reproduits grâce à une fonction exponentielle, aucune étude approfondie n'a été effectuée à ce sujet durant ces travaux de thèse.

Pour terminer l'analyse de la corrélation de champ rétrodiffusé, nous avons présenté succinctement une perspective de ce travail, consistant à la modélisation de l'évolution temporelle de d_c , ce qui permettrait de relier ce paramètre aux propriétés intrinsèques de la microstructure.

2.5 Mesure de la constante de diffusion

Dans cette partie, la mesure du troisième et dernier paramètre de transport est présentée. Il s'agit de la constante de diffusion D . Elle caractérise la vitesse de propagation de l'énergie ultrasonore en régime diffusif et apparaît dans l'approximation de la diffusion, qui a fait l'objet du paragraphe 1.3.3.3.

Dans la littérature, la valeur de D est souvent mesurée en comparant une solution de l'équation de la diffusion avec l'expérience. Un ajustement de l'intensité transmise au cours du temps est alors effectué en modifiant la valeur de D en entrée de la simulation. Sa valeur est alors déterminée lorsque l'évolution de l'intensité mesurée est correctement reproduite par le modèle. Cette approche est utilisée dans les milieux de synthèse (Page et al., 1995), mais également dans les aciers (Ramuhalli et al., 2010), les bétons (Anugonda et al., 2001; Becker et al., 2003; Ramamoorthy et al., 2004), ou autres milieux diffusants (Weaver, 1998).

Dans notre cas, nous nous sommes intéressés au phénomène de *rétrodiffusion cohérente*, également appelé *localisation faible*. Ce phénomène apparaît en présence d'un milieu désordonné et est une signature indéniable de la présence de diffusion multiple. Pour l'observer, nous étudions la répartition angulaire de l'intensité moyenne rétrodiffusée. Expérimentalement, il se traduit par l'apparition d'une surintensité reçue dans le voisinage de la direction incidente (*cône de rétrodiffusion cohérente*). L'étude de la dynamique de cette surintensité permet de déterminer la valeur de D .

Dans les deux premières sections, nous abordons le sujet de manière théorique. Dans les troisième et quatrième sections, nous présentons deux post-traitements appliqués à la matrice de réponse K permettant de mettre en évidence le cône de rétrodiffusion cohérente. La première méthode, que nous qualifions de *directe*, est basée sur un calcul de l'intensité des signaux enregistrés par les éléments du capteur sans traitement préalable. La seconde est quant à elle basée sur un algorithme de formation d'ondes planes qui précède le calcul de l'intensité. Les avantages et inconvénients, ainsi que les moyens d'obtention de D , seront détaillés pour chacune des deux méthodes.

2.5.1 Rappels sur le régime diffusif

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, après une propagation sur une distance supérieure à plusieurs libres parcours moyens, le régime de diffusion multiple devient dominant et l'onde moyennée sur le désordre est très fortement atténuée. En effet, l'énergie a été progressivement transférée à l'onde incohérente. Ceci entraîne l'apparition d'un halo d'énergie, appelé *halo diffusif*. Dans le régime diffusif, ce halo se propage sans direction préférentielle, de manière

analogue à une marche aléatoire (Page et al., 1995). Sa densité moyenne d'énergie $W(\mathbf{r}, t)$ calculée en un point \mathbf{r} et à un instant t est régie par l'équation :

$$\frac{\partial W(\mathbf{r}, t)}{\partial t} - D\Delta W(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (2.32)$$

La constante de diffusion D détermine donc la vitesse de propagation de l'énergie ultrasonore dans le milieu complexe. Dans le cadre de la propagation isotrope du halo diffusif, cela signifie que la valeur de D caractérise la vitesse d'étalement du halo.

En utilisant un raisonnement intuitif nous pouvons appréhender son lien avec la force de diffusion d'un milieu complexe. En effet, nous savons qu'à taille de grain égale, une montée en fréquence va entraîner une augmentation du nombre de diffusions au sein du milieu ; ce comportement étant d'ailleurs le même si la taille des hétérogénéités augmente pour une fréquence fixée. Plus les ondes vont subir de déviations, plus leur progression dans le milieu va être ralentie. Dans ce cas, l'énergie va se répartir plus lentement dans le milieu, ce qui implique une diminution de la valeur de D .

2.5.2 La rétrodiffusion cohérente

La rétrodiffusion cohérente est un phénomène qui a tout d'abord été étudié dans le domaine de l'optique (Kuga & Ishimaru, 1984; Wolf & Maret, 1985; Akkermans et al., 1986; Labeyrie et al., 2000) avant d'être mise en évidence dans d'autres domaines, dont l'acoustique (Tourin et al., 1997; Sakai et al., 1997) grâce à l'utilisation des capteurs multiéléments.

L'adjectif « cohérente » a ici un sens différent par rapport à l'étude du champ cohérent. En effet, cette appellation provient de l'origine du phénomène, à savoir des interférences constructives entre des chemins de diffusion particuliers à l'intérieur du milieu.

Le phénomène de rétrodiffusion cohérente est commun à tous les types d'ondes et met en évidence la persistance des effets d'interférence entre les ondes diffusées malgré le désordre introduit par la diffusion multiple. Ces interférences se manifestent par une intensité double lorsque la source et le récepteur sont confondus. Elles sont correctement prédites par l'équation de Bethe-Salpeter, mais pas par la théorie du Transfert Radiatif. Le *cône de rétrodiffusion cohérente* est une figure caractéristique de ce phénomène.

L'exploitation du cône a fait l'objet de nombreuses études visant à caractériser la propagation des ondes acoustiques (Derode et al., 2005; Aubry et al., 2008) et sismiques (Larose et al., 2004) dans les milieux hétérogènes. Une problématique similaire est applicable au CND (Shahjahan et al., 2012).

Nous verrons comment son étude permet dans notre cas de remonter jusqu'au paramètre D dans les aciers polycristallins.

2.5.2.1 Intensité moyenne rétrodiffusée

Lors d'une expérience de rétrodiffusion cohérente, la quantité étudiée est l'intensité rétrodiffusée moyennée sur le désordre. Nous nous intéressons plus particulièrement à sa répartition angulaire à l'aide d'un capteur multiéléments. Au cours de sa propagation dans un milieu complexe, une onde émise par un élément E et reçue par un élément R va être diffusée un certain nombre de fois. De nombreux chemins de diffusion vont alors être parcourus entre ces deux transducteurs. La figure 2.22 représente le cas de deux chemins p et q particuliers. Sur ce schéma et les suivants, nous avons illustré le cas de diffuseurs discrets plongés dans un milieu homogène, pour visualiser simplement le phénomène. En effet, dans cette situation, un évènement de diffusion correspond à un unique diffuseur. Cependant, le raisonnement est le même dans les solides polycristallins ou autres milieux diffuseurs continus.

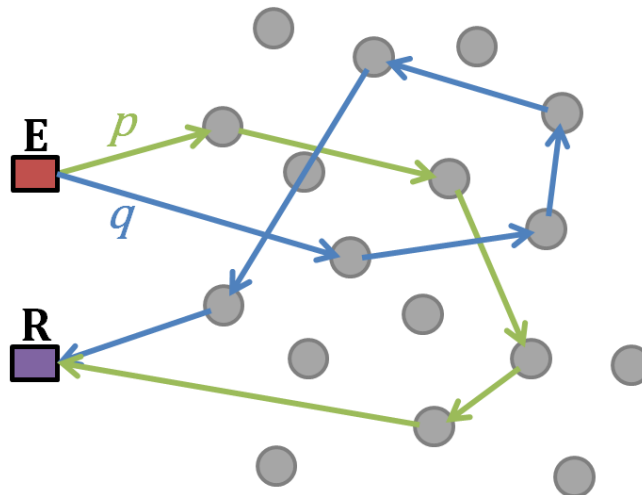


Figure 2.22 : Représentation de deux chemins de diffusion non corrélés, entre un élément émetteur E et un élément récepteur R d'un capteur linéaire ultrasonore.

Le signal enregistré par l'élément R se décompose en la somme des amplitudes de chacune des ondes partielles ayant emprunté les différents chemins de diffusion provenant de l'émetteur E. En notant $A_p(t)$ l'évolution temporelle du signal lié à une onde ayant emprunté le chemin p , l'expression du signal reçu total est :

$$S(t) = \sum_p A_p(t) \quad (2.33)$$

Nous définissons l'intensité mesurée comme le carré de la valeur absolue de $S(t)$:

$$I(t) = |S(t)|^2 = \left| \sum_p A_p(t) \right|^2 \quad (2.34)$$

Soit, en décomposant l'expression pour faire apparaître les deux chemins p et q :

$$I(t) = \sum_p |A_p(t)|^2 + \sum_p \sum_{q \neq p} A_p^*(t) A_q(t) \quad (2.35)$$

En prenant la moyenne d'ensemble de cette dernière équation, nous obtenons finalement l'expression de l'intensité moyenne rétrodiffusée :

$$\langle I(t) \rangle = \sum_p \langle |A_p(t)|^2 \rangle + \sum_p \sum_{q \neq p} \langle A_p^*(t) A_q(t) \rangle = I_{inc} + I_{coh} \quad (2.36)$$

Le premier terme de la relation correspond à l'intensité dite *incohérente*. En effet, il correspond à la somme des intensités individuelles de chacun des chemins. En champ lointain (notion développée dans le paragraphe 2.5.2.3), l'intensité incohérente ne présente pas de variations angulaires et apporte donc une contribution plate à la répartition angulaire de l'intensité moyenne.

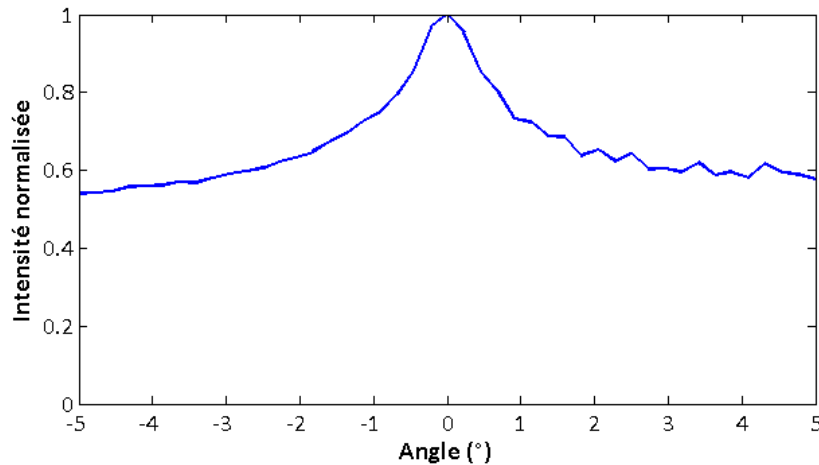


Figure 2.23 : Répartition angulaire de l'intensité rétrodiffusée après application de la moyenne sur le désordre. Ce profil caractéristique porte le nom de *cône de rétrodiffusion cohérente*. Ces données sont obtenues dans l'acier moulé à la fréquence 2 MHz.

Cette intensité est dite incohérente par opposition au second terme, l'intensité *cohérente*, qui résulte de l'interférence entre deux chemins p et q distincts. En considérant ces chemins comme étant non corrélés entre eux, les différences de phase entre deux chemins sont des variables aléatoires sans corrélations (figure 2.22).

Cette hypothèse implique que deux chemins qui diffèrent d'au moins une position de diffusion sont indépendants. Dans ce cas, la moyenne d'ensemble devrait annuler I_{coh} et il ne resterait de l'équation (2.36) que le terme I_{inc} . Cependant, en effectuant cette moyenne sur des mesures expérimentales, il apparaît une surintensité dans la direction incidente initiale (Tourin et al., 1997; Mamou, 2005). Cette surintensité est appelée *cône de rétrodiffusion cohérente*. Un exemple de cône obtenu dans l'échantillon d'acier moulé à l'aide d'une onde incidente émise à 2 MHz est reporté sur la figure 2.23.

2.5.2.2 Chemins réciproques

Pour comprendre d'où provient cette surintensité, il faut se tourner vers le principe de réciprocité appliqué aux milieux à microstructure complexe. En effet, celui-ci stipule que pour toute onde se propageant selon un chemin quelconque, une onde incidente dans la direction opposée suivra alors le même chemin en sens inverse. Les deux chemins ainsi définis sont appelés *chemins réciproques*. Un exemple de ce type de chemin est représenté sur la figure 2.24.

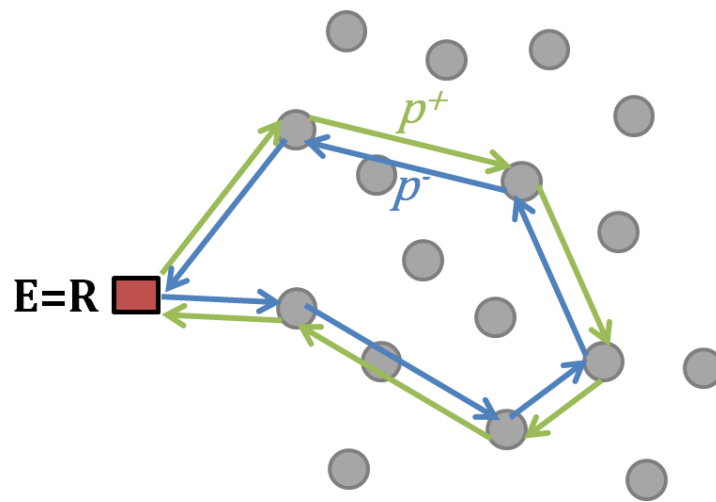


Figure 2.24 : Représentation de deux chemins de diffusion réciproques qui résistent à la moyenne d'ensemble de l'intensité. Le chemin p^+ est identique au chemin p^- mais sa direction de propagation est opposée.

La présence du cône de rétrodiffusion cohérente est intimement liée à l'emprunt de chemins réciproques par l'onde incidente. De plus, il est notable qu'il suffit de seulement deux diffuseurs pour définir un couple réciproque. La présence d'un unique évènement de diffusion dans

le milieu n'est pas suffisante. De ce fait, la rétrodiffusion cohérente est bien un phénomène caractéristique de la diffusion multiple. Son obtention renseigne sans ambiguïté sur la présence de ce type de contribution dans le bruit de structure. Cependant, la diffusion simple ne devenant négligeable qu'après une certaine durée de propagation des ondes dans le milieu, la visualisation du cône de rétrodiffusion est une condition nécessaire, mais pas suffisante au fait que le régime diffusif puisse être considéré comme établi. Pour vérifier ce point, il est nécessaire d'étudier la dynamique du cône, comme effectué dans le paragraphe 2.5.3.2.

2.5.2.3 Différence de marche des couples réciproques

Dans le cadre de cette thèse, nous étudions la rétrodiffusion cohérente en champ lointain. Le champ proche permet de visualiser une surintensité appelée *pic de rétrodiffusion cohérente*, ayant des propriétés différentes du cône observé en champ lointain (Aubry, 2008), mais une telle mesure n'est pas adaptée à notre configuration expérimentale. En effet, une des limites à l'observation du cône dans des échantillons en acier est la présence des échos de surface. Ces échos correspondent aux allers-retours entre le capteur et la pièce. En champ proche, ceux-ci sont plus rapprochés et empêchent donc de mettre en évidence la surintensité de manière convenable.

Dans cette configuration champ lointain, nous expliquons ici le calcul de la différence de phase entre les deux chemins d'un couple réciproque. Le trajet dans la pièce étant le même pour les deux chemins, il suffit de calculer la différence de marche due à la différence entre les directions d'émission et de réception.

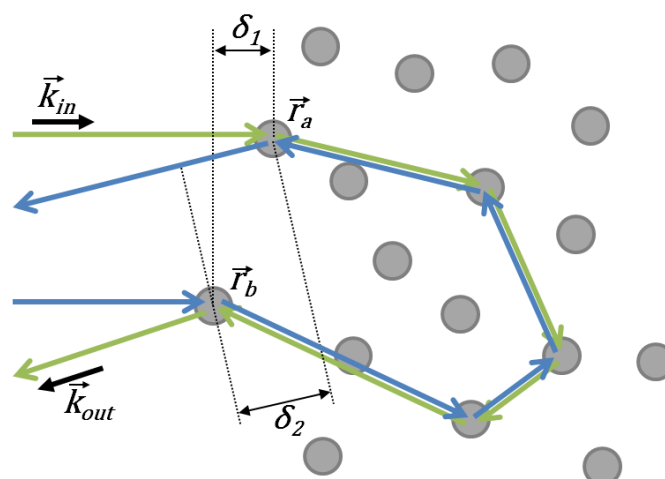


Figure 2.25 : Calcul de la différence de phase entre deux chemins réciproques en champ lointain.

La figure 2.25 illustre les deux termes restant à déterminer, où \mathbf{k}_{in} et \mathbf{k}_{out} sont les vecteurs d'onde incident et sortant et \mathbf{r}_a et \mathbf{r}_b sont les positions où ont lieu la première et la dernière diffusion. La différence de marche totale est donc la somme des deux termes δ_1 et δ_2 :

$$\delta_{tot} = \delta_1 + \delta_2 \quad (2.37)$$

avec :

$$\begin{cases} \delta_1 = \mathbf{k}_{in} \cdot (\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b) \\ \delta_2 = \mathbf{k}_{out} \cdot (\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b) \end{cases} \quad (2.38)$$

soit :

$$\delta_{tot} = (\mathbf{k}_{in} + \mathbf{k}_{out}) \cdot (\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b) \quad (2.39)$$

L'expression de cette différence de marche totale nous indique qu'elle possède deux racines. Il y a interférence constructive entre deux chemins réciproques quand :

- $\mathbf{r}_a = \mathbf{r}_b$: les première et dernière positions de diffusion sont identiques (diffusion récurrente). La contribution de ce terme est analogue à celle des chemins de diffusion simple. Sa contribution est indépendante des directions incidentes et réfléchies. De ce fait, sa dépendance angulaire est inexistante, ce qui amène une contribution plate à l'intensité moyenne rétrodiffusée, de manière analogue au terme I_{inc} de l'équation (2.36).
- $\mathbf{k}_{in} = -\mathbf{k}_{out}$: La direction réfléchie est la même que la direction incidente. Quelles que soient les positions du premier et du dernier diffuseur, il y a donc toujours des interférences constructives dans la direction d'incidence. Un surplus d'énergie est alors reçu par l'élément émetteur par rapport aux autres éléments du capteur.

C'est la seconde solution qui mène à l'apparition du pic de rétrodiffusion cohérente. Dans cette situation, nous avons alors $I_{coh} \approx I_{inc}$ impliquant une intensité moyenne reçue deux fois plus élevée sur l'élément émetteur. Un facteur légèrement inférieur à 2 est retrouvé expérimentalement, comme illustré précédemment sur la figure 2.23. Ce facteur légèrement inférieur est essentiellement dû au fait que I_{coh} n'est pas totalement nul loin de la direction de rétrodiffusion, en raison des contributions plates de la solution, et également au terme de diffusion récurrente. Cette dernière, de l'ordre de $1/kl^*$ (Wiersma et al., 1995), est négligeable dans nos échantillons.

Nous voyons cependant sur cette même figure que la surintensité n'existe pas uniquement sur l'élément émetteur mais que le cône possède une certaine largeur angulaire. En effet la différence de marche δ_{tot} est nulle dans la direction incidente, mais en dehors de cette direction particulière, elle est différente de zéro et dépend des positions \mathbf{r}_a et \mathbf{r}_b . En notant θ l'angle

$(\mathbf{k}_{in}, \mathbf{k}_{out})$, Mamou (Mamou, 2005) a évalué le secteur angulaire $\Delta\theta$ dans lequel des interférences constructives ont lieu grâce à la condition :

$$(\mathbf{k}_{in} + \mathbf{k}_{out}) \cdot (\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b) < 1 \quad (2.40)$$

soit :

$$\Delta\theta \approx \frac{\lambda}{|\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b|} \quad (2.41)$$

C'est donc dans ce secteur angulaire que I_{coh} contribue de manière significative à l'intensité.

2.5.2.4 Propriétés dynamiques du cône de rétrodiffusion cohérente

Pour obtenir le cône de la figure 2.23, l'intensité totale des signaux enregistrés a été intégrée, menant à un résultat indépendant du temps. Cependant, en étudiant la variation de la largeur du cône avec le temps, il est possible d'accéder à des informations supplémentaires sur le milieu. Dans notre étude, nous allons nous intéresser à l'établissement du régime diffusif et à la détermination de la constante de diffusion D .

D'après l'équation (2.41), la taille du secteur angulaire dans lequel il est possible d'observer une surintensité est inversement proportionnelle à la distance entre le premier et le dernier diffuseur d'un couple de chemins réciproques. Quand le régime diffusif est établi, nous savons que le halo d'énergie ultrasonore s'étend dans le milieu en suivant l'équation (2.32). Or, la solution de cette équation, bien que dépendante des conditions aux limites de la configuration considérée, suit une loi caractéristique en $1/\sqrt{Dt}$ (Carslaw & Jaeger, 1959). De ce fait, la taille du halo diffusif suit une loi proportionnelle à \sqrt{Dt} . Cette dernière expression représente donc une estimation à l'instant t de la distance typique entre le premier et le dernier diffuseur. En conclusion, l'évolution de la section angulaire $\Delta\theta$ peut s'écrire de manière approximative :

$$\Delta\theta(t) \propto \frac{1}{k\sqrt{Dt}} \quad (2.42)$$

Comme la taille du halo diffusif augmente au cours du temps, nous nous attendons à une évolution décroissante de la largeur du cône de rétrodiffusion cohérente. La figure 2.26 montre un exemple de cône dynamique, correspondant au cône statique de la figure 2.23, mesuré dans l'acier moulé à 2 MHz. Lors de cette mesure effectuée avant les deux campagnes de mesure principales, le capteur 1791 (cf. tableau 2.4) avait été utilisé et placé à une distance $h = 140 \text{ mm}$ de la pièce, dans le but d'obtenir une résolution angulaire satisfaisante (cf. section 2.5.3.4).

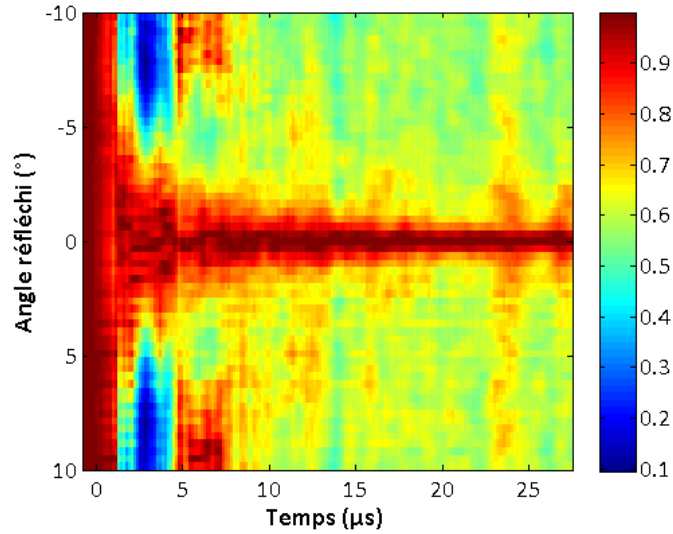


Figure 2.26 : Cône de rétrodiffusion cohérente mis en évidence dans l'échantillon d'acier moulé à 2 MHz par méthode directe (cf 2.5.3.1). Pour le visualiser aux temps longs, la répartition angulaire de l'intensité moyenne rétrodiffusée est normalisée à chaque pas de temps par son maximum reçu à cet instant le long du capteur linéaire.

L'amplitude du champ s'atténuant au cours du temps, il est nécessaire d'appliquer une normalisation des signaux angulaires pour pouvoir observer le cône aux temps longs. Dans la suite de ce chapitre, une normalisation par le maximum d'intensité le long de la barrette à cet instant est effectuée à chaque pas de temps.

Nous pouvons remarquer que malgré une augmentation du bruit environnant au cours du temps, le cône reste au-dessus de celui-ci, d'un facteur proche du facteur théorique égal à 2.

C'est en mesurant l'affinement de la largeur du cône que nous pouvons accéder à une mesure de la constante de diffusion. L'inverse du carré de la mi-largeur du cône à mi-hauteur suit en effet une loi linéaire en fonction du temps (équation (2.42)) :

$$\Delta\theta^{-2} \propto k^2Dt \quad (2.43)$$

Grâce à la régression linéaire $\Delta\theta^{-2} = f(t)$, la valeur de D peut donc être mesurée. Le facteur de proportionnalité dépend de la configuration expérimentale.

Dans la suite de cette partie, nous présentons deux post-traitements qu'il est possible d'appliquer à la matrice de réponse en vue de mettre en évidence le cône dynamique et ainsi d'accéder à une valeur expérimentale de D . La première consiste à calculer directement l'intensité reçue par chacun des éléments de la barrette, et la seconde s'effectue en utilisant un algorithme de formation de voies par ondes planes, qui permet de simuler une configuration en champ lointain.

2.5.3 Méthode n°1 : Mise en évidence directe du cône

2.5.3.1 Mesure de l'intensité moyenne rétrodiffusée

La première méthode permettant de mettre en évidence le cône de rétrodiffusion cohérente consiste à calculer directement l'intensité des signaux $k_{er}(t)$ enregistrés par le capteur linéaire. Dans un premier temps, ceux-ci sont tous recalés temporellement afin de compenser les différences de temps d'arrivée Δt_{er} dues aux fronts d'ondes cylindriques émis par chacun des transducteurs en émission. L'origine de la base de temps est ajustée par la même occasion de manière à correspondre avec l'instant de l'écho d'entrée de l'onde dans le milieu diffuseur.

$$k_{er}^{rec}(t') = k_{er}(t - \Delta t_{er}) \quad (2.44)$$

Pour illustrer l'effet de cette étape de recalage, l'exemple de l'émission par l'élément n°30 du capteur 1812 (3 MHz) dans la plaque GG est illustré sur la figure 2.27.

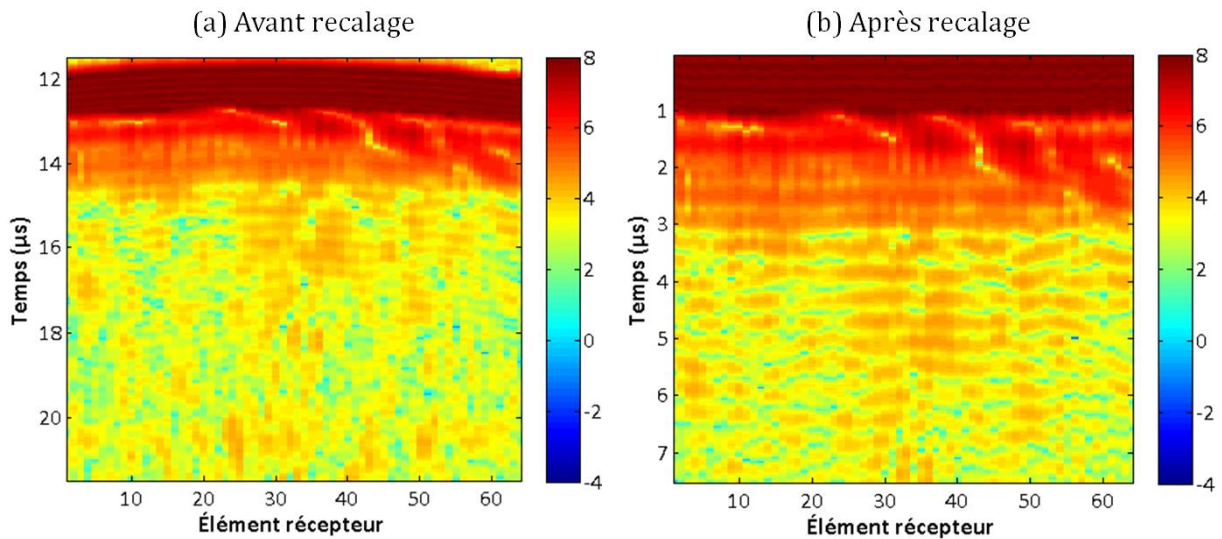


Figure 2.27 : Zoom sur l'écho d'interface avant (a) et après (b) correction temporelle appliquée aux signaux reçus par la barrette ultrasonore, pour compenser la différence de temps de vol lors de l'émission d'une onde cylindrique.

Dans un second temps, chacun de ces signaux est découpé en tranches temporelles grâce à une fenêtre glissante analogue à celle présentée dans le paragraphe 2.4.3.1, caractérisée par son début T et sa largeur δt . L'expression des tranches ainsi obtenues est :

$$k_{er}(t - \Delta t_{er})_{t - \Delta t_{er} \in [T; T + \delta t]} \quad (2.45)$$

Dans un troisième temps, l'intensité de chacune de ces tranches de signaux est calculée en y intégrant le carré du signal.

La dernière étape consiste à effectuer une moyenne d'ensemble sur l'intensité reçue. Dans notre configuration, il est possible de travailler sur plusieurs variables de la matrice K . Tout d'abord, à chaque pas de temps, la moyenne est prise sur les couples (e, r) correspondant au même angle rétrodiffusé θ , où θ est défini de la manière suivante :

$$\theta = \tan^{-1} \left[(e - r) \frac{p}{h} \right] \quad (2.46)$$

avec e et r les indices des éléments, p le pas du réseau de transducteur et h la hauteur de couplant. Ensuite, comme dans les parties précédentes, une autre moyenne peut être effectuée sur les P matrices K enregistrées à différentes positions du capteur. Nous obtenons alors l'expression finale de l'intensité moyenne rétrodiffusée, en fonction des signaux élémentaires de K :

$$I_1(\theta, T) = \left\langle |k_{er}(t - \Delta t_{er})|^2_{t - \Delta t_{er} \in [T; T + \delta t]} \right\rangle_{\theta \leftrightarrow (e, r), P} \quad (2.47)$$

Dans la suite, l'indice « 1 » sera utilisé pour se rapporter à cette méthode directe tandis que l'indice « 2 » qualifiera la méthode par formation de voies.

Le résultat de ce post-traitement appliqué à la plaque d'acier GG à 3 MHz est illustré sur la figure 2.28. Nous retrouvons bien sur cette figure la décroissance de la largeur du cône au cours du temps. Le premier écho de fond, présent aux alentours de 8 μ s est également visible.

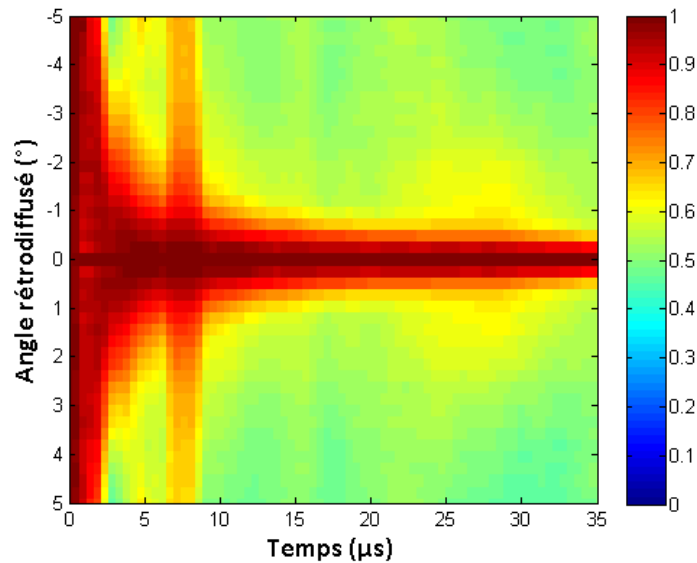


Figure 2.28 : Résultat de la méthode directe de mise en évidence du cône dynamique appliquée aux signaux enregistrés dans la plaque GG à 3 MHz.

2.5.3.2 Applicabilité de l'approximation de la diffusion

Une fois le cône dynamique obtenu, il reste un élément à vérifier avant de pouvoir effectuer le calcul de D . En effet, par définition, D caractérise la vitesse de propagation de l'énergie ultrasonore dans l'approximation de la diffusion. Cela n'a donc aucun sens de chercher à calculer sa valeur si le régime diffusif n'est pas installé, car dans ce cas l'équation (2.42) n'est pas applicable. Pour vérifier ce dernier point, nous allons calculer la pente de la courbe $\log(\Delta\theta) = f(\log(T))$. En théorie, lorsque le régime diffusif est établi, cette relation s'exprime :

$$\log(\Delta\theta) = C^{te} - \frac{1}{2}\log(T) \quad (2.48)$$

où la constante C^{te} dépend de k , D et du facteur de proportionnalité de l'équation (2.43). Les résultats de cette régression pour les deux cônes des figures 2.26 et 2.28 sont reportés sur la figure 2.29. Pour rappel, ces deux configurations correspondent respectivement à une mesure à 2 MHz dans l'acier moulé et une mesure à 3 MHz dans l'acier forgé à gros grains.

L'écho de fond n'étant pas visible dans le cas de la manipulation à 2 MHz dans l'acier moulé, la régression est effectuée sur toute la plage de variation de cône. Cependant, pour le cône enregistré à 3 MHz dans l'acier forgé, la présence de l'écho de fond rend difficile l'interprétation de la décroissance de la largeur du cône. En effet, l'onde réfléchie à l'intérieur de la pièce va interagir avec le milieu diffuseur de manière analogue à une nouvelle onde incidente venant de l'extérieur de la pièce et générant ainsi un cône secondaire qui se superpose au cône principal. Pour cette raison, la régression n'est calculée que dans l'intervalle de temps précédent cet écho.

Nous trouvons une pente de -0,49 dans l'acier moulé à 2 MHz, contre -0,77 dans l'acier forgé à 3 MHz. Cela signifie qu'à 2 MHz, le régime diffusif est déjà établi dans l'acier moulé, et que le calcul de D a un sens. Dans l'acier forgé à 3 MHz, ce résultat signifie que bien que la diffusion multiple soit présente (visualisation d'un cône) elle n'est pas encore totalement dominante. L'évolution de l'énergie ultrasonore dans le milieu serait donc plus précisément décrite par l'équation du transfert radiatif.

Dans le second cas, et en négligeant l'influence non connue de l'écho de fond, nous pourrions penser à continuer le traitement des données en se plaçant aux temps plus longs, pour s'assurer de la prépondérance des effets de diffusion multiple. Cependant, nous voyons sur la figure 2.29(b) que la résolution angulaire n'est pas suffisante pour cela. Aux temps longs, les variations de la largeur du cône sont masquées par la limite de résolution angulaire. Nous reviendrons sur ce point dans le paragraphe 2.5.3.4.

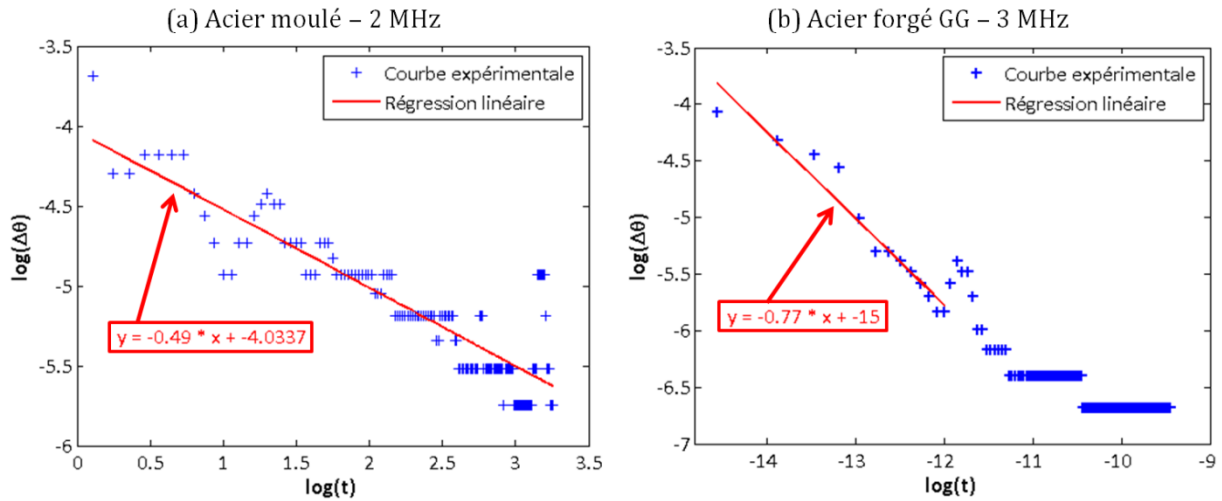


Figure 2.29 : Vérification de l'établissement du régime diffusif dans deux configurations expérimentales. (a) Acier moulé inspecté à 2 MHz. (b) Acier forgé GG à 3 MHz. Le régime de diffusion est établi en théorie pour une pente égale à $-1/2$.

2.5.3.3 Principe de calcul de la constante de diffusion

Comme nous l'avons vu dans l'équation (2.43), la connaissance du facteur de proportionnalité entre $\Delta\theta^{-2}$ et k^2DT permet de remonter à la constante de diffusion. Grâce au formalisme des diagrammes, Mamou a calculé l'expression de l'intensité cohérente lors d'une mesure directe du cône et en a déduit la relation suivante concernant la mi-largeur à mi-hauteur du cône (Mamou, 2005) :

$$\Delta\theta_1(T) = \frac{\Gamma}{k\sqrt{DT}} \quad (2.49)$$

En effectuant une nouvelle régression linéaire $\Delta\theta_1^{-2} = f(T)$, nous pouvons alors relier D à la pente a_1 :

$$D = \frac{\Gamma^2}{k^2} a_1 \quad (2.50)$$

Le facteur de proportionnalité Γ dépend de la configuration considérée. Il dépend de la directivité des transducteurs qui composent le capteur, de la hauteur de couplant h , de la fréquence, et également des libre parcours moyen élastique et de transport. Comme l'a montré Mamou, la connaissance de Γ est importante pour calculer précisément la valeur de D . Cependant son calcul est très sensible à la directivité des éléments du capteur en champ proche et intermédiaire, information qui nous manque en ce qui concerne les barrettes utilisées lors des deux campagnes expérimentales.

2.5.3.4 Limites de la méthode

La méthode directe présentée dans cette section est toutefois limitée par sa résolution angulaire. En effet, celle-ci est définie, dans la limite des petits angles, au rapport p/h du pas du réseau sur la hauteur de couplant.

Il est théoriquement possible d'outrepasser ce problème en éloignant le capteur de l'échantillon. Cependant, la résolution plus fine ainsi obtenue se ferait au prix d'un faible rapport signal sur bruit des signaux enregistrés. En effet, à une plus grande distance, l'émission par un unique élément dans la pièce est peu énergétique, à cause de la faible taille d'un élément transducteur. Il serait alors nécessaire d'appliquer un gain en réception, pouvant s'avérer important pour obtenir une résolution assez fine. L'application d'un tel gain risquerait de déformer les signaux car il tend à amplifier sans distinction l'information utile et les défauts de l'électronique d'acquisition.

Enfin, un dernier inconvénient rencontré lors de l'application de cette méthode concerne le calcul même de la constante de diffusion. En effet, pour obtenir une bonne précision de mesure, il est nécessaire de calculer la valeur de la constante Γ (Mamou, 2005). Cela implique de mettre en place un dispositif expérimental supplémentaire pour chaque capteur, afin de mesurer la directivité de ses éléments en champ proche, et de connaître indépendamment l_e et l^* . Ceci va à l'encontre de l'idée de départ de ce travail, visant à proposer une méthode de détermination des paramètres de transport grâce à une unique manipulation.

Nous verrons dans la section suivante dans quelle mesure ces défauts peuvent être corrigés via l'utilisation de la formation de voies.

2.5.4 Méthode n°2 : Obtention du cône par formation de voies

2.5.4.1 Principe général de la méthode

La seconde méthode développée pour obtenir le cône de rétrodiffusion cohérente grâce à la matrice K consiste à utiliser un algorithme de formation de voies pour reproduire l'émission d'ondes planes, tel que présenté dans la section 2.1.2. L'application de ce type de traitement à l'étude de la rétrodiffusion cohérente a été effectuée par Aubry et al. (Aubry et al., 2007). En utilisant une formation d'ondes planes (figure 2.2(c)), nous nous plaçons ainsi virtuellement en champ lointain, ce qui nous permet de valider de manière certaine la condition $h \gg \sqrt{Dt}$, nécessaire à la visualisation de la diminution de la largeur du cône (Tourin et al., 1997; Aubry, 2008).

Le principe général de la méthode est le même que celui de la méthode directe, à la différence près que l'intensité moyenne n'est pas calculée sur les signaux $k_{er}(t)$ mais sur le résultat de l'application de lois de retard linéaires à la matrice K . De cette manière, il est possible de re-

produire l'émission et la réception selon différents angles d'intérêt. L'avantage par rapport à la méthode directe, où la résolution angulaire rétrodiffusée est fixée par le pas du réseau et la hauteur d'eau, est de pouvoir choisir nous-même les directions rétrodiffusées explorées et donc la résolution angulaire, sous certaines conditions qui seront présentées dans la suite.

De plus, le rapport signal sur bruit est amélioré grâce à cette méthode (Aubry et al., 2007) dans la mesure où pour une direction donnée θ , l'ensemble des signaux contenus dans K va participer à la détermination du signal reçu selon cet angle rétrodiffusé. Pour rappel, le signal obtenu après formation d'ondes planes en émission selon la direction α et en réception selon la direction β est noté $s_{\alpha,\beta}(t)$.

Il est possible d'effectuer le traitement de K dans le domaine temporel ou le domaine fréquentiel. Cependant, dans le domaine temporel, une faible variation angulaire peut entraîner la nécessité d'appliquer un retard de durée inférieure à l'échantillonnage des signaux, obligeant d'effectuer préalablement un sur-échantillonnage de ceux-ci. À l'inverse, dans le domaine fréquentiel, l'application d'une loi de retard quelconque à un signal se traduit uniquement par une multiplication matricielle, plus simple à mettre en œuvre. C'est donc dans ce dernier domaine que nous avons choisi de travailler.

2.5.4.2 Présentation du post-traitement

Dans un premier temps, une transformée de Fourier est appliquée à la matrice $K(t)$ pour obtenir la matrice de réponse $\tilde{K}(f)$ dans le domaine fréquentiel. C'est à cette matrice que vont être appliquées les lois de retard à l'émission et à la réception.

En considérant l'émission d'une onde plane selon l'angle α et la réception des signaux provenant de la direction définie par l'angle β , les lois de retard à appliquer à chaque élément transducteur de la barrette sont calculées en prenant comme référence l'élément numéro 1 :

$$\begin{cases} \tau_{\alpha}(e) = \frac{(e-1)p \sin(\alpha)}{c} \\ \tau_{\beta}(r) = \frac{(r-1)p \sin(\beta)}{c} \end{cases} \quad (2.51)$$

où c est la vitesse de propagation des ondes dans le milieu couplant.

Pour appliquer ces lois à la matrice $\tilde{K}(f)$, il est nécessaire de passer également dans le domaine de Fourier :

$$\begin{cases} \tilde{\tau}_{\alpha}(f, e) = e^{-2i\pi f \tau_{\alpha}(e)} \\ \tilde{\tau}_{\beta}(f, r) = e^{-2i\pi f \tau_{\beta}(r)} \end{cases} \quad (2.52)$$

Grâce à ces lois, nous pouvons calculer le signal $\tilde{s}_{\alpha,\beta}(f)$ enregistré par la barrette après multiplication vectorielle des lois précédentes avec $\tilde{K}(f)$. Dans le même temps, la directivité des éléments $\mathcal{D}_f(\alpha)$ est ici directement corrigée via l'utilisation de la fonction théorique valable en champ lointain :

$$\mathcal{D}_f(\alpha) = \text{sinc}\left(\frac{\pi b f \tan(\alpha)}{c}\right) \quad (2.53)$$

avec b l'ouverture effective d'un élément transducteur. En théorie b est différent du pas du réseau p en raison des effets de couplage qui peuvent exister entre les éléments.

Finalement, nous obtenons l'expression de $\tilde{s}_{\alpha,\beta}(f)$ suivante :

$$\tilde{s}_{\alpha,\beta}(f) = \frac{\tilde{\tau}_\alpha(f, e) \times \tilde{k}_{er}(f) \times {}^t\tilde{\tau}_\beta(f, r)}{\mathcal{D}_f(\alpha)\mathcal{D}_f(\beta)} \quad (2.54)$$

Le signal temporel est alors obtenu simplement en repassant dans le domaine temporel par transformée de Fourier inverse :

$$s_{\alpha,\beta}(t) = TF^{-1}[\tilde{s}_{\alpha,\beta}(f)] \quad (2.55)$$

Toutefois, avant de revenir dans le domaine temporel, le spectre $\tilde{s}_{\alpha,\beta}$ est préalablement filtré dans la bande de fréquence du capteur. En effet, l'application des lois de retard sur les signaux dont l'écho d'entrée est saturé peut introduire des fréquences parasites, notamment aux basses fréquences. L'effet de ce filtrage est illustré sur la figure 2.30.

Sur cet exemple, nous avons reproduit le signal $s_{1,3}(t)$, signifiant une émission dans la direction $\alpha = 1^\circ$ et une réception selon l'angle $\alpha = 3^\circ$. Sans filtrage (figures 2.30(a) et (b)), l'écho d'entrée est fortement déformé et une composante lentement variable s'ajoute au signal. Ces altérations vont ainsi fausser le calcul d'intensité effectué par la suite. Au contraire, le filtrage dans la bande passante du capteur grâce à une fenêtre de Hann permet de retrouver un écho propre et d'éliminer la composante basse fréquence.

Pour obtenir l'intensité moyenne rétrodiffusée $I_2(\theta, T)$ il reste à intégrer $s_{\alpha,\alpha+\theta}(t)$ sur une fenêtre glissante, exactement de la même manière que dans la méthode directe (cf. paragraphe 2.5.3.1), et de prendre la moyenne sur un certain nombre d'angles α . La plage d'angle devant conserver la validité de l'approximation des petits angles, nous nous limitons à l'intervalle $[-5^\circ; 5^\circ]$. Ce résultat final est également moyenné comme chaque fois sur les P positions du capteur.

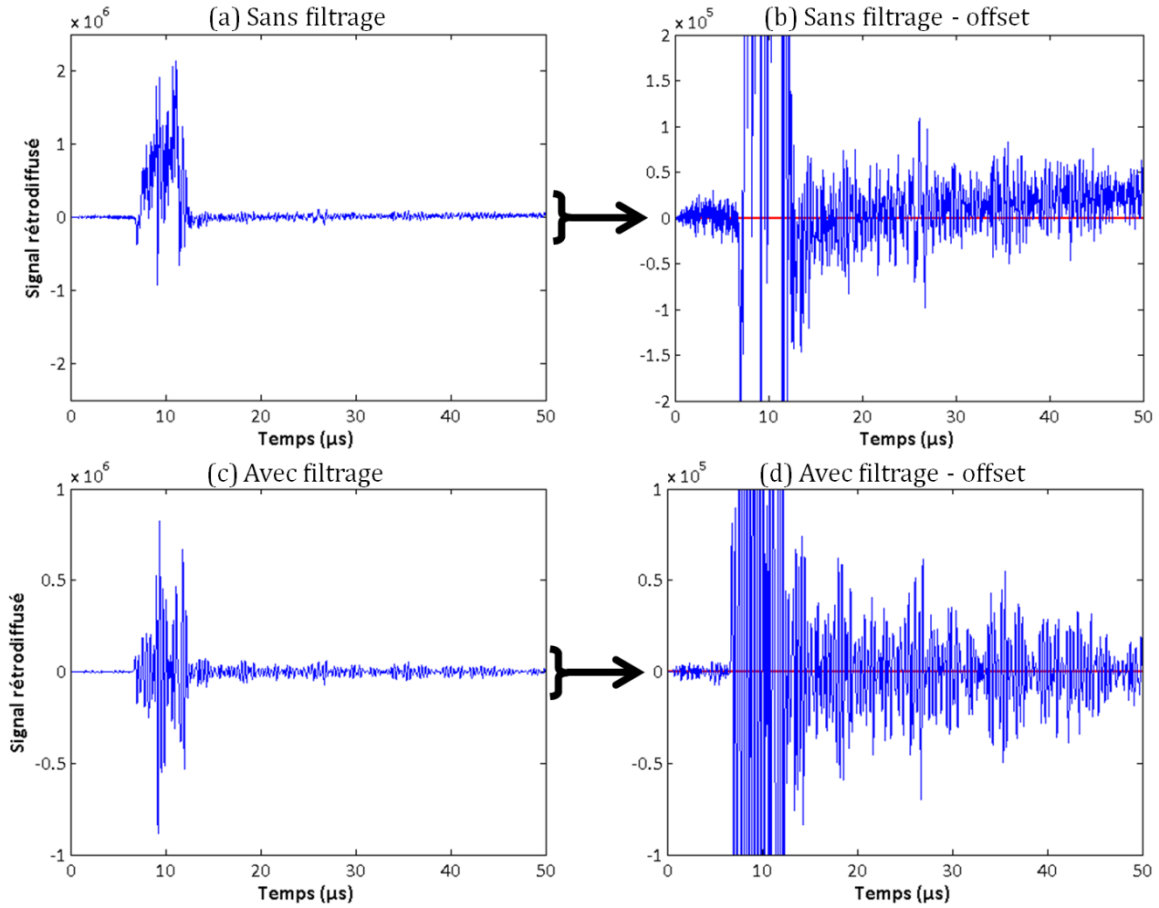


Figure 2.30 : Influence du filtrage du spectre sur le signal temporel obtenu après formation de voies. (a) et (b) Signal non filtré. (c) et (d) Signal filtré.

Nous obtenons l'expression finale :

$$I_2(\theta, T) = \left\langle |s_{\alpha, \alpha + \theta}(t)|^2 \right\rangle_{t \in [T; T + \delta t]} \Big|_{\alpha, P} \quad (2.56)$$

Soit de manière complète en fonction des signaux $k_{er}(t)$ enregistrés :

$$I_2(\theta, T) = \left\langle \left| TF^{-1} \left[\frac{\tilde{\tau}_\alpha(f, e) \times TF[k_{er}(t)] \times {}^t\tilde{\tau}_{\alpha + \theta}(f, r)}{\mathcal{D}_f(\alpha)\mathcal{D}_f(\alpha + \theta)} \right] \right|^2 \right\rangle_{t \in [T; T + \delta t]} \Big|_{\alpha, P} \quad (2.57)$$

2.5.4.3 Résolution angulaire et temps de calcul

Le problème de la résolution angulaire a été abordé dans le cas de la méthode directe décrite dans la section 2.5.3. Sa faible valeur y était un des principaux inconvénients. Nous allons voir dans ce paragraphe comment ce point peut être amélioré par la formation de voies, à condition de bien choisir les capteurs utilisés.

Dans le cadre de la mesure directe du cône de rétrodiffusion cohérente, la résolution angulaire est fixée par le rapport $\Delta\theta_1^{lim} = p/h$. Dans le cadre de la formation de voie, les angles rétrodiffusés θ qui seront considérés sont des données d'entrée du post-traitement. Cela signifie qu'en théorie, la résolution angulaire peut-être aussi fine que nous voulons. Cependant, nous observons que la largeur du cône n'évolue plus aux temps longs. Sur la figure 2.31 sont reportés deux cônes correspondant à la même configuration expérimentale, à savoir l'inspection à 3 MHz de la plaque en acier forgé GG.

Nous pouvons remarquer que bien que la résolution angulaire soit meilleure dans le cas de la formation de voies, la saturation qui apparaît dès 10 μs n'améliore pas la visualisation des variations de la largeur du cône aux temps longs. Elle est même plus mauvaise. En effet, cette limite angulaire dépend de l'ouverture totale du capteur utilisé pour l'enregistrement de la matrice de réponse. D'après les travaux d'Aubry (Aubry et al., 2007), cette limite s'exprime :

$$\Delta\theta_2^{lim} \approx \frac{\lambda}{Np} \quad (2.58)$$

Le capteur utilisé dans les deux cas est le SONO65 (cf. tableau 2.4) d'ouverture $Np = 26.66 \text{ mm}$. Dans ce cas, les limites angulaires valent $\Delta\theta_1^{lim} = 0,24^\circ$ et $\Delta\theta_2^{lim} = 1^\circ$. Cette dernière valeur est bien retrouvée sur la figure 2.31, où nous voyons que la largeur totale du cône à mi-hauteur (amplitude normalisée égale à 0,75) est proche de 1° .

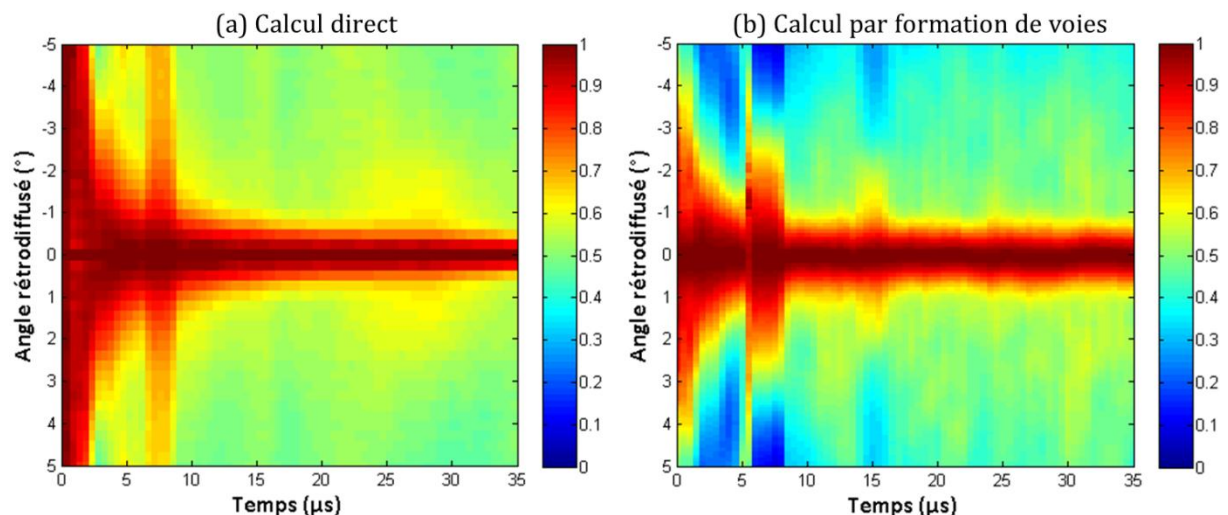


Figure 2.31 : Cône de rétrodiffusion cohérente mis en évidence dans la plaque d'acier forgé à gros grains pour une fréquence de 3 MHz (capteur SONO65). (a) Méthode directe d'obtention du cône. (b) Utilisation de l'algorithme de formation de voies.

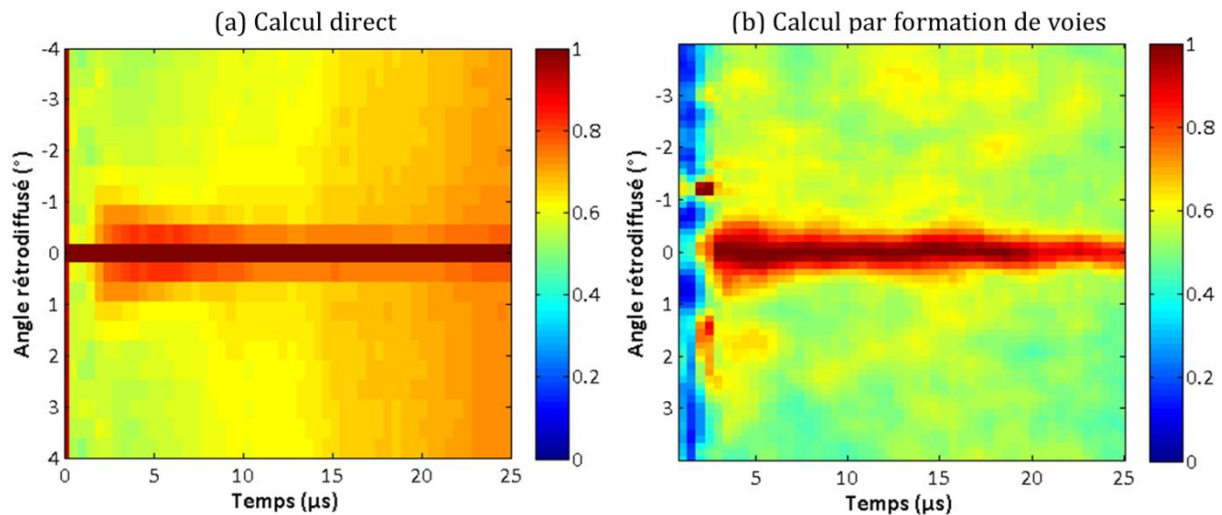


Figure 2.32 : Cône de rétrodiffusion cohérente mis en évidence dans la plaque d'acier moulé pour une fréquence de 7 MHz (capteur n°1813). (a) Méthode directe d'obtention du cône. (b) Utilisation de l'algorithme de formation de voies.

L'utilisation d'un capteur d'ouverture supérieure devrait donc améliorer la résolution angulaire du traitement par formation de voies. Pour vérifier l'applicabilité de cette solution, les deux méthodes d'obtention du cône sont comparées en utilisant les données de la seconde campagne expérimentale lors de laquelle des capteurs plus grands ont été utilisés.

Sur la figure 2.32 sont reportés les résultats des deux post-traitements appliqués à une mesure effectuée à 7 MHz dans la pièce en acier moulé. Dans cette configuration, $Np = 30,1 \text{ mm}$, $p = 0,47 \text{ mm}$ et $h = 60 \text{ mm}$. Cela mène à des angles limites égaux à $\Delta\theta_1^{lim} = 0,45^\circ$ et $\Delta\theta_2^{lim} = 0,21^\circ$. Une nouvelle fois, ces valeurs sont retrouvées sur les résultats. Toutefois, il a ici été possible d'améliorer la résolution grâce à l'utilisation de la formation d'ondes planes.

Cependant, ce gain en performance à un prix. En effet, les temps de calcul sont beaucoup plus importants dans le cas de la méthode numéro 2. Avec la méthode directe, pour un multi-éléments formé de 64 transducteurs, une intensité mesurée sur 30 μs et une moyenne d'ensemble effectuée sur 50 positions du capteur, environ 30 minutes sont nécessaires pour obtenir le cône de rétrodiffusion. Dans le cas de la méthode par formation de voies appliquée à une configuration identique, et en ajoutant la moyenne sur 4 couples d'angles $(\alpha, \alpha + \theta)$ et un pas angulaire de calcul $\delta\theta = 0,15^\circ$, ce sont un peu plus de 3 heures qui sont nécessaires à l'application du post-traitement.

Un dernier point est tout de même à mettre à l'avantage de la formation de voies. En effet, nous avons précisé dans la section 2.4.3 qu'une légère erreur de parallélisme entre le capteur et la pièce avait été détectée lors de l'exploitation des données expérimentales. Or l'utilisation de la formation de voies sous la forme des deux directions $(\alpha, \alpha + \theta)$ permet de passer outre cette incertitude. L'erreur de parallélisme ne doit cependant pas être trop importante, sous peine de

perdre une quantité d'énergie qui peut s'avérer significative lors de l'enregistrement de K , en raison de la taille finie de la barrette.

2.5.4.4 Méthode de calcul de D

Dans le cas de la formation de voies de type ondes planes, Akkermans et al. (Akkermans et al., 1988) ont calculé l'expression de l'intensité cohérente dans les hypothèses de petits angles $p \ll h$, et de temps long $\sqrt{DT} \gg l_e$:

$$I_{coh,2}(\theta, T) \approx I_{coh,2}(T)e^{-DTk^2\theta^2} \quad (2.59)$$

soit

$$\Delta\theta_2^{-2} = \frac{k^2 D}{\ln(2)} T \quad (2.60)$$

Une nouvelle régression linéaire, analogue à celle décrite par l'équation (2.49), permet d'obtenir une pente notée a_2 , et dont la valeur est reliée à D suivant :

$$D = \frac{\ln(2)}{k^2} a_2 \quad (2.61)$$

Contrairement à la formule de la méthode directe, le calcul de la constante Γ n'est pas nécessaire. En effet, en champ proche ou intermédiaire, la prise en compte de la directivité des transducteurs pose problème. En champ lointain, elle peut être corrigée directement au cours de l'algorithme grâce à l'expression théorique de l'équation (2.53).

2.5.4.5 Incertitude de la régression linéaire

La précision de la mesure de la constante de diffusion est intimement liée à la précision de la pente de régression linéaire. Pour estimer l'incertitude de la valeur de D , il est nécessaire de connaître celle de la pente de l'ajustement. Prenons pour exemple l'inspection dans la plaque forgée GG à la fréquence de 3 MHz. Cette configuration correspond au cône présenté sur la figure 2.31(b). La régression correspondant à l'équation (2.61) est représentée sur la figure 2.33. Elle n'a été effectuée que pour les instants précédant l'écho de fond de pièce.

Nous considérons une régression linéaire de la forme :

$$Y_i = aT_i + b + \epsilon_i \quad (2.62)$$

Dans cette expression, chaque couple (T_i, Y_i) correspond à un point i de mesure (en bleu sur la figure 2.33), a et b sont les résultats de la régression, et ϵ_i est l'erreur relative au point i . Cette erreur est supposée indépendante pour chaque point de mesure. L'erreur sur la pente a est alors notée E_a et est définie par la relation suivante (Mamou, 2005) :

$$E_a = \frac{\sum_i (T_i - \bar{T})(\epsilon_i - \bar{\epsilon})}{\sum_i (T_i - \bar{T})^2} \quad (2.63)$$

La grandeur que nous cherchons à évaluer est la variance de E_a , qui s'exprime :

$$Var(E_a) = \frac{1}{n-2} \frac{\sum_i (Y_i - b - aT_i)^2}{\sum_i (T_i - \bar{T})^2} \quad (2.64)$$

où n est le nombre de points de mesure servant à calculer la régression. Dans notre configuration exemple, cela amène une erreur relative d'environ 11 %.

La connaissance de cette variance nous permet finalement d'évaluer l'erreur sur D . En négligeant l'incertitude sur le nombre d'onde, nous trouvons alors pour D le même pourcentage d'erreur que celui de la pente, soit $D = 6,3 \pm 0,7 \text{ mm}^2 \cdot \mu\text{s}^{-1}$.

Il est à noter que l'exemple illustré ici est particulièrement précis. Dans certaines configurations de mesure, l'ajustement linéaire n'est pas aussi bon que celui présenté dans ce paragraphe, pouvant atteindre les 21 % dans le cas le plus défavorable. Les valeurs de D mesurées et leurs incertitudes respectives font l'objet de la section suivante.

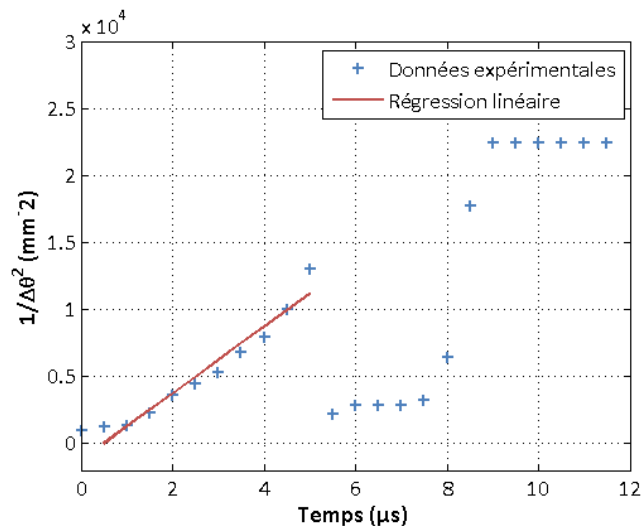


Figure 2.33 : Évolution temporelle de l'inverse du carré de la largeur à mi-hauteur du cône de rétrodiffusion cohérente mesuré dans l'échantillon d'acier forgé à 3 MHz.

Dans les milieux de synthèse habituellement rencontrés dans la littérature, il est possible d'obtenir un intervalle de confiance plus précis ($\approx 5\%$) grâce à l'utilisation d'un très grand nombre de données (Page et al., 1995). Dans notre situation, limitée par la taille de la pièce et la complexité de la microstructure, il n'est pas possible d'obtenir de si bons résultats.

2.5.5 Résultats de mesure de la constante de diffusion

Les résultats des mesures du paramètre D sont regroupés dans le tableau 2.7. Ce dernier contient également les résultats de l'étape de vérification de validité de l'approximation de la diffusion (paragraphe 3.5.3.2). Pour rappel, si cette approximation n'est pas vérifiée, le régime diffusif n'est alors pas installé et c'est le calcul de D lui-même qui est remis en cause. Seules les valeurs de D obtenues par formation de voies sont présentes, en raison de la méconnaissance du facteur Γ lié à la directivité des éléments des capteurs en champ proche.

La première chose à observer est que la constante de diffusion diminue lorsque la fréquence augmente. Cela signifie qu'à plus haute fréquence, la propagation de l'énergie dans le milieu diffuseur est plus lente. Intuitivement, cette évolution peut être interprétée comme le fait que l'onde reste piégée par les phénomènes de diffusion, plus nombreux en raison de la plus faible longueur d'onde. Pour les fréquences les plus basses, dans les plaques d'acier moulé et forgé GG, la valeur de la pente dévie de plus en plus de la valeur théorique $p = -0,5$. Nous pouvons en déduire que le régime diffusif n'est pas encore installé. Ainsi les valeurs de D correspondant à ces fréquences sont à prendre avec réserve.

Fréquence (MHz)		1	2	3	5	7	10	12
Pièce forgée GG	<i>pente</i>	-1,1	-0,67	-0,53	-0,54	-0,49	-0,54	-0,47
	$D(\text{mm}^2 \cdot \mu\text{s}^{-1})$	20 ± 3	$12 \pm 1,4$	$6,3 \pm 0,7$	$4,4 \pm 0,5$	$2,1 \pm 0,4$	$1,9 \pm 0,3$	$1,1 \pm 0,3$
Pièce moulée	<i>pente</i>	-0,65	-0,56	-0,55	-0,49	-0,53	-0,48	-0,56
	$D(\text{mm}^2 \cdot \mu\text{s}^{-1})$	$8 \pm 1,1$	$5,5 \pm 0,7$	$4,6 \pm 0,5$	$3,8 \pm 0,4$	$1,3 \pm 0,2$	$0,28 \pm 0,1$	$0,23 \pm 0,1$

Tableau 2.7 : Résultats de la mesure de la constante de diffusion dans les plaques en acier forgé GG et en acier moulé. Une valeur rouge signifie que le régime diffusif n'est pas encore tout à fait établi et donc que la valeur de D est contestable.

Pour les plus hautes fréquences, nous pouvons observer une très légère déviation de la valeur de la pente. En effet, la variation du cône y est très lente, comme le montre la figure 2.32(b). De ce fait, la mesure de D est plus délicate et donc moins précise.

Dans la plaque forgée PG, comme cela avait été vu dans les parties précédentes, ce n'est que pour les plus hautes fréquences que la diffusion multiple apparaît. Pourtant, même à ces fréquences, elle n'est pas prépondérante et les premiers échos de fond sont visibles et limitent

fortement la visualisation du cône. Pour cette raison, la mesure de D n'a pas été faisable dans cet échantillon.

Enfin, il est intéressant d'observer l'évolution avec la fréquence de la « pente », résultat de l'étude d'applicabilité de l'approximation du régime diffusif. En effet, en régime faiblement diffuseur, tel que dans la plaque forgée à 1 MHz, nous trouvons une pente proche de -1 correspondant à une propagation balistique dans le milieu. Puis, cette pente diminue progressivement jusqu'à atteindre un palier aux alentours de -0,5 signifiant que l'approximation de la diffusion est vérifiée. Cette évolution illustre bien le passage progressif d'un régime où la diffusion simple est dominante à un régime diffusif pleinement établi.

2.5.6 Étude du facteur d'amplification

Au-delà de l'étude de la largeur du cône de rétrodiffusion cohérente, il est également intéressant d'étudier son temps d'apparition. En effet, il faut un temps typique τ_0 pour permettre la visualisation du cône, ce temps caractéristique étant relié aux différents libres parcours moyens. Cependant, pour s'assurer que le régime diffusif soit pleinement établi, un temps plus long est nécessaire.

Pour obtenir une estimation de ce temps d'apparition, il est possible de mesurer le *facteur d'amplification* (Derode et al., 2005) défini comme le rapport de l'intensité rétrodiffusé dans la direction $\theta = 0^\circ$ sur l'intensité du plateau (dans notre cas $\theta = 5^\circ$). Ce facteur permet de quantifier l'importance de la diffusion multiple par rapport à la diffusion simple. Quand la diffusion simple est dominante, ce facteur est égal à 1, puis augmente à mesure que la diffusion multiple apparaît. Il atteint finalement un palier égal à 2, correspondant au facteur décrit précédemment dans le paragraphe 2.5.2.3.

Dans le cas d'échantillons réels tel que les plaques d'acier, ce facteur peut-être difficile à étudier. En effet, comme nous pouvons le voir sur les figures précédentes, le bruit environnant ne forme pas toujours un plateau bien déterminé. De plus, l'établissement du régime diffusif est très rapide à hautes fréquences et il est difficile de distinguer clairement son établissement via ce paramètre.

Nous avons tracé sur la figure 2.34 l'évolution temporelle du facteur d'amplification correspondant à deux mesures. L'une est effectuée dans l'échantillon d'acier forgé à 3 MHz, et l'autre dans l'échantillon d'acier moulé à 7 MHz. Ces configurations correspondent aux cônes illustrés sur les figures 2.31 et 2.32. Nous avons choisi d'utiliser l'algorithme de calcul direct (sous-figures (a)) du cône plutôt que celui par formation de voies (sous-figures (b)) car dans le cas de ce dernier, l'amplitude du plateau y est grandement sous-estimée.

Dans les deux plaques, nous pouvons voir que le facteur d'amplification atteint très rapidement le palier égal à 2, symbolisé par la ligne horizontale rouge. À 3 MHz, le « trou » qui apparaît entre 4 et 9 μs est dû à la présence de l'écho de fond. L'estimation de τ_0 est d'environ 3 μs dans cette configuration. Nous pouvons comparer cette valeur avec le rapport l_e/v_L , ordre de grandeur théorique de ce temps caractéristique. En utilisant la valeur de $l_e \approx 15 \text{ mm}$ mesurée dans la partie 2.3, nous obtenons 2,7 μs , ce qui est cohérent avec la valeur obtenue par cette méthode.

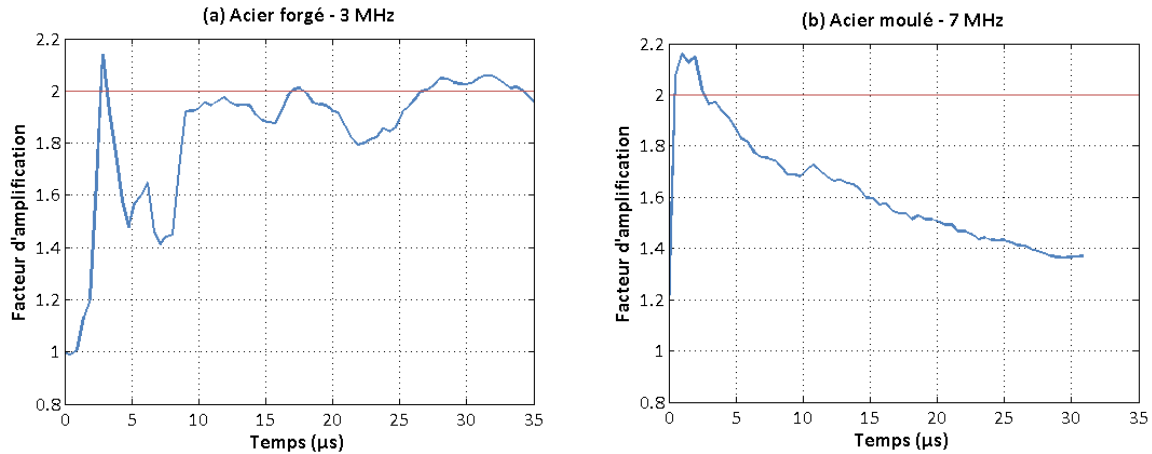


Figure 2.34 : Facteur d'amplification en fonction du temps, mesuré dans les échantillons d'aciers forgés et moulés à 3 MHz (a) et 7 MHz (b).

En ce qui concerne la courbe mesurée dans l'acier moulé, la croissance vers le palier est là encore très rapide. Aux temps longs, une décroissance du facteur d'amplification apparaît. Cela ne signifie pas que le régime diffusif n'est plus établi, mais plutôt que le rapport signal sur bruit devient trop faible pour distinguer le phénomène de rétrodiffusion cohérente de manière générale. Une nouvelle estimation de τ_0 dans cette configuration mène à un ordre de grandeur de 0,5 μs . Malheureusement, la valeur de l_e n'avait pu être mesurée à 7 MHz dans cet échantillon. Nous pouvons toutefois prendre le problème inverse, et nous servir du facteur d'amplification pour obtenir l'ordre de grandeur de l_e . En procédant ainsi, nous obtenons alors $l_e \approx 2,8 \text{ mm}$.

2.5.7 Conclusion sur la mesure de D

Dans cette dernière partie du chapitre 2, nous avons étudié la méthode de mesure de la constante de diffusion D via deux post-traitements appliqués à la matrice de réponse K . Ces méthodes sont toutes les deux fondées sur la rétrodiffusion cohérente, phénomène caractéristique de la présence de diffusion multiple. L'évolution de la largeur du cône de rétrodiffusion cohé-

rente, obtenu en mesurant l'évolution temporelle de la répartition angulaire de l'intensité moyenne rétrodiffusée peut en effet être reliée à D .

Leur différence principale se situe au niveau des signaux utilisés lors du calcul de l'intensité. Dans la première méthode, appelée *méthode directe*, celle-ci est calculée directement sur les éléments $k_{er}(t)$ de K , tandis que dans la seconde, un algorithme de formation de voies par ondes planes est préalablement appliqué à K .

Nous avons pu comparer les performances de chacune des méthodes, et ainsi conclure sur la meilleure approche à utiliser. Malgré un temps de calcul supérieur, la méthode par formation de voies permet d'obtenir une meilleure résolution angulaire, à la condition de bien choisir les capteurs utilisés. De plus, les signaux sur lesquels est effectué le calcul d'intensité ont un rapport signal sur bruit supérieur avec cette méthode (Aubry et al., 2007). Enfin, la formation d'ondes planes permet de se placer en condition de champ lointain, ce qui autorise l'utilisation d'expressions simplifiées pour la directivité des éléments du capteur. Cela n'aurait pas été possible en champ proche avec la méthode directe.

À la fin de cette partie, nous nous sommes intéressés au facteur d'amplification, paramètre tiré du cône de rétrodiffusion, et qui permet d'estimer le temps d'établissement du régime diffusif. Nous avons également pu vérifier que l'étude de ce facteur mène à une estimation du libre parcours moyen élastique par une méthode alternative à celle proposée au début de ce chapitre.

Conclusion du deuxième chapitre

Dans ce chapitre, nous avons abordé le sujet de la caractérisation d'un milieu diffuseur. Pour cela, nous avons étudié la matrice de réponse du milieu, notée K , mesurée grâce à un capteur linéaire multiéléments. L'objectif de cette étude a été de montrer qu'il est possible d'appliquer divers post-traitements à cette matrice, et ainsi d'accéder à différents paramètres caractéristiques du milieu diffuseur.

À partir de K , il est aisé d'appliquer des post-traitements variés sans qu'il soit nécessaire de recourir à de nouvelles campagnes expérimentales. Toutefois, comparée à des expériences dédiées à la mesure d'un paramètre cible, la manipulation de la matrice de réponse impose le stockage d'une plus grande quantité de données et nécessite des temps de calcul plus longs. Le gain de temps apporté par la mise en place d'un unique dispositif expérimental est donc à confronter à ces contraintes.

En ce qui concerne les différents post-traitements présentés dans ce chapitre, nous en avons appliqués trois différents, chacun nous ayant permis de mesurer un paramètre spécifique.

Nous avons ainsi pu mesurer le libre parcours moyen élastique l_e , la distance de corrélation d_c et la constante de diffusion D .

C'est en étudiant le champ cohérent qu'il a été possible de calculer le libre parcours moyen élastique, dans la mesure où les phénomènes de diffusion multiple ne sont pas prépondérants. Le cas échéant, le calcul des spectres des deux échos de fond a permis d'obtenir la valeur de l_e . À l'inverse, l'étude du champ incohérent nous a permis de déterminer les deux autres paramètres : d_c , relié aux corrélations spatiales des signaux enregistrés par le capteur, et D , grandeur caractéristique de la vitesse de propagation de l'énergie ultrasonore au sein du matériau diffuseur.

Nous avons pu remarquer que le domaine fréquentiel dans lequel la mesure de l_e est optimale correspond à celui où les mesures des deux autres paramètres sont les moins précises. Dans le premier cas, il est nécessaire d'observer les échos de fond de pièce, alors que dans les autres traitements, ces échos sont sources d'imprécisions. Aussi, il semble finalement difficile d'obtenir ces trois paramètres avec une précision acceptable sur tout l'intervalle de fréquence utilisé. Par exemple, pour tous les capteurs, plusieurs échos de fond sont visibles dans l'échantillon en acier forgé à petits grains. Cela entraîne une impossibilité de mesure de d_c et de D dans cette pièce. Toutefois, cette impossibilité est un résultat en soi, dans le sens où il est manifeste que la diffusion multiple n'est jamais prépondérante dans l'échantillon PG aux fréquences utilisées, ce qui remet alors en cause le sens même de la mesure de ces deux paramètres caractéristiques du champ diffusé.

Concernant les deux autres échantillons, nous avons vu que le régime diffusif y était rapidement installé à partir de quelques MHz. La distance de corrélation du champ diffusé ainsi que la constante de la diffusion ont donc pu être déterminées dans ces deux échantillons. Dans le cas particulier de la mesure de la constante de diffusion, nous avons présenté une alternative à la mesure directe du cône de rétrodiffusion cohérente grâce à l'utilisation de la formation de voies, et plus particulièrement de la formation d'ondes planes. Cette seconde méthode présente un meilleur rapport signal sur bruit ainsi qu'une résolution angulaire plus fine.

Dans la suite de ce manuscrit, nous développons dans le chapitre 3 une méthode de simulation du bruit de structure basée sur l'hypothèse de prépondérance de la diffusion multiple. Les résultats de cette méthode seront ensuite confrontés dans le chapitre 4 à des résultats de mesures expérimentales du niveau de bruit enregistré par les capteurs. Les paramètres de transports mesurés précédemment y seront utilisés en tant qu'entrées de notre simulation.

CHAPITRE 3

Modélisation du bruit de structure ultrasonore en régime de diffusion multiple

Introduction

Dans ce troisième chapitre nous abordons le second volet de ce travail de thèse. Il est consacré à la modélisation du bruit de structure dans le régime de diffusion multiple. Dans le premier chapitre, plusieurs méthodes de simulation de contrôle de milieux bruités issues de la littérature ont été présentées. La plupart de ces méthodes sont basées sur l'approximation de diffusion simple. Cette approximation repose sur l'hypothèse que l'énergie du champ diffusé est faible devant celle du champ incident. Elle est très utilisée car elle permet, dans son domaine de validité, d'obtenir de bons résultats avec des temps de calcul raisonnables, tout en prenant en compte le capteur et la géométrie de la pièce inspectée.

Cependant, lorsque l'énergie diffusée cesse d'être négligeable devant l'énergie de l'onde cohérente, de grands écarts peuvent apparaître entre les résultats de ces modèles et les mesures expérimentales. En cause, la diffusion multiple, non prise en compte par ceux-ci. Pour intégrer ces contributions au modèle de propagation, plusieurs approches existent. Par exemple, il est possible d'utiliser une résolution numérique de l'Équation du Transfert Radiatif, présentée dans le paragraphe 1.3.3.2. Une autre solution consiste à utiliser son approximation, l'équation de la diffusion, au sens *diffusion de la chaleur* (paragraphe 1.3.3.3). L'avantage de cette dernière est la possibilité de résolution analytique simple.

La méthode de simulation présentée dans ce chapitre est complémentaire des méthodes portées sur la simulation de la diffusion simple (Dorval et al., 2010). Elle repose sur l'étude du

régime de diffusion multiple via l'utilisation de l'équation de la diffusion. Son originalité par rapport à certaines méthodes de simulation de la diffusion multiple de la littérature est de prendre en compte l'influence du capteur sur les signaux enregistrés. Pour cela, la résolution de l'équation de la diffusion est associée à un calcul du champ en émission et de la sensibilité en réception. Un algorithme génère aléatoirement des variations spatiales et temporelles du champ diffusé, variations auxquelles certains capteurs sont sensibles.

Certains facteurs de proportionnalité restant indéfinis dans le développement de cette méthode, il subsiste un problème de calibration la concernant. Pour y remédier, les premiers développements d'une seconde méthode ont été effectués. Cette dernière, basée également sur l'équation de la diffusion, est adaptée du formalisme de Auld.

Dans la première partie de ce chapitre, nous définissons les hypothèses et approximations utilisées dans la méthode de simulation. Les étapes de cette dernière sont ensuite détaillées dans la deuxième partie. Puis, ses avantages et ses inconvénients font l'objet des troisième et quatrième parties. Enfin, la démarche générale de la seconde méthode de simulation, permettant de corriger les défauts de la première, ainsi que ses premiers développements mathématiques sont présentés.

3.1 Hypothèses et approximations

Dans cette première partie nous détaillons les hypothèses et les approximations utilisées aux différentes étapes de la méthode de simulation. Nous définissons tout d'abord la géométrie de la configuration simulée avant d'aborder la question de l'établissement du régime diffusif. Enfin, la solution choisie de l'équation de la diffusion est présentée.

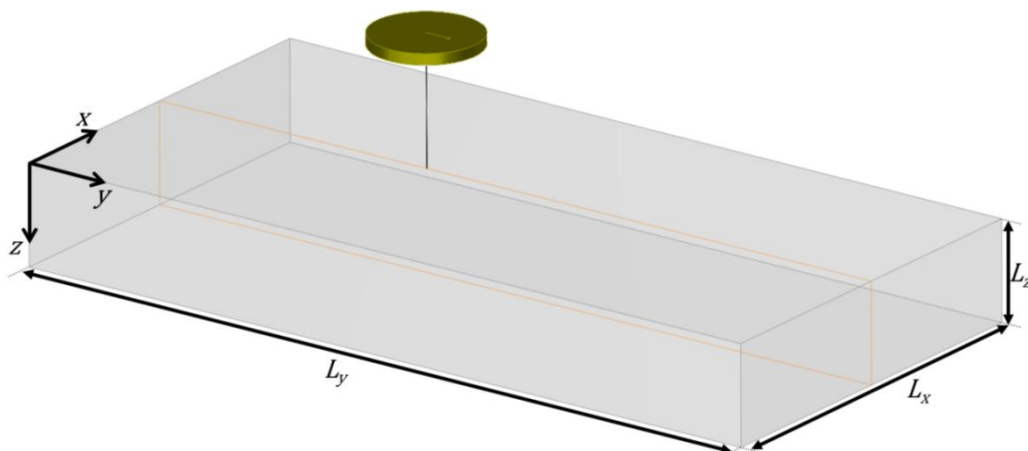


Figure 3.1 : Géométrie de la configuration considérée par la méthode de simulation.

3.1.1 Configuration simulée

La géométrie de la configuration de contrôle est illustrée sur la figure 3.1. Nous considérons un échantillon de milieu hétérogène statistiquement isotrope de forme rectangulaire ayant pour dimensions L_x, L_y, L_z .

Le capteur est placé en configuration de rétrodiffusion, parallèlement à la face xOy de la pièce, à une distance h de celle-ci. Il est utilisé en émission ainsi qu'en réception, et enregistre donc le champ rétrodiffusé par le milieu. La figure 3.1 présente le cas d'une configuration en immersion, mais il est possible de simuler de manière analogue une configuration d'inspection au contact sans modification de la méthode. En effet, le champ émis par le capteur est calculé à l'aide du module de calcul de champ ultrasonore de la plate-forme logicielle CIVA, et toutes les données concernant le capteur sont prises en compte en entrée de celui-ci.

Il est à noter que cette méthode peut également être étendue à une configuration en transmission. Les ajustements nécessaires à cette adaptation, moins immédiats que dans le cas de la mesure au contact, sont détaillés dans la section 3.3.2.

3.1.2 Hypothèse de régime diffusif établi

Lorsqu'une onde ultrasonore se propage dans un milieu diffuseur, nous avons vu qu'elle subit un certain nombre de diffusions par interactions avec la microstructure complexe du matériau. Le champ diffusé est assimilé à la partie du champ qui varie en fonction de la microstructure. Il s'ensuit la décomposition du champ présentée dans le chapitre 1 :

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \langle \Psi(\mathbf{r}, t) \rangle + \delta\Psi(\mathbf{r}, t) \quad (3.1)$$

Le second terme, décrivant le champ diffusé, contient les contributions de la diffusion simple (DS) et de la diffusion multiple (DM) :

$$\delta\Psi(\mathbf{r}, t) = \delta\Psi_{\text{DS}}(\mathbf{r}, t) + \delta\Psi_{\text{DM}}(\mathbf{r}, t) \quad (3.2)$$

Aux temps courts, lorsque la diffusion simple domine, le terme $\delta\Psi_{\text{DM}}(\mathbf{r}, t)$ est négligeable devant le premier. À l'inverse, aux temps longs, c'est la diffusion multiple qui domine et c'est le terme $\delta\Psi_{\text{DS}}(\mathbf{r}, t)$ qui devient négligeable. Ce dernier régime est appelé *régime diffusif* et c'est dans celui-ci que nous allons développer notre méthode de simulation.

La frontière entre ces deux régimes est difficile à définir. En effet, l'énergie de l'onde diffusée, initialement comprise dans le terme de diffusion simple, est progressivement transférée vers le terme de diffusion multiple au fur et à mesure que le nombre d'évènements de diffusion

augmente. Dans cette situation, il est difficile de définir précisément un domaine spatio-temporel de validité de notre méthode.

Physiquement, il est intuitif de considérer que le régime diffusif ne commence pas en $z = 0$. Dans le cas de la diffusion des ondes optiques, Durian (Durian, 1994) a utilisé un paramètre initial z_0 définissant la distance parcourue par l'onde à l'intérieur de la pièce avant que le régime de diffusion ne soit établi. À l'aide de simulations, il a montré que ce paramètre devrait être choisi comme égal au libre parcours moyen de transport l^* . Pour rappel, ce paramètre présenté dans le chapitre 1 (paragraphe 1.3.3.3) correspond à une distance caractéristique de « perte de mémoire » de la direction de propagation initiale de l'onde. Il est possible de le relier au libre parcours moyen élastique l_e (équation (1.36)) ainsi qu'à la constante de diffusion D (équation (1.37) et (1.38)).

Dans notre modèle, nous allons ainsi considérer qu'aucune diffusion n'a lieu avant que l'onde ne se soit propagée sur une distance égale à l^* à l'intérieur du milieu diffuseur. À partir de cette profondeur, nous considérons le régime diffusif comme installé et nous résolvons alors l'équation de la diffusion.

Dans le cas de la propagation d'ondes élastiques ayant différentes polarisations, chacune d'entre elles est caractérisée par un libre parcours moyen de transport différent. Nous définissons ainsi le paramètre l_L^* pour les ondes longitudinales, et l_T^* pour les ondes transverses.

Le choix du libre parcours moyen de transport utilisé dans les conditions initiales de la méthode va dépendre de la polarisation de l'onde incidente. En effet, étant donné que nous considérons qu'aucune diffusion n'a lieu avant $z = l^*$, l_L^* et l_T^* seront utilisés respectivement dans le cas d'une émission d'ondes L et d'onde T. Si l'onde incidente est décomposable en une superposition d'ondes L et T, il est alors nécessaire d'utiliser deux l^* différents ou d'effectuer une approximation supplémentaire en choisissant soit l'un des deux libres parcours moyen, soit un libre parcours moyen effectif obtenu par une moyenne pondérée des deux.

3.1.3 Solution de l'équation de la diffusion

3.1.3.1 Choix de la solution

Le choix de résolution de l'équation de la diffusion (ED) est motivé par le fait qu'elle permet d'obtenir des solutions analytiques. Une autre solution aurait pu consister à utiliser l'Équation du Transfert Radiatif (ETR). Cette dernière a l'avantage de prendre également en compte la diffusion simple, mais elle nécessite l'utilisation de méthodes numériques parfois coûteuses en temps de calcul.

Nous rappelons que dans l'approximation de la diffusion, la propagation de l'énergie ultrasonore est analogue à celle de la chaleur et est gouvernée par l'équation :

$$\frac{\partial W(\mathbf{r}, t)}{\partial t} - D\Delta W(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (3.3)$$

Dans cette équation, $W(\mathbf{r}, t)$ est la densité locale d'énergie définie dans le premier chapitre par l'équation (1.35), et D est la constante de diffusion.

La résolution de l'équation (3.3) dans un milieu non infini dépend de la géométrie de la pièce. Pour la prendre en compte, il est nécessaire d'imposer des conditions aux limites (Carslaw & Jaeger, 1959). Dans la littérature, la solution en espace libre est souvent utilisée quand la pièce est de grandes dimensions (Anugonda et al., 2001) ou que le milieu considéré possède un faible coefficient de réflexion (Weaver & Sachse, 1995).

Dans notre situation, les pièces considérées sont en aciers inoxydables et entourées d'eau. À une interface acier/eau, seule une faible proportion de l'énergie des ondes ultrasonores est transmise. La majeure partie de l'énergie est réfléchiée dans l'acier. Cela est illustré par la valeur du coefficient de réflexion en énergie R_{LL} , correspondant à des ondes L en incidence normale. D'après le calcul effectué au paragraphe 2.3.2.4, nous avons :

$$R_{LL} = \left(\frac{Z_{acier}^L - Z_{eau}}{Z_{acier}^L + Z_{eau}} \right)^2 = 0,88 \quad (3.4)$$

Cette valeur indique que l'énergie va rester majoritairement dans le milieu au cours de la propagation. Nous choisissons alors d'effectuer une nouvelle hypothèse consistant à négliger le flux énergétique sortant de la pièce (Legendijk et al., 1989; Zhu et al., 1991).

Ramamoorthy et al. (Ramamoorthy et al., 2004) ont développé une solution dans un rectangle en deux dimensions de l'équation de la diffusion, sous l'hypothèse d'un flux sortant nul. Cette solution analytique a par la suite été étendue par Deroo et al. (Deroo et al., 2010) dans le cadre d'un problème à trois dimensions. Pour résoudre l'ED dans notre méthode, nous utilisons cette solution à trois dimensions. Elle est dérivée en utilisant les séries de Fourier et s'exprime :

$$\begin{aligned} W(x, y, z, t) = W_0 \times \{ & 1 + g(x, x_0) + g(y, y_0) + g(z, z_0) \\ & + g(x, x_0)g(y, y_0) + g(x, x_0)g(z, z_0) + g(y, y_0)g(z, z_0) \\ & + g(x, x_0)g(y, y_0)g(z, z_0) \} \end{aligned} \quad (3.5)$$

où (x, y, z) sont les coordonnées du point de calcul, (x_0, y_0, z_0) celles du point source et $W_0 = W(x_0, y_0, z_0, 0)$ la densité d'énergie initiale. La fonction $g(X, X_0)$, avec X remplaçant x, y ou z , est définie par la série :

$$g(X, X_0) = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \cos\left(\frac{n\pi X}{L_X}\right) \cos\left(\frac{n\pi X_0}{L_X}\right) e^{-D\left(\frac{n\pi}{L_X}\right)^2 t} \quad (3.6)$$

Pour évaluer en pratique cette fonction, il est nécessaire de tronquer la somme infinie de cette série. Cependant, l'erreur introduite par cette approximation ne devant pas être trop importante, un nombre suffisant de termes doit être conservé. Pour déterminer ce nombre, noté N_{Σ} dans la suite, nous comparons sur la figure 3.2 différentes courbes résultant du calcul de la solution (3.5) entre un point source \mathbf{r}_0 et un point de calcul \mathbf{r} , pour différentes valeurs de N_{Σ} . Ces solutions sont comparées à une courbe de référence pour laquelle les 100 premiers termes de la série ont été calculés. Les paramètres utilisés dans ce calcul sont $L_x = L_y = L_z = 100 \text{ mm}$, $x_0 = y_0 = z_0 = 50 \text{ mm}$, $x = y = z = 60 \text{ mm}$ et $D = 5 \text{ mm}^2/\mu\text{s}$.

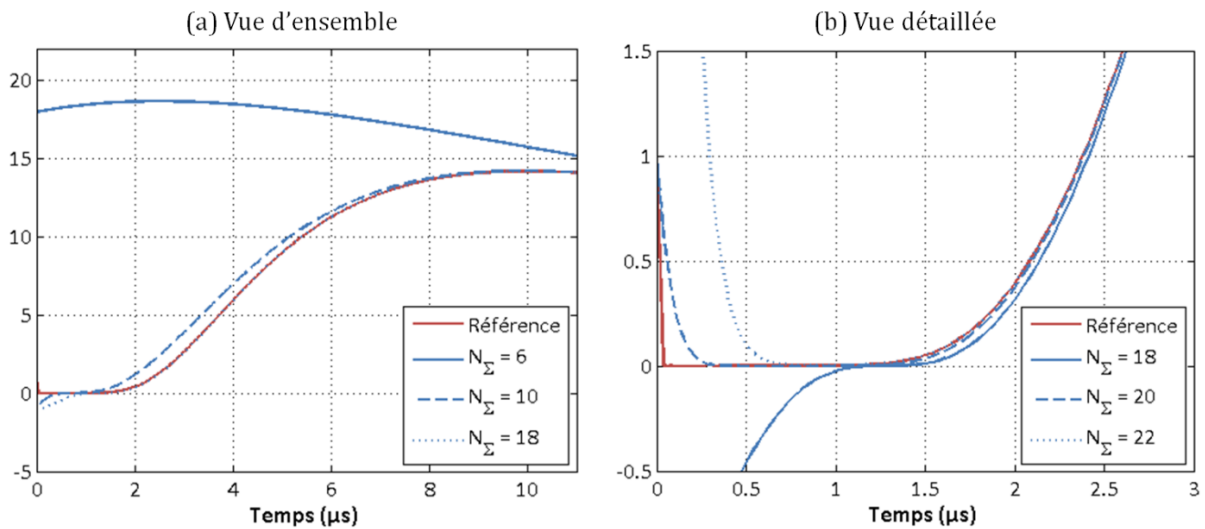


Figure 3.2 : Choix du nombre de termes pris en compte lors du calcul de la solution de l'équation de la diffusion.

Toutes les courbes tendent vers la courbe de référence aux temps longs. C'est en observant le début des courbes qu'il sera donc possible de choisir le nombre de termes optimal. Sur la figure 3.2(a), nous pouvons observer que les résultats semblent devenir proches de la référence dès les premiers instants pour $N_{\Sigma} = 18$. Nous effectuons alors une analyse plus fine à partir de cette valeur dont les résultats sont illustrés sur la figure 3.2(b).

Les résultats de cette seconde comparaison montrent qu'à partir de 20 termes, un bon accord est trouvé avec la référence. À partir de cette valeur, l'ajout de nouveaux termes au calcul se traduit uniquement par la modification de la courbe aux premiers instants. Cette modification consiste en une oscillation autour de la référence, tendant vers celle-ci au fur et à mesure de l'ajout de nouveaux termes. Or, dans cet intervalle de temps, la solution n'a pas de sens physique puisqu'aucune énergie n'est en théorie arrivée au point (x, y, z) avant le début de l'augmentation

observée vers $1,5 \mu\text{s}$. La solution constituée de 20 termes semble être un bon compromis entre précision de l'approximation et faible distorsion de la solution aux temps très courts. En calculant l'erreur moyenne de la courbe correspondant à cette valeur de N_{Σ} par rapport à la courbe de référence, nous obtenons un écart moyen de 0,15% sur l'intervalle de temps débutant à $t = 1 \mu\text{s}$. En conclusion, dans tous les calculs de la solution de l'ED effectués dans la suite de ce manuscrit, N_{Σ} sera pris égal à 20.

3.1.3.2 Influence de la valeur de D

Dans ce paragraphe, nous allons étudier l'influence de la valeur de la constante de diffusion sur la solution de l'équation (3.5). Pour cela, nous avons résolu cette équation pour différentes valeurs de D . Le résultat de cette étude paramétrique est reporté sur la figure 3.3. Nous pouvons y voir que quand D augmente, la dynamique de la courbe aux temps courts est plus marquée. En effet, plus la valeur de D est grande, plus la diffusion de l'énergie est rapide dans le milieu diffuseur.

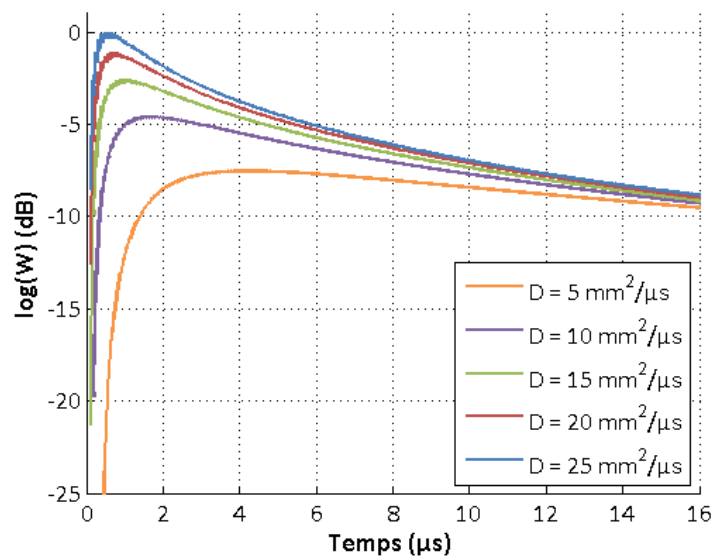


Figure 3.3 : Étude paramétrique de la solution de l'équation de la diffusion pour des valeurs de la constante de diffusion variant entre 5 et $25 \text{ mm}^2/\mu\text{s}$.

3.2 Détail des étapes de la méthode de simulation

La méthode de simulation développée au cours de ces travaux de thèse peut être décomposée en quatre étapes : le calcul du champ émis par le capteur, la diffusion de la densité d'énergie moyenne, le passage de l'énergie moyenne au champ diffusé, et enfin le calcul du signal enregistré par le capteur. Dans cette partie, le déroulement de chaque étape est détaillé.

3.2.1 Simulation du champ émis par le capteur

Cette première étape consiste à calculer le terme source de l'équation de la diffusion. Pour cela, le champ ultrasonore est calculé dans la pièce grâce au module *calcul de champ* de la plate-forme logicielle CIVA, qui utilise une approche basée sur la méthode dite des pinceaux (Gengembre & Lhémy, 2000).

Comme nous l'avons vu dans la section 3.1.2, nous considérons qu'aucune diffusion n'a lieu avant que l'onde ne se soit propagée sur une distance égale à l^* à l'intérieur du milieu. La surface définie par cette condition possède une forme complexe, liée à la géométrie du capteur. En effet, elle est plane sous ce dernier et prend une forme arrondie autour de lui, de rayon l^* par rapport à ses bords, comme illustré en rouge sur la figure 3.4. Cependant, la directivité des capteurs utilisés fait que l'énergie rayonnée est moins importante sur les côtés du capteur. Il n'est donc pas nécessaire de modéliser finement l'émission sur les côtés. De ce fait, nous approximons cette surface par un plan parallèle au capteur, en vert sur la figure 3.4.

Un exemple de résultat de calcul est illustré sur la figure 3.5. Le champ incident y est calculé à l'aide des données concernant la géométrie et le type de capteur utilisé (mono-élément plan ou focalisé, multiélément avec ou sans loi de retard), ainsi que d'un signal de référence $s_{ref}(t)$ défini par sa fréquence centrale f_o et sa bande passante Δf .

Dans nos calculs, nous utilisons une impulsion ultrasonore de durée 4 périodes, et apodisée par une fenêtre de Hann. Pour exemple, le signal de référence concernant une mesure à 3 MHz est reproduit sur la figure 3.6.

Le résultat de cette première étape n'est pas utilisé tel quel en entrée de la suivante, consistant en la résolution de l'équation de la diffusion. En effet, nous lui appliquons un post-traitement intégré au logiciel permettant d'obtenir la réponse impulsionnelle dans le plan de calcul. De cette manière, la simulation devient indépendante du signal émis. Dans la suite, la réponse impulsionnelle incidente calculée en $z = l^*$ est notée $R_{l^*}(x, y)$.

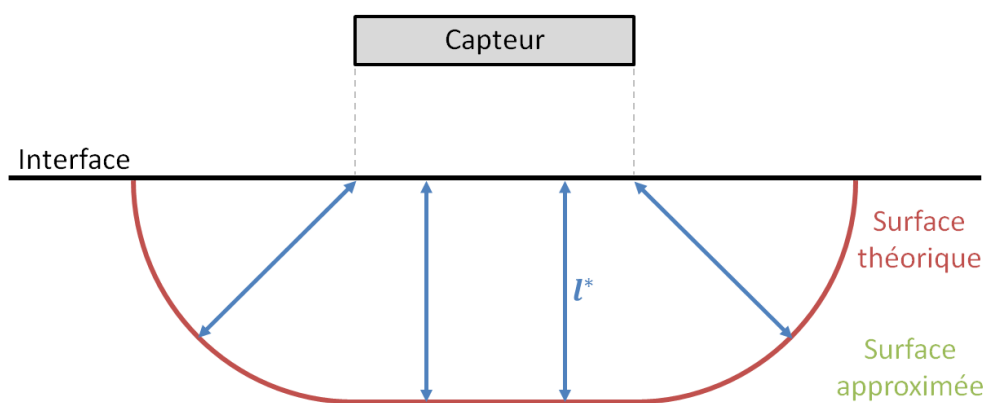


Figure 3.4 : Visualisation en coupe de la détermination de la surface de calcul du champ incident.

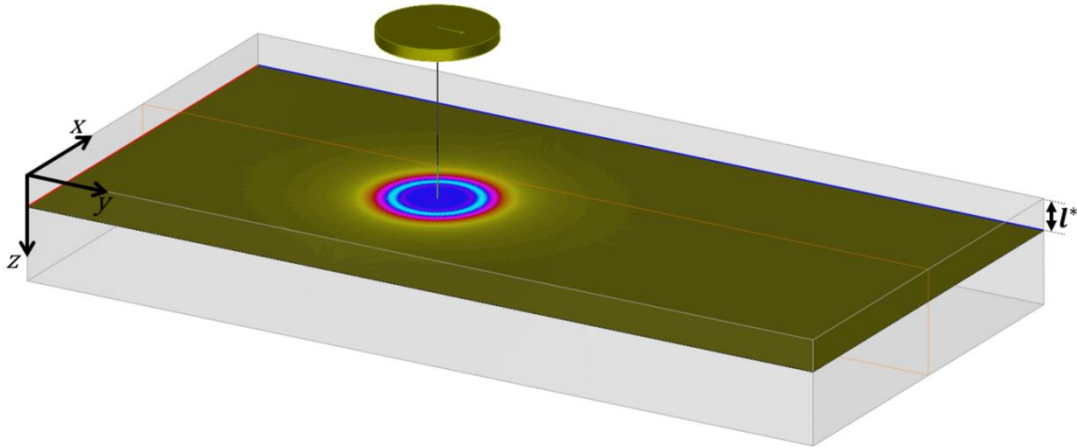


Figure 3.5 : Résultat du calcul du champ incident effectué dans le plan $z = l^*$.

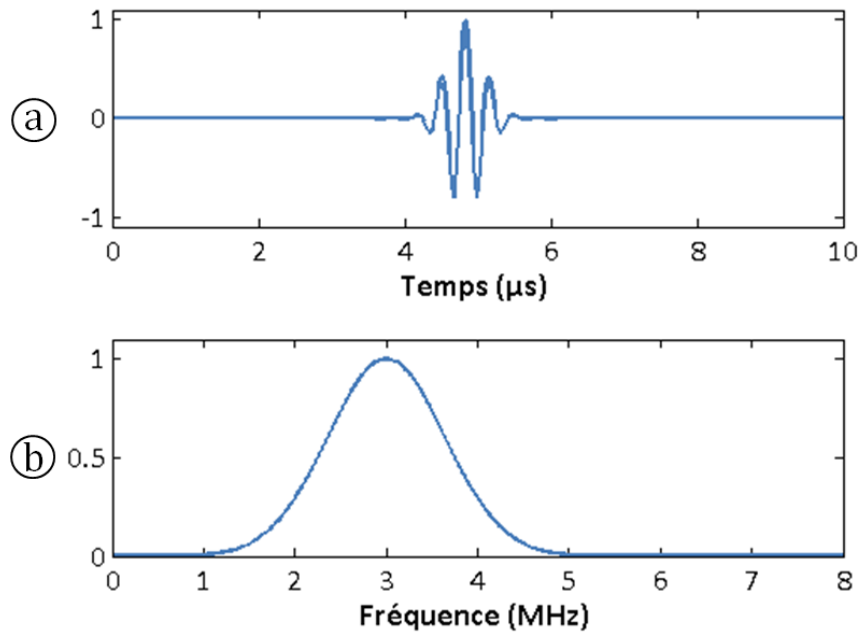


Figure 3.6 : (a) Impulsion ultrasonore utilisée en tant que signal de référence lors du calcul du champ incident. (b) Spectre normalisé du signal.

3.2.2 Résolution de l'équation de la diffusion

La deuxième étape de la méthode de simulation consiste à résoudre l'équation de la diffusion (ED) en calculant la solution présentée aux équations (3.5) et (3.6). L'ED portant sur l'énergie ultrasonore et non l'amplitude du champ, il est nécessaire de relier le terme W_0 , densité locale d'énergie dans le plan source, à R_{l^*} , résultat du calcul CIVA de l'étape précédente. L'énergie est proportionnelle au carré du module du champ. Dans notre modèle, le facteur de proportionnalité n'est pas déterminé et est pris égal à 1. Plus de détails à propos des conséquences de cette hypothèse sur les résultats de la simulation sont apportés dans la section 3.4. Nous prenons donc :

$$W_0(x, y, z = l^*) = |R_{l^*}(x, y)|^2 \quad (3.7)$$

Nous souhaitons calculer l'énergie moyenne $\langle E \rangle$ du champ diffusé Φ à la surface de la pièce, c'est-à-dire pour $z = 0$. Or, l'équation (3.5) exprime la solution $W(x, y, 0, t)$ uniquement pour un point source $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0, z = l^*)$. Pour obtenir l'énergie totale diffusée à l'interface, le plan $z = l^*$ est assimilé à un ensemble de points sources et les contributions de chacun de ces points sont sommées. Pour limiter la durée du calcul, nous nous limitons aux points dont l'énergie incidente W_0 est supérieure à -6 dB par rapport au maximum d'énergie :

$$\langle E(x, y, 0, t) \rangle = \int W(x, y, 0, t)_{|W_0(\mathbf{r}_0) > -6 \text{ dB}} d^2\mathbf{r}_0 \quad (3.8)$$

Dans la suite tous les calculs s'effectuent à la surface de l'échantillon. Pour cette raison, la dépendance en z sera désormais omise dans les équations.

3.2.3 Passage de l'énergie moyenne au champ ultrasonore diffusé

L'équation de la diffusion s'appliquant à l'énergie ultrasonore et non au champ, sa solution ne permet d'obtenir que l'enveloppe moyenne du champ mais pas ses variations de phase. Or, pour simuler un signal représentatif du bruit de structure enregistré par le capteur, il est nécessaire de connaître plus que l'énergie diffusée car les capteurs utilisés lors des contrôles en CND sont sensibles à la phase du champ. Pour ce faire, nous posons A_Φ comme étant l'amplitude du champ diffusé et φ_Φ sa fonction de phase. Ces deux termes permettent de décomposer Φ selon :

$$\Phi(x, y, t) = A_\Phi(x, y, t) \times \varphi_\Phi(x, y, t) \quad (3.9)$$

Cette troisième étape a donc pour objectif la détermination des deux termes A_Φ et φ_Φ . Elle est découpée en deux sous-étapes. Dans la première l'amplitude du champ diffusé est obtenue à partir de l'énergie moyenne $\langle E \rangle$ déterminée précédemment. Dans la seconde, nous présentons une méthode de génération de la fonction de phase, en créant un bruit coloré lié aux propriétés statistiques du milieu diffuseur, par convolution d'un bruit blanc spatial et temporel avec des fonctions introduisant ces corrélations.

3.2.3.1 Amplitude du champ diffusé

Lors de la première étape de la méthode, nous avons utilisé la relation (3.7) liant la densité d'énergie initiale W_0 à l'amplitude de l'onde incidente R_{l^*} pour déterminer le terme source de

l'ED. De la même manière, pour obtenir l'expression de l'amplitude du champ diffusé, nous utilisons la relation inverse :

$$A_{\Phi}(x, y, t) = \sqrt{\langle E(x, y, t) \rangle} \quad (3.10)$$

3.2.3.2 Génération aléatoire des fluctuations

Le calcul de la fonction φ_{Φ} est moins immédiat. En effet, contrairement à la solution de l'ED, cette fonction n'est pas déterministe. En raison du caractère aléatoire des fluctuations du champ diffusé, nous supposons que la distribution spatiale et temporelle de φ_{Φ} en un point et en un instant donné est une distribution normale de moyenne nulle. Cependant, en deux points \mathbf{r}_1 et \mathbf{r}_2 au voisinage l'un de l'autre, et à deux instants t_1 et t_2 proches, les valeurs de $\varphi_{\Phi}(\mathbf{r}_1, t_1)$ et $\varphi_{\Phi}(\mathbf{r}_2, t_2)$ vont être corrélées. Ces corrélations doivent être prises en compte dans l'algorithme de génération du champ.

Dans la littérature, il existe plusieurs méthodes permettant de créer des signaux bruités corrélés dans le temps et l'espace. Celles-ci sont souvent constituées d'une étape d'initialisation dans laquelle un bruit blanc est généré, suivie d'une ou plusieurs étapes supplémentaires permettant d'introduire les corrélations. Par exemple, Cepel et al. (Cepel et al., 2007) proposent une méthode itérative de génération de bruit corrélé spatialement où, en partant d'un bruit blanc, le signal en chaque point est déterminé à chaque itération par une somme pondérée des valeurs de ses plus proches voisins. Dans le domaine temporel, une approche rapide consiste à introduire les corrélations par filtrage du bruit blanc dans l'espace de Fourier (Fox et al., 1988).

Dans le cadre de notre méthode, nous avons choisi d'appliquer la méthode par filtrage pour introduire toutes les corrélations. Tout d'abord, un bruit blanc $b(x, y, t)$ de même taille que A_{Φ} est créé grâce à un générateur de nombres aléatoires répartis de manière uniforme entre -1 et 1 . Le passage de b au bruit coloré φ_{Φ} est alors effectué en traitant séparément les corrélations temporelles et spatiales.

Corrélations temporelles

Intéressons-nous dans un premier temps à l'introduction de corrélations temporelles dans le bruit blanc initial. En effet, nous avons travaillé jusqu'ici avec la réponse impulsionnelle et il est nécessaire de réintroduire un contenu fréquentiel correspondant aux caractéristiques de l'onde émise par le capteur. Pour cela, pour chaque point de la surface du milieu, le bruit $b(x, y, t)$ est convolué temporellement avec le signal de référence $s_{ref}(t)$ illustré sur la figure 3.6(a). Nous obtenons un nouveau bruit noté b_t :

$$b_t(x, y, t) = b(x, y, t) *_{t} s_{ref}(t) \quad (3.11)$$

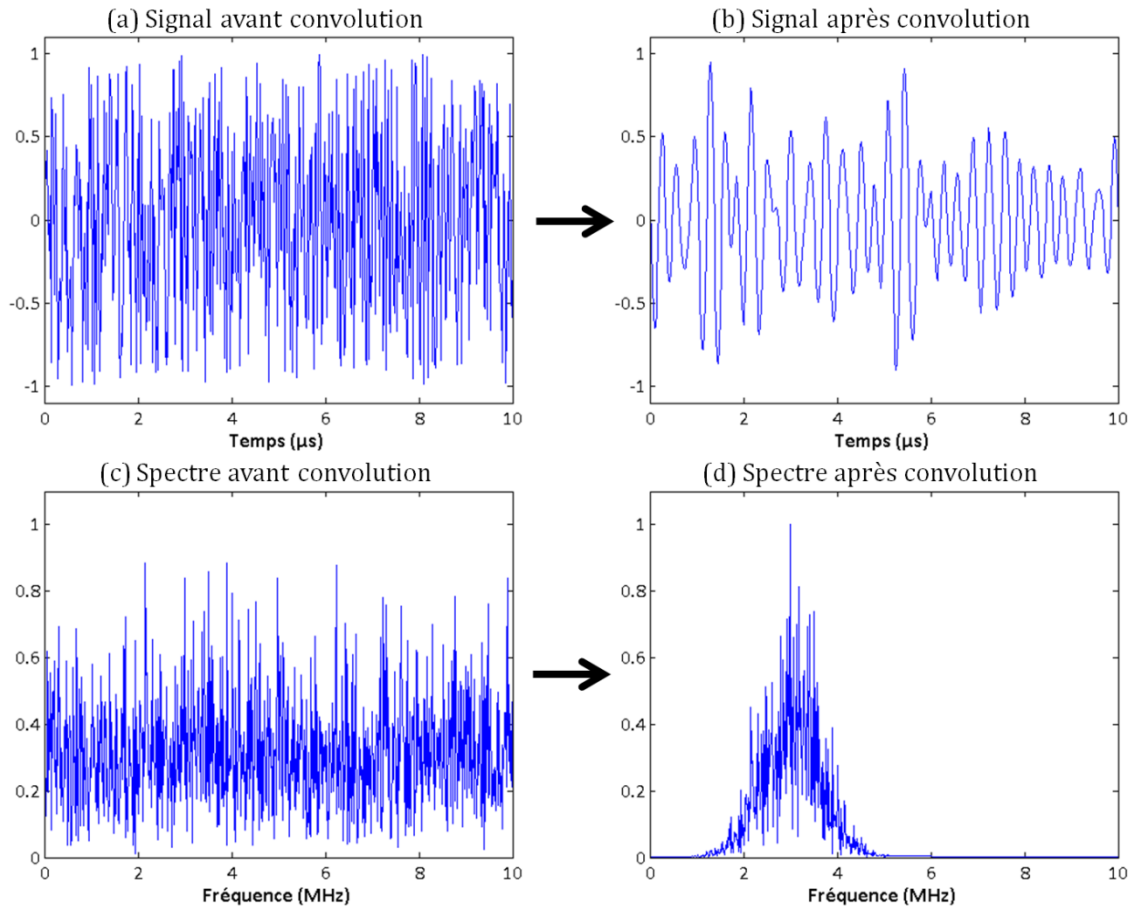


Figure 3.7 : Résultat de la convolution du bruit blanc temporel $b(t)$ avec le signal de référence $s_{ref}(t)$. (a) et (b) représentent le traitement du signal ; (c) et (d) l'incidence sur son spectre.

Un exemple de bruit coloré dans le domaine temporel par cette méthode est illustré sur la figure 3.7. Nous pouvons y voir que grâce à cette opération, le contenu fréquentiel du bruit b_t a bien été ramené dans la bande passante du capteur.

Corrélations spatiales

Pour introduire les corrélations spatiales, le principe est le même que celui du traitement précédent. Pour traduire le fait qu'en deux points suffisamment proches, le champ diffusé n'est pas statistiquement indépendant, une nouvelle convolution est effectuée. Cette fois l'opération est appliquée non pas en chaque point mais à chaque instant t . En partant du résultat précédent $b_t(x, y, t)$, les corrélations spatiales sont introduites par une nouvelle opération de convolution, cette fois avec un filtre exponentiel 2D, noté $\mathcal{F}(x, y)$:

$$\varphi(x, y, t) = b_t(x, y, t) * \mathcal{F}(x, y) \quad (3.12)$$

Le choix de cette fenêtre exponentielle provient des résultats du chapitre 2. Dans celui-ci, et plus particulièrement dans la partie 2.4, la mesure de d_c , distance de corrélation du champ diffusé, a été effectuée. Au cours du traitement des données expérimentales, ce paramètre a été déterminé grâce à une régression exponentielle de la fonction de corrélation croisée. Or, la valeur de d_c sera utilisée en tant que paramètre d'entrée lors de la comparaison des résultats à des mesures de bruits de structures expérimentaux, dans le chapitre 4. Pour garder une cohérence entre la mesure de d_c et son utilisation dans la méthode de simulation, nous avons donc choisi un filtre exponentiel. Un exemple de filtre ainsi que d'un résultat de sa convolution avec un bruit blanc spatial sont illustrés respectivement sur les figures 3.8 et 3.9.

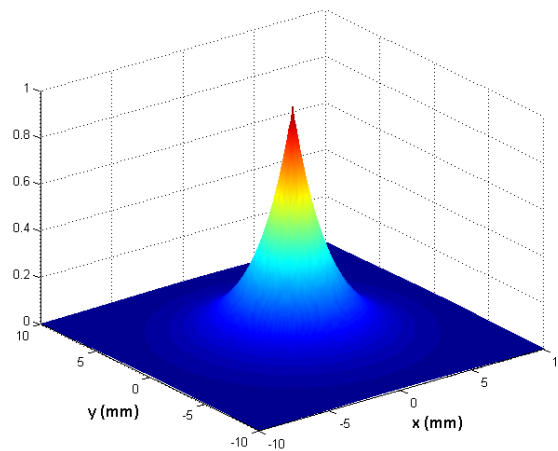


Figure 3.8 : Filtre exponentiel 2D utilisé pour introduire les corrélations dans le bruit blanc spatial.

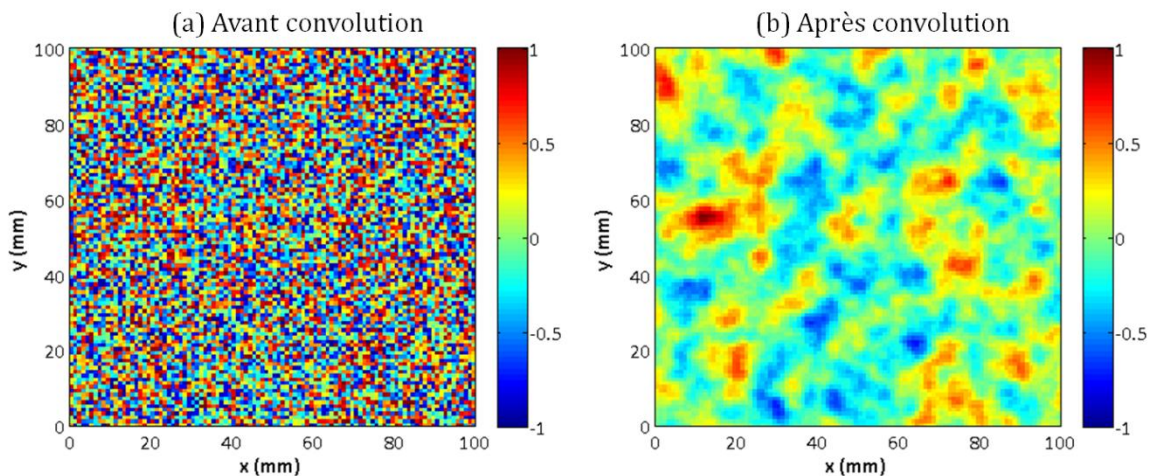


Figure 3.9 : Génération d'un bruit spatial aléatoire avant (a) et après (b) convolution du bruit blanc initial $b(x,y)$ avec le filtre exponentiel $\mathcal{F}(x,y)$.

Après application des opérations de convolution temporelle et spatiale, $\varphi_{\Phi}(x, y, t)$ est alors multiplié par l'amplitude pour donner comme résultat le champ diffusé à la surface de l'échantillon :

$$\begin{aligned}\Phi(x, y, t) &= A_{\Phi}(x, y, t) \times \varphi_{\Phi}(x, y, t) \\ &= \sqrt{\langle E(x, y, t) \rangle} \times b(x, y, t) \underset{t}{*} S_{ref}(t) \underset{s}{*} \mathcal{F}(x, y)\end{aligned}\quad (3.13)$$

3.2.4 Calcul du signal enregistré par le capteur

La dernière étape de la méthode de simulation consiste à relier le signal $S(t)$ finalement enregistré par le capteur au champ Φ calculé dans les étapes précédentes. Pour déterminer ce signal, nous nous servons d'un second calcul de champ, analogue à celui effectué dans le paragraphe 3.2.1. La différence réside dans le positionnement de la surface de calcul. En effet, celui-ci est fixé en $z = 0$, contrairement au plan $z = l^*$ du premier calcul de champ. Nous notons R_0 cette réponse impulsionnelle, par analogie avec R_{l^*} .

En pratique, le champ a été calculé à une profondeur $z = \varepsilon$ que nous avons choisie la plus faible possible. Cela permet d'assurer que le calcul de champ de CIVA soit bien réalisé dans l'échantillon et non dans l'eau, ainsi que de prendre en compte les pertes d'énergie par réflexion et réfraction à l'interface eau/échantillon diffuseur.

Ce calcul de champ nous renseigne non seulement sur le rayonnement du capteur à l'émission au niveau de l'interface, mais surtout sur sa sensibilité en réception (figure 3.10). Pour prendre en compte cette cartographie de sensibilité, nous utilisons une formule simplifiée du théorème de réciprocité de Auld [Auld, 1979]. Elle consiste à intégrer le champ diffusé Φ sur toute la surface en appliquant une pondération en chaque point par la sensibilité :

$$S(t) = \int \Phi(x, y, t) \times R_0(x, y, t) dx dy \quad (3.14)$$

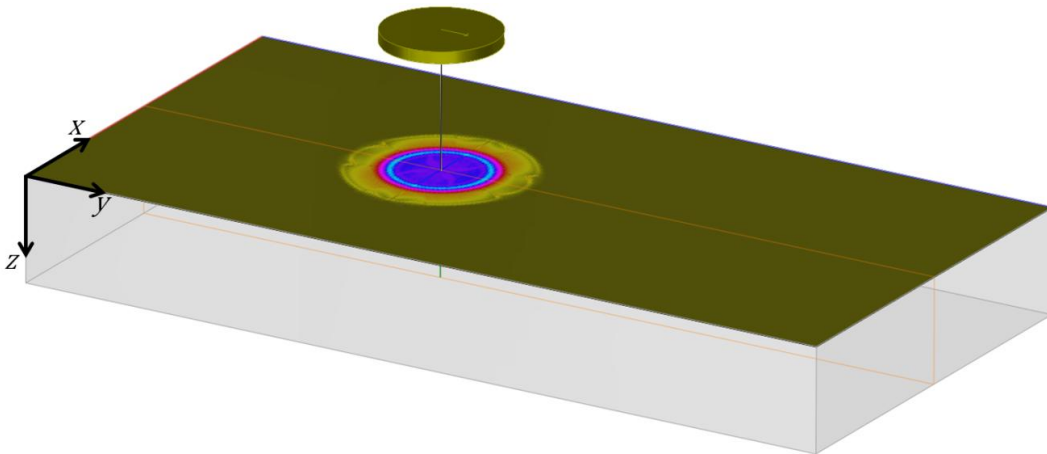


Figure 3.10 : Calcul de la sensibilité du capteur dans le plan $z = \varepsilon$.

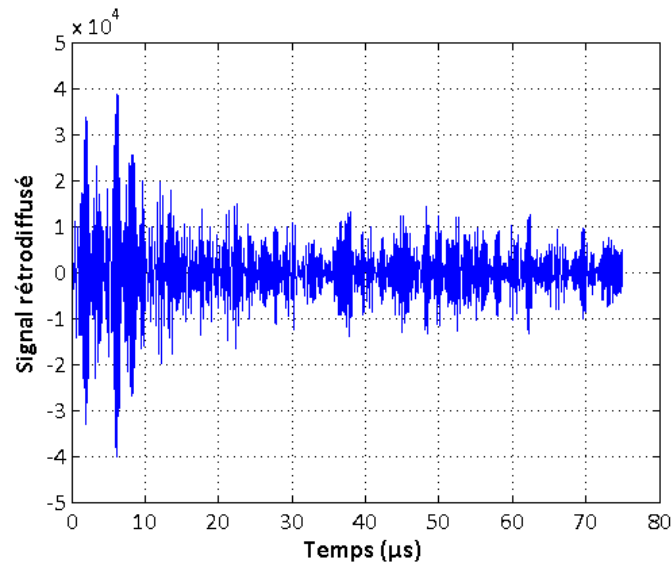


Figure 3.11 : Signal final généré par la méthode de simulation du bruit de structure dans le régime diffusif.

La figure 3.11 illustre un exemple de signal $S(t)$ ainsi modélisé. Il est à noter qu'étant donnée l'hypothèse effectuée sur l'établissement du régime diffusif, les échos géométriques ne sont pas pris en compte par cette méthode et n'apparaissent donc pas sur cette figure. Seule la contribution de la diffusion multiple au bruit de structure est simulée.

3.3 Avantages de la méthode de simulation

Une des originalités de la méthode de simulation développée au cours de ces travaux de thèse réside dans l'étape de génération du terme φ_Φ . Grâce à cette étape, nous avons la possibilité de modéliser un unique signal bruité enregistré par le capteur. Cependant, il est également possible d'en déduire le niveau de bruit moyen rétrodiffusé par l'échantillon en régime diffusif. De plus, cette méthode est simplement adaptable à d'autres configurations comme le contrôle en transmission.

Dans cette troisième partie, la moyenne d'ensemble menant au calcul du niveau de bruit moyen ainsi que les modifications à apporter à l'algorithme dans le cas d'une simulation en transmission sont présentés.

3.3.1 Calcul du niveau de bruit moyen

Expérimentalement, le bruit rétrodiffusé par un échantillon à microstructure hétérogène varie d'une position de mesure à l'autre. Une position de capteur correspond à une réalisation de

la microstructure. Une moyenne d'ensemble peut donc être réalisée en moyennant une quantité mesurée sur les P positions du capteur.

Dans le cas de notre méthode de simulation, il nous suffit de générer de nouvelles fonctions de phase φ_Φ pour simuler les différentes réalisations de la microstructure. L'application de la moyenne d'ensemble sur P réalisations se résume donc dans notre méthode à introduire une boucle sur les troisième et quatrième étapes. P bruits blancs sont alors générés, chacun menant à une réalisation de φ_Φ et donc en sortie de la méthode à un signal $S_p(t)$. Le niveau de bruit moyen $N(t)$ est alors obtenu grâce au calcul de l'enveloppe moyenne de ces signaux (figure 3.12) :

$$N(t) = \langle |\mathcal{H}\{S_p(t)\}| \rangle_P \quad (3.15)$$

où \mathcal{H} est la transformée de Hilbert.

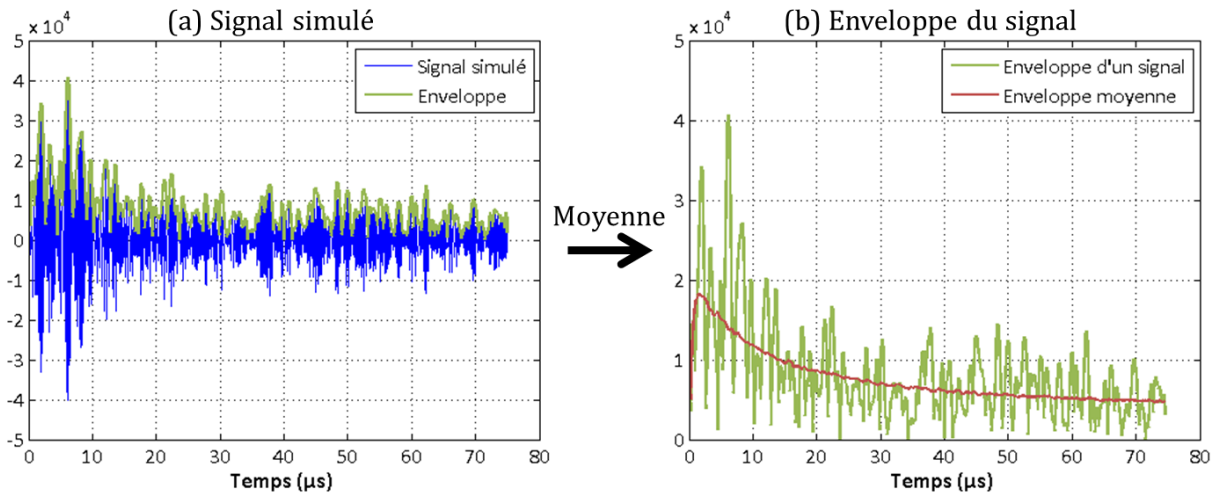


Figure 3.12 : (a) Signal $S_p(t)$ modélisé par la méthode de simulation et son enveloppe. (b) Détermination de l'enveloppe moyenne $N(t)$ par moyenne sur les P réalisations de φ_Φ .

Dans le chapitre 4, des résultats de simulation du niveau de bruit sont comparés à des mesures expérimentales. Ces comparaisons sont effectuées sur le niveau de bruit exprimé en décibels, soit $N_{dB}(t) = 20 * \log N(t)$.

3.3.2 Adaptation à une configuration en transmission

Dans la section 3.2, nous avons détaillé l'application de notre méthode de simulation au cas d'une inspection en émission-réception confondues. Celle-ci ne demandait de considérer qu'une seule position de capteur. Dans le cas de la simulation d'une configuration en transmission, quelques modifications doivent être effectuées.

La première étape est dédiée à l'émission du champ incident par le capteur. Il n'y a donc aucune modification à faire lors de ce calcul, et la profondeur du plan source est elle aussi inchangée.

Le premier changement est opéré lors de l'étape numéro 2. En effet, la résolution de l'équation de la diffusion, telle qu'elle est présentée dans la section 3.2.2, mène à une solution W dans le plan d'équation $z = 0$. Pour calculer le champ transmis à travers l'échantillon, il est donc nécessaire d'effectuer ce calcul sur le fond de la pièce, soit le plan d'équation $z = L_z$.

La génération de la fonction de phase est indépendante de l'endroit où elle est calculée. En effet, le champ est déterminé à partir d'un bruit dont les uniques paramètres d'entrée sont ses corrélations. De ce fait, il n'y a aucun changement à effectuer lors de cette troisième étape.

La deuxième et dernière modification de la méthode concerne la réception par le second capteur placé derrière l'échantillon. En effet, celui-ci doit être placé de l'autre côté de l'échantillon pour calculer sa carte de sensibilité dans le plan $z = L_z$. Là encore, le calcul de champ demandant une profondeur non nulle, nous prenons en réalité le plan $z = L_z - \varepsilon$.

Un schéma résumant les étapes modifiées de la méthode est illustré sur la figure 3.13.

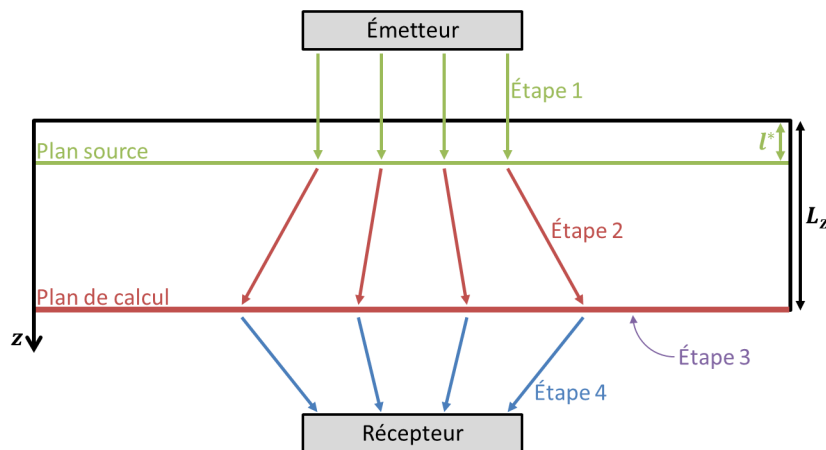


Figure 3.13 : Schéma résumé de la méthode de simulation du bruit de structure dans le cas d'une configuration en transmission.

3.4 Problème de calibration de la méthode

Dans le détail des étapes de la simulation effectuée dans la partie 3.2, nous avons fait l'usage d'une relation liant l'amplitude du champ ultrasonore à son énergie. Cette relation a été utilisée à deux reprises sous la forme valable pour une onde plane :

$$\text{Energie} \propto (\text{Amplitude})^2 \tag{3.16}$$

La connaissance du facteur de proportionnalité est nécessaire à la justesse du résultat de la simulation. Or, que ce soit lors du calcul de l'énergie source ou de celui de l'amplitude du champ diffusé, le facteur de proportionnalité n'est pas explicitement déterminé dans notre méthode. En conséquence, le problème de la calibration des résultats de simulation va se poser lors de la comparaison de ceux-ci avec des mesures expérimentales de bruit. En effet, à cause de la méconnaissance de ces facteurs, les niveaux de bruit simulés et mesurés ne pourront être confrontés de manière quantitative.

En pratique, nous tracerons les courbes en décibels. Le niveau de bruit simulé sera alors ajusté tel que sa valeur aux temps longs rejoigne celle mesurée. Cette manière de faire est motivée par le fait que le modèle de propagation utilisé dans notre méthode n'est valable que si le régime diffusif est établi. Or, c'est seulement après un certain temps de propagation dans un milieu hétérogène que cela est vérifié.

Pour corriger ce problème de calibration, une nouvelle méthode de simulation suivant la même démarche que la première, mais reposant sur une adaptation plus précise du théorème de réciprocité (Auld, 1979) a commencé à être développée. La démarche générale utilisée, ainsi que les premiers développements mathématiques mis en œuvre sont présentés dans la section 3.6.

3.5 Schéma récapitulatif

Un schéma récapitulatif de la méthode de simulation du bruit de structure, regroupant les principales informations la concernant, est proposé page suivante.

3.6 Proposition de calibration de la méthode de simulation

La méthode de simulation présentée dans la section 3.2 de ce chapitre permet de simuler l'évolution du bruit de structure en fonction du temps. Elle a par contre l'inconvénient de ne pas être calibrée : elle fournit le bruit de structure à un facteur de proportionnalité près. Les développements présentés ici visent à proposer une alternative qui n'aurait pas cette limitation.

3.6.1 Adaptation du formalisme de Auld

L'approche de simulation est explicitée ici dans le cadre du formalisme proposé par Auld (Auld, 1979), considérant l'utilisation de deux capteurs, en émission et réception.

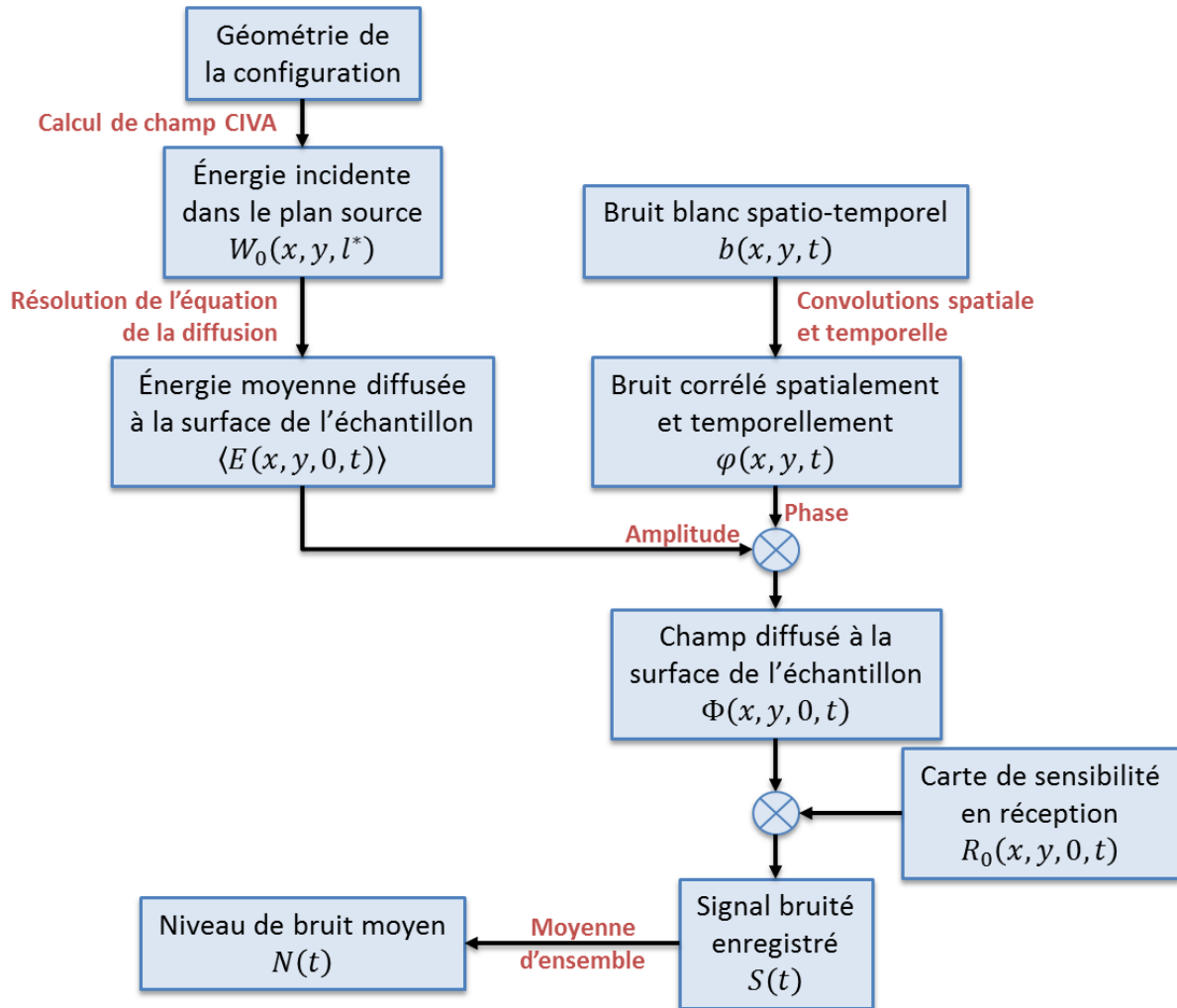


Figure 3.14 : Schéma récapitulatif de la méthode de simulation du bruit de structure ultrasonore dans le régime de diffusion multiple.

Dans ce formalisme, l'écho dû à la présence d'une inhomogénéité reçu par le capteur b , après émission par le capteur a , s'écrit dans le domaine fréquentiel :

$$\delta\Gamma_{ba} = \frac{1}{4P} \int_{S_F} (\mathbf{v}^{(1)} \cdot \boldsymbol{\sigma}^{(2)} - \mathbf{v}^{(2)} \cdot \boldsymbol{\sigma}^{(1)}) \cdot \mathbf{n} dS \quad (3.17)$$

où $\delta\Gamma$ est défini comme la variation du signal mesuré dû à la présence d'un défaut, P est la puissance émise, S_F est une surface fermée entourant le défaut et \mathbf{n} la normale à cette surface orientée vers l'intérieur. \mathbf{v} désigne un vecteur de vitesse particulière et $\boldsymbol{\sigma}$ un tenseur de contraintes. L'exposant (1) correspond au champ qui serait émis par le traducteur émetteur en l'absence du défaut. L'exposant (2) correspond au champ qui serait émis par le traducteur récepteur en présence du défaut.

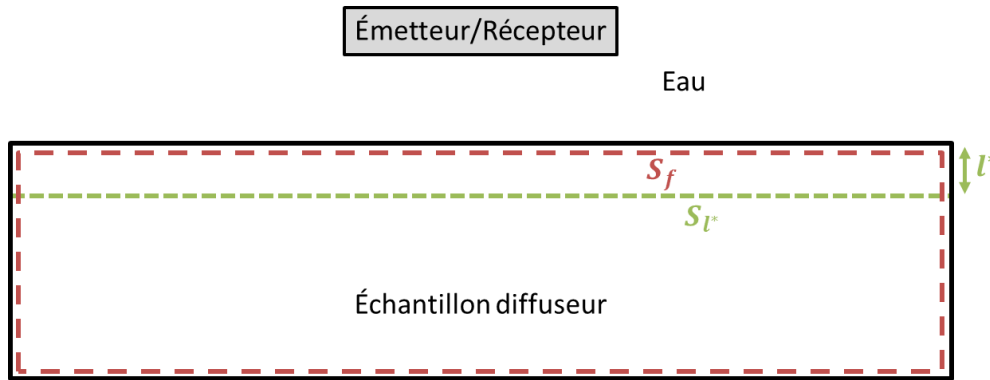


Figure 3.15 : Représentation schématique de la configuration modélisée.

Toutes les équations de cette section se placent dans ce formalisme et sont données dans le domaine fréquentiel. Ce formalisme est couramment utilisé pour exprimer les échos de défauts, ce qui est utile dans le cadre d'une comparaison avec des résultats expérimentaux. En effet, les amplitudes des échos mesurés expérimentalement sont souvent exprimées par rapport à l'amplitude de l'écho d'un défaut de référence. Son application au cas du bruit de structure peut donc permettre d'exprimer un rapport d'amplitude entre le bruit de structure et un écho de référence.

Dans notre situation, l'équation (3.17) est appliquée au bruit de structure dans le cas d'un contrôle en émission-réception confondues. Cette configuration est schématisée sur la figure 3.15. Les solutions (1) et (2) correspondent donc toutes deux à des champs émis par le même traducteur. Le champ (1) correspond à un cas fictif dans lequel aucune diffusion n'a lieu dans l'échantillon, tandis que le champ (2) correspond à un cas dans lequel les phénomènes de diffusion sont bien pris en compte. Nous définissons ainsi la surface S_f comme suivant le contour de l'échantillon entier. Celle-ci est considérée comme incluse dans l'échantillon.

3.6.2 Calcul du champ en l'absence de diffusion

Le champ (1) peut être obtenu à l'aide d'outils existants comme par exemple le module de calcul de champ de CIVA, déjà utilisé dans le paragraphe 3.2.1 de ce chapitre. Le champ émis par le capteur est alors calculé sur la surface S_f .

La densité d'énergie totale correspondant à ce champ est donnée par :

$$W^{(1)} = \rho |\mathbf{v}^{(1)}|^2 \quad (3.18)$$

3.6.3 Calcul du champ en présence de diffusion

Le champ (2), en présence de diffusion, peut être évalué à l'aide de l'approximation de la diffusion, suivant l'approche également présentée dans le paragraphe 3.2.2. Dans cette approche, la propagation de l'émetteur jusqu'à une profondeur l^* dans l'échantillon est issue d'un calcul de champ sans diffusion. Ce calcul est le même que celui du paragraphe précédent, mais il est réalisé cette fois sur la surface notée S_{l^*} , tracée sur la figure 3.15, et non plus sur la surface S_f .

La densité d'énergie sur la surface S_{l^*} sert de source pour un calcul de la diffusion. Ce calcul permet d'obtenir une densité d'énergie moyenne après diffusion, notée $\langle W^{(2)} \rangle$.

La principale difficulté de la méthode consiste à faire le lien entre cette quantité $\langle W^{(2)} \rangle$ et les $\mathbf{v}^{(2)}$ et $\boldsymbol{\sigma}^{(2)}$ qui apparaissent dans l'expression de $\delta\Gamma$. $\langle W^{(2)} \rangle$ est une quantité moyennée tandis que $\mathbf{v}^{(2)}$ et $\boldsymbol{\sigma}^{(2)}$ correspondent à une réalisation donnée de la microstructure. De plus, $W^{(2)}$ est une grandeur scalaire qui contient moins d'information que le vecteur $\mathbf{v}^{(2)}$ et que le tenseur $\boldsymbol{\sigma}^{(2)}$. Pour un $W^{(2)}$ donné, il est possible de trouver une infinité de $\mathbf{v}^{(2)}$ et de $\boldsymbol{\sigma}^{(2)}$ correspondants (par exemple en considérant des ondes qui se propagent dans différentes directions). Il semble donc illusoire de chercher à déduire directement $\mathbf{v}^{(2)}$ et $\boldsymbol{\sigma}^{(2)}$ de $\langle W^{(2)} \rangle$.

3.6.4 Rappel sur l'approche de la première méthode

Dans l'approche proposée dans la section 3.2, ces problèmes sont contournés en considérant non pas $\mathbf{v}^{(2)}$ et $\boldsymbol{\sigma}^{(2)}$ mais une grandeur scalaire Φ . Cette grandeur peut être reliée au formalisme développé ici par une relation de proportionnalité :

$$\Phi \propto \frac{1}{U_1} (\mathbf{v}^{(1)} \cdot \boldsymbol{\sigma}^{(2)} - \mathbf{v}^{(2)} \cdot \boldsymbol{\sigma}^{(1)}) \cdot \mathbf{n} \quad (3.19)$$

où U_1 est l'amplitude du champ (1). Les quantités $\langle |\mathbf{v}^{(2)}|^2 \rangle$ et $\langle |\boldsymbol{\sigma}^{(2)}|^2 \rangle$ peuvent être considérées comme proportionnelles à $\langle W^{(2)} \rangle$. Cela conduit à utiliser une relation du type :

$$\langle |\Phi|^2 \rangle \propto \langle W^{(2)} \rangle \quad (3.20)$$

Des réalisations de Φ sont obtenues par tirage aléatoire de phases, son module étant supposé statistiquement invariant. Les facteurs de proportionnalité des équations (3.19) et (3.20) ne sont pas déterminés, ce qui empêche la calibration en amplitude des résultats.

3.6.5 Approche alternative des calculs du champ et du signal

Nous proposons ici une approche alternative qui a l'avantage de ne pas reposer sur ce type de facteurs. Cette approche ne vise pas à déterminer directement $\delta\Gamma$, mais certaines de ces propriétés statistiques : $\langle \delta\Gamma \rangle$ et $\langle |\delta\Gamma|^2 \rangle$.

Dans l'expression (3.17), seul le champ (2) varie d'une réalisation de la microstructure à une autre. Cela implique :

$$\langle \delta\Gamma \rangle = \frac{1}{4P} \int_{S_F} (\mathbf{v}^{(1)} \cdot \langle \boldsymbol{\sigma}^{(2)} \rangle - \langle \mathbf{v}^{(2)} \rangle \cdot \boldsymbol{\sigma}^{(1)}) \cdot \mathbf{n} \, dS \quad (3.21)$$

et

$$\begin{aligned} \langle |\delta\Gamma|^2 \rangle &= \frac{1}{16P^2} \left\langle \int_{S_F} (\mathbf{v}^{(1)}(\mathbf{x}) \cdot \boldsymbol{\sigma}^{(2)}(\mathbf{x}) - \mathbf{v}^{(2)}(\mathbf{x}) \cdot \boldsymbol{\sigma}^{(1)}(\mathbf{x})) \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}) \, dS(\mathbf{x}) \right. \\ &\quad \times \left. \int_{S_F} (\mathbf{v}^{(1)*}(\mathbf{x}') \cdot \boldsymbol{\sigma}^{(2)*}(\mathbf{x}') - \mathbf{v}^{(2)*}(\mathbf{x}') \cdot \boldsymbol{\sigma}^{(1)*}(\mathbf{x}')) \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}') \, dS(\mathbf{x}') \right\rangle \end{aligned} \quad (3.22)$$

Les variables d'intégration en espace \mathbf{x} et \mathbf{x}' sont explicitées dans cette dernière équation afin de permettre de distinguer les deux intégrations.

3.6.5.1 Statistiques des champs après diffusion

Afin de pouvoir évaluer les expressions (3.21) et (3.22), il est nécessaire de faire des hypothèses sur les statistiques du champ (2). Pour cela, nous nous appuyons sur l'hypothèse de régime diffusif, qui a deux implications. La première est que les ondes L et T sont dans des proportions telles que la relation d'équipartition est respectée (Weaver, 1982; Papanicolaou et al., 1996), soit :

$$E_T = 2\kappa^3 E_L \quad (3.23)$$

avec E_L et E_T les énergies des ondes longitudinales et transverses et $\kappa = v_L/v_T$ le rapport des vitesses longitudinale et transverse dans le milieu.

La seconde implication du régime diffusif est que le champ est statistiquement isotrope. Cela permet des simplifications qu'il est possible de faire apparaître en exprimant tout d'abord le champ (2) sous la forme d'une décomposition en ondes planes :

$$\begin{aligned} v^{(2)}(\mathbf{x}) = & \int_{\Omega} A_L(\theta, \psi) \exp(ik_L \mathbf{d}(\theta, \psi) \cdot \mathbf{x}) \mathbf{d}(\theta, \psi) d\Omega(\theta, \psi) \\ & + \int_{\Omega} A_T(\theta, \psi) \exp(ik_T \mathbf{d}(\theta, \psi) \cdot \mathbf{x}) \mathbf{p}_T(\theta, \psi) d\Omega(\theta, \psi) \end{aligned} \quad (3.24)$$

Les variables d'intégration θ et ψ sont deux angles qui définissent une direction de propagation caractérisée par le vecteur unitaire $\mathbf{d}(\theta, \psi)$. Les intégrations se font sur l'ensemble Ω de toutes les directions. $A_L(\theta, \psi)$ et $A_T(\theta, \psi)$ sont les amplitudes complexes des ondes L et T dans cette direction. $\mathbf{p}_T(\theta, \psi)$ est un vecteur unitaire donnant la polarisation des ondes T.

Les quantités $A_L(\theta, \psi)$, $A_T(\theta, \psi)$ et $\mathbf{p}_T(\theta, \psi)$ dépendent de la microstructure et peuvent être vues comme des variables aléatoires. Dans l'hypothèse de champ totalement incohérent, ces variables sont indépendantes l'une de l'autre. Nous supposons de plus que les quantités correspondant à deux directions différentes sont indépendantes l'une de l'autre.

3.6.5.2 Lien avec la densité d'énergie moyenne

Les équations (3.18) et (3.24), permettent d'exprimer les densités d'énergie du champ (2) correspondant aux ondes L et ondes T :

$$W_L^{(2)} = \rho \int_{\Omega} \int_{\Omega'} A_L(\theta, \psi) A_L^*(\theta', \psi') d\Omega(\theta, \psi) d\Omega(\theta', \psi') \quad (3.25)$$

$$W_T^{(2)} = \rho \int_{\Omega} \int_{\Omega'} A_T(\theta, \psi) A_T^*(\theta', \psi') d\Omega(\theta, \psi) d\Omega(\theta', \psi') \quad (3.26)$$

L'hypothèse que les amplitudes sont indépendantes pour deux directions différentes permet de faire disparaître une intégrale lors du passage à la moyenne :

$$\langle W_L^{(2)} \rangle = \rho \int_{\Omega} \langle |A_L(\theta, \psi)|^2 \rangle d\Omega(\theta, \psi) \quad (3.27)$$

$$\langle W_T^{(2)} \rangle = \rho \int_{\Omega} \langle |A_T(\theta, \psi)|^2 \rangle d\Omega(\theta, \psi) \quad (3.28)$$

Les distributions statistiques de $A_L(\theta, \psi)$ et $A_T(\theta, \psi)$ sont indépendantes de la direction, nous pouvons donc les remplacer par des variables aléatoires génériques A_L et A_T qui ne dépendent pas de la direction. L'intégration sur toutes les directions devient alors une multiplication par 4π :

$$\langle W_L^{(2)} \rangle = 4\pi\rho\langle |A_L|^2 \rangle \quad (3.29)$$

$$\langle W_T^{(2)} \rangle = 4\pi\rho\langle |A_T|^2 \rangle \quad (3.30)$$

L'hypothèse d'équipartition de l'énergie donnée par l'équation (3.23) permet d'écrire :

$$\langle |A_T|^2 \rangle = 2\kappa^3 \langle |A_L|^2 \rangle \quad (3.31)$$

Par ailleurs la somme des deux énergies moyennes est égale à l'énergie moyenne totale $\langle W^{(2)} \rangle$, d'où :

$$\langle |A_L|^2 \rangle + \langle |A_T|^2 \rangle = \frac{1}{4\pi\rho} \langle W^{(2)} \rangle \quad (3.32)$$

En combinant les équations (3.31) et (3.32), les expressions suivantes peuvent donc être obtenues :

$$\langle |A_L|^2 \rangle = \frac{1}{4\pi\rho(1 + 2\kappa^3)} \langle W^{(2)} \rangle \quad (3.33)$$

$$\langle |A_T|^2 \rangle = \frac{\kappa^3}{2\pi\rho(1 + 2\kappa^3)} \langle W^{(2)} \rangle \quad (3.34)$$

Or l'énergie moyenne totale $\langle W^{(2)} \rangle$ est une grandeur connue, car donnée par le résultat du calcul de la diffusion. Les quantités $\langle |A_L|^2 \rangle$ et $\langle |A_T|^2 \rangle$ sont donc elles aussi connues.

3.6.5.3 Moyenne du signal

Dans le modèle proposé :

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{v}^{(2)}(\mathbf{x}) \rangle &= \int_{\Omega} \langle A_L(\theta, \psi) \rangle \exp(ik_L \mathbf{d}(\theta, \psi) \cdot \mathbf{x}) \mathbf{d}(\theta, \psi) d\Omega(\theta, \psi) \\ &+ \int_{\Omega} \langle A_T(\theta, \psi) \rangle \exp(ik_T \mathbf{d}(\theta, \psi) \cdot \mathbf{x}) \mathbf{p}_T(\theta, \psi) d\Omega(\theta, \psi) \end{aligned} \quad (3.35)$$

Le champ étant supposé totalement incohérent et aléatoire, les phases des amplitudes complexes A_L et A_T sont uniformément réparties sur $[0, 2\pi]$ et indépendantes des modules. Il en résulte que $\langle A_L(\theta, \psi) \rangle = \langle A_T(\theta, \psi) \rangle = 0$. En conséquence :

$$\langle \mathbf{v}^{(2)} \rangle = 0 \quad (3.36)$$

De la même manière, $\sigma^{(2)}$ peut également être exprimé comme une somme de deux facteurs proportionnels à respectivement A_L et A_T . Le même raisonnement que pour $\mathbf{v}^{(2)}$ conduit alors à :

$$\langle \sigma^{(2)} \rangle = 0 \quad (3.37)$$

Ces deux dernières équations, reportées dans (3.21), nous donnent :

$$\langle \delta\Gamma \rangle = 0 \quad (3.38)$$

Le bruit de structure issu de ce modèle est donc en moyenne nul. Cela est cohérent avec les observations expérimentales, qui montrent que le bruit de structure tend à disparaître quand il est moyenné.

3.6.5.4 Moyenne du carré du signal

La moyenne du carré du signal a un intérêt particulier. En effet, le bruit de structure peut généralement être décrit comme une variable aléatoire à distribution gaussienne centrée en zéro. Une telle distribution est alors entièrement déterminée par sa variance, égale dans ce cas à la moyenne du carré de son signal. Calculer $\langle |\delta\Gamma|^2 \rangle$ permettrait donc de décrire entièrement la distribution du signal bruité.

Le développement de l'expression (3.22) dans le cas général est assez lourd. Nous donnons donc ici ce développement uniquement dans un cas particulier simplifié, à titre illustratif. Dans ce cas simplifié, le champ (1) peut être décrit comme une onde L se propageant suivant la direction z et la surface S_f est supposée être normale à cette direction.

En raison de la direction de propagation, seule la troisième composante de $\mathbf{v}^{(1)}$ est non nulle. Et, en raison de l'orientation de la surface S_f , il en est de même concernant son vecteur normal : seule la troisième composante de \mathbf{n} est différente de zéro. Il en résulte :

$$\delta\Gamma = \frac{1}{4P} \int_{S_f} \left(v_3^{(1)} \sigma_{33}^{(2)} - v_3^{(2)} \sigma_{33}^{(1)} \right) dS \quad (3.39)$$

La moyenne du carré du signal a donc pour expression :

$$\begin{aligned} \langle |\delta\Gamma|^2 \rangle = & \frac{1}{16P^2} \left\langle \int_{S_F} \left(v_3^{(1)}(\mathbf{x})\sigma_{33}^{(2)}(\mathbf{x}) - v_3^{(2)}(\mathbf{x})\sigma_{33}^{(1)}(\mathbf{x}) \right) dS(\mathbf{x}) \right. \\ & \left. \times \int_{S_F} \left(v_3^{(1)*}(\mathbf{x}')\sigma_{33}^{(2)*}(\mathbf{x}') - v_3^{(2)*}(\mathbf{x}')\sigma_{33}^{(1)*}(\mathbf{x}') \right) dS(\mathbf{x}') \right\rangle \end{aligned} \quad (3.40)$$

Soit :

$$\begin{aligned} \langle |\delta\Gamma|^2 \rangle = & \frac{1}{16P^2} \int_{S_F} \int_{S_F} \left(v_3^{(1)}(\mathbf{x})v_3^{(1)*}(\mathbf{x}') \langle \sigma_{33}^{(2)}(\mathbf{x})\sigma_{33}^{(2)*}(\mathbf{x}') \rangle \right. \\ & + \sigma_{33}^{(1)}(\mathbf{x})\sigma_{33}^{(1)*}(\mathbf{x}') \langle v_3^{(2)}(\mathbf{x})v_3^{(2)*}(\mathbf{x}') \rangle \\ & \left. - 2\text{Re} \left\{ v_3^{(1)}(\mathbf{x})\sigma_{33}^{(1)*}(\mathbf{x}') \langle \sigma_{33}^{(2)}(\mathbf{x})v_3^{(2)*}(\mathbf{x}') \rangle \right\} \right) dS(\mathbf{x})dS(\mathbf{x}') \end{aligned} \quad (3.41)$$

Les expressions des trois moyennes qui apparaissent dans l'équation (3.41) peuvent être déduites directement de l'équation (3.24). En supposant que $\langle W^{(2)} \rangle$ varie peu entre \mathbf{x} et \mathbf{x}' , ces expressions sont dépendantes de $\mathbf{x} - \mathbf{x}'$ et proportionnelles à $\langle |A_L|^2 \rangle$ et $\langle |A_T|^2 \rangle$. Ces derniers sont eux-mêmes proportionnels à $\langle W^{(2)} \rangle$ d'après les équations (3.33) et (3.34). Il serait donc possible de les exprimer sous la forme :

$$\langle \sigma_{33}^{(2)}(\mathbf{x})\sigma_{33}^{(2)*}(\mathbf{x}') \rangle = \langle W^{(2)} \rangle f_1(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \quad (3.42)$$

$$\langle v_3^{(2)}(\mathbf{x})v_3^{(2)*}(\mathbf{x}') \rangle = \langle W^{(2)} \rangle f_2(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \quad (3.43)$$

$$\langle \sigma_{33}^{(2)}(\mathbf{x})v_3^{(2)*}(\mathbf{x}') \rangle = \langle W^{(2)} \rangle f_3(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \quad (3.44)$$

Les trois fonctions f_1 , f_2 et f_3 peuvent être interprétées comme les covariances du champ diffusé. Même si les expressions de ces trois fonctions ne sont pas explicitées ici, elles ne sont pas indéterminées. Elles peuvent être développées à partir d'équations dans lesquelles aucune inconnue n'intervient.

Le principal obstacle à l'implémentation de cette méthode est que les expressions des fonctions f_1 , f_2 et f_3 font intervenir des intégrales sur l'ensemble des directions de propagation. Ces dernières ne peuvent pas à notre connaissance être évaluées analytiquement. Il serait donc nécessaire de développer des méthodes pour les calculer numériquement. De plus, ces trois fonctions permettent de décrire le cas simplifié présenté ici (onde L en incidence normale), mais d'autres fonctions devraient être définies pour permettre de traiter des cas plus généraux.

Une fois ces fonctions connues, les deux intégrations selon \mathbf{x} et \mathbf{x}' devraient également être réalisées numériquement.

3.6.6 Conclusion sur la méthode calibrée

Les développements présentés ici établissent les principes généraux d'une méthode alternative à celle de la section 3.2. Elle aurait l'avantage par rapport à cette dernière d'être calibrée et de permettre des comparaisons quantitatives de niveaux de bruit avec des échos de référence.

Il est intéressant de noter que cette méthode alternative nécessite moins de paramètres d'entrée caractérisant la diffusion que celle décrite dans le chapitre 3. Cette dernière demande en effet trois paramètres d'entrée : le libre parcours moyen de transport l^* , la constante de diffusion D et la distance de corrélation d_c . L'alternative décrite ici fait usage de l^* et de D de la même façon mais ne nécessite pas d_c . La corrélation spatiale du champ découle ici directement de sa décomposition sous forme d'ondes planes. De plus, nous avons vu dans le chapitre 4 que la valeur de l^* pouvait être déduite de la constante de diffusion, dans l'hypothèse du régime diffusif établi. De ce fait, la nombre de paramètres d'entrée se réduirait potentiellement à la seule connaissance de D .

L'inconvénient majeur de cette méthode est que son implémentation nécessiterait la mise en œuvre de calculs numériques d'un grand nombre de fonctions. Ce travail, qui demanderait un temps important, n'a pas pu être réalisé durant cette thèse. Il pourrait néanmoins en constituer une suite intéressante.

Conclusion du troisième chapitre

Dans ce chapitre, nous avons présenté un modèle de simulation du bruit de structure ultrasonore dans le régime diffusif. Il se décompose en quatre étapes : l'émission par le capteur, le calcul de la propagation de l'énergie ultrasonore, le calcul du champ diffusé à partir de l'énergie moyenne diffusée, et la réception par le capteur.

Cette méthode diffère des méthodes de simulations se plaçant dans l'hypothèse de diffusion simple. En effet, elle se place dans le cadre de l'approximation de la diffusion (au sens diffusion de la chaleur) dans laquelle les phénomènes de diffusion multiple sont dominants. Pour modéliser la propagation de l'énergie ultrasonore, il est possible de résoudre l'équation du transfert radiatif (ETR) ou encore l'équation de la diffusion (ED). Cette dernière possède l'avantage de pouvoir être résolue analytiquement, c'est pourquoi elle a été choisie. La solution de l'ED utilisée est une solution à trois dimensions (Deroo et al., 2010). Elle considère un milieu de forme rectangulaire et des conditions aux limites de parois parfaitement réfléchissantes.

Pour calculer les fluctuations du champ diffusé, un algorithme de génération aléatoire de bruit corrélé a été développé. Le principe de celui-ci est de générer un bruit blanc et d'y intro-

duire des corrélations spatiales et temporelles. La corrélation spatiale correspond à celle mesurée expérimentalement dans le chapitre 2.

De plus, en associant cette méthode au module de *calcul de champ* de la plate-forme logicielle CIVA, l'émission et la réception par le capteur ont été prises en compte, ce qui a mené à la simulation du bruit de structure enregistré par celui-ci lors d'une inspection.

Enfin, en prenant la moyenne sur le désordre de l'enveloppe du bruit ainsi simulé, nous avons pu obtenir le niveau de bruit moyen reçu par le capteur. Dans le chapitre 4, ce résultat sera comparé à des mesures de bruit de structure effectuées dans des échantillons d'acier inoxydables. Toutefois, la méthode de simulation présentée dans ce chapitre a l'inconvénient de ne pas être calibrée, certains facteurs de proportionnalité n'étant pas explicitement déterminés. Le principe général d'une approche alternative qui permettrait une calibration a été présenté en fin de ce chapitre.

CHAPITRE 4

Comparaisons des niveaux de bruit simulés avec des résultats expérimentaux

Introduction

Dans ce quatrième et dernier chapitre, les résultats de la méthode de simulation présentée au chapitre 3 sont comparés à des mesures de bruits réalisées dans des échantillons d'acier diffuseurs. Les résultats de ces comparaisons vont alors permettre de déterminer si le modèle prédit correctement l'évolution temporelle du niveau de bruit moyen lié aux phénomènes de diffusion multiple.

Les échantillons diffuseurs inspectés sont similaires aux aciers utilisés dans l'industrie nucléaire. Ce sont les mêmes que ceux dont les paramètres de transport caractéristiques ont été déterminés dans le chapitre 2.

Dans une première partie nous récapitulons les valeurs des paramètres d'entrée utilisées dans les simulations effectuées tout au long de ce chapitre. En particulier, la démarche de calcul du libre parcours moyen de transport l^* utilisé dans la simulation est explicitée.

Dans la deuxième partie, les différentes configurations expérimentales considérées sont présentées, ainsi que le traitement qui leur est appliqué pour en extraire le niveau de bruit moyen. Enfin, dans la troisième et dernière partie, les résultats des comparatifs dans chacune des configurations sont exposés et analysés. Ces résultats sont également confrontés à ceux d'un modèle fondé sur l'approximation de la diffusion simple.

4.1 Paramètres d'entrée de la simulation

Dans la méthode de simulation présentée au chapitre 3, le bruit simulé dépend de plusieurs paramètres. Dans la littérature, un des objectifs de la comparaison des signaux mesurés et simulés est de déterminer ces paramètres d'entrée (Page et al., 1995; Anugonda et al., 2001). Nous avons choisi l'approche contraire, qui est d'utiliser les paramètres mesurés dans le chapitre 2 en entrée de la simulation.

4.1.1 Détermination du libre parcours moyen de transport

Lors de la caractérisation des échantillons d'acier diffuseurs, trois paramètres caractéristiques de la propagation des ondes en régime diffusif ont été déterminés : le libre parcours moyen élastique l_e , la distance de corrélation d_c et la constante de diffusion D . En ce qui concerne D , ce paramètre apparaît explicitement dans la solution de l'équation de la diffusion. d_c est utilisé lors de la génération aléatoire de la fonction de phase du champ diffusé à l'interface. Dans cette étape, nous utilisons une fenêtre exponentielle à deux dimensions pour introduire des corrélations spatiales dans le bruit blanc initial. Le paramètre d_c représente alors la largeur caractéristique de la décroissance exponentielle de cette fenêtre.

Pour ce qui est du paramètre l_e , il apparaît dans la première étape, lors du calcul de champ émis par le capteur. Ce calcul est effectué à une profondeur égale à l^* , le libre parcours moyen de transport. Or, c'est le libre parcours moyen élastique, l_e , qui a été mesuré expérimentalement. Nous avons vu dans le premier chapitre, section 1.3.3, que le paramètre l^* peut être déterminé de deux manières différentes. Soit par rapport à l_e , soit par rapport à D .

4.1.1.1 Utilisation du libre parcours moyen élastique

Dans ce paragraphe, nous allons détailler comment déduire le libre parcours moyen de transport du libre parcours moyen élastique. Nous rappelons que la relation liant l^* et l_e , présentée au premier chapitre, est :

$$l^* = \frac{l_e}{1 - \langle \cos \rangle} \quad (4.1)$$

où le « cosinus moyen » $\langle \cos \rangle$ est défini comme l'intégrale sur toutes les directions du cosinus de l'angle de diffusion, pondéré par la probabilité de diffusion dans cette direction, pour un unique évènement de diffusion.

Le cosinus moyen est un terme mesurable expérimentalement lorsque le milieu diffusant est constitué de diffuseurs identiques et qu'il est possible d'isoler l'un d'entre eux. Dans un milieu continu tel que l'acier, ces deux conditions ne sont pas remplies. D'une part, les grains cons-

tituant le matériau n'ont pas tous les mêmes propriétés élastiques, et d'autre part, il est impossible d'en isoler un du reste de la structure dans le but de mesurer son diagramme de diffusion. Pour contourner cet obstacle, une solution peut consister à utiliser les coefficients de diffusion η , présentés dans le chapitre 1, section 1.3.2. Ces coefficients modélisent l'énergie d'une onde diffusée en moyenne dans une direction donnée par un élément de volume du matériau. Ils prennent en compte les conversions de mode ayant lieu lors de la propagation de l'onde (Rose, 1992). Le modèle permettant leur calcul repose sur l'approximation de Born. Or, pour les matériaux très diffusants, ou lors de l'utilisation de hautes fréquences, le contraste entre les hétérogénéités est très important et l'approximation de Born n'est plus valide. Cela rend l'applicabilité des coefficients de diffusion limitée dans le cadre de la simulation de la diffusion multiple.

De plus, nous avons vu lors de la mesure de l_e (chapitre 2, partie 2.3) que ce paramètre était difficile voire impossible à déterminer dans notre configuration expérimentale aux fréquences où le régime diffusif est rapidement établi. En effet, lorsque le signal cohérent est trop atténué, les échos de fond deviennent plus faibles que le bruit, et l'approche basée sur le calcul du spectre de ces échos est inapplicable.

Pour toutes ces raisons, la détermination de l^* via la mesure de l_e semble trop peu précise dans le régime diffusif.

4.1.1.2 Utilisation de la constante de diffusion

La seconde méthode de détermination de l^* consiste à utiliser la définition mathématique de la constante de diffusion. En effet, comme nous l'avons vu dans le paragraphe 1.3.3.3, la simplification de l'équation du transfert radiatif mène à l'équation de la diffusion. Dans cette dernière, D est définie par la relation suivante dans le cas d'une onde élastique :

$$D = \frac{1}{1 + 2\kappa^3} \left[\frac{v_L l_L^*}{3} + 2\kappa^3 \frac{v_T l_T^*}{3} \right] \quad (4.2)$$

où κ est défini comme le rapport des vitesses des ondes longitudinales et des ondes transverses, soit v_L/v_T .

Dans cette équation, deux valeurs de l^* apparaissent à raison d'une pour chaque polarisation possible de l'onde élastique. Pour déterminer laquelle utiliser, nous allons effectuer une nouvelle hypothèse sur le régime diffusif.

Dans la simulation, nous avons considéré qu'aucune interaction entre l'onde incidente et la microstructure n'avait lieu avant $z = l^*$, et qu'à partir de cette profondeur, le régime diffusif est établi. Or, même si les contributions correspondantes ne sont pas prises en compte dans la méthode, l'onde est tout de même diffusée avant cette limite. Il est alors légitime de se demander

si le libre parcours moyen de transport doit être choisi par rapport à la polarisation de l'onde incidente ou aux propriétés du régime diffusif. Pour que le choix soit indépendant de la configuration considérée, donnant ainsi plus de souplesse à la simulation, nous avons choisi la deuxième solution.

En réalité, la constante de diffusion D de l'équation (4.2) est la moyenne des coefficients de diffusion des ondes de compression et de cisaillement, pondérés par leurs énergies respectives :

$$D = \frac{D_T U_T + D_L U_L}{U_T + U_L} = \frac{D_T + \xi D_L}{1 + \xi} \quad (4.3)$$

avec ξ le rapport de l'énergie des ondes longitudinales sur celle des ondes transverses.

D'après Weaver (Weaver, 1982), ces énergies sont gouvernées par le théorème d'équipartition. Celui-ci énonce que dans le régime diffusif, ξ peut s'exprimer :

$$\xi = \frac{U_L}{U_T} = \frac{v_T^3}{2v_L^3} \quad (4.4)$$

Le facteur 2 présent dans la formule provient du nombre de polarisations possibles des ondes T contre une seule en ondes L. Dans le cas des plaques en acier utilisées tout au long de cette thèse, et dont les valeurs des vitesses sont reportées dans le tableau 2.3, nous obtenons $\xi_{for} = 0,079$ et $\xi_{mou} = 0,082$. Cela signifie que dans l'expression de D , les contributions de l'onde longitudinale peuvent être négligées. Nous retrouvons alors une formule analogue à la relation valable pour les ondes scalaires :

$$D = \frac{v_T l_T^*}{3} \quad (4.5)$$

soit

$$l_T^* = \frac{3D}{v_T} \quad (4.6)$$

C'est avec cette formule que le paramètre d'entrée de la méthode de simulation a été calculé. Un des avantages qui découlent de ce choix est de ramener le nombre de paramètres nécessaires en entrée de la simulation à deux au lieu de trois.

4.1.2 Récapitulatif des paramètres d'entrée

Les valeurs des paramètres utilisés en entrée de la méthode de simulation sont regroupées dans le tableau 4.1. Nous rappelons que celles-ci proviennent des mesures expérimentales menées dans le chapitre 2, et dans le cas de l^* , de l'équation (4.6).

Fréquence	1 MHz	2 MHz	3 MHz	5 MHz	7 MHz	10 MHz	
Acier forgé GG	l^* (mm)	19,6	11,8	6,2	4,3	2,1	1,9
	d_c (mm)	5	2,6	0,9	0,5	0,3	0,25
	D (mm ² . μs ⁻¹)	20	12	6,3	4,4	2,1	1,9
Acier moulé	l^* (mm)	7,4	5,1	4,3	3,5	1,2	0,26
	d_c (mm)	1,4	1	0,8	0,5	0,21	0,2
	D (mm ² . μs ⁻¹)	8	5,5	4,6	3,8	1,3	0,28

Tableau 4.1 : Récapitulatif des valeurs utilisées en entrée de la méthode de simulation. En rouge, les valeurs jugées imprécises (cf. tableau 3.7). En vert, la valeur de d_c extrapolée.

Aux basses fréquences, une valeur de d_c n'avait pas été déterminée avec une bonne précision. Pour compléter ce tableau, la valeur inconnue a été extrapolée d'après la dépendance fréquentielle du paramètre correspondant. De plus, certaines valeurs de D avaient été jugées peu précises en raison d'un régime diffusif pas totalement installé. Il est à noter que ces imprécisions auront une incidence non négligeable sur les résultats de simulation. Cependant dans les conditions où les paramètres n'ont pu être mesurés, le régime diffusif n'est a priori pas établi, ce qui met de toute façon en doute la validité des prédictions du modèle.

4.2 Description des configurations expérimentales

Au cours de la thèse, deux campagnes expérimentales ont été menées sur les plaques d'acier moulé et forgé dans des configurations en immersion. De plus, lors de travaux antérieurs, une inspection à plusieurs fréquences a été effectuée dans l'échantillon forgé à gros grains, en utilisant un capteur au contact. Dans cette deuxième partie, nous présentons en détail ces deux configurations expérimentales dont les mesures de bruit sont comparées aux résultats de simulation. Le post-traitement appliqué aux données et permettant d'obtenir le niveau de bruit moyen est également explicité.

4.2.1 Mesure en immersion

Les mesures de bruit de structure en immersion sont effectuées grâce aux mêmes données expérimentales ayant permis de déterminer les paramètres d'entrée de la simulation. Le niveau de bruit moyen rétrodiffusé est alors tiré directement de la matrice de réponse K , par l'application d'un nouveau post-traitement. Pour rappel, la matrice de réponse contient toutes les réponses impulsionnelles $k_{er}(t)$ entre tous les couples (e, r) d'éléments émetteur/récepteur. La configuration ainsi considérée est illustrée sur la figure 4.1.

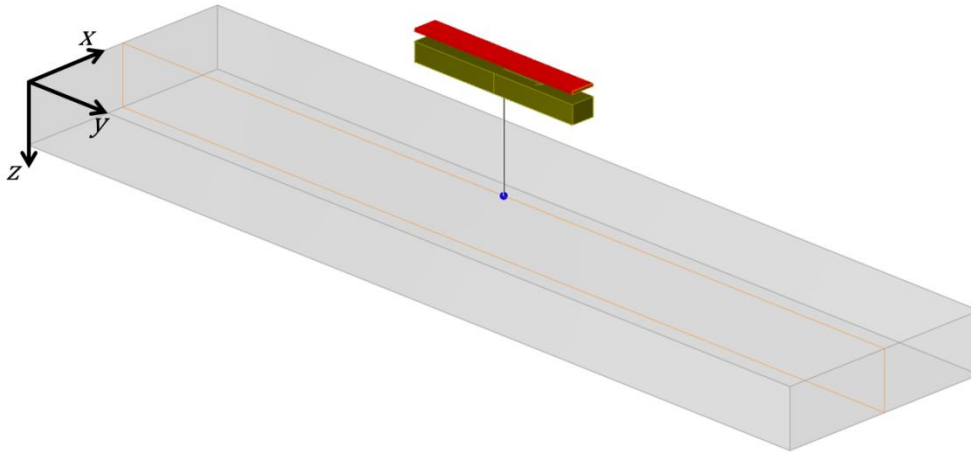


Figure 4.1 : Configuration des mesures de bruit de structure en immersion dans les plaques d'acier inoxydable.

Le détail du traitement menant au niveau de bruit moyen fait l'objet de la section 4.2.3. Ce traitement utilise en entrée une série de B-scans mesurés en différentes positions de la pièce diffusante. Dans le cas des mesures en immersion, un nombre P de matrice K a été enregistré lors des campagnes expérimentales.

Pour obtenir les B-scans qui seront traités par la suite à partir de la matrice de réponse, nous effectuons une formation d'onde plane en incidence nulle uniquement à l'émission, comme cela avait été fait dans le chapitre 2, partie 2.4. Ainsi, nous simulons l'émission simultanée d'une impulsion ultrasonore avec tous les éléments de la barrette, soit l'émission d'une onde longitudinale en incidence normale (L0). Les signaux reçus par l'intégralité de la barrette forment alors un B-scan s'exprimant :

$$B_{L0}(r, t) = \sum_e k_{er}(t) \quad (4.7)$$

Pour chaque position du capteur, nous pouvons donc calculer un $B_{L0,p}$. Au final, ce sont ces P B-scans mesurés à partir de K qui sont utilisés dans le traitement présenté dans la section suivante.

4.2.2 Mesure au contact

Lors de travaux antérieurs à cette thèse, des mesures de bruit ont été menées dans la plaque en acier forgé à gros grains. La géométrie de la configuration utilisée est illustrée sur la figure 4.2.

Ces mesures ont été réalisées à l'aide de transducteurs monoéléments à pastille piézoélectrique circulaire. Pour effectuer les mesures en contact, ils ont été associés à des sabots en plexiglas. La géométrie de ces sabots permet d'imposer un angle d'incidence à l'onde ultrasonore

émise dans la pièce. En l'occurrence, le choix effectué sur les dimensions du sabot a fixé ici l'émission d'une onde transverse à 45° dans la pièce (T45). Un couplant fluide a de plus été appliqué sur l'échantillon avant mesure, pour assurer le couplage ultrasonore entre le sabot et les échantillons. Ainsi, aucune couche d'air n'est traversée par les ondes incidentes et réfléchies, et les pertes d'énergie à l'interface sont limitées. Le même capteur est utilisé en émission et en réception.

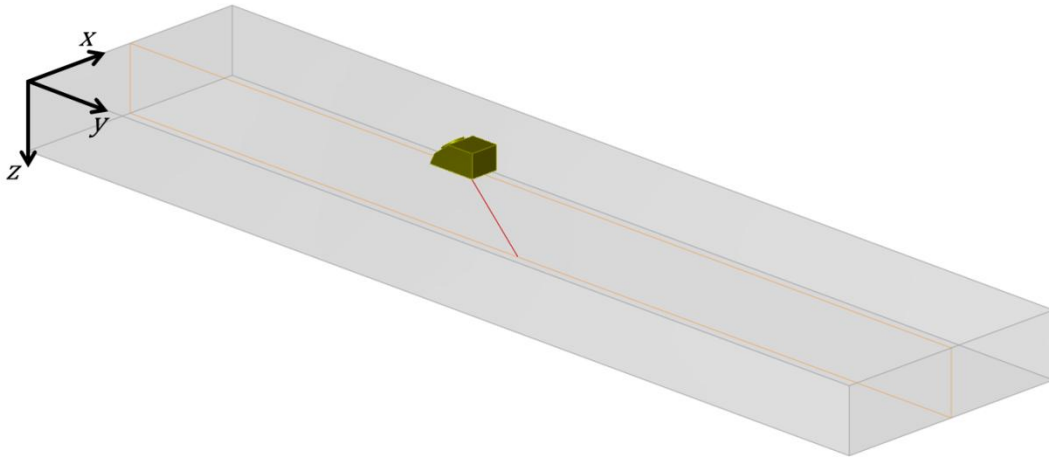


Figure 4.2 : Configuration des mesures de bruit de structure en contact avec émission d'onde transverses à 45° dans les plaques d'acier inoxydable.

Ce dispositif a été fixé à un système de moteur analogue à celui utilisé pour les mesures en immersion présenté dans le chapitre 2, section 2.2.3. Les acquisitions ont ainsi été réalisées en effectuant des balayages suivant les axes x et y .

Nous obtenons donc finalement une série de signaux enregistrés pour $p_x \times p_y$ positions. Ces enregistrements forment un ensemble de B-scans que nous notons $B_{T45,x}(y, t)$ par analogie avec l'équation (4.7). Cet ensemble est alors soumis au traitement présenté dans la section suivante dans le but d'en déduire le niveau de bruit moyen.

4.2.3 Obtention du niveau de bruit moyen

À partir des deux séries de B-scans mesurées en immersion ($B_{L0,P}$) et au contact ($B_{T45,x}$), un traitement particulier est appliqué dans le but d'en déduire le niveau de bruit moyen rétrodiffusé. Il est effectué en deux étapes. Dans un premier temps les signaux incohérents sont isolés en leur soustrayant leur partie cohérente, et dans un second temps l'enveloppe des signaux incohérents est obtenue et moyennée.

4.2.3.1 Traitement des échos cohérents

Pour mesurer le niveau de bruit moyen, il est nécessaire de dissocier les échos cohérents du bruit. En effet, la présence de ces échos empêche la visualisation de la variation temporelle des signaux incohérents. Le traitement appliqué aux B-scans est analogue à celui présenté dans le paragraphe 2.4.2.1. Nous en rappelons brièvement ici le principe.

Le signal mesuré en une position x peut s'écrire comme la somme de ses parties cohérentes et incohérentes :

$$S(x, t) = \langle S(x, t) \rangle + \delta S(x, t) \quad (4.8)$$

De ce fait, le bruit mesuré en ce point s'obtient en soustrayant au signal sa moyenne d'ensemble. Dans le cas des configurations décrites dans la section précédente, nous calculons alors :

$$\delta B_{L0,p}(r, t) = B_{L0,p}(r, t) - \langle B_{L0,p}(r, t) \rangle_p \quad (4.9)$$

et

$$\delta B_{T45,x}(y, t) = B_{T45,x}(y, t) - \langle B_{T45,x}(y, t) \rangle_x \quad (4.10)$$

La figure 4.3 présente un exemple de B-scan avant et après traitement des échos cohérents, dans le cas de la configuration T45. Sur cet exemple, les échos cohérents sont bien éliminés. Mais il arrive que le front d'onde soit tellement déformé par les diffusions successives qu'il n'est pas possible de l'éliminer entièrement. Cette situation a déjà été traitée dans ce manuscrit sur la figure 2.14, proposée de nouveau ci-dessous (figure 4.4). Dans cette situation, nous nous attendons à voir apparaître des pics sur les courbes de niveau de bruit mesuré.

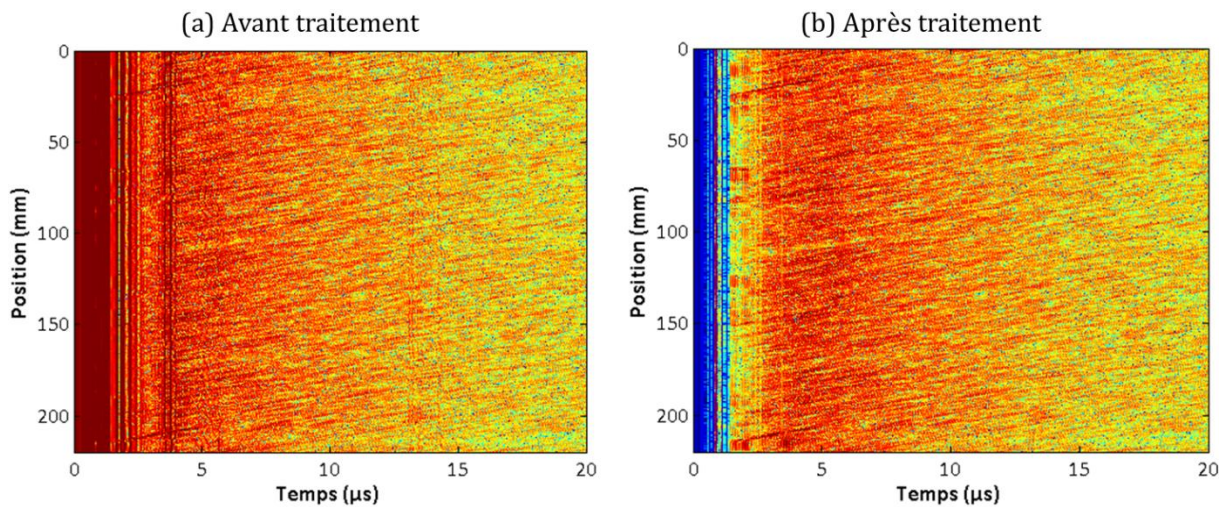


Figure 4.3 : Traitement des échos permanents avant calcul du niveau de bruit moyen. Mesure effectuée à 5 MHz en configuration T45.

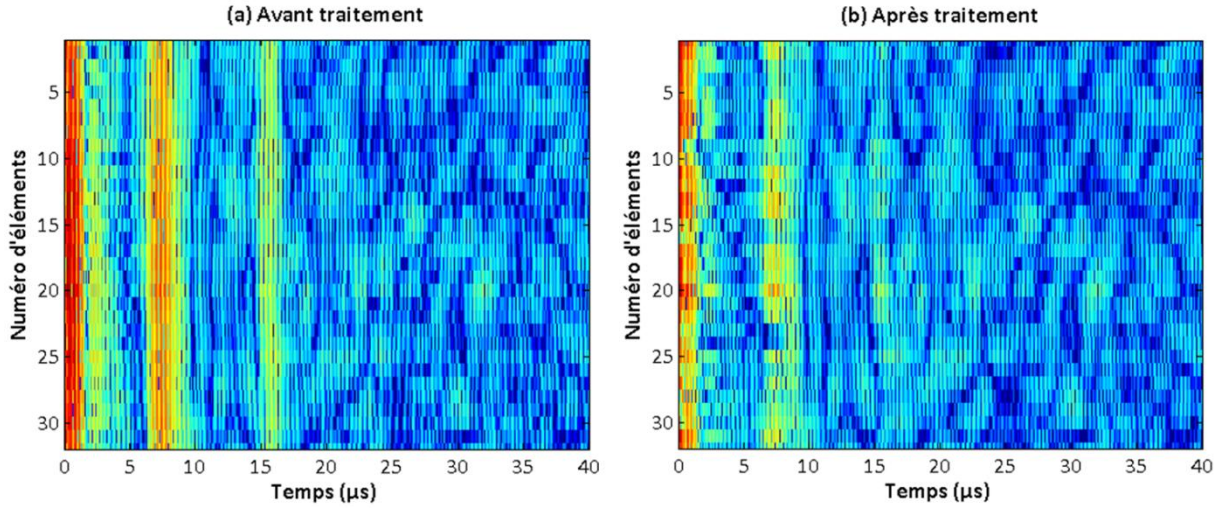


Figure 4.4 : Exemple de traitement partiellement efficace d'élimination des échos permanents. Mesure effectuée à 3 MHz en configuration L0.

4.2.3.2 Calcul du niveau de bruit

Dans ce paragraphe, nous présentons la dernière étape menant niveau de bruit moyen. Ce dernier traitement, qui s'applique sur les B-scans incohérents, est le même concernant les mesures en contact ou en immersion.

Une fois la suppression de l'onde cohérente effectuée, l'enveloppe de chaque signal est calculée grâce au module de la transformée de Hilbert. Cette enveloppe est notée $Env(y, t)$ et s'exprime, dans le cas de la configuration en L0, grâce à la relation :

$$Env_{L0,P}(r, t) = |\mathcal{H}\{\delta B_{L0,P}(r, t)\}| \quad (4.11)$$

et

$$Env_{T45,x}(y, t) = |\mathcal{H}\{\delta B_{T45,x}(y, t)\}| \quad (4.12)$$

À partir des enveloppes ainsi déterminées, il ne reste qu'à appliquer une moyenne d'ensemble. En ce qui concerne les mesures en L0 provenant de la matrice de réponse, la moyenne est effectuée sur les r éléments récepteurs ainsi que sur les P positions de capteurs, tandis que pour les mesures en T45, elle est effectuée sur les deux directions du balayage, x et y . Nous obtenons le niveau de bruit moyen de la configuration L0 :

$$N_{L0}(t) = \langle Env_{L0,P}(r, t) \rangle_{r,P} \quad (4.13)$$

et

$$N_{T45}(t) = \langle Env_{T45,x}(y, t) \rangle_{x,y} \quad (4.14)$$

4.3 Résultats des comparaisons de niveaux de bruit

Dans cette troisième et dernière partie, les comparaisons entre les niveaux de bruit simulés et mesurés sont exposées. Nous analysons successivement les manipulations en immersion dans les plaques en acier moulé et forgé à gros grains et les manipulations au contact avec émission en configuration T45.

4.3.1 Rappel à propos de la calibration de la simulation

Avant de procéder aux comparaisons, nous rappelons ici un élément concernant la simulation qui a déjà été abordé dans la partie 3.4 du précédent chapitre. Nous avons expliqué dans ce dernier qu'il existe un facteur de proportionnalité qui n'est pas explicitement déterminé dans la méthode de simulation. En conséquence, nous rappelons que les niveaux de bruit simulés et mesurés ne peuvent pas être confrontés de manière quantitative et les observations et analyses qui suivent sont uniquement basées sur la comparaison de leurs évolutions temporelles respectives.

Pour cela, le bruit simulé, exprimé en décibel, a été ajusté par l'ajout d'une valeur d'offset de manière à correspondre au mieux aux données expérimentales. En pratique, cela revient à ajuster les courbes aux temps longs, où le régime diffusif a le plus de chance d'être pleinement établi.

4.3.2 Comparaison en immersion

Les premiers résultats comparés dans cette section concernent les manipulations en immersion. Le niveau de bruit mesuré, après application à la matrice de réponse d'une formation d'onde plane en incidence nulle, est comparé aux résultats de simulation prenant les valeurs du tableau 4.1 comme paramètres d'entrée. Nous commençons par observer l'évolution temporelle du bruit dans la plaque en acier forgé à gros grains, a priori la moins diffusante des deux si nous nous référons aux résultats de caractérisation, avant de porter notre attention sur la plaque en acier moulé.

4.3.2.1 Échantillon en acier forgé à gros grains

Les résultats de la comparaison des bruits de structure simulés et mesurés dans l'acier forgé sont regroupés sur la figure 4.5. Sur cette dernière, les signaux mesurés sont tracés en bleu tandis que les résultats de simulation sont tracés en rouge.

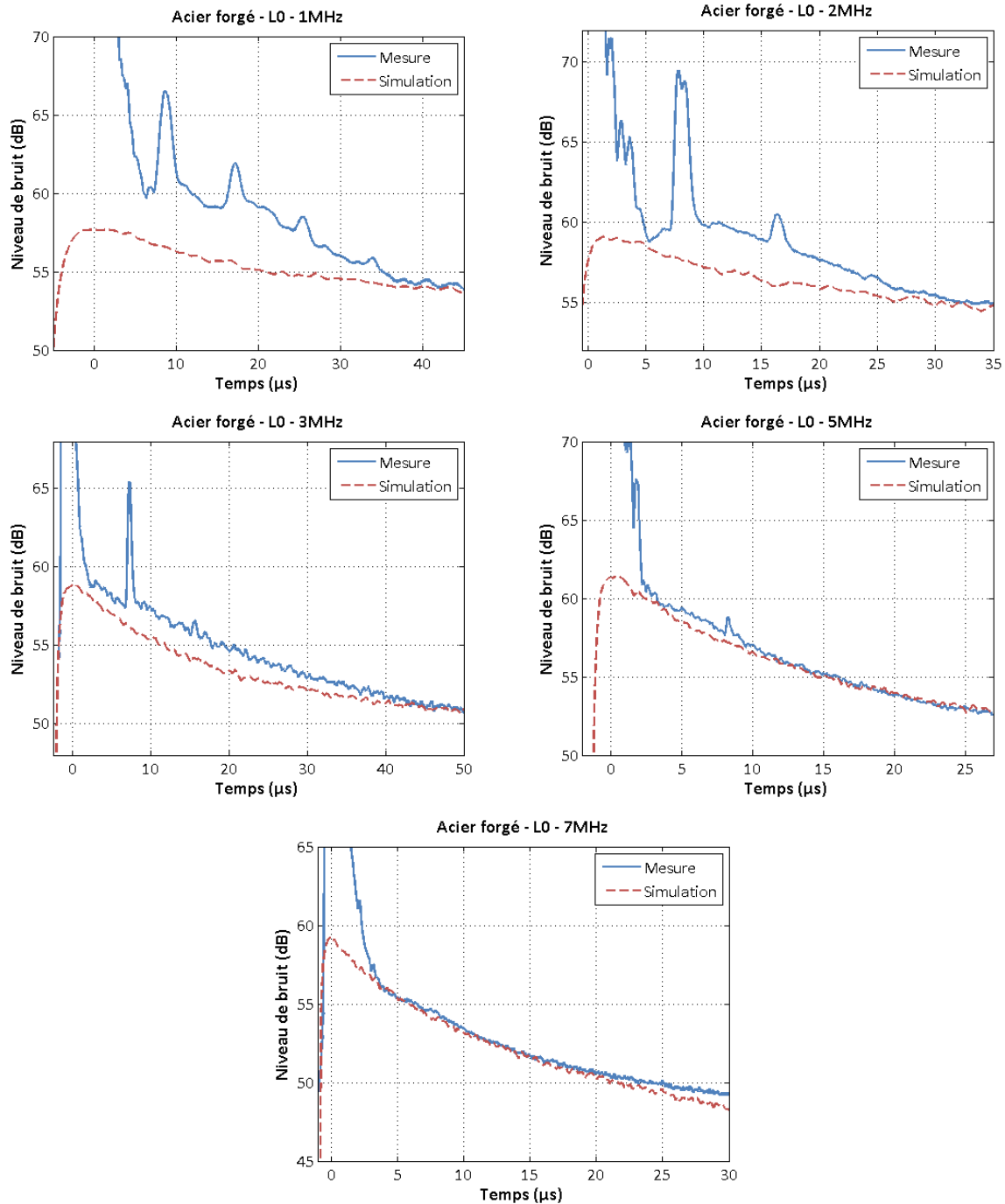


Figure 4.5 : Niveaux moyens des bruits de structure mesurés et simulés en immersion dans l'échantillon d'acier forgé en configuration L0.

Dans cette série de mesures, nous pouvons distinguer trois comportements de la dynamique du niveau de bruit. À chacun de ces comportements correspond un régime particulier de propagation. Dans le premier régime, correspondant aux basses fréquences et aux temps courts, la diffusion simple est toujours dominante. Ensuite, le régime diffusif est progressivement établi. Dans le troisième régime, aux plus hautes fréquences, une déviation apparaît. Ces trois régimes sont discutés dans la suite.

Aux fréquences de 1 MHz, 2 MHz et 3 MHz, la décroissance du bruit en fonction du temps n'est pas correctement reproduite par la simulation. Cet écart de dynamique n'est pas surprenant car, d'après les conclusions précédentes, la diffusion simple y est encore prépondérante. Nous pouvons observer que pour des temps de propagations plus longs, les dynamiques se rejoignent, signe que les phénomènes de diffusion multiple ne peuvent plus être négligés.

Il est d'ailleurs possible de suivre l'évolution du temps d'établissement du régime diffusif. Entre 1 MHz et 3 MHz, ce dernier est passé d'environ 40 μs à 30 μs . À 5 MHz, nous pouvons également voir qu'avant 10 μs , un léger écart est encore présent, signe de la persistance d'une contribution de la diffusion simple.

Cette persistance se manifeste également par la présence des premiers échos de fond visibles aux alentours de 8 μs et 16 μs . Ces instants correspondent bien à la réflexion des ondes longitudinales incidentes pour une épaisseur $d = 24 \text{ mm}$ de l'échantillon.

À 3 MHz, l'écart entre la simulation et la mesure semble être anormalement grand aux temps courts. Nous nous attendions à un meilleur accord de dynamique à cette fréquence étant donné les résultats des courbes à 2 MHz et 5 MHz. Cette erreur peut toutefois provenir d'une imprécision de la mesure de la constante de diffusion à cette fréquence. En effet, aucun ajustement n'a été effectué sur les paramètres d'entrée. Les valeurs mesurées au chapitre 2 ont été utilisées directement, et si une erreur apparaît au cours de cette étape, elle se répercute sur les résultats de la simulation.

Aux fréquences de 5 MHz et 7 MHz le régime diffusif est rapidement établi et nous pouvons observer un très bon accord de la dynamique du bruit. Cela valide l'utilisation de l'équation de la diffusion dans le régime diffusif.

Une déviation de la dynamique apparaît aux temps longs de la mesure à 7 MHz. L'écart de décroissance du niveau de bruit augmente, la mesure passant au-dessus de la simulation. Ce type de comportement a été observé par Ramamoorthy et al. (Ramamoorthy et al., 2004), à propos de la diffusion des ondes dans les bétons. Dans ces milieux, la dissipation de l'onde ultrasonore n'est pas négligeable devant les pertes par diffusion. Ainsi, l'origine présumée de cette déviation est attribué à la variation de la dissipation dans la bande passante, non prise en compte dans leur modèle d'atténuation. Dans le cas des aciers inoxydables, il est classiquement admis que l'atténuation par diffusion est dominante, ce qui élimine cette explication.

Dans notre situation, la raison de cet écart peut provenir du bruit électronique. En effet, l'amplitude des signaux mesurés expérimentalement est de plus en plus basse au fur et à mesure que la fréquence augmente. Cette baisse générale n'est pas directement visible sur les axes des ordonnées car pour la compenser, un gain est appliqué en réception avant enregistrement des signaux. Or, ce gain qui augmente avec la fréquence s'applique à l'intégralité du signal enregistré, et amplifie donc également les imperfections du système de mesure. Cet écart de dynamique

peut donc s'expliquer par l'apparition du bruit électronique, dont l'amplitude devient supérieure à celle du bruit de structure aux temps longs.

Dans le paragraphe suivant, nous analysons les résultats dans la pièce en acier moulé. Bien que la taille moyenne des grains le composant est du même ordre de grandeur que dans le cas de l'acier forgé, sa microstructure biphasique introduit une complexité supplémentaire, dont nous allons apprécier l'influence sur la diffusion.

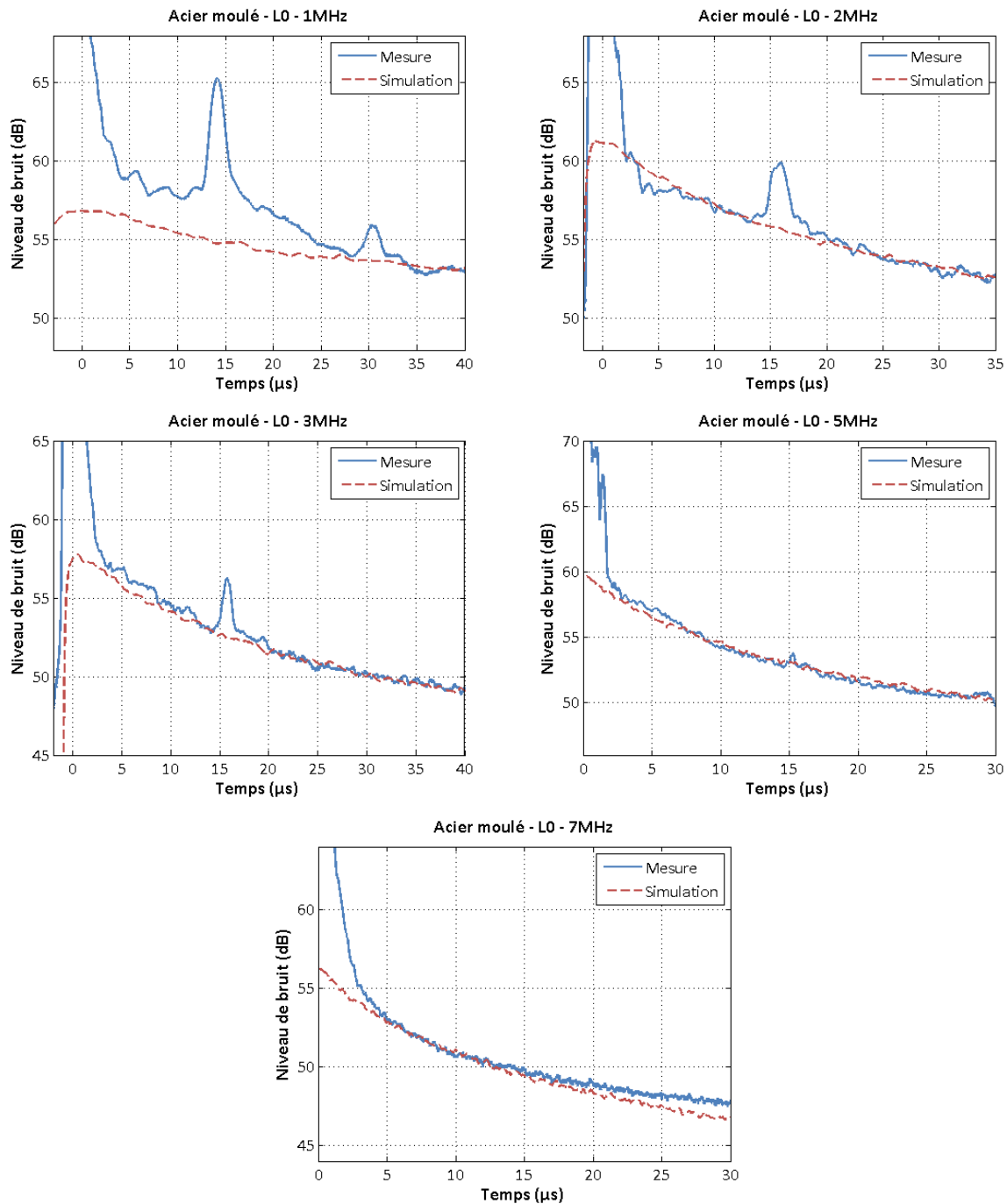


Figure 4.6 : Niveaux moyen des bruits de structure mesurés et simulés en immersion dans l'échantillon d'acier moulé en configuration L0.

4.3.2.2 Échantillon en acier moulé

Aux mêmes fréquences que dans le cas précédent, les courbes comparées obtenues dans l'échantillon d'acier moulé sont regroupées sur la figure 4.6. L'analyse de ces courbes dans cet échantillon mène à des conclusions similaires à celles du paragraphe précédent, et nous retrouvons les trois régimes décrits précédemment.

À 1 MHz, la prépondérance de la diffusion simple se traduit une nouvelle fois par un écart de la décroissance du niveau de bruit.

Aux fréquences supérieures, un très bon accord est observé. Toutefois, contrairement aux mesures effectuées dans l'acier forgé qui montraient un établissement du régime diffusif à partir de 5 MHz environ, l'approximation de la diffusion semble valable dès 2 MHz, même aux temps courts. Ce résultat montre donc que la complexité supplémentaire de la microstructure biphasique de l'acier moulé a une influence sur la diffusion dans le matériau. La présence de deux phases cristallines augmente les interactions entre les ondes élastiques et les hétérogénéités.

À 7 MHz, nous retrouvons de nouveau un écart entre les dynamiques des bruits mesurés et simulés, avec une nouvelle sous-estimation du niveau de bruit simulé. L'hypothèse d'apparition du bruit électronique semble là encore la plus probable, pour les mêmes raisons que précédemment.

4.3.3 Comparaison au contact

Dans cette dernière partie, les comparaisons de niveaux de bruit sont présentées dans le cas d'une inspection au contact, avec émission d'ondes transverses se propageant dans la pièce sous un angle d'incidence de 45°. La pièce utilisée, en acier forgé à gros grains, est la même qu'au paragraphe 4.3.2.1. Les courbes correspondant à cette configuration sont regroupées sur la figure 4.7.

Les comparaisons de bruit ont été effectuées pour trois capteurs dont les bandes passantes sont centrées en 2.25 MHz, 5 MHz et 10 MHz. Sur cette figure, la différence d'échelle en ordonnée s'explique par le fait que les données en T45 ont été mesurées par rapport à une référence, contrairement aux cas de la section précédente. Celle-ci est l'écho d'un défaut de référence situé dans un bloc d'étalonnage. Les paramètres d'entrée mesurés à 2 MHz ont été utilisés pour la configuration à 2,25 MHz.

Nous retrouvons une nouvelle fois le régime de prépondérance de la diffusion simple aux fréquences 2 MHz et 5 MHz. À 10 MHz, le régime de diffusion multiple est bien établi et nous retrouvons un bon accord de la décroissance des niveaux de bruit.

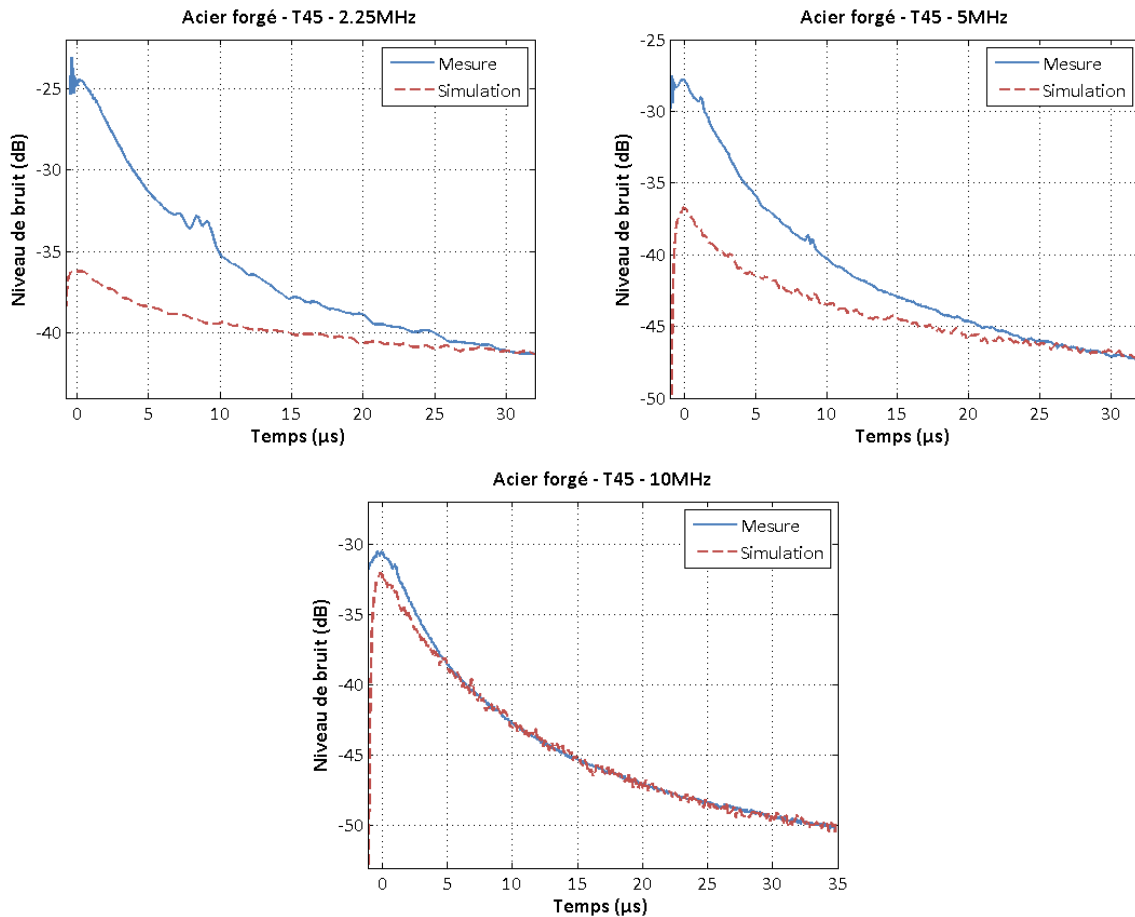


Figure 4.7 : Niveaux moyens des bruits de structure mesurés et simulés au contact (avec sabot) dans l'échantillon d'acier forgé en configuration T45.

Toutefois, le régime diffusif n'est pas encore totalement établi à 5 MHz dans cette configuration T45. En effet, ce n'est qu'au bout d'environ 25 μs que les dynamiques se rejoignent dans cette configuration, contre quelques μs en L0. Cette différence est d'autant plus étonnante que le régime diffusif est en théorie plus rapidement établi lors de l'utilisation d'ondes transverses (Dorval, 2009).

Enfin, la déviation à haute fréquence, attribuée précédemment à l'apparition du bruit électronique n'est pas observée ici. Cela peut s'expliquer en étudiant le niveau d'énergie des signaux reçus dans cette configuration expérimentale. En effet, lors d'une mesure au contact, l'accord d'impédance effectué grâce au sabot et au couplant liquide permet d'optimiser la transmission d'énergie dans le matériau, contrairement au cas de l'immersion où une grande quantité d'énergie n'est pas transmise dans le milieu diffuseur au niveau de l'interface d'entrée. De ce fait, le niveau de signal reçu par le capteur est plus important dans cette série de mesures, ce qui implique que le bruit électronique reste négligeable devant le bruit de structure, même à de si hautes fréquences.

4.3.4 Comparaison avec l'approximation de diffusion simple

Pour terminer cette série de comparaisons, nous donnons dans cette partie un exemple de résultat du modèle de bruit fondé sur l'approximation de la diffusion simple. Cette méthode dite des *diffuseurs équivalents*, développée par Dorval et al. (Dorval et al., 2010), est présentée dans le paragraphe 1.3.2.3 du premier chapitre. Pour rappel, cette approche utilise un tirage aléatoire des positions des événements de diffusion. À chacun de ces événements est associé un coefficient de diffusion, tout d'abord tiré aléatoirement puis ajusté grâce à un modèle de diffusion.

La configuration étudiée ici est la même qu'à la section précédente, avec émission au contact d'ondes transverses à 45° . Nous nous sommes placés à 2,25 MHz, là où le modèle de diffusion multiple n'est pas suffisant pour reproduire aux temps courts le niveau de bruit mesuré, ainsi qu'à 10 MHz, où à l'inverse notre méthode reproduit fidèlement le résultat de la mesure. Les résultats sont présentés sur la figure 4.8.

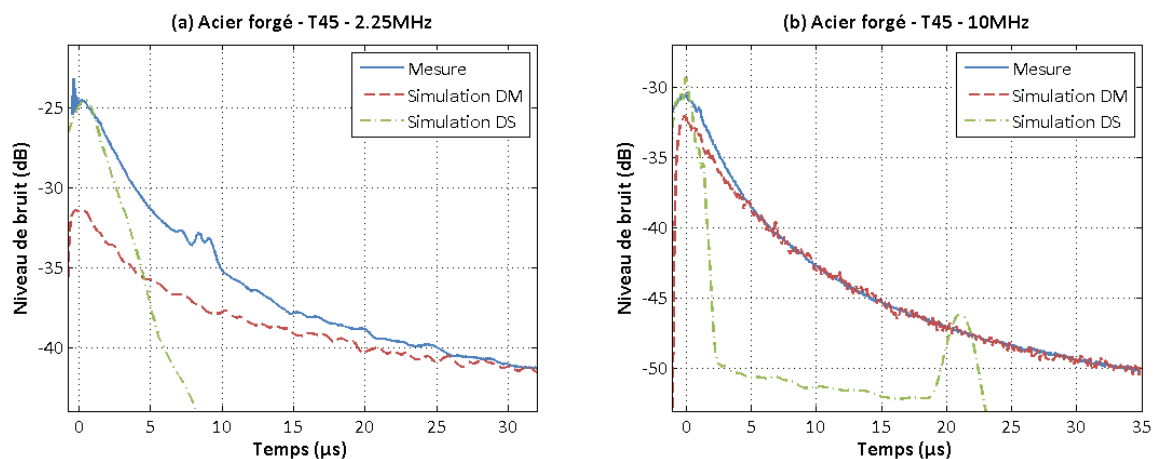


Figure 4.8 : Comparaison du niveau de bruit moyen mesuré expérimentalement (courbe bleue) avec les résultats des modèles de diffusion multiple (courbe rouge) et de diffusion simple (courbe verte), à 2,25 MHz (a) et 10 MHz (b).

Nous pouvons voir sur la figure 4.8(a) que l'hypothèse de diffusion simple reproduit la dynamique du bruit mesuré uniquement dans les toutes premières microsecondes. Ensuite, un décalage apparaît entre les deux courbes, signe de l'apparition des premières contributions de la diffusion double. À partir de 28 μs , c'est le modèle de diffusion multiple qui reproduit fidèlement la décroissance du niveau de bruit, lorsque le régime diffusif est pleinement établi. Entre ces deux instants, nous voyons distinctement apparaître le régime intermédiaire où l'hypothèse de diffusion simple n'est plus valide, sans pour autant que l'approximation de la diffusion soit encore suffisante.

En reproduisant la même comparaison à 10 MHz (figure 4.8(b)), nous voyons que le calcul en diffusion simple ne permet jamais de reproduire la décroissance du bruit mesuré, là où la méthode en régime de diffusion multiple est en accord sur quasiment toute la plage de temps. Le régime intermédiaire est ici limité à environ 5 μs d'intervalle, contre 26 μs à 2,25 MHz. Notre méthode de simulation permet donc d'améliorer grandement les capacités de prédiction de la dynamique du bruit dans ce régime.

Le pic de surintensité de bruit qui apparaît autour de 22 μs (courbe verte) correspond à des phénomènes d'interférences constructives liées aux échos de coin. Ce pic provenant du fond de la pièce est visible quand la diffusion multiple est faible et qu'une grande partie de l'énergie est portée par l'onde cohérente. La méthode des diffuseurs équivalents utilise l'approximation de la diffusion simple et prédit donc l'apparition de ce pic dans tous les cas. Ici, ce pic n'est pas observé sur la courbe de niveau mesuré, car la diffusion multiple est dominante. Il est également présent à 2,25 MHz mais n'apparaît pas sur la figure en raison de l'échelle de l'axe des ordonnées.

Conclusion du quatrième chapitre

Les résultats de la méthode de simulation de bruit de structure en régime diffusif, présentée dans le chapitre 3, ont été comparés à des mesures expérimentales de bruit en configuration de rétrodiffusion. En entrée de la simulation, nous avons utilisé les valeurs des paramètres de transport mesurés expérimentalement dans le chapitre 2. En raison d'une imprécision sur la mesure du libre parcours moyen de transport l_e , seules la constante de diffusion D et la distance de corrélation d_c ont finalement été retenues.

La comparaison de ces résultats simulés avec les courbes expérimentales de niveau de bruit moyen est conforme à nos attentes. En effet, dans le cas où la diffusion simple est encore dominante, nous observons un écart important entre la dynamique du bruit mesuré et les résultats de notre modèle. Au contraire, quand le régime diffusif est établi, c'est-à-dire aux temps longs ou aux plus hautes fréquences, un très bon accord est observé. Ces deux observations étaient attendues dans le sens où notre méthode de simulation ne prend pas en compte les phénomènes de diffusion simple, mais uniquement la diffusion multiple. Pour cette même raison, les échos géométriques ne sont pas non plus modélisés.

À hautes fréquences, l'utilisation de notre méthode a permis d'améliorer significativement les capacités de prédiction de la dynamique du niveau de bruit par rapport au modèle basé sur l'hypothèse de diffusion simple (Dorval et al., 2010). Un régime intermédiaire a également

été mis en évidence. Dans celui-ci, ni l'approximation de diffusion simple, ni le régime diffusif ne permettent de prédire efficacement le niveau de bruit rétrodiffusé.

Pour tenir compte de l'intégralité des contributions au bruit, il est nécessaire de compléter cette méthode. Pour cela, plusieurs approches sont envisageables. L'une d'entre elle consisterait à coupler le modèle de diffusion multiple avec le modèle de diffusion simple, la manière de faire restant à déterminer. Une autre solution serait de remplacer la résolution de l'équation de la diffusion par l'équation du transfert radiatif. En effet, celle-ci à l'avantage de prendre en compte l'intégralité des phénomènes de diffusion, simple ou multiple. Cependant, elle nécessite l'utilisation d'outils numériques potentiellement coûteux en temps de calcul.

CONCLUSION GÉNÉRALE

La diffusion des ondes ultrasonores par la microstructure des milieux hétérogènes est à l'origine de phénomènes d'atténuation et de l'apparition de « bruit de structure ». Dans le cadre du Contrôle Non-Destructif (CND), ces phénomènes ont un impact important sur la fiabilité des inspections, par exemple celle de certains éléments de centrales nucléaires. Plusieurs industriels sont donc demandeurs d'outils fiables permettant de caractériser et de simuler la diffusion. Le travail réalisé durant cette thèse s'inscrit dans cette perspective.

Le bruit de structure est composé de deux contributions. La diffusion simple, lorsque les ondes ultrasonores sont diffusées une unique fois avant d'être reçues par un capteur, et la diffusion multiple, quand chacune des ondes subit plusieurs diffusions successives avant d'être enregistrée. Au CEA-LIST, des travaux portant sur le régime de diffusion simple ont été effectués et ont mené au développement d'une méthode de simulation du bruit de structure négligeant les contributions de la diffusion multiple. Ce modèle, validé quand la longueur d'onde ultrasonore est supérieure à la taille des hétérogénéités, a été implémenté dans la plate-forme logicielle CIVA, commercialisée actuellement.

Les travaux effectués au cours de cette thèse ont porté sur l'étude du régime de diffusion multiple. Dans le cadre de cette étude, deux thèmes ont été abordés. Dans un premier temps, nous avons effectué des mesures dans des échantillons d'acier dont la microstructure est similaire à celle rencontrée dans l'industrie. Dans ces matériaux, nous avons déterminé des paramètres caractéristiques de la propagation des ondes élastiques en régime diffusif. Ainsi, nous avons mesuré le libre parcours moyen élastique l_e , lié à l'établissement du régime diffusif, puis la distance de corrélation d_c et la constante de diffusion D , décrivant respectivement les propriétés spatio-temporelles du champ et de l'intensité diffusées. Classiquement, ces trois paramètres sont obtenus en utilisant des configurations expérimentales différentes. Nous avons toutefois présenté une méthode ne nécessitant qu'une seule mesure expérimentale, en enregistrant la matrice de réponse du milieu diffuseur à l'aide d'un capteur multiéléments. Les trois paramètres de transport ont alors été extraits de cette matrice grâce à différents post-traitements.

À travers ces mesures, nous avons notamment pu obtenir des valeurs de la constante de diffusion, via l'étude de la rétrodiffusion cohérente, sur une grande gamme de fréquences et dans des microstructures réalistes. L'étude du cône de rétrodiffusion cohérente est le plus souvent restreinte aux milieux de synthèse en laboratoire, et sa mesure dans le cadre du CND constitue un résultat original.

Le second thème abordé fut celui de la simulation du bruit de structure en régime de diffusion multiple. Nous avons à ce sujet développé une méthode de simulation prenant en entrée les paramètres de caractérisation mesurés expérimentalement. Cette méthode est fondée sur une résolution analytique de l'équation de la diffusion, associée à des conditions aux limites considérant des parois parfaitement réfléchissantes. Elle se démarque des modèles présents dans la littérature sur deux points. D'une part, elle prend en compte le capteur présent lors d'une inspection en contrôle non-destructif, et d'autre part, elle utilise un algorithme de génération aléatoire des variations de phase du champ diffusé. Cet algorithme, développé pendant ces travaux de thèse, consiste à introduire des corrélations spatiales et temporelles à un bruit initialement blanc, par convolution avec des fonctions caractéristiques de la configuration simulée.

La méthode actuelle n'est pas encore calibrée en amplitude et ne permet d'effectuer que des comparaisons dynamiques du bruit. Pour trouver une solution à ce problème, des travaux ont été entamés mais n'ont pas pu être menés à terme au cours de cette thèse. La finalisation de cette seconde méthode corrigerait la calibration et pourrait permettre, à terme, d'implémenter celle-ci sous CIVA pour répondre aux besoins des industriels. En effet, la possibilité d'effectuer des comparaisons absolues entre niveaux de bruit simulés et mesurés est un élément important dans le domaine du CND.

Des résultats de notre modèle de bruit de structure ont été confrontés à des niveaux de bruit mesurés dans plusieurs pièces en acier inoxydable. Les résultats ont montré qu'aux temps précédant l'établissement du régime diffusif, un écart existe entre les dynamiques des bruits mesurés et simulés. Ce comportement, attendu, provient du fait que les contributions de la diffusion simple ne sont pas prises en compte par le modèle, expliquant la sous-évaluation du niveau de bruit total. À l'opposé, lorsque le régime diffusif est installé, un très bon accord de dynamique est obtenu. Ces résultats sont complémentaires avec les travaux effectués précédemment au CEA dans l'approximation de la diffusion simple (Dorval, 2009), qui menaient à des désaccords importants en présence de diffusion multiple.

Les travaux effectués sur les deux thèmes de recherche de cette thèse ont montré l'importance de la description du régime situé entre les prédominances de la diffusion simple et de la diffusion multiple. Les échantillons étudiés sont en effet assez diffusants pour que la diffusion multiple apparaisse, mais pas toujours suffisamment pour que le régime diffusif soit pleinement établi. En conséquence, ni les modèles de diffusion simple, ni l'approximation de la diffu-

sion (au sens diffusion de la chaleur) ne permettent de décrire intégralement ce régime intermédiaire.

Pour prendre en compte celui-ci, plusieurs pistes sont envisageables. Par exemple, un couplage entre les modèles de diffusion simple et de diffusion multiple pourrait être effectué. Cependant, les détails de son exécution posent un grand nombre de questions. Nous pouvons par exemple citer le problème des frontières entre les différents régimes, en vue de définir quel modèle doit être résolu à quel instant. Toutes ces questions devront être étudiées précisément.

Une autre solution serait d'avoir recours à l'équation du transfert radiatif (ETR). En remplaçant l'équation de la diffusion (ED) par l'ETR dans la méthode de simulation, les contributions des différents types de diffusion seraient toutes prises en compte. Cependant, sa résolution, uniquement numérique, est plus complexe et plus lourde à mettre en place que celle de l'ED.

Pour finir, un nouvel indicateur de la microstructure a été étudié au cours de ces travaux : l'évolution temporelle du degré de cohérence de l'onde rétrodiffusée. En effet, lors de la mesure du paramètre d_c , la décroissance du degré de corrélation spatiale du champ incohérent a été mise en évidence. Dans la méthode développée ici, la mesure de d_c a été intégrée pour fabriquer un bruit à statistique réaliste. Une perspective intéressante visant à simuler le plus justement possible des signaux bruités rencontrés en CND, consisterait à modéliser ce paramètre, afin de le relier à la microstructure de la pièce étudiée ainsi qu'aux propriétés du capteur employé lors de l'inspection. Une implémentation améliorée dans CIVA serait alors envisageable.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Akkermans, E. & Montambaux, G., 2007. *Mesoscopic physics of electrons and photons*. Cambridge: University Press.
- [2] Akkermans, E., Wolf, P.-E. & Maynard, R., 1986. Coherent backscattering of light by disordered media: Analysis of the peak line shape. *Phys. Rev. Lett.*, 56, pp.1471-74.
- [3] Akkermans, E., Wolf, P.-E., Maynard, R. & Maret, G., 1988. Theoretical study of the coherent backscattering of light by disordered media. *J. Phys. France*, 49, pp.77-98.
- [4] Angelsen, B., 2000. *Ultrasound imaging, waves, signals and signal processing*. Trondheim: Emantec.
- [5] Anugonda, P., Wiehn, J.S. & Turner, J.A., 2001. Diffusion of ultrasound in concrete. *Ultrasonics*, 39, pp.429-35.
- [6] Aubry, A., 2008. *Approche matricielle de l'opérateur de propagation des ondes ultrasonores en milieu diffusant aléatoire, Thèse de doctorat*. Paris: Université Pierre et Marie Curie.
- [7] Aubry, A., Derode, A. & Padilla, F., 2008. Local measurements of the diffusion constant in multiple scattering media. *Appl. Phys. Lett.*, 92(12), p.124101.
- [8] Aubry, A., Derode, A., Roux, P. & Tourin, A., 2007. Coherent backscattering and far-field beamforming in acoustics. *J. Acoust. Soc. Am.*, 121(1), pp.70-77.
- [9] Auld, B.A., 1979. General electromechanical reciprocity relations applied to the calculation of elastic wave scattering coefficients. *Wave Motion*, 1, pp.3-10.
- [10] Becker, J., Jacobs, L.J. & Qu, J., 2003. Characterization of cement-based materials using diffuse ultrasound. *J. Eng. Mech*, 129(12), pp.1478-84.
- [11] Carslaw, H.S. & Jaeger, J.C., 1959. *Conduction of Heat in Solids*. Oxford: University Press.
- [12] Cepel, R., Thombs, L., Ho, D. & Neal, S.P., 2007. Statistical analysis and computer generation of spatially correlated acoustic noise. *J. Nondestruct. Eval.*, 26(1), pp.19-32.
- [13] Chaix, J.-F., Garnier, V. & Corneloup, G., 2006. Ultrasonic wave propagation in heterogeneous solid media: Theoretical analysis and experimental validation. *Ultrasonics*, 44(2), pp.200-10.
- [14] Chernov, L.A., 1960. *Wave propagation in a random medium*. New York: McGraw-Hill.

- [15] Chuah, C.-N., Tse, D., Kahn, J. & Valenzuela, R., 2002. Capacity scaling in MIMO wireless systems under correlated fading. *IEEE Trans. Inform. Theory*, 48(3), pp.637-50.
- [16] Conoir, J.-M. & Norris, A.N., 2010. Effective wavenumbers and reflection coefficients for an elastic medium containing random configurations of cylindrical scatterers. *Wave motion*, 47(3), pp.183-97.
- [17] Curtis, T.E. & Ward, R.J., 1980. Digital beam forming for sonar systems. *IEEE Proc. F*, 127(4), pp.257-65.
- [18] Derode, A. & Fink, M., 1997. Partial coherence of transient ultrasonic fields in anisotropic random media: Application to coherent echo detection. *J. Acoust. Soc. Am.*, 101(2), pp.690-704.
- [19] Derode, A. et al., 2005. Dynamic coherent backscattering in a heterogeneous absorbing medium: Application to human trabecular bone characterization. *Appl. Phys. Lett.*, 87(11), p.114101.
- [20] Derode, A., Mamou, V. & Tourin, A., 2006. Influence of correlations between scatterers on the attenuation of the coherent wave in a random medium. *Phys. Rev. E*, 74, p.036606.
- [21] Deroo, F. et al., 2010. Detection of damage in concrete using diffuse ultrasound. *J. Acoust. Soc. Am.*, 127(6), pp.3315-18.
- [22] Dorval, V., 2009. *Modélisation de la propagation ultrasonore dans une structure métallurgique diffusante*, Thèse de doctorat. Saclay: Université de la Méditerranée.
- [23] Dorval, V., Jenson, F., Corneloup, G. & Moysan, J., 2010. Accounting for structural noise and attenuation in the modeling of the ultrasonic testing of polycrystalline materials. *Rev. Prog. QNDE*, 29, pp.1309-16.
- [24] Durian, D.J., 1994. Influence of boundary reflection and refraction on diffusive photon transport. *Phys. Rev. E*, 50(2), pp.858-66.
- [25] Fox, R.F., Gatland, I.R., Roy, R. & Vemuri, G., 1988. Fast accurate algorithm for numerical simulation of exponentially correlated colored noise. *Phys. Rev. A*, 38, pp.5938-40.
- [26] Frisch, U., 1968. *Wave propagation in random media In Probabilistic methods in applied mathematics*. A.T. Bharucha-Reid ed. New-York: Academic Press.
- [27] Gengembre, N. & Lhémy, A., 2000. Pencil method in elastodynamics: application to ultrasonic field computation. *Ultrasonics*, 38, pp.495-99.
- [28] Ghoshal, G., Turner, J.A. & Weaver, R.L., 2007. Wigner distribution of a transducer beam pattern within a multiple scattering formalism for heterogeneous solids. *J. Acoust. Soc. Am.*, 122(4), pp.2009-21.
- [29] Goodman, J., 1985. *Statistical optics, Chapitre 7*. New York: Wiley & Sons.
- [30] Gustafsson, M.G. & Stepinski, T., 1997. Studies of split spectrum processing, optimal detection, and maximum likelihood amplitude estimation using a simple clutter model. *Ultrasonics*, 35(1), pp.31-52.

- [31] Hoshiba, M., 1991. Simulation of multiple-scattered coda wave excitation based on the energy conservation law. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 67(1-2), pp.123-36.
- [32] Hull, J.B., Langton, C.M., Barker, S. & Jones, A.R., 1996. Identification and characterisation of materials by broad-band ultrasonic-attenuation analysis. *J. Mater. Process. Technol.*, 56, pp.148-57.
- [33] Ishimaru, A., 1999. *Wave propagation and scattering in random media*. New York: Wiley & Sons.
- [34] Kuga, Y. & Ishimaru, A., 1984. Retroreflectance from a dense distribution of spherical particles. *J. Opt. Soc. Am.*, 1(8), pp.831-35.
- [35] Labeyrie, G. et al., 2000. Observation of coherent backscattering of light by cold atoms. *J. Opt. B: Quantum Semiclassical Opt.*, 2(5), pp.672-85.
- [36] Lagendijk, A. & van Tiggelen, B.A., 1996. Resonant multiple scattering of light. *Phys. Rep.*, 270(3), pp.143-215.
- [37] Lagendijk, A., Vreeker, R. & De Vries, P., 1989. Influence of internal reflection on diffusive transport in strongly scattering media. *Phys. Lett. A*, 136, pp.81-88.
- [38] Larose, E., Margerin, L., van Tiggelen, B. & Campillo, M., 2004. Weak localization of seismic waves. *Phys. Rev. Lett.*, 93(4), p.048501.
- [39] Lifshitz, I.M. & Parkhomovski, G.D., 1950. On the theory of ultrasonic wave propagation in polycrystals. *Zh. Eksp. Theor. Fiz.*, 20, p.175.
- [40] Mallart, R. & Fink, M., 1991. The van Cittert-Zernicke theorem in pulse echo measurements. *J. Acoust. Soc. Am.*, 90(5), pp.2718-27.
- [41] Mamou, V., 2005. *Caractérisation ultrasonore d'échantillons hétérogènes multiplement diffuseurs*, Thèse de doctorat. Paris: Université Paris VII.
- [42] Margerin, L., 2005. Introduction to radiative transfer of seismic waves. In A. Levander & G. Nolet, eds. *Seismic Earth: Array Analysis of Broadband Seismograms*, *Geophys. Monogr. Ser.* Washington D.C.: AGU. pp.229-52.
- [43] Margetan, F.J., Yu, L. & Thompson, R.B., 2005. Computation of grain-noise scattering coefficients for ultrasonic pitch/catch inspections of metals. *Rev. Prog. QNDE*, pp.1300-07.
- [44] Mesière, J., 2009. *Étude métallographique d'une maquette en acier moulé austéno-ferritique*. Rapport technique. Villepinte: Institut de Soudure.
- [45] Paasschens, J., 1997. Solution of the time-dependent Boltzmann equation. *Phys. Rev. E*, 56(1), pp.1135-41.
- [46] Page, J.H., Schriemer, H.P., Bailey, A.E. & Weitz, D.A., 1995. Experimental test of the diffusion approximation for multiply scattered sound. *Phys. Rev. E*, 52(3), pp.3106-14.
- [47] Papadakis, E.P., 1961. Grain-size distribution in metals and its influence on ultrasonic attenuation measurements. *J. Acoust. Soc. Am.*, 33(11), pp.1616-21.

- [48] Papanicolaou, G.C., Ryzhik, L.V. & Keller, J.B., 1996. Stability of the P-to-S energy ratio in the diffusive regime. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 86, p.1029–1038.
- [49] Ramamoorthy, S.K., Kane, Y. & Turner, J.A., 2004. Ultrasound diffusion for crack depth determination in concrete. *J. Acoust. Soc. Am.*, 115(2), pp.523-29.
- [50] Ramuhalli, P. et al., 2010. *In-situ characterization of cast stainless steel microstructure: an interim study*. Richland, Washington: Pacific Northwest National Laboratory.
- [51] Rose, J.H., 1992. Ultrasonic backscatter from microstructure. *Rev. Prog. QNDE*, 11, pp.1677-84.
- [52] Royer, D. & Dieulesaint, E., 1974. *Ondes élastiques dans les solides*. Paris: Masson et Cie.
- [53] Rytov, S.M., Kravtsov, Y.A. & Tatarskii, V.I., 1989. *Principles of statistical radiophysics*. Berlin: Springer-Verlag.
- [54] Ryzhik, L.V., Papanicolaou, G.C. & Keller, J.B., 1996. Transport equations for elastic and other waves in random media. *Wave Motion*, 24(4), pp.327-70.
- [55] Sakai, K., Yamamoto, K. & Takagi, K., 1997. Observation of acoustic coherent backscattering. *Phys. Rev. B*, 56, pp.10930-33.
- [56] Sakurai, J.J., 1994. *Modern Quantum Mechanics*. Redwood city: Addison Wesley.
- [57] Shahjahan, S. et al., 2012. Structural noise and coherent backscattering modelled with the ATHENA 2D finite elements code. *Proceedings of the Acoustics 2012 Conference*, pp.2639-44.
- [58] Sheng, P., 1995. *Introduction to wave scattering, localization and mesoscopic phenomena*. New York: Academic Press.
- [59] Stanke, F.E. & Kino, G., 1984. A unified theory for elastic wave propagation in polycrystalline materials. *J. Acoust. Soc. Am.*, 75(3), pp.665-81.
- [60] Thompson, R.B. & Margetan, F.J., 2002. Use of elastodynamic theories in the stochastic description of the effects of microstructure on ultrasonic flaw and noise signals. *Wave Motion*, 36(4), pp.347-65.
- [61] Thompson, R.B. et al., 2008. Scattering of elastic waves in simple and complex polycrystals. *Wave Motion*, 45(5), pp.655-74.
- [62] Thompson, R.B. et al., 1992. Relationship of microstructure to backscattered ultrasonic noise. *Rev. Prog. QNDE*, 11, pp.1685-91.
- [63] Tourin, A., Derode, A., Peyre, A. & Fink, M., 2000. Transport parametes for an ultrasonic pulsed wave propagating in a multiple scattering medium. *J. Acoust. Soc. Am.*, 108(2), pp.503-12.
- [64] Tourin, A. et al., 1997. Time-dependent backscattering of acoustic waves. *Phys. Rev. Lett.*, 79(19), pp.3637-39.

-
- [65] Tsang, L., Kong, J.A. & Habashy, T., 1982. Multiple scattering of acoustic waves by a random distribution of discrete spherical scatterers with the quasicrystalline and Percus-Yevick approximation. *J. Acoust. Soc. Am.*, 71(3), pp.552-58.
- [66] Turner, J.A., 1999. Elastic wave propagation and scattering in heterogeneous, anisotropic media: Textured polycrystalline materials. *J. Acoust. Soc. Am.*, 106(2), pp.541-52.
- [67] Turner, J.A. & Weaver, R.L., 1994. Radiative transfer and multiple scattering of diffuse ultrasound in polycrystalline media. *J. Acoust. Soc. Am.*, 96(6), pp.3675-83.
- [68] Wagner, R.F., Smith, S.W., Sandrik, J.M. & Lopez, H., 1983. Statistics of speckle in ultrasound B-Scans. *IEEE Ultrason.*, 30(3), pp.156-63.
- [69] Weaver, R.L., 1982. On diffuse waves in solid media. *J. Acoust. Soc. Am.*, 71(6), pp.1608-09.
- [70] Weaver, R.L., 1990. Diffusivity of ultrasound in polycrystals. *J. Mech. Phys. Solids*, 38(1), pp.55-86.
- [71] Weaver, R.L., 1998. Ultrasonics in an aluminum foam. *Ultrasonics*, 36(1-5), pp.435-42.
- [72] Weaver, R.L. & Sachse, W., 1995. Diffusion of ultrasound in a glass bead slurry. *J. Acoust. Soc. Am.*, 97(4), pp.2094-102.
- [73] Wiersma, D.S., van Albada, M.P., van Tiggelen, B.A. & Lagendijk, A., 1995. Experimental evidence for recurrent scattering of light in disordered media. *Phys. Rev. Lett.*, 74(21), pp.4193-96.
- [74] Wolf, P.-E. & Maret, G., 1985. Weak localisation and coherent backscattering of photons in disordered media. *Phys. Rev. Lett.*, 55(24), pp.2696-99.
- [75] Wu, P. & Stepinski, T., 2000. Quantitative estimation of ultrasonic attenuation in a solid in the immersion case with correction of diffraction effects. *Ultrasonics*, 38, pp.481-85.
- [76] Yalda, I., Margetan, F.J. & Thompson, R.B., 1996. Predicting ultrasonic grain noise in polycrystals : A Monte Carlo model. *J. Acoust. Soc. Am.*, 99(6), pp.3445-55.
- [77] Yu, L., Thompson, R.B. & Margetan, F.J., 2010. The spatial correlation of backscattered ultrasonic grain noise: theory and experimental validation. *IEEE Ultrason.*, 57(2), pp.363-78.
- [78] Zee, A., 2010. *Quantum field theory in a nutshell*. Princeton: University Press.
- [79] Zhu, J.X., Pine, D.J. & Weitz, D.A., 1991. Internal reflection of diffusive light in random media. *Phys. Rev. A*, 44(6), pp.3948-59.
- [80] Zimnyakov, D.A., Tuchin, V.V. & Mishin, A.A., 1997. Spatial speckle correlometry in applications to tissue structure monitoring. *Applied Optics*, 36(22), pp.5594-607.

Résumé :

Cette thèse porte sur l'étude du régime de diffusion multiple des ondes ultrasonores dans les milieux à microstructure complexe. Dans le cadre du Contrôle Non-Destructif (CND), nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux aciers inoxydables forgés et moulés, utilisés dans l'industrie nucléaire.

Dans un premier temps, une étude expérimentale a été réalisée, utilisant des capteurs linéaires multiéléments. Sur une bande de fréquences s'étalant de 1 MHz à 12 MHz, nous avons mesuré la matrice de réponse inter-éléments et en avons déduit, grâce à différents post-traitements, des valeurs de certains paramètres caractéristiques de la propagation de l'onde multiplement diffusée (libre parcours moyen, distance de corrélation du champ). De plus, la mise en évidence et l'étude du phénomène de rétrodiffusion cohérente dans ces aciers nous a permis d'accéder à une mesure de la constante de diffusion D .

Par la suite, nous avons développé une méthode de simulation du bruit de structure fondée sur le couplage entre l'approximation de la diffusion et un algorithme de génération de bruit corrélé aléatoire. Les paramètres mesurés précédemment ont été utilisés en entrée de cette méthode. Se plaçant dans le contexte du CND, elle prend en compte l'influence du capteur en émission et réception. Des comparaisons avec des mesures de bruit effectuées dans les échantillons d'acier montrent un bon accord des résultats de simulation lorsque les contributions de diffusion multiple dominent celles de diffusion simple.

Abstract:

This thesis presents the study of ultrasonic multiple scattering in media with a complex microstructure. In the context of Non-Destructive Testing (NDT), our media of interest consisted of forged and molded stainless steel samples often used in nuclear industry.

An experimental study has first been conducted using linear phased arrays, by measuring the inter-elements response matrix in a wide frequency band (1 MHz to 12 MHz). Values of characteristic parameters of multiple scattering have been deduced by post-processing this matrix (elastic mean free path, correlation distance). In addition, the coherent backscattering effect that can appear in those steels has been highlighted and studied. By exploiting this phenomenon, the diffusion constant D has been measured.

Then, a structural noise simulation method has been developed. It is based on the diffusion approximation and a numerical algorithm that generate random correlated noise. The experimentally measured parameters have been used as entries of the method. Accounting for the NDT domain, this method takes the influence of the transducers into account, at emission and reception. Comparisons have been conducted between simulated and experimental noise levels. Results have shown a good agreement when the diffusion regime is established.